

Abdelali Bennis

Entwicklung einer kontaktfreien
nichtdestruktiven Methode zur
Messung von mechanischen und elastischen
Eigenschaften von mikromechanischen
Mehrschichtsystemen mit akustischen
Oberflächenwellen

Abdelali Bennis

**Entwicklung einer kontaktfreien
nichtdestruktiven Methode zur
Messung von mechanischen und elastischen
Eigenschaften von mikromechanischen
Mehrschichtsystemen mit akustischen
Oberflächenwellen**



TECHNISCHE UNIVERSITÄT
CHEMNITZ

Universitätsverlag Chemnitz
2009

Impressum

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Angaben sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Zugl.: Chemnitz, Techn. Univ., Diss., 2009

Technische Universität Chemnitz/Universitätsbibliothek
Universitätsverlag Chemnitz

09107 Chemnitz

<http://www.bibliothek.tu-chemnitz.de/UniVerlag/>

Herstellung und Auslieferung

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG

Am Hawerkamp 31

48155 Münster

<http://www.mv-verlag.de>

ISBN 978-3-941003-08-8

urn:nbn:de:bsz:ch1-200901613

URL: <http://archiv.tu-chemnitz.de/pub/2009/0161>

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Verzeichnis der Abkürzungen	9
Vorwort	11
1 Einleitung	13
1.1 Motivation	13
1.2 Gegenstand der Arbeit	14
1.3 Gliederung der Arbeit	15
2 Stand der Technik	17
2.1 E-Modul	17
2.1.1 Nanoindenter	17
2.1.2 Resonanzmethode	19
2.1.3 Mikro-Zugversuche	20
2.2 Dichte	21
2.3 Dicke	22
2.3.1 Stufenmessung mit Profilometer	22
2.3.2 Ellipsometrie	22
2.4 Chemische Zusammensetzung von Schichten mit XPS	25
3 Theoretisches Modell	27
3.1 Eigenschaften von akustischen Oberflächenwellen	27
3.1.1 Ausbreitung von Rayleigh-Wellen in Halbräumen	28
3.1.2 Dispersionseffekt an Schichtsystemen	32
3.2 Die Dispersionsrelation	33
3.2.1 Allgemeine Lösung für den unteren Halbraum	35
3.2.2 Allgemeine Lösung für den oberen Halbraum	40
3.2.3 Ermittlung der Green'schen Funktion für einen Halbraum	40

3.2.4	Ermittlung der Green'schen Funktion für Mehrschichtsysteme	43
4	Experimenteller Aufbau	49
4.1	Methoden zur Anregung von akustischen Oberflächenwellen	50
4.1.1	Piezoelektrische Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit IDTs	50
4.1.2	Breitbandige thermooptische Anregung von akustischen Oberflächenwellen	57
4.1.3	Schmalbandige thermooptische Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit Glasmasken	62
4.1.4	Schmalbandige thermooptische Anregung mit einem Lichtmodulator	69
4.2	Optische Methoden zur Detektion von akustischen Oberflächenwellen	72
4.2.1	Laserinterferometrie	73
4.2.2	Methode der Laserstrahlablenkung	75
4.3	Durchführung von Dispersionsmessungen	80
4.3.1	Ermittlung der Frequenzen eines Oberflächenwellenzuges mittels Fourier-Transformation	80
4.3.2	Ermittlung der Dispersionskurve	86
4.3.3	Justagen und Kalibrierungen	87
4.3.4	Zusammenfassung der Anregungs- und Detektionsmethoden	89
5	Fit-Prozedur	93
5.1	Modellparameter	93
5.1.1	E-Modul, Dicke, Dichte und Poissonzahl	93
5.1.2	Germanium-Konzentration von polykristallinen Silizium-Germanium-Schichten	103
5.2	Extraktion der Parameter	105
5.2.1	Algorithmus von Levenberg-Marquardt	105
5.2.2	Fit von stark korrelierten Parametern	109
5.3	Fehlerberechnung mit Monte-Carlo Simulationen	111
5.4	Qualität des Fits	112
6	Ergebnisse der Messungen	115
6.1	Messung am Schichtsystem SiO ₂ -Silizium	115
6.1.1	Messung der Schichtdicke mit einem Ellipsometer	115
6.1.2	Messung der Dispersionskurve und Extraktion der Parameter E-Modul und Poissonzahl	116
6.1.3	Diskussion der Messergebnisse für das Schichtsystem SiO ₂ -Silizium	119

6.2	Messungen am Schichtsystem AlN-SiO ₂ -Silizium	121
6.2.1	Messung der Dispersionskurve und Extraktion der Parameter E-Modul und Schichtdicke	123
6.2.2	Diskussion der Messergebnisse	128
6.3	Messungen an den Polysilizium-Schichtsystemen	129
6.3.1	Messung der Dispersionskurven an den zwei Polysilizium-Proben	130
6.3.2	Extraktion des Parameters E-Modul vom Polysilizium an der ersten Probe	132
6.3.3	Extraktion der Parameter E-Modul, Schichtdicke und Dichte vom Polysilizium an der zweiten Polysilizium-Probe	136
6.3.4	Diskussion der Messergebnisse der Polysilizium-Proben	139
6.4	Messungen am Schichtsystem SiGe-SiO ₂ -Silizium	142
6.4.1	Messung der Dispersionskurve am Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium	143
6.4.2	Extraktion der Parameter Schichtdicke und Germaniumkonzentration am Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium	143
6.4.3	Diskussion der Messergebnisse	146
6.5	Messungen mit Oberflächenwellen, mit Lichtmodulator angeregt	148
6.5.1	Messung der Dispersionskurve an der PolySiGe-Probe	148
6.5.2	Ermittlung der Schichtdicke und der Germaniumkonzentration an der PolySiGe-Probe aus der Messung mit Lichtmodulator	149
6.5.3	Diskussion der Messergebnisse	150
7	Zusammenfassung der Arbeit	153
	Literaturverzeichnis	156
	Abbildungsverzeichnis	163
	Tabellenverzeichnis	167

Widmung

Diese Arbeit ist der Seele von Abu Ali al-Hassan ibn al-Haitham (geboren um 965 in Basra, gestorben um 1040 in Kairo) gewidmet. Dank seiner Erfindung der optischen Linsen habe ich akustische Oberflächenwellen mit fokussierten Lasern anregen und messen können.

Verzeichnis der Abkürzungen

ATQ	AT-Schnitt vom Quarz
BEM	Englisch: Boundary Element Method. Zu Deutsch: Randelementenmethode
CW	Englisch: Continuous Wave. Zu Deutsch: Dauerstrich
E-Modul	Elastizitätsmodul
FFT	Englisch: Fast Fourier Transformation. Zu Deutsch: Schnelle Fourier-Transformation
FWHM	Englisch: Full Width at Half Maximum. Zu Deutsch: Halbwertsbreite
IDT	Englisch: InterDigital Transducer. Zu Deutsch: Interdigitale Kammstruktur
LSA	Laserstrahlablenkung
SAW	Englisch: Surface acoustic wave. Zu Deutsch: akustische Oberflächenwelle
SLM	Englisch: Spatial Light Modulator. Zu Deutsch: Räumlicher Lichtmodulator
SNR	Englisch: Signal to Noise Ratio. Zu Deutsch: Signal-Rausch-Verhältnis
XPS	Englisch: X-ray Photoelectron Spectroscopy. Zu Deutsch: Röntgeninduzierte Photoelektronenspektroskopie

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand bei der Robert-Bosch GmbH (Abteilung CR/ARY¹) im Umfeld der Mikrosystemtechnik. Die untersuchten Schichtsysteme konnten damit innerhalb der gleichen Abteilung hergestellt und charakterisiert werden. Auch der Entwurf der für die schmalbandigen Anregung notwendigen Masken und der piezoelektrischen Teststrukturen zur Charakterisierung des Messverfahrens konnten mit den in der Abteilung vorhandenen Werkzeugen durchgeführt werden.

Die Arbeit wurde von der Professur Mikrosystem- und Gerätetechnik der Technischen Universität Chemnitz wissenschaftlich betreut.

Mein Dank gilt einer Vielzahl von Menschen, mit denen ich fachliche Diskussionen führen durfte. Unter diesen Personen danke ich besonders:

- Prof. Dr.-Ing. Wolfram Dötzel und Dr. Carsten Raudzis für die Betreuung dieser Arbeit
- den Kollegen bei der Robert Bosch GmbH: Dr. Roland Müller-Fiedler für die hervorragende Führung, Dr. Frank Schatz und Hr. Heinz Eisen Schmid für die Einführung in die akustische Messtechnik. Dr. Jürgen Graf und Ingo Hermann für die Einführung in die optische Messtechnik
- den Mitarbeitern des Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Heidelberg für die erfolgreiche Kooperation zum Vergleich mehrerer akustischer Lasertechniken
- den Mitarbeitern der Technischen Universität Chemnitz, die mir durch das Studium dort die Basis für wissenschaftliche Arbeiten vermittelt haben
- meinem heutigen Gruppenleiter Hr. Dietmar Enke, der mir großzügig die nötige Zeit für die Fertigstellung der Arbeit einräumte

Mein ewiger Dank gilt meiner Ehefrau Anja, die jederzeit Liebe und Verständnis gezeigt hat.

¹Corporate Research and Advance Engineering: Microsystem Technologies

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Bereits seit Jahrtausenden werden Materialien hinsichtlich ihrer mechanischen Eigenschaften mehr oder weniger systematisch untersucht. Die Fähigkeit zur Messung und Optimierung dieser Eigenschaften hat maßgeblich dazu beigetragen, den Sammler in einen Jäger umzuwandeln, jahrhunderte alte Herrscherdynastien in China, Babylon oder Ägypten in ihrer Macht zu befestigen oder umzustürzen und nicht zuletzt die Grenzen des bewohnten Raumes um einige Kilometer ins Weltall zu erweitern.

Der große technische Fortschritt der letzten Jahrzehnten basiert unter anderem auf einer Reihe von neuen Technologien, die die Miniaturisierung von bekannten Strukturen ermöglichte und damit neue Anwendungen geschaffen haben. Zwei der wichtigsten Vertreter dieser Technologien sind die Mikroelektronik und die Mikrosystemtechnik. Letztere stellt das Bindeglied zwischen der Welt der mikromechanischen Sensorik/Aktuatorik und der Signal- und Datenverarbeitung dar. Viele der heutigen mikromechanischen Sensoren basieren in ihrer Grundfunktion auf der Detektion einer Änderung der Resonanzfrequenz von schwingenden Strukturen. Diese Resonanzfrequenz hängt maßgeblich von den elastischen Eigenschaften (E-Modul und Poissonzahl) der schwingenden Strukturen sowie von der Dichte und der Dicke der Schichtmaterialien ab. Zu den am meisten verwendeten Schichtmaterialien in der Mikrosystemtechnik zählen polykristallines Silizium als Funktionsschicht, SiO_2 und Si_3N_4 als Ätzstopp- und Schutzschichten und diverse metallische Schichten für elektrische und optische Zwecke (Aluminium, Gold, u.a.). Die Kenntnis der elastischen Eigenschaften dieser Schichten sowie deren Dichte und Dicke ermöglicht ihre Verwendung als resonante Funktionsschichten. Heute gibt es mehrere standardisierte Messverfahren zur Ermittlung dieser

Eigenschaften mit einer Genauigkeit um 1 %. In Kapitel 2 werden einige dieser Messverfahren dargestellt. Allgemein läßt sich festhalten, dass die meisten Verfahren eine Zerstörung oder eine Strukturierung der zu messenden Probe erfordern (Nanoindenter-Methode oder resonante Verfahren). Diese beiden Nachteile werden durch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren aufgehoben.

1.2 Gegenstand der Arbeit

Gegenstand dieser Arbeit ist es, ein Messverfahren für die Eigenschaften E-Modul, Poissonzahl, Dichte und Dicke von Schichten in der Mikrosystemtechnik zu entwickeln. Neben polykristallinen Silizium- und Siliziumdioxid-Schichten werden auch das piezoelektrische Material Aluminium-Nitrid (AlN) sowie das polykristalline Mischsystem Silizium-Germanium (SiGe) untersucht.

Die Untersuchungen basieren auf der Messung und der Modellierung des Dispersionseffekts der Phasengeschwindigkeit von akustischen Oberflächenwellen (engl. *Surface Acoustic Waves SAW*). Für diese Methode wird der Begriff akustische Oberflächenwellenspektroskopie (engl. *Surface Acoustic Wave Spectroscopy SAWS*) verwendet. Ein auf dieser Methode basierendes Verfahren soll, um produktionsbegleitend zu sein, folgende Anforderungen erfüllen:

- Das Verfahren soll berührungsfrei sein.
- Das Verfahren soll ohne Strukturierung der Proben auskommen.
- Das Verfahren soll nichtdestruktiv sein.
- Das Verfahren soll geeignet sein für die Charakterisierung der üblichen mikromechanischen Schichten mit einer Dicke von 100 nm bis 50 μm .
- Das Verfahren soll geeignet sein für die Charakterisierung von Wafern.

In dem gewählten Messverfahren werden sowohl für die Anregung als auch für die Messung von akustischen Oberflächenwellen optische Methoden verwendet, somit sind die ersten zwei Anforderungen erfüllt.

Zudem erfolgt die Anregung und die Messung bei relativ niedrigen Leistungen der Laserstrahlen, wo nur eine geringfügige Änderung des Probenvolumens durch Absorption der Laserstrahlung und Dehnung auftritt. Es findet keine plastische Zerstörung statt, womit die dritte Anforderung erfüllt ist.

Die Wahl des Anregungslasers (Pulsbreite ca. 1 ns) und der Messelektronik (Bandbreite bis 500 MHz) ermöglichen die Messung von akustischen Oberflächenwellen bei Frequenzen bis 500 MHz. Somit können Schichten mit

einer Dicke bis 100 nm gemessen werden. Im entwickelten Modell für die Ermittlung der Phasengeschwindigkeit der akustischen Oberflächenwellen wird das Substrat als unendlichen Halbraum angesehen. Dies gilt in der Praxis für Eindringtiefen der akustischen Oberflächenwellen bis zu einem Zehntel der Gesamtdicke von Substrat und Schichten. Da sich rechnerisch die Eindringtiefe der akustischen Oberflächenwelle durch die akustische Wellenlänge approximieren lässt, ist die Anforderung einer Messung von Schichten bis zu einer Dicke von 50 μm erfüllt, wenn das Substrat eine Dicke von mehr als ca. 500 μm besitzt.

Die Eignung für die Charakterisierung von Proben auf Waferebene ist schließlich auch erfüllt, da der Aufbau auf einem Wafer-Prober installiert wurde, wo ein Wafer aufgenommen werden kann und definierte Positionen auf dem Wafer automatisch angefahren werden können.

Das hier vorgestellte Verfahren bietet im Vergleich zum Stand der Technik in der akustischen Oberflächenspektroskopie folgende Vorteile:

- Es werden schmalbandige akustische Oberflächenwellen angeregt. Damit ist die Messung der Phasengeschwindigkeit sehr genau über eine Messung der Frequenz des Oberflächenwellen-Zuges möglich. Außerdem spielen die Effekte, die zu einer unkontrollierten Verzögerung der Laufzeit des Wellenzuges führen würden, wie zum Beispiel die Rauheit der Probenoberfläche oder vorhandene Inhomogenitäten im Schichtmaterial oder eine stressinduzierte Wölbung der Probe, keine Rolle im Vergleich zu einer breitbandigen Anregung. Diese Effekte vermindern die Qualität des Signals (das SNR - Signal-Rausch-Verhältnis - wird kleiner), aber verfälschen es nicht.
- Das hier verwendete Modell basiert auf der Boundary Element Method (BEM). Damit lässt sich das Dispersionverhalten der akustischen Oberflächenwellen in einem Schichtsystem simulieren. Das Modell ist auf beliebig viele Schichten auf einem Substrat in beliebiger Kristallorientierung erweitert worden.

1.3 Gliederung der Arbeit

Das nachfolgende Kapitel 2 stellt den Stand der Technik bei vergleichbaren Messverfahren vor. Die Eigenschaften E-Modul, Dichte und Dicke von mikromechanisch hergestellten Schichten werden meist separat gemessen. Die meisten vergleichbaren Verfahren erfordern eine Struktur oder sind nicht zerstörungsfrei (z. B. resonante Verfahren oder Nanoindenter für die Messung des E-Moduls) oder aber nicht berührungsfrei (step profilometer für die Messung der Dicke, Mikrogravimetrie für die Messung der Dichte).

Kapitel 3 befasst sich mit den theoretischen Grundlagen der Oberflächenwellenspektroskopie. Im ersten Abschnitt werden die Ausbreitung der akustischen Oberflächenwellen in Festkörpern und ihr Dispersionseffekt in beschichteten Medien vorgestellt. Das theoretische Modell zur Ermittlung der Dispersionskurve an Mehrschichtsystemen, basierend auf der *Boundary Element Method BEM* wird im zweiten Abschnitt beschrieben.

Kapitel 4 beschreibt in den zwei ersten Abschnitten den experimentellen Aufbau zur optischen berührungsfreien und nichtdestruktiven Anregung und Messung der akustischen Oberflächenwellen. Die Extraktion der Dispersionskurve des Mehrschichtsystems aus der schmalbandigen Messung der Phasengeschwindigkeit wird im dritten Abschnitt erläutert.

Kapitel 5 stellt die Fit-Prozedur dar, mit der die Modellparameter so lange variiert (gefittet) werden, bis die modellierte Dispersionkurve mit der gemessenen Kurve im Sinne einer Minimierung der Summe der Fehlerquadrate übereinstimmt. Außerdem wird die Fehlerberechnung und die Qualität der Fit-Prozedur erläutert.

Kapitel 6 stellt die mit dem experimentellen Aufbau und dem theoretischen Modell erzielten Messergebnisse für verschiedene Schichtsysteme mit bis zu vier Schichten vor.

Kapitel 7 fasst den bisher erreichten Stand der Modellierung und der Messung zusammen.

Kapitel 2

Stand der Technik

In diesem Kapitel werden Standard-Methoden zur Messung der Eigenschaften E-Modul, Dichte, Dicke und chemische Zusammensetzung von dünnen Schichten vorgestellt. Die Methoden der akustischen Oberflächenwellenspektroskopie werden in Kapitel 4 vorgestellt.

2.1 E-Modul

Der E-Modul von mikromechanisch hergestellten Schichten kann mit mehreren Methoden gemessen werden. Meist sind diese Methode destruktiv (s. Abschnitt 2.1.1) oder erfordern Teststrukturen (Abschnitte 2.1.2 und 2.1.3).

2.1.1 Nanoindenter

Die Nanoindentierung (Norm: ISO/DIS 14577-12) ist ein Härteprüfverfahren, das eine geregelte Lastaufbringung einer Diamantspitze in eine Probe erlaubt. Dabei wird die Verschiebung der Spitze als Funktion der Kraft gemessen. Das Ergebnis wird als Kräfteindringkurve dargestellt (s. Abbildung 2.1), aus deren Auswertung die Kontaktfläche zwischen Spitze und Probe unter Last bestimmt wird. Die Härte ist definiert als mittlerer Kontaktdruck P_m unter Last, also dem Quotienten von maximaler Kraft und Kontaktfläche

$$H = P_m = \frac{F_{max}}{A_c}. \quad (2.1)$$

Die Kontaktfläche A_c ergibt sich aus der Spitzenform und der Kontakttiefe $h_{c,r}$. Die Kontakttiefe wiederum wird aus der maximalen Eindringtiefe h_{max} berechnet

$$h_{c,r} = h_{max} - h_{el} = h_{max} - \epsilon \frac{F_{max}}{S}. \quad (2.2)$$

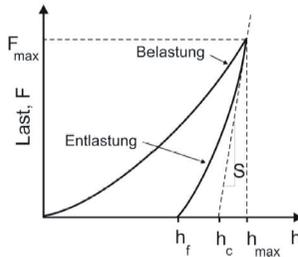


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer Krafteindringkurve mit den zugehörigen Kennwerten: Die maximale Kraft F_{max} , die maximale, die verbleibende und die Kontaktstiefe h_{max} , h_f und h_c , sowie die Kontaktsteifigkeit S .

Hierin ist h_{el} die elastische Rückfederung, S die Tangente zur Entlastungskurve und ϵ ein Geometriefaktor (bei den häufigen dreiseitigen Berkovitch-Pyramiden als Spitze ist er 0,75). Bei $\epsilon = 1$ ist $h_{c,r} = h_c$.

Nach Lastaufbringung erfolgt bei der Nanoindentierung eine geregelte Entlastung, wobei die Probe rein elastisch zurückfedert, so dass die Kontaktsteifigkeit zwischen Spitze und Probe direkt aus dem Entlastungsast bestimmt werden kann. Neben der Härte kann so unter Zuhilfenahme der elastischen Kontakttheorie aus der Kontaktsteifigkeit die lokale Elastizität der Probe bestimmt werden [1].

Die Kraftauflösung kann bei nanoindentierenden Verfahren 1 nN und die Wegauflösung aufgrund von Hintergrundrauschen ca. 0.2 nm betragen.

Die maximale Eindringtiefe h_{max} der Nanoindenter-Spitze wird so gewählt, dass $20 \times R_a < h_{max} < d_{Schicht}/10$, wobei R_a die Rauheit der Schichtoberfläche und $d_{Schicht}$ die Schichtdicke ist. Damit wird gewährleistet, dass der Einfluss des Substratmaterials vernachlässigbar bleibt und gleichzeitig dass die Nanoindenter-Spitze tief genug in die Schicht eindringt, um den Einfluss der Rauheit zu vernachlässigen.

Bei dünnen Schichten mit niedriger Rauheit (wenige nm) kann die Eindringtiefe auf bis zu einigen 10 nm herunter gesetzt werden ([2]).

Der Nanoindenter stellt eine destruktive Methode zur Messung der Härte und des E-Moduls von dünnen Schichten dar. In der Regel beträgt die minimale Dicke der Schicht einige μm und die maximale Rauheit ca. $R_a < 100 \text{ nm}$.

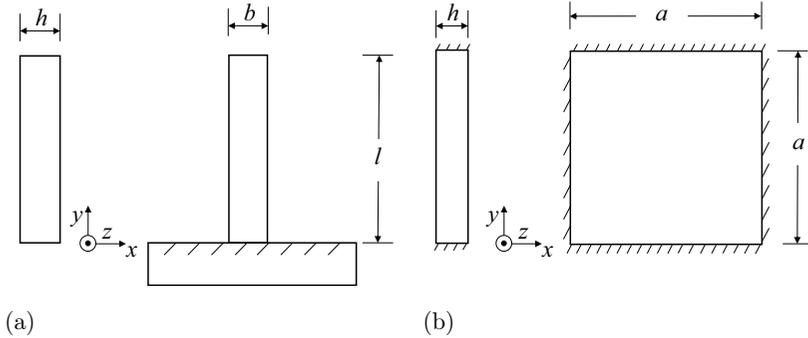


Abbildung 2.2: Balken- und Plattengeometrie für die Resonanzmessung.

2.1.2 Resonanzmethode

Eine weitere Standard-Methode zur Messung des E-Moduls stellt die Herstellung von schwingenden Strukturen dar bei denen sich die Schwingfrequenz mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von 10^{-5} und besser messen lässt für Frequenzen bis 1 MHz. Die typischen Strukturen sind Balken und Platten für Bewegungen entlang der z -Achse (s. Abb. 2.2). Die Anregung der Strukturen kann elektrostatisch oder mit einem vibrierenden Aktuator erfolgen. Die Frequenzmessung erfolgt meist optisch mit einem Laservibrometer.

Die erste Resonanzfrequenz f_e eines einseitig eingespannten rechteckigen Biegebalkens ist ([3])

$$f_e = \frac{3,516}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho A l^4}}. \quad (2.3)$$

Dabei sind E der E-Modul, I das Flächenmoment, l die Länge, A die Querschnittsfläche und ρ die Dichte des Biegebalkens. Aus dem Flächenmoment und der Fläche eines rechteckigen Querschnittes

$$I = \frac{b \cdot h^3}{12} \quad (2.4)$$

$$A = b \cdot h \quad (2.5)$$

ergibt sich die Resonanzfrequenz zu

$$f_e = 0,162 \frac{h}{l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (2.6)$$

Aus der Kenntnis der Dichte und der Geometrie des Balkens kann der E-Modul durch Gl. 2.6 durch eine Messung der Resonanzfrequenz ermittelt werden.

Für eine schwingende am Rand eingespannte rechteckige Platte (s. Abb. 2.2) ist die Resonanzfrequenz erster Ordnung [4]

$$f = \frac{5,75}{a^2} \sqrt{\frac{B}{\rho h}}. \quad (2.7)$$

Dabei ist h die Plattendicke, a die Kantenlänge und B die Biegesteifigkeit

$$B = \frac{E}{1 - \nu^2} \cdot \frac{h^3}{12}. \quad (2.8)$$

Hier ist E der E-Modul, ν ist die Poissonzahl und ρ die Dichte der Platte. Der E-Modul wird hier bei Kenntnis der Dichte und der Plattengeometrie sowie Messung der Resonanzfrequenz aus Gl. 2.7 ermittelt.

Abschließend erfordert die Resonanzmethode die Strukturierung der zu messenden Schicht. Die Eigenschaften von Zwischenschichten können somit nicht ermittelt werden. Zudem ist die Genauigkeit der Ermittlung der mechanischen Eigenschaften stark abhängig von der Kenntnis der Strukturgeometrie, die um $\pm 5\%$ sein kann.

2.1.3 Mikro-Zugversuche

An der *University of Uppsala* [5] wurde ein Mikro-Zugversuch (*micromanipulator*) aufgebaut, mit dem mikromechanische Strukturen gezogen werden und die Spannungs-Dehnungskurve aufgezeichnet wird. Die Strukturen - im einfachen Fall ein Balken - müssen einen Ring aufweisen. In diesen Ring wird die Wolfram-Spitze des Aufbaus (Spitzendurchmesser von $125 \mu\text{m}$) hereinsteckt. Die Wolfram-Spitze ist mit einem piezoelektrisch angetriebenen Hebel verbunden. Die Bewegung des Hebels wird optisch gemessen, seine Kraft mit Dehnungsmessstreifen. Verschiebungen der Spitze von bis zu $150 \mu\text{m}$ mit einer Auflösung von $0,01 \mu\text{m}$ sind möglich. Die Kraft kann bis 1 N betragen mit einer Auflösung von $10 \mu\text{N}$.

In [6] wurde der micromanipulator zur Messung vom E-Modul an polykristallinen Siliziumbalken verwendet. Es wurden Balken mit einer Länge von 250 bis $1000 \mu\text{m}$ und einer Fläche von $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ hergestellt. Der

Ring am Ende der Balken hatte einen Innendurchmesser von $125\ \mu\text{m}$. Der E-Modul ergibt sich aus dem Hook'schen Gesetz:

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon}. \quad (2.9)$$

Dabei ist σ die Spannung und ϵ die Dehnung:

$$\sigma = \frac{F}{A}. \quad (2.10)$$

$$\epsilon = \frac{\Delta l}{l}. \quad (2.11)$$

Die Kraft F und die Längendehnung Δl werden im *micromanipulator* gemessen. Die Balkenlänge l und -fläche A werden z. B. mit einem Rasterelektronenmikroskop gemessen. Somit wurden E-Modulwerte von 160 bis 167 GPa je nach Balkenlänge gemessen.

Gegenüber der Resonanzmethode liegt der Vorteil von Zugversuchen darin, dass der E-Modul linear von den geometrischen Abmessungen abhängt. Somit ergibt sich ein Fehler bei der Ermittlung des E-Moduls von 3,7 bis 6,3 GPa je nach Balkenlänge.

Ein weiterer Zug-Messaufbau wird in [7] vorgestellt, mit dem der E-Modul von $2,4\ \mu\text{m}$ dicken Schichten gemessen wird. Die gemessenen Schichten wurden als bewegliche Membranen freigeätzt mit einer lateralen Ausdehnung von 100 bis $660\ \mu\text{m}$ und einer Dicke von $2,4\ \mu\text{m}$. Sie bestehen aus LPCVD-polykristallinem Silizium (low-pressure chemical-vapour deposited). Der E-Modul wird ermittelt als Fitergebnis im Sinne einer Minimierung der Summe der Fehlerquadrate (s. Abschnitt 5.1) an der gemessenen Spannungs-Dehnungskurve dieser Membranen.

Die äußere Kraft ist durch einen Magnetaktor aufgebracht und kann durch den elektrischen Strom durch die Spule eingestellt werden. Die mechanische Verschiebung der Probe wird in diesem Aufbau optisch mit einer Auflösung von ca. 50 nm gemessen. Dies führt bei Probenlängen zwischen $100\ \mu\text{m}$ und $660\ \mu\text{m}$ zu einer hohen Genauigkeit in der Ermittlung des E-Moduls. Es wurde z. B. der E-Modul von 40 polykristallinen Silizium-Proben gemessen zu 164 GPa mit einer Standardabweichung von 1,2 GPa.

Diese Genauigkeit ist auch auf den Aufwand bei der Herstellung der Proben und Messung ihrer Geometrie zurückzuführen.

2.2 Dichte

Bei bekanntem E-Modul und Geometrie einer schwingenden Struktur kann mit der Resonanzmethode auch die Schichtdichte ermittelt werden (s. Abschnitt 2.1.2).

Ist der E-Modul nicht bekannt, kann die Dichte auch als Masse der Schicht pro Volumen ermittelt werden. Die Masse der Schicht kann aus der Differenz der Wägung des Wafers vor und nach der Abscheidung der Schicht gut ermittelt werden. Im Handel sind Mikrowaagen mit einer Auflösung und Reproduzierbarkeit im μg -Bereich verfügbar. Eine häufige Fehlerquelle ist allerdings bei thermisch oxidierten Schichten der Dickenverbrauch vom Silizium. Bei der Volumenmessung ist meist die Fläche einer Schicht sehr gut messbar, ihre Dicke hingegen im Falle von Rauheit fehlerbehaftet.

Ein weiteres Dichtemessverfahren basiert auf massensensitiven Sensoren. Dazu wird ein Schwingquarz, z. B. ein AT-Schnitt, zusammen mit dem zu beschichtenden Substrat in der Sputteranlage untergebracht. Der so beschichtete Schwingquarz ändert seine Schwingfrequenz proportional zur Massebelegung (s. [8])

$$\frac{\Delta m}{m} = -2 \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (2.12)$$

Dabei ist Δm die Massebelegung der Schicht, m die ursprüngliche Masse des Schwingquarzes, Δf die Frequenzänderung der Schwingung und f_0 die Resonanzfrequenz des Schwingquarzes. Die Schichtdicke wird als Quotient von Massebelegung und dem Schichtvolumen gebildet. Das Volumen muss durch eine andere Messung ermittelt werden. Die lateralen Abmessungen sind in der Regel einfach zu ermitteln, die Dicke kann durch eine der folgenden Messmethoden ermittelt werden.

2.3 Dicke

2.3.1 Stufenmessung mit Profilometer

Mit Hilfe eines Tastschnittgeräts - auch Profilometer genannt - wird die Kontur einer Oberfläche abgetastet ([9]). Zur Ermittlung der Schichtdicke muss die Abtatsnadel an zwei Positionen angebracht werden, an der Schichtoberfläche und an der Substratoberfläche (s. Abb. 2.3). Dementsprechend muss die Schicht eine Stufe aufweisen, die durch lokale Ätzung der Schicht erzeugt werden kann. Der Messbereich liegt zwischen 10 nm und einigen 10 μm . Der Vorteil dieser Methode ist vor allem, dass keine weiteren Schichteigenschaften bekannt sein müssen. Diese Messmethode wird im Abschnitt 6.3 zur Ermittlung der Dicke von polykristallinen Siliziumschichten angewendet.

2.3.2 Ellipsometrie

Die Ellipsometrie ist eine zerstörungsfreie, optische Methode zur Untersuchung von dünnen Schichten. Das Messprinzip basiert auf einer charakteristischen Änderung des Polarisationszustandes des einfallenden Lichts bei

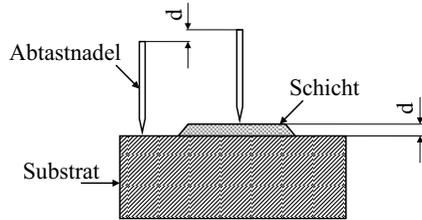


Abbildung 2.3: Stufenmessung der Schichtdicke mit Profilometer.

Reflexion an der Probe. Auf das Zweiphasensystem von Abb. 2.4 wird Licht mit einer bekannten Polarisation (meist linear polarisiert) eingestrahlt. Nach Überlagerung der mehrfach reflektierten und transmittierten Teilwellen wird im allgemeinen Fall elliptisch polarisiertes Licht reflektiert und gemessen. Die Polarisationsellipse wird vollständig durch die ellipsometrischen Winkel Ψ und Δ beschrieben [10]

$$\frac{R_p}{R_s} = \tan \Psi e^{i\Delta}. \quad (2.13)$$

Dabei sind R_p und R_s die Reflexionskoeffizienten in paralleler bzw. senkrechter Richtung zur Einfallsebene. Damit beschreibt $\tan \Psi$ das Intensitätsverhältnis von R_p und R_s und Δ ihre relative Phasenverschiebung. Die Reflexionskoeffizienten R_p und R_s sind für ein Zweiphasensystem durch die Reflexions- (r) und Transmissionskoeffizienten (t) für jede Grenzfläche in [10] angegeben als

$$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s} e^{-i\beta}}{1 + r_{01s} + r_{12s} e^{-i\beta}}. \quad (2.14)$$

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p} e^{-i\beta}}{1 + r_{01p} + r_{12p} e^{-i\beta}}. \quad (2.15)$$

Dabei ist die sogenannte Phasendicke β abhängig von der Schichtdicke d

$$\beta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}. \quad (2.16)$$

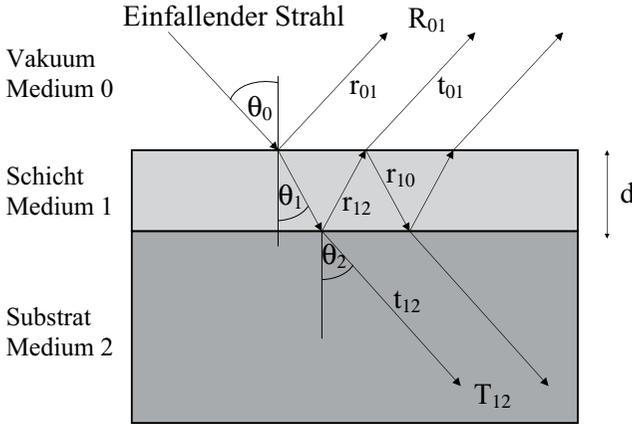


Abbildung 2.4: Strahlengang in einem Zweiphasensystem.

Hier sind n_0 und n_1 die Brechungsindizes des Vakuums bzw. der Schicht. Weiterhin sind θ_0 und λ der Winkel und die Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahls.

Für die Ermittlung der Schichtdicke aus ellipsometrischen Messungen müssen dementsprechend die optischen Konstanten der in ihr enthaltenen Phasen bekannt sein [11]. Optische Konstanten werden z. B. in Form eines komplexen Brechungsindex $n = n + i \cdot k$ für gängige Materialien in Datenbanken angegeben [12]. Aus den Brechungsindizes und dem Einfallswinkel lassen sich die Koeffizienten t_{01} , t_{12} , r_{01} und r_{12} für die s - und p -Polarisationen am Zweiphasensystem angeben ([10]). Dadurch können die ellipsometrischen Winkel aus den Brechungsindizes, dem Einfallswinkel, der Schichtdicke und der Wellenlänge vom Licht berechnet werden.

Die Schichtdicke wird durch Regression ermittelt. Dabei wird der Wert für die Schichtdicke variiert und eine minimale mittlere quadratische Abweichung zwischen den gemessenen und der berechneten ellipsometrischen Winkel angestrebt.

Durch die Ellipsometrie kann die Schichtdicke nur bei Kenntnis der optischen Brechungsindizes aller Phasen des Schichtaufbaus ermittelt werden.

2.4 Chemische Zusammensetzung von Schichten mit XPS

Die Oberfläche der Probe wird mit monoenergetischer Al-k Röntgenstrahlung angeregt. Dabei werden in den obersten Atomlagen der Oberfläche elementspezifische Fotoelektronen ausgelöst, die den beteiligten Elementen zugeordnet und quantitativ ausgewertet werden können. Die Ortsauflösung hat eine Größenordnung von 10 bis 100 μm . Die Informationstiefe beträgt ca. 10 Atomlagen. Durch Abtrag der oberflächennahen Lagen mittels Ar-Ionen können Tiefenprofile gemessen werden. Aus der exakten Lage des Fotoelektronenpeaks im Spektrum können die chemischen Bindungsverhältnisse des betreffenden Elements abgebildet werden.

Kapitel 3

Theoretisches Modell

Im Abschnitt 3.1 werden die aus der Literatur bekannten Eigenschaften der Oberflächenwellen dargestellt. Die Ausbreitung der akustischen Oberflächenwellen in Festkörpern und ihr Dispersionseffekt an Schichtsystemen werden auch hier vorgestellt.

Abschnitt 3.2 stellt das theoretische Modell dar, mit dem sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit und damit die Dispersionsrelation von akustischen Oberflächenwellen berechnen lassen. Dieses Modell basiert auf der Randelementenmethode (engl.: BEM *boundary element method*) und bietet die Möglichkeit, beliebig viele Schichten zu berücksichtigen.

In dem theoretischen Modell sind die physikalischen Eigenschaften des Schichtsystems enthalten: Elastische Parameter, Dichte und Dicke der Schichten. Die theoretisch ermittelte Dispersionsrelation lässt sich an die gemessene anpassen, wodurch die gesuchten Eigenschaften des Schichtsystems rekursiv ermittelt werden. Die experimentelle Ermittlung der Dispersionsrelation wird in Kapitel 4 behandelt, die Fit-Prozedur im Kapitel 5.

3.1 Eigenschaften von akustischen Oberflächenwellen

Akustische Oberflächenwellen breiten sich entlang der Grenze zwischen zwei Medien aus. Von besonderem technischen Interesse ist ihre Ausbreitung entlang der Grenze zwischen einem Festkörper und der Luft bzw. Vakuum, d.h. an der Oberfläche des Festkörpers. Für beschichtete Materialien gibt es mehrere Arten von akustischen Oberflächenwellen, darunter Rayleigh-Wellen [13] und Love-Wellen [14]. Die Rayleigh-Wellen breiten sich sowohl entlang von beschichteten als auch entlang von unbeschichteten Materialien aus, die Love-Wellen hingegen nur entlang von beschichteten Materialien [15]. Weiterhin breiten sich Love-Wellen aus mit Komponenten in den Richtungen

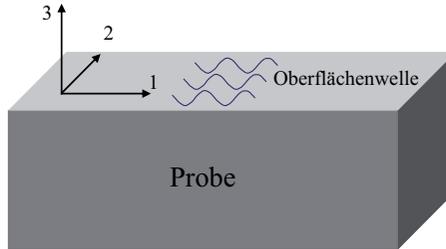


Abbildung 3.1: Koordinatensystem für die Anregung und Detektion von akustischen Oberflächenwellen vom Typ Rayleigh.

x_1 und x_2 (s. Abb. 3.1). Bei den in dieser Arbeit meist nichtpiezoelektrischen Materialien können Love-Wellen nicht durch Kräfte in x_3 -Richtung angeregt werden. Das Ziel dieser Arbeit liegt aber darin, Oberflächenwellen kontaktfrei anzuregen und zu messen. Dies ist mit einer optischen Anregung in x_3 -Richtung realisiert. Daher werden in dieser Arbeit Rayleigh-Wellen verwendet. Diese breiten sich entlang der Oberfläche des Festkörpers mit Komponenten in den Richtungen x_1 und x_3 aus. Die Polarisierung der Rayleigh-Wellen ist dementsprechend elliptisch.

3.1.1 Ausbreitung von Rayleigh-Wellen in Halbräumen

In einem isotropen Festkörper gibt es drei Grundmoden für die Ausbreitung von ebenen Volumenwellen: Eine longitudinale Mode, bei der die mechanische Verschiebung parallel bzw. antiparallel liegt zum Wellenvektor, sowie zwei transversale Moden, bei denen die mechanische Verschiebung senkrecht zum Wellenvektor liegt [16]. In einem isotropen Festkörper sind die Geschwindigkeiten der transversalen Moden gleich. Aus diesem Grund wird im Folgenden nur von einer longitudinalen und einer transversalen Geschwindigkeit die Rede sein.

Die Geschwindigkeiten der longitudinalen und transversalen Volumenwellen V_L und V_T sind Materialkennwerte und hängen nur von den elastischen Parametern c_{ij} und von der Dichte ρ des Festkörpers ab. Diese mechanischen Eigenschaften sind für viele Materialien aus der Literatur bekannt

([17], [18], [19]). Für neue Materialien lassen sich diese Eigenschaften mit den Methoden aus Kap. 2 experimentell ermitteln. In dieser Arbeit werden diese Eigenschaften rekursiv aus der Messung der Geschwindigkeit der Rayleigh-Oberflächenwelle ermittelt. Dazu ist die Kenntnis der Zusammenhänge zwischen den mechanischen Eigenschaften c_{ij} und ρ auf der einen Seite und den Geschwindigkeiten der akustischen Volumenwellen V_L und V_T , sowie der Rayleigh-Welle V_R auf der anderen Seite erforderlich.

Im einfachsten Fall eines isotropen Festkörpers sind die Geschwindigkeiten der Volumenwellen gegeben durch [16]

$$V_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad (3.1)$$

und

$$V_T = \sqrt{\frac{c_{66}}{\rho}} = \sqrt{\frac{(c_{11} - c_{12})}{2\rho}}. \quad (3.2)$$

Aus den Gleichungen 3.1 und 3.2 ist ersichtlich, dass die Geschwindigkeit der transversalen Welle V_T immer kleiner ist als die Geschwindigkeit der longitudinalen Welle V_L , da c_{12} positiv ist. Außerdem erkennt man, dass V_L und V_T nicht von der Frequenz der Wellen abhängig sind (nichtdispersiv).

Lord Rayleigh hat im Jahr 1885 die Gleichung für die Geschwindigkeit von akustischen Oberflächenwellen entlang der Oberfläche von isotropen Festkörpern aufgestellt [15]

$$16 \left(1 - \frac{V_R^2}{V_L^2}\right) \left(1 - \frac{V_R^2}{V_T^2}\right) - \left(2 - \frac{V_R^2}{V_T^2}\right)^4 = 0. \quad (3.3)$$

Dabei ist V_R die Ausbreitungsgeschwindigkeit der akustischen Oberflächenwelle. Da V_L und V_T nichtdispersiv sind, ist V_R für Halbräume auch nichtdispersiv. Außerdem erkennt man aus der Gleichung 3.3, dass die Rayleigh-Geschwindigkeit V_R immer kleiner ist als die transversale Geschwindigkeit V_T . Diese ist wiederum immer kleiner als die longitudinale Geschwindigkeit V_L . In Abb. 3.2 wird das Verhältnis V_R/V_L in Abhängigkeit vom Verhältnis V_R/V_T dargestellt. Dafür werden unterschiedliche Werte für c_{11} und c_{12} angenommen und die Gleichung 3.3 minimiert, um V_R zu ermitteln. Man erkennt, dass für Materialien mit ähnlichen Werten für die elastischen Parameter c_{11} und c_{12} sich ein niedriger Wert für die Rayleigh-Geschwindigkeit ergibt. Für Materialien mit hoher Differenz zwischen c_{11} und c_{12} ist die Rayleigh-Geschwindigkeit hoch und nähert sich dem Zweidrittel der longitudinalen Geschwindigkeit V_L .

In [16] und [20] werden die Gleichungen der mechanischen Verschiebungen in longitudinaler bzw. transversaler Richtung u_1 bzw. u_3 für einen isotropen

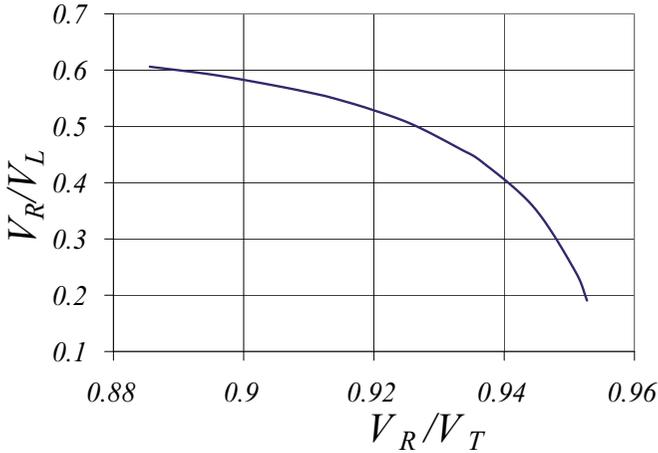


Abbildung 3.2: Zusammenhang zwischen den Verhältnissen V_R/V_T und V_R/V_L für isotrope Materialien.

Festkörper aufgestellt (s. Abb. 3.1 für das Koordinatensystem)

$$u_1 = u_{1max} \left(e^{k\chi_1 x_3} - \sqrt{\chi_1 \chi_3} e^{k\chi_3 x_3} \right) e^{i(\omega t - kx_1)}, \quad (3.4)$$

$$u_3 = i \sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_3}} u_{1max} \left(e^{k\chi_3 x_3} - \sqrt{\chi_1 \chi_3} e^{k\chi_1 x_3} \right) e^{i(\omega t - kx_1)}. \quad (3.5)$$

Dabei sind $\chi_1 = \sqrt{1 - V_R^2/V_L^2}$ und $\chi_3 = \sqrt{1 - V_R^2/V_T^2}$ die Abklingparameter und $k = \omega/V_R$ die Wellenzahl. Außerdem ist u_{1max} die Amplitude der Verschiebung.

Die Abklingparameter für drei isotrope Medien (Quarzglas SiO_2 , Aluminium und Stahl) werden für eine Frequenz von 1 MHz berechnet und in Tabelle 3.1 dargestellt. Die elastischen Parameter, die Dichte und die Geschwindigkeiten sind Literaturwerte.

Die daraus berechneten mechanischen Verschiebungen u_1 und u_3 werden auf u_{1max} normiert und in Abb. 3.3.(a) in Abhängigkeit von der Tiefe dargestellt. Für Darstellungszwecke wird dabei die Zeit als $t = 0$ gewählt. Die Tiefenachse wird normiert auf die Wellenlänge der Oberflächenwelle λ_R . Die

Ausbreitungsmedium	Quarzglas [16], [21]	Aluminium [22]	Stahl[22]
c_{11} [GPa]	78,5	111	281
c_{12} [GPa]	16,1	57	115
c_{44} [GPa]	31,2	26,8	82,9
ρ [kg m ⁻³]	2203	2700	3000
V_L [m s ⁻¹]	5973	6400	5960
V_T [m s ⁻¹]	3766	3150	3240
V_R [m s ⁻¹]	3410	2940	3000
χ_1	0,821	0,888	0,864
χ_3	0,424	0,359	0,378
k [m ⁻¹] @ 1 MHz	1842	2137	2094
λ_R [mm] @ 1 MHz	3,41	2,94	3

Tabelle 3.1: Geschwindigkeiten der longitudinalen und transversalen Welle, sowie Abklingparameter, Wellenzahl und Wellenlänge für die isotropen Materialien Quarzglas, Aluminium und Stahl.

dargestellten Verschiebungen sind

$$u_{1n} = \frac{u_1}{u_{1max}} = \left(e^{k\chi_1 x_3} - \sqrt{\chi_1 \chi_3} e^{k\chi_3 x_3} \right) e^{i(-kx_1)}, \quad (3.6)$$

$$u_{3n} = \frac{u_3}{u_{1max}} = i \sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_3}} \left(e^{k\chi_3 x_3} - \sqrt{\chi_1 \chi_3} e^{k\chi_1 x_3} \right) e^{i(-kx_1)}. \quad (3.7)$$

Da das Abklingen der mechanischen Verschiebungen eine exponentielle Form hat, kann das Eindringmaß der Oberflächenwelle bei den Punkten A_1 , A_2 und A_3 angegeben werden, wo u_{3n} auf $max(u_{3n})/e$ sinkt. Das Eindringmaß beträgt am Punkt A_1 für Aluminium $x_{3e} = 0,77 \cdot \lambda_R$. Es beträgt beim Punkt A_2 für Stahl $x_{3e} = 0,73 \cdot \lambda_R$ und beim Punkt A_3 für Quarzglas $x_{3e} = 0,66 \cdot \lambda_R$. Diese Werte sind abhängig von den Abklingparametern χ_1 und χ_3 und somit von den elastischen Parametern sowie der Dichte. Das Eindringmaß für die aufgeführten Beispiele ist gemäß Abb. 3.3 in der Größenordnung einer Wellenlänge.

Damit sich Oberflächenwellen nur an der Oberfläche eines Festkörpers ausbreiten, muss die Dicke des Festkörpers viel größer sein als das Eindringmaß. Wenn die Dicke des Festkörpers in der Größenordnung eines Eindringmaßes und damit einer Wellenlänge ist, dann breitet sich die Welle als Plattenwelle aus.

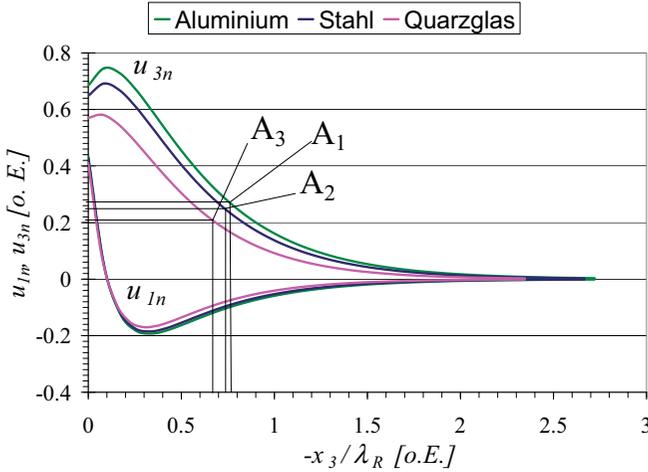


Abbildung 3.3: Verlauf der mechanischen Verschiebungen $u_{1n}(x_3, t = 0)$ und $u_{3n}(x_3, t = 0)$ im Quarzglas, Aluminium und Stahl. Die mechanischen Verschiebungen sind auf u_{1max} normiert. Die Tiefenachse x_3 ist auf λ_R normiert. Die Punkte A_1 , A_2 und A_3 markieren das Eindringmaß der Oberflächenwelle.

3.1.2 Dispersionseffekt an Schichtsystemen

Bei beschichteten Festkörpern besitzen die Schicht und das Substrat unterschiedliche mechanische Eigenschaften (elastische Parameter und Dichte). Daher sind die Geschwindigkeiten $V_{L,s}$ und $V_{T,s}$ des Substratmaterials unterschiedlich von denen des Schichtmaterials $V_{L,l}$ und $V_{T,l}$ (s. Gl. 3.1 und 3.2). Die Gleichung 3.3 für die Ermittlung von V_R aus V_T und V_L gilt nur für isotrope unendlich dicke Festkörper, d. h. für Festkörper, deren Dicke viel größer als die maximale Wellenlänge der Oberflächenwelle ist. Bei einem beschichteten Festkörper gilt die Gleichung 3.3 nur für die zwei Grenzfälle, in denen die Schichtdicke relativ zum Eindringmaß der Oberflächenwelle sehr groß bzw. sehr klein ist, wie im Folgenden erklärt:

- Bei einer Schichtdicke, die viel größer ist als die Wellenlänge und damit viel größer ist als das Eindringmaß, breitet sich die Welle vornehmlich in der Schicht aus. Hier hängt die Geschwindigkeit V_R von den elastischen Eigenschaften sowie der Dichte des Schichtmaterials ab. Hier

kann V_R aus V_L und V_T der Schicht ermittelt werden.

- Bei einer Schichtdicke, die viel kleiner ist als die Wellenlänge und damit viel kleiner ist als das Eindringmaß, breitet sich die Welle vornehmlich im Substrat aus. Hier hängt die Geschwindigkeit V_R von den elastischen Eigenschaften sowie der Dichte des Substratmaterials ab. Hier kann V_R aus V_L und V_T des Substrates ermittelt werden.
- Bei Verhältnissen $d/\lambda_R \approx 1$ gilt Gleichung 3.3 nicht. Die Geschwindigkeit V_R der Oberflächenwelle hängt von den Eigenschaften der Schicht sowie des Substrats ab. Sie wird durch das Modell in Abschnitt 3.2 ermittelt.

Zwischen der Geschwindigkeit V_R , der Frequenz sowie der Wellenlänge der Oberflächenwelle besteht folgende Beziehung.

$$f = \frac{V_R}{\lambda_R}. \quad (3.8)$$

Dadurch besteht bei einer bestimmten Geschwindigkeit eine Abhängigkeit der Frequenz der Oberflächenwelle von der Wellenlänge. Am Beispiel eines 10 cm dicken Stahlsubstrats mit einer 100 μm dicken Aluminiumschicht wird dies verdeutlicht. Für das Stahlsubstrat beträgt die Geschwindigkeit V_R ca. 3000 m s^{-1} (s. Tabelle 3.1). Die Wellenlänge ist bei einer Frequenz von 1 MHz ca. 3 mm. Diese Wellenlänge ist viel kleiner als die Substratdicke. Damit breitet sich bei 1 MHz eine Oberflächenwelle aus. Da die Wellenlänge und damit das Eindringmaß viel größer ist als die Schichtdicke, ist die Geschwindigkeit der Oberflächenwelle V_R von den Eigenschaften vom Stahlsubstrat abhängig und beträgt ca. 3000 m s^{-1} .

Bei einer Frequenz von 300 MHz ist die Wellenlänge und damit das Eindringmaß mit 10 μm hingegen deutlich kleiner als die Schichtdicke. Hier ist V_R von den Eigenschaften der Schicht abhängig und nähert sich dem Wert 2940 m s^{-1} für Aluminium.

Aus dieser qualitativen Betrachtung geht hervor, dass die Geschwindigkeit der Oberflächenwelle von der Frequenz abhängt. Dieser Dispersions-effekt und die damit einhergehende Dispersionskurve werden im folgenden Abschnitt 3.2 quantitativ beschrieben.

3.2 Die Dispersionsrelation

Um die Dispersionsrelation für ein Mehrschichtsystem theoretisch zu ermitteln, wird die Geschwindigkeit der sich ausbreitenden Oberflächenwellen für jede Frequenz berechnet. In der Literatur sind dafür zwei Verfahren bekannt:

- Die Wellen- und Materialgleichungen werden aufgestellt für jedes Medium und die allgemeine Lösung für eine Ebene Welle gegeben. Da es über alle Schichten hinweg für die Oberflächenwelle nur eine Geschwindigkeit gibt, gilt es, Randbedingungen an den Schichtgrenzen zu berücksichtigen. Das resultierende Differentialgleichungssystem wird in eine algebraische Form überführt. Die Anzahl der Differentialgleichungen ergibt sich aus der Anzahl der Schichten. Für ein unbeschichtetes Material, das einen Halbraum füllt, gibt es sechs Differentialgleichungen, für ein Mehrschichtsystem gibt es pro Schicht zusätzlich sechs Differentialgleichungen [23].
- Mit Hilfe von Green'schen Funktionen wird die Ausbreitung von akustischen Oberflächenwellen beschrieben ([24], [25], [26]). Eine Green'sche Funktion G_{ij} stellt physikalisch die mechanische Verschiebung in der Richtung i aufgrund einer punktförmigen mechanischen Spannung in Richtung j dar. Zusätzlich werden für ein Mehrschichtsystem die Randbedingungen der unteren Schichtgrenzen auf die Oberfläche mittels einer Propagatormatrix umgerechnet ([27], [28]). Dadurch wird für beliebig viele Schichten immer eine konstante Anzahl von Differentialgleichungen gelöst, nämlich sechs.

Da in dieser Arbeit vorwiegend Mehrschichtsysteme untersucht werden, wird mit dem zweiten Verfahren die Dispersionsrelation schneller ermittelt.

Um die Differentialgleichungen zu formulieren, wird die Bewegungsgleichung aufgestellt. Es wird vorausgesetzt, dass die Ausbreitungsmedien nichtpiezoelektrisch sind. Damit gibt es keinen piezoelektrischen Tensor. Ferner wird vorausgesetzt, dass die Quelle der akustischen Oberflächenwelle - die elektromagnetische Welle des Lasers - entkoppelt ist von der akustischen Welle. Dies trifft in der Regel zu, da sich die Geschwindigkeiten der elektromagnetischen und der akustischen Wellen um die Größenordnung 10^5 unterscheiden [23]. Als letztes interessieren wir uns für die Ausbreitung „weit“ außerhalb des Anregungsbereichs, d. h. in einer Entfernung, die viel größer ist als die charakteristische Breite der Anregung.

Die Bewegungsgleichung lautet [23]

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}. \quad (3.9)$$

Dabei sind ρ die Dichte, u_i die mechanische Verschiebung und T_{ij} der Tensor der mechanischen Spannungen. Die Materialgleichung für T_{ij} beinhaltet nach den vorhergehenden Voraussetzungen weder piezoelektrische noch thermische Terme.

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}. \quad (3.10)$$

Diese Gleichung gilt für ein lineares elastisches Medium mit mechanischen Verschiebungen, die sehr klein sind gegenüber der charakteristischen Länge in x -Richtung, z. B. der akustischen Wellenlänge. Setzt man Gl. 3.10 in Gl. 3.9 ein, so erhält man ein System von drei hyperbolischen Differentialgleichungen für die drei Raumrichtungen von Abb. 3.1

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (3.11)$$

Durch den harmonischen Ansatz $\exp(i\omega t)$ für die mechanische Verschiebung wird Gleichung 3.11 zu

$$-\rho\omega^2 u_i = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (3.12)$$

Da u_1 , u_2 und u_3 unabhängig voneinander sind, wird das Erscheinen von u_i und u_l auf beiden Seiten der Gleichung durch den Kroneck'schen Tensor zweiter Stufe gelöst. In Matrixschreibweise ist

$$-\rho\omega^2 \delta_{il} u_i = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}. \quad (3.13)$$

Dabei ist $\delta_{il} = 1$ für $i = l$ und $\delta_{il} = 0$ für die anderen Fälle. Durch die Einführung eines Differentialoperators L entsteht folgende Gleichung (s. [27])

$$L_{il}(u_l) = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + \rho\omega^2 \delta_{il} u_l = 0. \quad (3.14)$$

Die allgemeine Lösung der Bewegungsgleichung 3.11 ist eine Summe von partiellen ebenen Wellen der Form

$$u_l = a_l e^{i(\omega t - k_1 x_1 - k_3 x_3)}. \quad (3.15)$$

3.2.1 Allgemeine Lösung für den unteren Halbraum

Die Probe von Abb. 3.1 wird als unendlich dick angenommen. Die allgemeine Lösung (Gleichung 3.15) ist im Fourierraum

$$\bar{u}_L = \bar{u}_L(k_1, k_3, x_1, x_3). \quad (3.16)$$

Für die Spektralkomponenten k_1 und k_3 wird in der Literatur ein Term $\alpha = k_3/k_1$ eingeführt ([24]). Nun sieht die allgemeine Lösung von Gleichung 3.16 im Fourierraum und in Matrixschreibweise folgendermaßen aus

$$\bar{u}_L = \begin{pmatrix} \bar{u}_1(k_1, x_3) \\ \bar{u}_2(k_1, x_3) \\ \bar{u}_3(k_1, x_3) \end{pmatrix} \cdot e^{-ik_1 x_1}. \quad (3.17)$$

Für die Fälle $j = 2$ und $k = 2$ verschwindet der erste Additionsterm von Gl. 3.14, da die Oberflächenwellen sich nur in der Ebene (x_1, x_3) ausbreiten. Für die anderen Fälle wird die partielle Ableitung $\partial/\partial x_1$ durch die Fouriertransformation zu einer Multiplikation mit $-ik_1$. Somit sind für diese Fälle

$$\begin{aligned}
 j = 1, k = 1 &\Rightarrow c_{i11l} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_1 \partial x_1} \xrightarrow{F} -k_1^2 \bar{u}_L \cdot c_{i11l}, \\
 j = 1, k = 3 &\Rightarrow c_{i13l} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_1 \partial x_3} \xrightarrow{F} -ik_1 \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial x_3} \cdot c_{i13l}, \\
 j = 3, k = 1 &\Rightarrow c_{i31l} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_1 \partial x_3} \xrightarrow{F} -ik_1 \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial x_3} \cdot c_{i31l}, \\
 j = 3, k = 3 &\Rightarrow c_{i33l} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_3 \partial x_3} \xrightarrow{F} \frac{\partial^2 \bar{u}_L}{\partial x_3^2} \cdot c_{i33l}.
 \end{aligned}$$

Mit dem Buchstaben F wird eine Fouriertransformation symbolisiert. In Matrixschreibweise ist der L-Operator im Fourierraum

$$\begin{aligned}
 L_{IL}(\bar{u}_L) &= -k_1^2 A_{IL} \cdot \bar{u}_L - ik_1 (B_{IL} + B_{LI}) \cdot \frac{\partial \bar{u}_L}{\partial x_3} \\
 &\quad + C_{IL} \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}_L}{\partial x_3^2} + \omega^2 \cdot D_{IL} \cdot \bar{u}_L = 0
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Dabei sind die Matrizen A_{IL} , B_{IL} , B_{LI} , C_{IL} und D_{IL}

$$A_{IL} = c_{I11L} = \begin{pmatrix} c_{1111} & c_{1112} & c_{1113} \\ c_{2111} & c_{2112} & c_{2113} \\ c_{3111} & c_{3112} & c_{3113} \end{pmatrix}, \tag{3.19}$$

$$B_{IL} = c_{I13L} = \begin{pmatrix} c_{1131} & c_{1132} & c_{1133} \\ c_{2131} & c_{2132} & c_{2133} \\ c_{3131} & c_{3132} & c_{3133} \end{pmatrix}, \tag{3.20}$$

$$B_{LI} = c_{I31L} = \begin{pmatrix} c_{1311} & c_{1312} & c_{1313} \\ c_{2311} & c_{2312} & c_{2313} \\ c_{3311} & c_{3312} & c_{3313} \end{pmatrix}, \tag{3.21}$$

$$C_{IL} = c_{I33L} = \begin{pmatrix} c_{1331} & c_{1332} & c_{1333} \\ c_{2331} & c_{2332} & c_{2333} \\ c_{3331} & c_{3332} & c_{3333} \end{pmatrix}, \tag{3.22}$$

$$D_{IL} = \begin{pmatrix} \rho & 0 & 0 \\ 0 & \rho & 0 \\ 0 & 0 & \rho \end{pmatrix}. \tag{3.23}$$

Um das Differentialgleichungssystem von Gl. 3.18 in ein Eigenwertproblem zu überführen wird für die Lösungsfunktion $\bar{u}_L(k_1, x_3)$ ein Exponentialansatz mit einem Eigenwert λ durchgeführt:

$$\bar{u}_L(k_1, x_3) = \bar{v}_L(k_1, \lambda) \cdot e^{-i\lambda k_1 x_3}. \quad (3.24)$$

Dabei ist λ der Eigenwert und \bar{v}_L der Eigenvektor

$$\bar{v}_L(k_1, \lambda) = \begin{pmatrix} \bar{u}_1(k_1, \lambda) \\ \bar{u}_2(k_1, \lambda) \\ \bar{u}_3(k_1, \lambda) \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

Durch Einsetzen von \bar{u}_L aus Gl. 3.24 in Gl. 3.18 kann das Eigenwertproblem folgendermaßen formuliert werden:

$$L_{IL} = [-\lambda^2 C_{IL} k_1^2 - \lambda(B_{IL} + B_{LI})k_1^2 - A_{IL}k_1^2 + \omega^2 D_{IL}] \bar{v}_L. \quad (3.26)$$

Anders formuliert ist

$$[\lambda^2 C_{IL} + \lambda(B_{IL} + B_{LI}) + A_{IL} - (\omega/k_1)^2 D_{IL}] \bar{v}_L = 0. \quad (3.27)$$

Das quadratische Eigenwertproblem von Gl. 3.27 kann in ein gewöhnliches reelles Eigenwertproblem überführt werden, indem ein Hilfsvektor \bar{w}_I eingeführt wird (s. [24]):

$$\bar{w}_I = (B_{LI} + \lambda C_{IL}) \bar{v}_L. \quad (3.28)$$

Der Hilfsvektor \bar{w}_I stellt mechanische Spannungen dar. Dies wird durch folgende Berechnung darlegt. Aus der Materialgleichung (Gl. 3.10) und dem Exponentialansatz (Gl. 3.24) folgt

$$j = 3, k = 1 \quad \Rightarrow \quad T_{i3} = c_{i31l} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_1}, \quad (3.29)$$

$$j = 3, k = 3 \quad \Rightarrow \quad T_{i3} = c_{i33l} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_3}. \quad (3.30)$$

Im Fourier-Raum gelten somit

$$j = 3, k = 1 \quad \Rightarrow \quad \bar{T}_{i3} = B_{LI} \cdot (-ik_1) \cdot \bar{u}_L, \quad (3.31)$$

$$j = 3, k = 3 \quad \Rightarrow \quad \bar{T}_{i3} = C_{IL} \cdot (-ik_1 \lambda) \cdot \bar{u}_L. \quad (3.32)$$

Aus der Summe der beiden Gleichungen ergibt sich

$$(B_{LI} + \lambda C_{IL}) \cdot \bar{u}_L = \frac{2}{-ik_1} \cdot \bar{T}_{I3}. \quad (3.33)$$

Durch Einsetzen von \bar{w}_I aus Gleichung 3.28 ergibt sich

$$\bar{w}_I = \frac{2}{-ik_1} \cdot \bar{T}_{I3}. \quad (3.34)$$

In Matrixschreibweise ist

$$\bar{w}_I(k_1, \lambda) = \frac{-2}{ik_1} \cdot \begin{pmatrix} \bar{T}_{13}(k_1, \lambda) \\ \bar{T}_{23}(k_1, \lambda) \\ \bar{T}_{33}(k_1, \lambda) \end{pmatrix}. \quad (3.35)$$

Damit stellt der Hilfsvektor \bar{w}_I die mechanischen Spannungen dar und ist die Ursache für die Anregung der akustischen Oberflächenwellen.

Das Eigenwertproblem von Gleichung 3.27 kann auch in Matrixschreibweise überführt werden, indem folgende Umformulierungen durchgeführt werden:

1. Durch Kombination der Gleichungen 3.28 und 3.27 entsteht

$$\lambda \cdot \bar{w}_I + \left[\lambda B_{IL} + A_{IL} - \left(\frac{\omega}{k_1} \right)^2 \cdot D_{IL} \right] \cdot \bar{v}_L = 0. \quad (3.36)$$

Die Gleichung 3.28 kann auch umgeschrieben werden als

$$\lambda B_{IL} \bar{v}_L = -B_{IL} C_{IL}^{-1} B_{LI} \bar{v}_L + B_{IL} C_{IL}^{-1} \bar{w}_I. \quad (3.37)$$

Durch Einsetzen des linken Terms von Gl. 3.37 in Gl. 3.36 entsteht

$$\begin{aligned} \lambda \bar{w}_I = & B_{IL} C_{IL}^{-1} B_{LI} \bar{v}_L - B_{IL} C_{IL}^{-1} \bar{w}_I - A_{IL} \bar{v}_L \\ & + \left(\frac{\omega}{k_1} \right)^2 \cdot D_{IL} \bar{v}_L. \end{aligned} \quad (3.38)$$

2. Die Gl. 3.28 kann außerdem auch geschrieben werden als

$$\lambda \bar{v}_L = C_{IL}^{-1} \bar{w}_I - C_{IL}^{-1} B_{LI} \bar{v}_L. \quad (3.39)$$

Die Gleichungen 3.38 und 3.39 können in Matrixschreibweise zusammengefasst werden als

$$H \cdot h = \lambda \cdot h. \quad (3.40)$$

Diese Gleichung stellt ein Eigenwertproblem der Dimension sechs dar. Dabei ist

$$H = \begin{pmatrix} -C_{IL}^{-1} B_{LI} & C_{IL}^{-1} \\ B_{IL} C_{IL}^{-1} B_{LI} - A_{IL} + (\omega/k_1)^2 D_{IL} & -B_{IL} C_{IL}^{-1} \end{pmatrix}. \quad (3.41)$$

Auf der anderen Seite ist h ein sechsdimensionaler Vektor, der sowohl die Quellen der Oberflächenwellen \bar{T}_{I3} als auch die mechanischen Verschiebungen \bar{u}_L enthält. Er wird formuliert als

$$h = \begin{pmatrix} \bar{v}_L \\ \bar{w}_I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{u}_L \\ -\frac{2}{ik_1} \bar{T}_{I3} \end{pmatrix}. \quad (3.42)$$

Aus den sechs möglichen reellen oder konjugiert komplexen Lösungen für Gl. 3.40 sind nur diejenigen zulässig, die zu abklingenden mechanischen Verschiebungen in $x_3 \rightarrow -\infty$ führen (Oberflächenwellen). Diese Bedingung lässt sich für konjugiert komplexe Eigenwerte und zugehörige Eigenvektoren formulieren als

$$\lim_{x_3 \rightarrow -\infty} e^{-i\lambda_K k_1 x_3} = 0 \quad \text{oder} \quad \text{Im}(\lambda_K) > 0. \quad (3.43)$$

Der Index K wird eingeführt, um die ausgewählten Eigenwerte λ_K zu kennzeichnen.

Bei reellen Eigenwerten und Eigenvektoren gilt die Abstrahlungsbedingung, dass Energie in die Tiefe transportiert wird (Volumenwellen). Dadurch muss die x_3 -Komponente des Vektors der Energieflussdichte negativ sein [29]. Dieser ist

$$P_3 = -\frac{\partial u_i}{\partial t} T_{i3} < 0. \quad (3.44)$$

Im Fourierraum gilt

$$P_3 = -\frac{\omega k_1}{2} \sum_{I=1}^3 \bar{v}_{IK} \bar{w}_{IK} < 0. \quad (3.45)$$

Wie bei der Indexierung der Eigenwerte wird bei den Eigenvektoren \bar{v}_{IK} und beim Hilfsvektor \bar{w}_{IK} der Index K verwendet

$$\bar{v}_{IK} = \begin{pmatrix} \bar{v}_1 \\ \bar{v}_2 \\ \bar{v}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{v}_{11} & \bar{v}_{12} & \bar{v}_{13} \\ \bar{v}_{21} & \bar{v}_{22} & \bar{v}_{23} \\ \bar{v}_{31} & \bar{v}_{32} & \bar{v}_{33} \end{pmatrix}, \quad (3.46)$$

sowie für die mechanischen Spannungen

$$\bar{T}_{I3K} = \begin{pmatrix} \bar{T}_{13} \\ \bar{T}_{23} \\ \bar{T}_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{v}_{131} & \bar{v}_{132} & \bar{v}_{133} \\ \bar{v}_{231} & \bar{v}_{232} & \bar{v}_{233} \\ \bar{v}_{331} & \bar{v}_{332} & \bar{v}_{333} \end{pmatrix}. \quad (3.47)$$

Aus der Summe der drei Eigenlösungen \bar{v}_{IK} ergibt sich die allgemeine Lösung für den unteren Halbraum als Linearkombination mit beliebigen Amplituden a_K .

$$\bar{u}_{IK}^u = \bar{v}_{IK}^u a_K^u e^{-i\lambda_K^u k_1 x_3} e^{-ik_1 x_1}. \quad (3.48)$$

Dabei wird ein hochgestelltes u benutzt, um den unteren Halbraum zu kennzeichnen. Im Folgenden wird auch ein hochgestelltes o für den oberen Halbraum stehen.

Die dazugehörigen Spannungen werden durch Einsetzen von Gl. 3.48 in Gl. 3.10 ermittelt zu

$$\bar{T}_{I3}^u = \bar{T}_{I3K}^u a_K^u e^{-i\lambda_K^u k_1 x_3} e^{-ik_1 x_1}. \quad (3.49)$$

3.2.2 Allgemeine Lösung für den oberen Halbraum

Hier gelten die Abstrahlungs- und Endlichkeitsbedingungen für $x_3 \rightarrow +\infty$. Für den Fall von Vakuum als oberem Halbraum verschwindet die Lösung, da es keine akustischen Wellen im Vakuum gibt (die Eigenvektoren sind $v_{IK}^o = \delta_{IK}$ mit $\lambda_K = 0$). In den anderen Fällen läßt sich analog zum unteren Halbraum die allgemeine Lösung als Linearkombination der vier Eigenlösungen mit beliebigen Amplituden a_K^o angeben

$$\bar{u}_{IK}^o = \bar{v}_{IK}^o a_K^o e^{-i\lambda_K^o k_1 x_3} e^{-ik_1 x_1}. \quad (3.50)$$

Die dazugehörigen Spannungen werden durch Einsetzen von Gl. 3.50 in Gl. 3.10 ermittelt zu

$$\bar{T}_{I3}^o = \bar{T}_{I3K}^o a_K^o e^{-i\lambda_K^o k_1 x_3} e^{-ik_1 x_1}. \quad (3.51)$$

Aus den Verschiebungen und Spannungen für den unteren Halbraum (Gl. 3.48 und 3.49) sowie für den oberen Halbraum (Gl. 3.50 und 3.51) kann unter Berücksichtigung der Randbedingungen an der Grenzschicht die Lösung für die Oberflächenwelle angegeben werden.

3.2.3 Ermittlung der Green'schen Funktion für einen Halbraum

Bei Vorhandensein von mechanischen Spannungen an der Oberfläche gibt es mindestens eine Raumrichtung $i = 1 \dots 3$, bei der $\bar{T}_{i3} \neq 0$. Diese sind die Quellen für die mechanischen Verschiebungen \bar{u}_I . Die Green'schen Funktionen \bar{G}_{IJ} werden definiert als (s. [24])

$$\begin{pmatrix} \bar{u}_1 \\ \bar{u}_2 \\ \bar{u}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{G}_{11} & \bar{G}_{12} & \bar{G}_{13} \\ \bar{G}_{21} & \bar{G}_{22} & \bar{G}_{23} \\ \bar{G}_{31} & \bar{G}_{32} & \bar{G}_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\bar{T}_{13} \\ -\bar{T}_{23} \\ -\bar{T}_{33} \end{pmatrix}. \quad (3.52)$$

An der Oberfläche bei $x_3 = 0$ verschwindet der Exponentialterm mit x_3 in den Gleichungen 3.48 bis 3.51. Die Green'sche Funktion kann geschrieben werden als (s. [24])

$$\bar{G} = \bar{u}_{IK} \cdot (\bar{T}_{I3K})^{-1} = \frac{\bar{u}_{IK} [\text{adj}(\bar{T}_{I3K})]}{\det(\bar{T}_{I3K})}. \quad (3.53)$$

Dabei ist $\text{adj}(T)$ die adjungierte Matrix von T . Wie aus Gl. 3.53 ersichtlich ist, ist die Green'sche Funktion proportional zum Kehrwert von $\det(\bar{T}_{I3K})$.

Es ist in der Literatur üblich, Green'sche Funktionen als Funktion des Kehrwerts der Geschwindigkeit der Oberflächenwelle darzustellen (s. z. B. [24]). In der Tat ist aus Gl. 3.36 zu erkennen, dass das Verhältnis \bar{v}_L/\bar{w}_I von $k/\omega = 1/v = s$ abhängig ist.

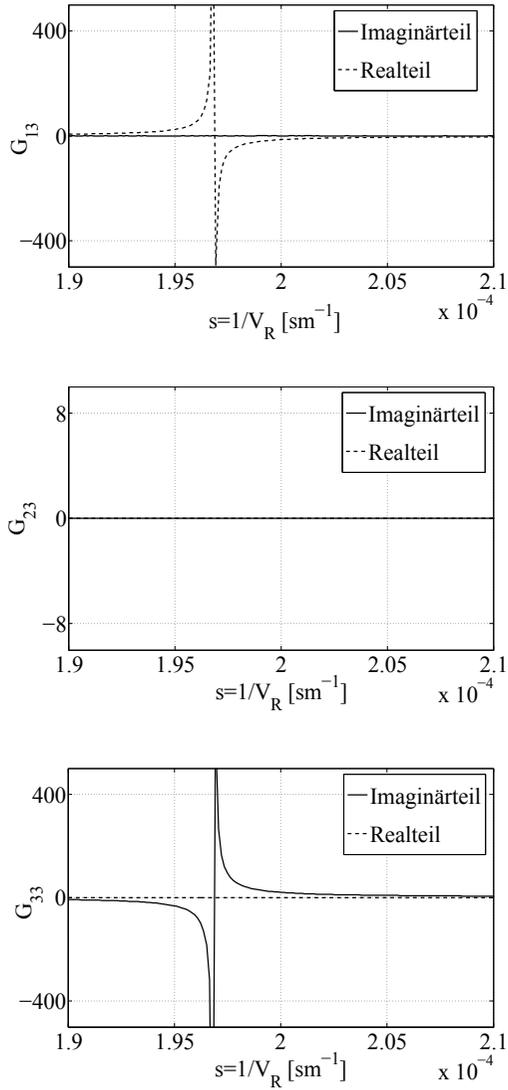


Abbildung 3.4: Green'sche Funktionen für einen {100}-Silizium-Halbraum in $\langle 110 \rangle$ -Richtung.

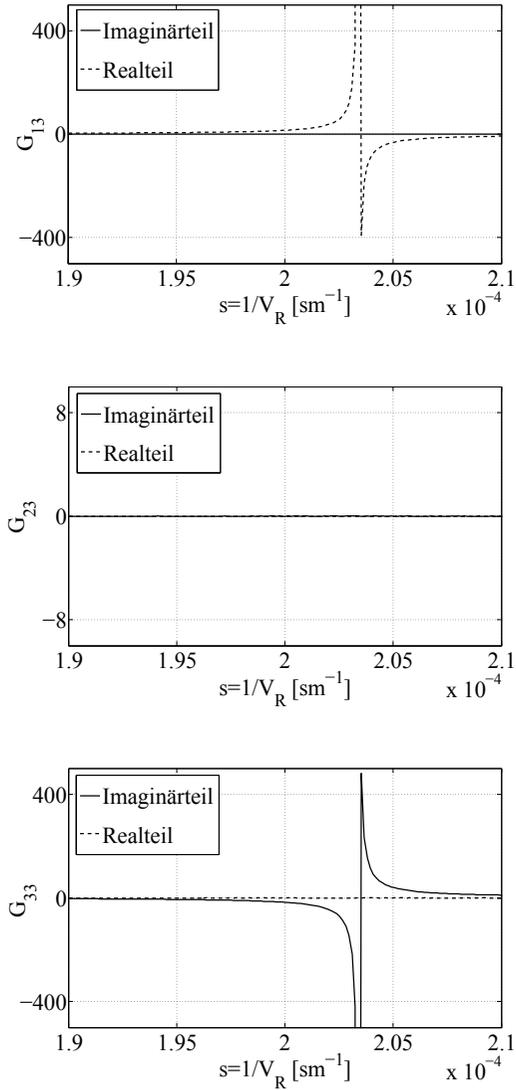


Abbildung 3.5: Green'sche Funktionen für einen $\{100\}$ -Silizium-Halbraum in $\langle 100 \rangle$ -Richtung.

Wie später im Abschnitt 4.1.1 dargestellt, wird für die Anregung der akustischen Oberflächenwellen in dieser Arbeit ein Laser verwendet, der eine Kraft in Richtung x_3 bewirkt. Aus diesem Grund sind in dieser Arbeit nur die Green'schen Funktionen G_{I3} interessant. In Abb. 3.4 werden diese Funktionen für einen Halbraum aus einkristallinem $\{100\}$ -Silizium in $\langle 110 \rangle$ -Richtung bei einer Frequenz von 100 MHz ermittelt.

- In x_2 -Richtung ist die Green'sche Funktion für die dargestellten Geschwindigkeitswerte gleich null. Es findet somit keine Ausbreitung von Oberflächenwellen in dieser Richtung statt.
- In den x_1 und x_3 -Richtungen sind die Green'schen Funktionen hingegen $G_{13} \neq 0$ und $G_{33} \neq 0$. Das Vorhandensein von Polstellen bei der Geschwindigkeit $v_R = 5079 \text{ m s}^{-1}$ entspricht nach Gleichung 3.53 einer Nullstelle der Spannungen $\det(\bar{T}_{13})$ und $\det(\bar{T}_{33})$. Nach [28] deutet dies auf eine lauffähige Mode in der Sagittalebene (x_1, x_3) hin. Damit ist die Welle als Rayleigh-Welle identifiziert. Diese Geschwindigkeit ist unabhängig von der Frequenz. Die Ausbreitung von Oberflächenwellen im Silizium-Halbraum ist - wie aus Abschnitt 3.1.2 erwartet - nicht dispersiv.
- Dass $G_{13} \neq 0$, $G_{23} = 0$ und $G_{33} \neq 0$ ist charakteristisch für Ausbreitungsebenen, die zugleich Symmetrieebenen des Kristalls darstellen. Hier stellt die Sagittalebene $(x_1, x_3) = (\langle 110 \rangle, \langle 100 \rangle)$ eine Symmetrieebene für den $\{100\}$ -Silizium-Halbraum dar.

In Abb. 3.5 werden die Green'schen Funktionen G_{13} , G_{23} und G_{33} für einen Halbraum aus einkristallinem $\{100\}$ -Silizium in $\langle 100 \rangle$ -Richtung bei einer Frequenz von 100 MHz dargestellt. Hier gelten die gleichen Überlegungen wie in der Richtung $\langle 110 \rangle$, mit dem Unterschied, dass es sich hier um Rayleigh-Wellen mit einer Geschwindigkeit von $v_R = 4914 \text{ m s}^{-1}$ handelt. Der Silizium-Halbraum ist auch hier - wie jeder homogene Halbraum - nicht dispersiv, d. h. dass V_R unabhängig von der Frequenz ist.

3.2.4 Ermittlung der Green'schen Funktion für Mehrschichtsysteme

Während in einem Halbraum die Sommerfeld'schen Abstrahlungs- und Endlichkeitsbedingungen als Randbedingungen gelten (s. Gl. 3.43 und 3.44), muss bei Mehrschichtsystemen für jede endlich dicke Schicht r die Abhängigkeit von der Tiefe x_3 berücksichtigt werden. Dies wird durch eine Transformation der Randbedingungen von $\pm\infty$ zu jeder Grenzschicht bewerkstelligt. Das Ziel ist, dass die Randbedingungen nur noch an der aktiven Grenz-



Abbildung 3.6: Mehrschichtsystem zur Transformation der Randbedingungen an die aktive Grenzschicht.

schicht zu berücksichtigen sind. Die aktive Grenzschicht bei einer optischen Anregung ist die oberste Grenzschicht.

In Abb. 3.6 wird ein Beispiel-Schichtsystem dargestellt, anhand dessen diese Transformation erläutert wird. Das Schichtsystem besteht aus einem einkristallinen $\{100\}$ -Silizium-Substrat sowie einer thermischen SiO_2 -Schicht der Dicke $1 \mu\text{m}$. Hier ist die aktive Grenzschicht bei x_3^2 . Es geht dementsprechend darum, den sechsdimensionalen Vektor von Gleichung 3.42 mit Berücksichtigung der Dicke $\Delta x = (x_3^2 - x_3^1)$ neu zu berechnen. Dies geschieht durch Einführung einer Propagatormatrix P_m (s. [28]), wobei

$$P_m = -\lambda_K \cdot k_1. \quad (3.54)$$

Daraus entsteht

$$\frac{\partial h}{\partial x_3} = P_m \cdot h. \quad (3.55)$$

Aus den Gleichungen 3.48 bis 3.51 und aus der Definition der Propagatormatrix Gl. 3.54 ist ersichtlich, dass

$$h(x_3^2) = e^{(P_m \cdot \Delta x)} \cdot h(x_3^1). \quad (3.56)$$

Die Geschwindigkeit der Oberflächenwellen wird somit bei diesem Schichtsystem gefunden für

$$\det \left(e^{(P_m \cdot \Delta x)} \cdot \bar{T}_{I3K} \right) = 0. \quad (3.57)$$

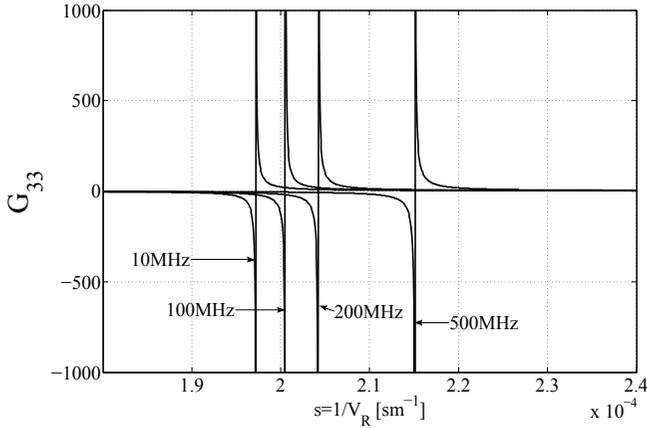


Abbildung 3.7: Green'sche Funktion für das Schichtsystem aus Abb. 3.6 für die Frequenzen 10, 100, 200 und 500 MHz

Ausgehend von Gl. 3.53 wird die Green'sche Funktion G_{33} für das Beispiel-Schichtsystem von Abb. 3.6 in Abb. 3.7 für die Frequenzen 10, 100, 200 und 500 MHz dargestellt. Die Geschwindigkeitswerte sind in Abb. 3.8 als Dispersionskurve in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt. Es resultieren folgende Anmerkungen:

- Bei den niedrigen Frequenzen (ca. 10 MHz) beträgt die Wellenlänge der akustischen Oberflächenwelle ca. $\lambda_R = V_R/f \approx 500 \mu\text{m}$. Damit dringt die Oberflächenwelle tief in das Substrat hinein und die Geschwindigkeit liegt nah an der Geschwindigkeit vom unbeschichteten Substrat (5079 m s^{-1}).
- Es ergibt sich eine abfallende Dispersionsrelation für die Geschwindigkeit V_R in Abhängigkeit von der Frequenz f . Mit höherer Frequenz breitet sich die Oberflächenwelle zunehmend auch entlang der SiO_2 -Schicht aus. Das Material SiO_2 besitzt einen niedrigeren E-Modul im Vergleich zum Silizium (ca. 70 vs. 169 GPa) bei annähernd gleicher Dichte (2,2 vs. 2,33 kg m^{-3}). Dies führt zu einer niedrigeren spezifischen Geschwindigkeit vom SiO_2 im Vergleich zum Silizium (ca. 3410

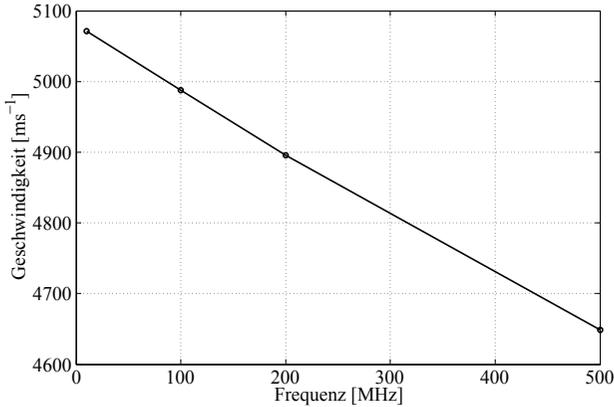


Abbildung 3.8: Aus den Green'schen Funktionen berechnete Dispersionsrelation für das Schichtsystem aus $\{100\}$ -Siliziumsubstrat in $\langle 110 \rangle$ -Richtung und $1 \mu\text{m}$ -dicke SiO_2 -Schicht.

vs. 5079 m s^{-1}). Wenn diese zwei Materialien in einem Schichtsystem wie bei Abb. 3.6 zusammengebracht sind, resultiert mit zunehmender Frequenz eine abfallende Dispersionskurve.

- Die Dispersionskurve ist in diesem Frequenzbereich annähernd linear. Auch bei 500 MHz ist die Wellenlänge mit ca. $10 \mu\text{m}$ immer noch sehr groß im Vergleich zur Schichtdicke ($1 \mu\text{m}$). Erst bei ähnlichen Größenordnungen und damit bei einer Frequenz im GHz-Bereich ändert sich die Steigung der Dispersionsrelation signifikant. Bei Frequenzen oberhalb von 5 GHz konvergiert die Geschwindigkeit gegen 3400 m s^{-1} .

Verallgemeinerung der Lösung für eine beliebige Anzahl der Schichten Für das Schichtsystem von Abb. 3.9 wird die Propagation der Randbedingungen analog zur Gl. 3.56 durchgeführt. Damit ergibt sich

$$h(x_3^3) = e^{(P_m \cdot \Delta x)} \cdot h(x_3^2). \quad (3.58)$$

Dabei ist $\Delta x = x_3^3 - x_3^2$. Somit können für das Beispielschichtsystem von Abb. 3.9 nach Gl. 3.57 die Polstellen der Green'sche Funktion G_{33} berechnet

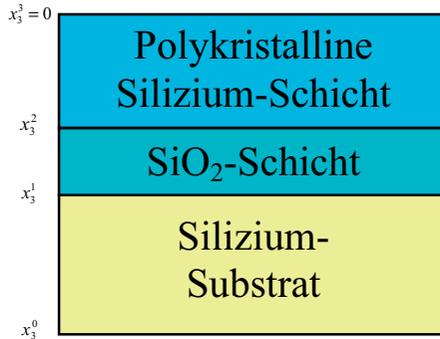


Abbildung 3.9: Mehrschichtsystem mit einem Silizium-Substrat und einer SiO_2 -Schicht der Dicke $2,5 \mu\text{m}$ sowie einer $10 \mu\text{m}$ -dicken polykristallinen Silizium-Schicht.

werden. Daraus wird die Dispersionskurve ermittelt (s. Abb. 3.10).

Es gelten folgende Überlegungen:

- Bei den niedrigen Frequenzen (ca. 10 MHz) beträgt die Wellenlänge ca. $500 \mu\text{m}$. Damit dringt die Oberflächenwelle tief in das Substrat ein und die Geschwindigkeit liegt mit 5060 m s^{-1} nahe an der Substrat-Geschwindigkeit (5079 m s^{-1}).
- Die Dispersionskurve ist nichtlinear (s. Abb. 3.10) und besitzt ein Minimum bei ca. 200 MHz. Bei dieser Frequenz beträgt die Wellenlänge ca. $25 \mu\text{m}$. Die Oberflächenwelle breitet sich weiterhin vorwiegend entlang des Substrats und der ersten SiO_2 -Schicht aus. Diese hat einen kleineren E-Modul als Silizium und führt im Frequenzbereich 10-200 MHz zu einer abfallenden Dispersionskurve.
- Mit höherer Frequenz ab ca. 200 MHz wird die Wellenlänge kleiner als $25 \mu\text{m}$. Die Oberflächenwelle breitet sich immer mehr entlang der polykristallinen Siliziumschicht aus. Diese hat wiederum einen höheren E-Modul als die darunterliegende SiO_2 -Schicht (ca. 160 GPa im Vergleich zu ca. 70 GPa) bei vergleichbarer Dichte. Die Geschwindigkeit steigt an.
- Bei den höheren Frequenzen ab ca. 500 MHz besitzt die Oberflächenwelle eine Wellenlänge von ca. $10 \mu\text{m}$. Damit ist die Dicke der po-

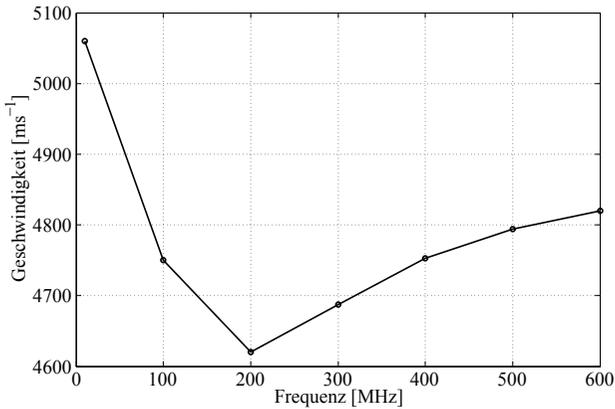


Abbildung 3.10: Aus den Green'schen Funktionen berechnete Dispersionsrelation für das Schichtsystem aus $\{100\}$ -Siliziumsubstrat in $\langle 110 \rangle$ -Richtung und $2,5 \mu\text{m}$ -dicke SiO_2 -Schicht sowie $10 \mu\text{m}$ -dicke polykristalline Siliziumschicht.

lykristallinen Siliziumschicht in der gleichen Größenordnung wie das Eindringmaß der Oberflächenwelle und diese breitet sich vorwiegend entlang der polykristallinen Siliziumschicht aus. Die Geschwindigkeit konvergiert für höhere Frequenzen gegen 4850 m s^{-1} .

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau zur Anregung und Messung von akustischen Oberflächenwellen beschrieben. Im Abschnitt 4.1.1 wird die piezoelektrische Anregung mit Interdigitalstrukturen (engl. *Interdigital Transducers IDTs*) dargestellt. Diese Methode erfordert die Strukturierung der Probenoberfläche und die elektrische Kontaktierung der IDT-Elektroden. Zudem ist sie auf piezoelektrische Materialien beschränkt. Diese Nachteile werden vermieden durch die Wahl einer thermooptischen Anregungsmethode. Im Abschnitt 4.1.2 wird dargestellt, dass ein gepulster Laserstrahl auf die Oberfläche der Probe fokussiert wird. Die absorbierte Laserstrahlung erzeugt einen lokalen Anstieg der Temperatur und die damit einhergehende Volumenausdehnung breitet sich entlang der Oberfläche als akustische Oberflächenwelle aus. Der breitbandige Wellenzug enthält Frequenzen bis in den GHz-Bereich. Um die Phasengeschwindigkeit jeder Frequenz zu ermitteln, muss an zwei Punkten gemessen werden und die Phasenverschiebung an den zwei Punkten in Relation gesetzt werden zum Abstand zwischen den Punkten.

Die schmalbandige thermooptische Anregung ermöglicht die Messung an nur einem Punkt. Da die Frequenzen selektiv angeregt werden, wird die Phasengeschwindigkeit durch die Frequenz und die akustische Wellenlänge ermittelt. In Abschnitt 4.1.3 wird die akustische Wellenlänge durch die Gitterperiode einer Projektionsmaske festgelegt. Um die akustische Wellenlänge elektronisch zu verändern, wird die Projektionsmaske durch einen Lichtmodulator (engl. *Spatial Light Modulator SLM*) ersetzt (s. Abschnitt 4.1.4).

Die Detektion von akustischen Oberflächenwellen kann auch durch IDTs erfolgen (s. Abschnitt 4.2). Die optischen Detektionsmethoden Laserinterferometrie (Abschnitt 4.2.1) und Laserstrahlableitung (Abschnitt 4.2.2) sind im Vergleich dazu kontaktfrei, erfordern keine Strukturierung und sind auch

auf nichtpiezoelektrische Materialien anwendbar.

Abschließend wird im Abschnitt 4.3 die Durchführung der Dispersionsmessungen von akustischen Oberflächenwellen mit den beschriebenen Methoden anhand eines Beispiels erläutert.

4.1 Methoden zur Anregung von akustischen Oberflächenwellen

4.1.1 Piezoelektrische Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit IDTs

Um akustische Oberflächenwellen piezoelektrisch zu erzeugen, wird ein elektrisches Wechselfeld an zwei Elektroden, die auf der Oberfläche eines piezoelektrischen Materials angebracht sind, angelegt. Die Elektroden besitzen typischerweise eine Kammstruktur mit Streifen (Fingern), um einen schmalbandigen Wellenzug zu erzeugen. Da der piezoelektrische Effekt umkehrbar ist, können mit einer so angeordneten Elektrodenstruktur auch akustische Oberflächenwellen in eine elektrische Wechselspannung umgewandelt werden. Die Elektrodenstruktur wird somit als IDT bezeichnet.

Als piezoelektrisches Material werden meist Kristalle verwendet (Quarz, LiNbO_3 , etc), um eine niedrige Dämpfung der Oberflächenwelle zu gewährleisten. Die Elektroden und die Finger bestehen aus Metall (Aluminium, Gold, etc.).

Die Energie der so angeregten akustischen Oberflächenwellen ist maximal bei der Wellenlänge, die der Periode der Kammstruktur entspricht, nämlich

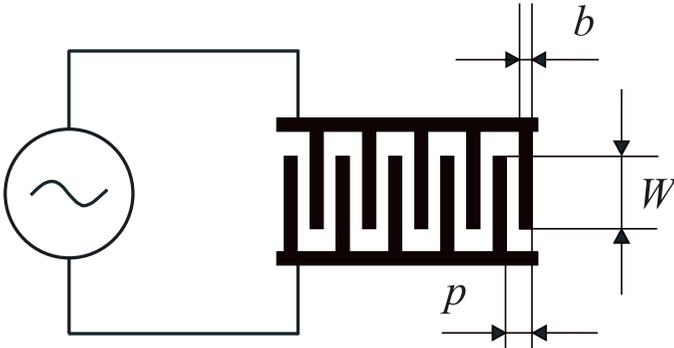
$$\lambda_{SAW} = p \cdot S_e. \quad (4.1)$$

Dabei ist λ_{SAW} die akustische Wellenlänge und p die Streifenperiode. Diese besteht aus der Summe von Fingerbreite und Fingerabstand. Der Faktor S_e beträgt bei Einzelelektroden-IDTs zwei und bei Doppелеlektroden-IDTs vier (s. Abb. 4.1). Die Frequenz des elektrischen Wechselfeldes ist

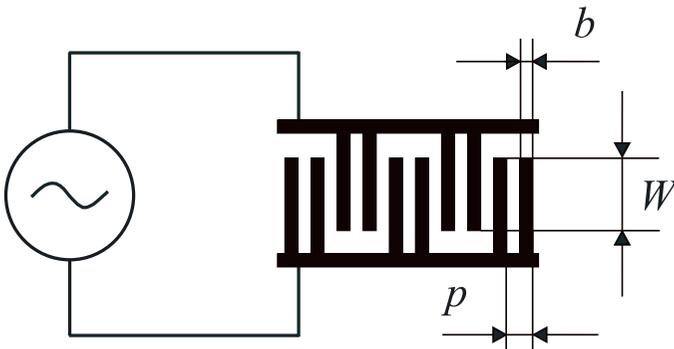
$$f_c = \frac{v_R}{p \cdot S_e}. \quad (4.2)$$

Dabei bezeichnet f_c die Synchronfrequenz und v_R die Phasengeschwindigkeit der akustischen Oberflächenwelle.

Doppелеlektroden-IDTs werden verwendet, damit die Reflexionen der akustischen Oberflächenwellen an den metallischen Fingern bei höheren Frequenzen als f_c stattfinden und damit die schmalbandige akustische Oberflächenwelle nicht stören ([30], [31]). Jede Elektrode reflektiert zu einem kleinen Teil die akustischen Oberflächenwellen. Der Reflexionsmechanismus basiert



(a)



(b)

Abbildung 4.1: Kammstruktur eines Einzelelektroden-IDT (a) und eines Doppelelektroden-IDT (b) für die Anregung von akustischen Oberflächenwellen ($S_e = 2$ bzw. $S_e = 4$). W ist die Apertur, b die Streifenbreite und p die Streifenperiode. Die akustische Wellenlänge ist $\lambda_{SAW} = p \cdot S_e$.

auf drei Effekten [32]: Zum Einen führt die Präsenz einer Stufe zu einer „topographischen“ Reflexion, selbst wenn die Stufe aus dem gleichen Material besteht wie das Substrat. Wenn die Stufe und das Substrat aus unterschiedlichen Materialien bestehen, dann entsteht zusätzlich ein „Massebeladungseffekt“. Dieser letzte Effekt kann durch die Auswahl von Metallisierungen mit niedrigerer Dichte (Aluminium) verringert werden. Aluminium besitzt aber eine schlechtere Korrosionsbeständigkeit als z. B. Gold und muss durch eine zusätzliche Schicht geschützt werden (z. B. SiO_2 , Si_3N_4 , etc.).

Die topographische Reflexion und der Massebeladungseffekt lassen sich erheblich reduzieren durch die Wahl eines kleinen Verhältnisses zwischen Stufenhöhe und akustischer Wellenlänge h/λ_{SAW} .

Als Letztes führt die Präsenz einer metallischen Stufe auf einem piezoelektrischen Substrat zu einer piezoelektrischen Kopplung der Oberflächenwelle mit der metallischen Oberfläche. Dies führt zu einer sogenannten „ $\Delta v_r/v_r$ “-Reflexion, die auch bei einer Stufenhöhe von Null vorhanden ist.

Die Reflexion ist nach [33] am höchsten bei einer akustischen Wellenlänge von $\lambda_{SAW} \approx 2 \cdot p$. Dies ist der Fall bei Einzelelektroden-IDTs. Dadurch ist die Anzahl der Fingerpaare N_s limitiert [15]. Bei zu hoher Anzahl der Fingerpaare ($\gg 100$) wird die Oberflächenwelle vollständig reflektiert und die Welle breitet sich nicht mehr außerhalb vom IDT aus.

Bei Doppelelektroden-IDTs ist nach Gleichung 4.1 $\lambda_{SAW} = 4 \cdot p$. Bei dieser Wellenlänge ist die Reflexion vernachlässigbar klein [33] und die Anzahl der Fingerpaare N_p kann groß gewählt werden (mehrere Tausend).

In Abbildung 4.2 wird die elektrische Ersatzschaltung eines IDT dargestellt. Sie beinhaltet eine statische Kapazität C_t und eine Strahlungsadmittanz $G_a + iB_a(\omega)$. Diese Strahlungsadmittanz entspricht einer seriellen Schaltung mit einem Strahlungswiderstand R_a und einer Reaktanz iX_a . Mit der Reiheninduktivität L kann eine Anpassung des Strahlungswiderstandes R_a an den Generatorwiderstand R_G durchgeführt werden, damit $R_a = R_G = 50 \Omega$. Der Strahlungswiderstand R_a ist bei einem hohen Q-Faktor (G_a und B_a sind sehr klein) gegeben als ([15])

$$R_a(\omega_c) \equiv \frac{G_a(\omega_c)}{(\omega_c \cdot C_t)^2}. \quad (4.3)$$

Der Strahlungswiderstand R_a ist nur von der Apertur W abhängig und nicht von der Anzahl der Fingerpaare N_p , da G_a proportional ist zu $\omega_c \cdot N_p^2 \cdot W$ und die statische IDT-Kapazität C_t proportional ist zu $N_p \cdot W$. Die Apertur W kann je nach Substratschnitt so gewählt werden, dass $R_a = 50 \Omega$. Der AT-Schnitt für ein Quarz-Substrat ist ein um die X-Achse rotierter Y-Schnitt (s. Abb. 4.3), d. h. er besitzt Euler-Winkel von $\lambda = 0$, $\mu = 54^\circ$ und $\theta = 0$ [34]. Für den AT-Schnitt mit einem Metallisierungsverhältnis $b/p = 0.5$ wird die Apertur bei Einzelelektroden-IDTs als $W = 42 \cdot \lambda_{SAW}$ gewählt. Bei Doppelelektroden-IDTs ist $W = 23 \cdot \lambda_{SAW}$ [15].

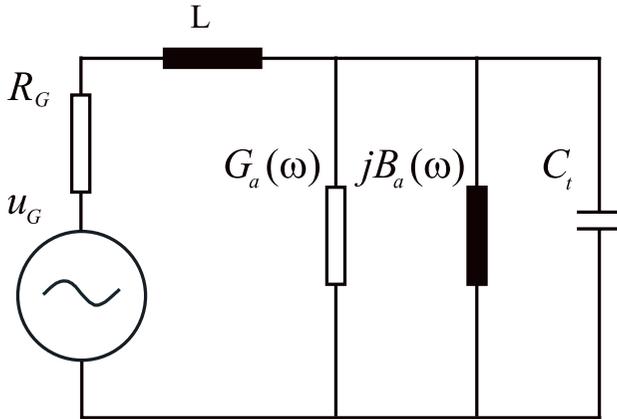


Abbildung 4.2: Elektrische Ersatzschaltung eines IDT mit Generator.

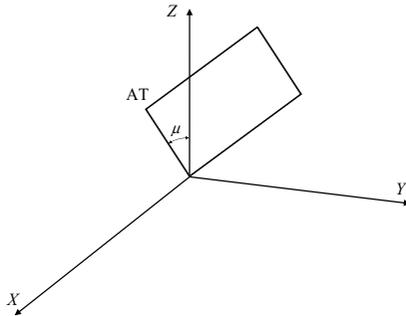


Abbildung 4.3: Euler-Winkel des AT-Schnittes $\lambda = 0$, $\mu = 54^\circ$ und $\theta = 0$.

Doppelelektroden-IDT ($S_e = 4$)

b (μm)	$\lambda_{SAW,IDT}$ (μm)	$A =$ W/λ_{SAW}	W (μm)	f_c (MHz)	f_m (MHz)	f_{th} (MHz)
10	80	23	1840	39,48	39,44	39,35
9	72	23	1656	43,86	43,68	43,72
8	64	23	1472	49,34	49,17	49,18
7	56	23	1288	56,39	56,24	56,21
6	48	23	1104	65,79	65,55	65,57
5	40	23	920	78,95	78,71	78,69
4	32	23	763	98,69	98,36	98,38
3	24	23	552	131,6	131,3	131,2

Einzelelektroden-IDT ($S_e = 2$)

4	16	42	672	197,4	196,6	197,1
3	12	42	504	263,2	262,6	263,3

Tabelle 4.1: Zusammenhang zwischen der akustischen Wellenlänge λ_{SAW} und der Frequenz für die entworfenen IDTs. W ist die Apertur. f_c ist die berechnete Frequenz der Oberflächenwelle für eine Geschwindigkeit von 3158 ms^{-1} . f_m ist die am Netzwerk-Analysator gemessene Frequenz der IDTs. f_{th} ist die theoretisch ermittelte Frequenz mit Berücksichtigung der 150 nm dicken Aluminium-Metallisierungsschicht und der $1 \mu\text{m}$ dicken SiO_2 -Schutzschicht

Die Reiheninduktivität L wird benutzt, um den Wandlungsverlust zu minimieren. Wenn $L = 1/(\omega_c \cdot C_t)$, beträgt der Wandlungsverlust idealerweise 3 dB (Die Anregung findet in zwei Richtungen statt). Die Anzahl der Fingerpaaren N_p wird in Abhängigkeit der gewünschten Bandbreite gewählt. Die 3 dB -Bandbreite ist nach [35] gegeben durch

$$\frac{\Delta f}{f_c} = \frac{0,885}{N_p}. \quad (4.4)$$

Für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten IDTs (s. Abbildung 4.4) ist $N_p = 100$. Die Apertur wurde je nach akustischer Wellenlänge nach Tabelle 4.1 so gewählt, dass eine Anpassung von R_a an 50Ω gewährleistet ist. Die berechneten Frequenzen f_c ergeben sich aus einer konstanten Phasengeschwindigkeit von 3158 m/s für Quarz im AT-Schnitt [15]. Die mit einem Netzwerkanalysator gemessenen Frequenzen sind als f_m bezeichnet. Wenn die 300 nm dicke Aluminium-Metallisierungsschicht und die darüber liegende $1 \mu\text{m}$ dicke SiO_2 -Schicht berücksichtigt werden, dann ergeben sich nach

dem theoretischen Modell von Kap. 3.2 die Frequenzen f_{th} . Dabei wird die Aluminiumschicht als durchgehende Schicht mit der halben Dicke von 150 nm angenommen.

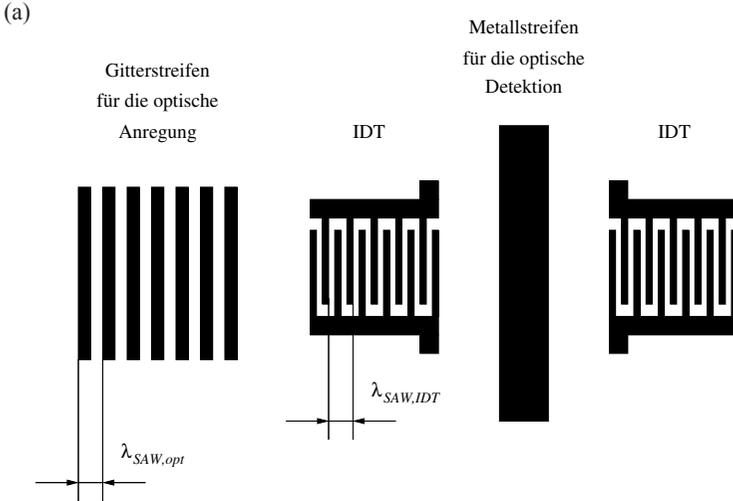
Die Frequenzen f_c (ohne Berücksichtigung der Schichten) und f_{th} (mit Berücksichtigung der Schichten) liegen dicht beieinander. Der Grund dafür ist, dass das Schichtsystem aus Quarz im AT-Schnitt, SiO_2 und Aluminium ähnliche akustische Eigenschaften aufweist. Die Phasengeschwindigkeiten der akustischen Oberflächenwellen entlang des AT-Schnitts von Quarz (ATQ), auf Aluminium und auf SiO_2 sind sehr ähnlich ($v_{ATQ} = 3158 \text{ m s}^{-1}$, $v_{Al} = 2940 \text{ m s}^{-1}$, $v_{\text{SiO}_2} = 3410 \text{ m s}^{-1}$, s. Tabelle 3.1). Zudem sind die Dicken der Schichten mit 150 nm für Aluminium bzw. $1 \mu\text{m}$ für SiO_2 sehr klein. Daher ist nur ein sehr geringer Einfluß der Schichten auf die Phasengeschwindigkeit des Schichtsystems zu erwarten.

Zwischen den berechneten Frequenzen f_{th} und den gemessenen f_m gibt es kleine Unterschiede von unter 0,28 %. Dies hat zwei Hauptursachen:

- Zum Einen ist die Herstellung der IDTs mit schmalen Elektrodenbreiten nur mit endlicher Genauigkeit möglich. Der Fehler beträgt ca. 100 nm. Der relative Fehler liegt damit zwischen 3,3 und 1% für Fingerbreiten zwischen 3 und $10 \mu\text{m}$.
- Zum Zweiten ist der Ausdehnungskoeffizient (TK) erster Ordnung im AT-Schnitt bei 25°C zwar gleich Null, allerdings beträgt der TK zweiter Ordnung $-1,5 \times 10^{-8} / ^\circ\text{C}^2$ und erzeugt eine parabolische Abhängigkeit der Mittenfrequenz von der Temperatur. Durch Abscheiden einer Deckschicht wird die Temperaturcharakteristik verändert und die Mittenfrequenz verschoben. Diese Verschiebung ist zudem bei einer konstanten Schichtdicke für unterschiedliche Frequenzen unterschiedlich stark und lässt sich nicht kompensieren.

Um die schmalbandige thermooptische Anregung mit Maske (s. Abschnitt 4.1.3) vorab mit der sensitiven piezoelektrischen Messung mit IDTs zu testen, wurde ein Wafer hergestellt mit IDTs und darauf abgestimmten Gitterstreifen (s. Abbildung 4.4). An den IDTs können schmalbandige akustische Oberflächenwellen piezoelektrisch angeregt und gemessen werden. Ferner ist die Möglichkeit gegeben, mit den Gitterstreifen optisch schmalbandig anzuregen und am mittleren Metallstreifen breitbandig zu messen. Dies stellt den Beweis dar für die Machbarkeit einer schmalbandigen optischen Anregung kombiniert mit einer breitbandigen optischen Detektion (s. Abschn. 4.1.3 und 4.2).

Die Herstellung der IDTs erfolgt mit Standard-Lithographieverfahren. Die Metallisierung (Aluminium der Dicke 300 nm) wurde durch Sputtern (Kathodenzerstäubung) auf der Waferoberfläche aufgebracht. Durch das ganzflächige Belacken des Wafers und das anschließende Belichten und Entwickeln



(b)

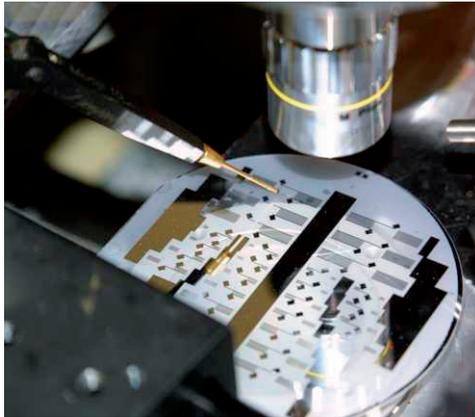


Abbildung 4.4: AT-Quarz Wafer mit IDTs für die piezoelektrische Anregung und Detektion von Oberflächenwellen im Bereich von 40 bis 260 MHz und daran angepasster Gitterstreifen für die optische Anregung.

entstehen im Fotolack Fenster. Durch diese Fenster kann die Metallisierung nasschemisch oder trocken geätzt werden. Am Ende wurde der Fotolack in einem Stripper rückstandsfrei verbrannt und damit entfernt. Eine Schutzschicht (SiO_2 , ca. $1\ \mu\text{m}$ dick) wurde auf die IDT-Strukturen mit plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD) aufgebracht. Diese wurde dann an den Kontaktflächen der IDT freigelegt. Beim Aufbringen der SiO_2 -Schicht wird die Temperatur auf unter $300\ \text{°C}$ gehalten und jede Erhöhung und Erniedrigung der Temperatur langsam durchgeführt, damit sich kein Stress im piezoelektrischen Material bildet und den Wafer zerstört.

Das Substratmaterial ist Quarz im AT-Schnitt. Entlang dieses Schnitts können akustische Oberflächenwellen vom Typ Rayleigh piezoelektrisch angeregt werden. ST, X-Quarz wird häufiger verwendet [36], hat aber einen etwa doppelt so hohen Temperaturkoeffizienten zweiter Ordnung (ca. $-3,4 \times 10^{-8}\ \text{/°C}^2$) im Vergleich zum AT-Schnitt ($-1,5 \times 10^{-8}\ \text{/°C}^2$) [37].

An den Doppelelektroden-IDTs wird eine Spannung von 0 bis 20 dBm angelegt. Dies entspricht einem Effektivwert der Generatorspannung von 0,22 bis 2,24 V. Die in eine Oberflächenwelle umgewandelte Leistung ist im Falle eines optimalen Wandlungsverlustes ($50\ \Omega$ -Anpassung zwischen Spannungsgenerator und IDT) um 3 dB niedriger. In Abbildung 4.5 wird das zeitliche Profil und die schnelle Fourier-Transformation (*engl.* Fast Fourier Transform FFT) einer mit IDT angeregten und gemessenen Oberflächenwelle dargestellt ($\lambda_{\text{SAW,IDT}} = 72\ \mu\text{m}$, $u = 0\ \text{dBm}$). Bei Doppelelektroden-IDTs werden 2nte Harmonische angeregt, bei Einzelelektroden-IDT dagegen nicht (s. Abb. 4.1).

Aus der Geometrie der IDTs bzw. der Gitterstreifen ist die akustische Wellenlänge bekannt. Die Frequenz des Wellenzuges wird mit einer FFT am Oszilloskop oder am Netzwerkanalysator ermittelt. Das Produkt der Wellenlänge und der Frequenz liefert die Phasengeschwindigkeit der akustischen Oberflächenwelle. Damit liegt der Vorteil der schmalbandigen Anregung für die Messung der Dispersionskurve in der direkten Ermittlung der Phasengeschwindigkeit durch eine Messung an nur einem Punkt. Dies wird demonstriert in Kombination mit einer breitbandigen Detektion in Abschnitt 4.3. Die bei einer breitbandigen Anregung nötige Messung der Laufstrecke der Oberflächenwellen zwischen zwei Punkten (s. nächsten Abschnitt) entfällt.

4.1.2 Breitbandige thermooptische Anregung von akustischen Oberflächenwellen

Die thermooptische Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit einem gepulsten Rubin-Laser wurde 1968 von Lee und White demonstriert [38]. Bei der breitbandigen thermooptischen Anregung von elastischen Wellen auf einem Festkörper ($x_3 < 0$) wird ein Laserpuls auf die Oberfläche (x_1, x_2) mit

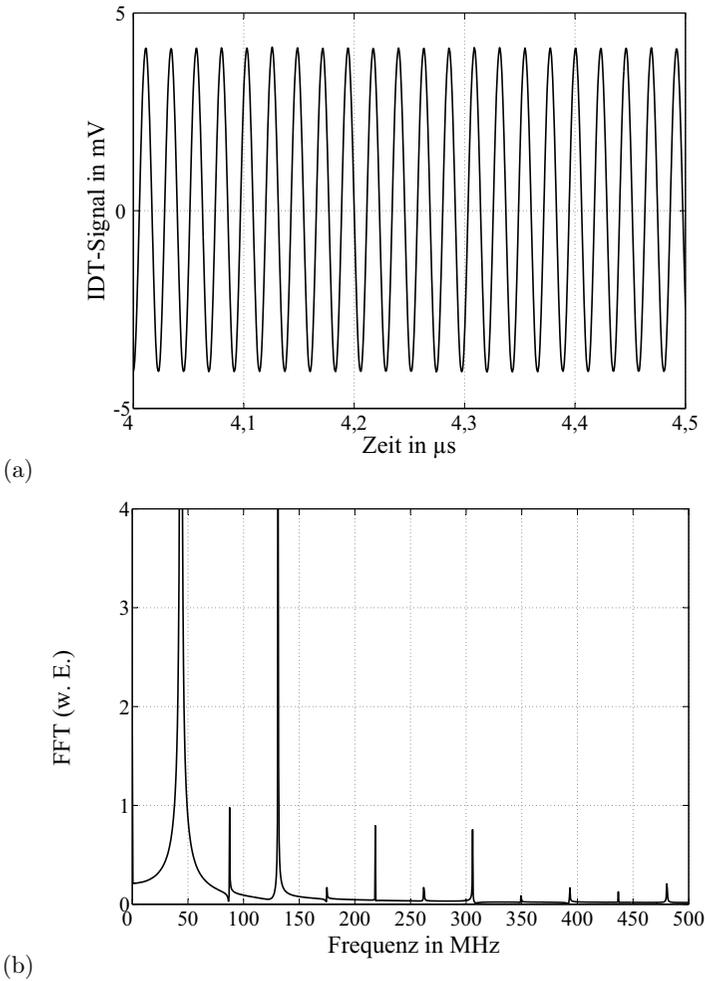


Abbildung 4.5: Zeitliches Profil (a) und FFT (b) einer piezoelektrisch angeregten und gemessenen Oberflächenwelle ($\lambda_{SAW,IDT} = 72 \mu\text{m}$, $u = 0 \text{ dBm}$). Bei diesen Doppelektroden-IDTs werden $2n$ -te Harmonische angeregt, da die mechanische Periode von der akustischen Periode abgekoppelt ist.

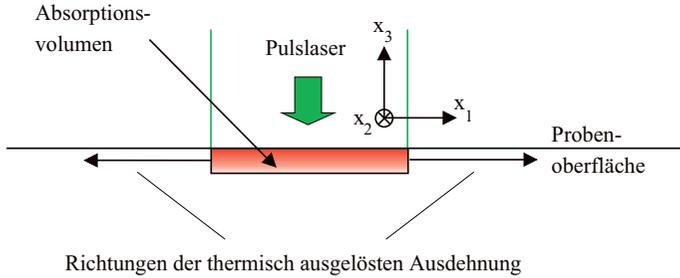


Abbildung 4.6: Prinzip der breitbandigen thermo-optischen Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit einem Puls laser.

einer Zylinderlinse fokussiert [39]. Ein Teil der auftreffenden Energie wird absorbiert und in Wärme umgewandelt. Diese Wärme erzeugt eine oberflächennahe Volumenänderung, die sich als akustische Welle auf der Oberfläche ausbreitet (s. Abbildung 4.6). Für Aluminium und einem Nd:YAG-Laser klingt die Temperatur nach wenigen Mikrometern ab [35]. Die akustische Oberflächenwelle, die den Messort nach einigen Millimetern erreicht, ist somit von der Wärmewelle entkoppelt.

Das räumliche Profil der Intensität eines Nd:YAG-Lasers ist gaussförmig

$$I = I_0 \cdot \exp(-x_1^2/a^2), \quad (4.5)$$

wobei I_0 den Höchstwert der Laserintensität darstellt, x_1 die eindimensionale Achse (s. Abb. 4.6) und $2a$ die räumliche Breite an der Hälfte vom Intensitätsmaximum des Laserstrahls (engl. *FWHM Full Width at Half Maximum*), der mit einer Zylinderlinse auf die Oberfläche fokussiert ist.

Das zeitliche Profil der Laserintensität ist auch gaussförmig

$$H = H_0 \cdot \exp(-t^2/\tau^2), \quad (4.6)$$

wobei H_0 den Höchstwert der Laserintensität darstellt, t die Zeitachse und 2τ die Pulsbreite an der Hälfte vom Intensitätsmaximum.

Im Folgenden wird die thermooptisch angeregte mechanische Verschiebung an der Oberfläche eines metallischen Festkörpers gesucht. Die Absorptionstiefe und der Absorptionskoeffizient der elektromagnetischen Welle auf einer metallischen Oberfläche ist nach [35]

$$\gamma = \left(\frac{\lambda_L}{\pi \sigma c \mu} \right)^{1/2}, \quad (4.7)$$

$$\eta = \frac{4\pi\gamma}{\lambda_L}, \quad (4.8)$$

wobei γ die Absorptionstiefe darstellt, η den Absorptionskoeffizienten, λ_L die Wellenlänge der Laserstrahlung, σ die Stromleitfähigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit und μ die Permeabilität des Metalls.

Für Aluminium ($\sigma = 4 \times 10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$, $\mu = 1,000022$) und einen frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser ($\lambda_L = 532 \text{ nm}$) beträgt die Eindringtiefe $\gamma \approx 3,8 \text{ nm}$ und der Absorptionskoeffizient $\eta \approx 8,9\%$.

Die Gleichung der Wärmeleitfähigkeit beschreibt die Temperaturänderung [40]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \Delta T + \frac{1}{\rho c_p} \cdot \eta(1-R)e^{\eta x_3} I(t) H(r_\perp), \quad (4.9)$$

wobei K die Wärmeleitfähigkeit darstellt, ρ die Dichte, c_p die spezifische Wärme, R den Reflexionskoeffizienten, und $r_\perp = (x_1, x_2)$ die zylindrischen Koordinaten der Oberfläche.

Die Bewegungsgleichung lautet

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (4.10)$$

wobei u_i die mechanische Verschiebung darstellt und σ_{ik} den Stress Tensor. Letzterer ist

$$\sigma_{ik} = C_{ijkl} u_{jk} - \beta T C_{ijkl} \delta_{ik}, \quad (4.11)$$

wobei β den Volumenausdehnungskoeffizienten darstellt, T die Temperatur, C_{ijkl} die elastischen Koeffizienten, $u_{ik} = \partial u_i / \partial x_k$ den Gradienten der mechanischen Verschiebung und δ_{ik} das Kronecker-Delta. Die Lösung in [40] erfolgt über eine Fourier-Transformation relativ zu x_1 , x_2 und t und eine Laplace-Transformation relativ zu x_3 . Die Lösung wird durch die Normalgeschwindigkeit \dot{u}_3 angegeben, unter folgenden Annahmen:

- Die Absorptionstiefe der Laserstrahlung ist kleiner als die akustische Wellenlänge ($\gamma \leq v_R / \omega$), wobei v_R die Phasengeschwindigkeit und ω die Frequenz der akustischen Oberflächenwelle sind.

- Die Messung erfolgt außerhalb der Zone, in der die Laseranregung stattfindet ($\omega r_{\perp}/v_R \gg 1$)

Schließlich erhält man die Lösung als ([41])

$$\begin{aligned} \dot{u}_3 = & - \frac{\sqrt{\pi}}{2} F a \tau \frac{\beta \left(1 - \frac{4}{3} v_T^2/v_L^2\right)}{\pi \rho c_p v_R} (\tau^2 + a^2/v_R^2)^{-3/2} \\ & \times \left(t - \frac{x_1}{v_R}\right) \exp\left(-\frac{(x_1 - v_R t)^2}{4(v_R^2 \tau^2 + a^2)}\right), \end{aligned} \quad (4.12)$$

wobei v_T und v_L die Transversal- und Longitudinalgeschwindigkeiten sind. Die Konstante F ist

$$F = \frac{\left(\frac{v_R}{2v_T}\right)^2}{\left(2 - \left(\frac{v_R}{v_T}\right)^2\right) \left(2 + \left(1 - \frac{v_R^2}{v_T^2}\right)^{-1} + \left(1 - \frac{v_R^2}{v_L^2}\right)^{-1}\right) - 8}. \quad (4.13)$$

Für ein gegebenes Material mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit v_R und einen gegebenen Laser mit einer Pulsbreite τ wird die Effizienz der thermooptischen Anregung optimiert durch geeignete Fokussierung. In [42] wird die Anregungseffizienz als maximal berechnet bei einem Fokusedurchmesser $2a$ gleich dem Produkt von Laserpulsbreite 2τ und Geschwindigkeit der Oberflächenwelle v_R ($a = \tau \cdot v_R$).

Auf der einen Seite ist bei einem Laserstrahl, der auf $a < \tau v_R$ fokussiert ist, die Effizienz der Anregung von Oberflächenwellen limitiert durch a . Je kleiner a ist, desto höher ist die Energiedichte, die von der Probe absorbiert wird. Unter einer bestimmten Breite a_{min} kann die Probe durch Ablation zerstört werden. Auf der anderen Seite sind bei $a > \tau v_R$ die Frequenzen $f > v_R/2a$ nicht angeregt.

Das Spektrum der breitbandig angeregten akustischen Oberflächenwelle hängt vom Spektrum der Laserintensität ab. Um die Phasengeschwindigkeit bei jeder Frequenz zu bestimmen und damit eine Dispersionskurve der akustischen Oberflächenwelle zu ermitteln, muss an zwei Punkten gemessen werden. Bei bekannter Distanz zwischen den zwei Punkten wird die Phasengeschwindigkeit für jede Frequenz ermittelt als [43]

$$v_R = \frac{(x_b - x_a) \cdot \omega}{\Phi_b(f) - \Phi_a(f)}. \quad (4.14)$$

Dabei ist $x_b - x_a$ die Distanz zwischen den Messpunkten, ω die Frequenz für welche die Geschwindigkeit ermittelt wird und $\Phi_b - \Phi_a$ die Phasendifferenz aus dem Phasenspektrum. Diese Messung an zwei Punkten erfordert eine Bewegung des Messsystems oder des Anregungslasers oder einen doppelten Aufbau des Messsystems bzw. der Laseranregung. Durch die Bewegung des

Messsystems entstehen zusätzliche Fehler. Durch einen doppelten Aufbau muss die Distanz zwischen den beiden Aufbauten ausreichend gut bekannt sein und stabil bleiben, sonst entstehen auch zusätzliche Fehler. Diese Fehlerquellen können vermieden werden durch die Wahl einer schmalbandigen Anregung wie im folgenden Abschnitt erläutert. Dabei findet die Messung an nur einem Punkt statt.

4.1.3 Schmalbandige thermooptische Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit Glasmasken

Die schmalbandige Anregung von akustischen Oberflächenwellen mittels Laser und Projektionsmasken wurde von Ash et al. mit einem Dauerstrich-Laser (engl. *continuous-wave cw*) demonstriert [44]. Der cw-Laser wurde amplitudenmoduliert bei 10 MHz und die Messung wurde mit einem an die Maske angepassten IDT auf einer LiNbO_3 -Probe durchgeführt. Eine optische Anregung mit einem modulierten cw-Laser und ohne Masken wurde auch in [45] demonstriert bei 76,4 MHz. Eine optische Anregung mit einem gepulsten Nd:YAG Laser und Beugungsmasken zusammen mit einer IDT-Messung wurde in [46] für Frequenzen bei 53 MHz demonstriert.

Inzwischen hat die Frequenz der mit einer schmalbandigen Anregung erzeugten akustischen Oberflächenwellen ca. 3 GHz erreicht ([47], [48]). In diesen Versuchen wurden die schmalbandigen Oberflächenwellen angeregt durch eine Interferenz von zwei gepulsten Laserstrahlen. Die erzeugte akustische Wellenlänge ist gegeben durch den Winkel θ zwischen den Laserstrahlen: $\lambda_{SAW} = \lambda_L / (2 \cdot \sin(\theta/2))$. Eine Änderung dieser Wellenlänge über einen Faktor von 10 und damit eine Messung der Dispersionskurve ist aufwendig durch die Änderung des Winkels θ zu realisieren. In ([49], [50]) wird dies erreicht durch Translation von Diffraktionsmasken, die zur Erzeugung der zwei Teilstrahlen verwendet werden. Diese Methode wurde speziell darauf ausgerichtet, die Dicke von metallischen Schichten auf Wafern zu ermitteln [51]. In diesem Kapitel wird eine schmalbandige Anregung viel direkter mit Projektionsmasken realisiert (s. Abb. 4.7).

Bei der Erzeugung von schmalbandigen Gitterstreifen (s. Abb. 4.8) liegt der Hauptvorteil einer Projektionsmaske gegenüber einer Strahlinterferenz darin, dass durch Maskenwechsel in der gleichen Ebene mehrere Perioden eingestellt werden können. Bei bekanntem Projektionsverhältnis p_r ist die Phasengeschwindigkeit für jede Frequenz an nur einem Punkt zu ermitteln. Analog zu Gleichung 4.2 ist

$$v_R = f_{SAW} \cdot \lambda_{SAW} = f_{SAW} \cdot \frac{p_M}{h \cdot p_r}, \quad (4.15)$$

wobei $h = 1, 2, 3, \dots$ die Ordnung der Oberwellen ist (s. Abb. 4.9 und 4.10),

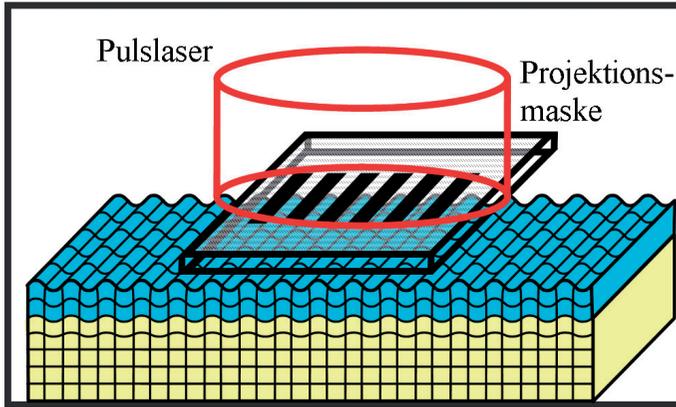


Abbildung 4.7: Prinzip der schmalbandigen thermooptischen Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit Projektionsmaske. Die Maske besteht aus Quarzglas. Darauf sind Gitterstreifen mit Perioden $p_M = 10$ bis $108 \mu\text{m}$ strukturiert. Es wurden Masken mit einem Metallisierungsverhältnis von $b_M/p_M = 0,3; 0,5$ und $0,7$ hergestellt.

f_{SAW} ist die gemessene Frequenz der akustischen Oberflächenwelle (s. Abschnitt 4.2) und p_M ist die Periode der Gitterstreifen auf der Maske.

Nachteilig ist aber, dass durch die Projektion durch die Maske ein Teil der Laserintensität reflektiert wird und damit für die Erzeugung der Oberflächenwelle keine Rolle spielt.

Die Maske besteht aus Quarz-Glas. Ein Metallgitter aus Chrom wird darauf strukturiert. Das Gitter wird auf die Probenoberfläche durch einen Laserstrahl mit einem Verhältnis 1:1 abgebildet. Dazu wird der Laserstrahl kollimiert und die Maske auf ca. $100 \mu\text{m}$ Entfernung von der Probenoberfläche gebracht. Auf der Probenoberfläche entsteht ein Gitter mit der gleichen Periode p_M wie die Gitterkonstante der Glasmasken. Unter der Bedingung, dass die Pulsbreite des Anregungslasers kurz ist: $\tau_L \leq p_M/v_R$, wird an jedem Gitterstreifen thermooptisch eine akustische Oberflächenwelle erzeugt [52]. Diese Bedingung ist bei einer Phasengeschwindigkeit $v_R \approx 5000 \text{ m/s}$ und einem Laser mit einer Pulsbreite $\tau_L \approx 1.2 \text{ ns}$ für Maskenperioden $p_L \geq 6 \mu\text{m}$ erfüllt.

Bei der breitbandigen thermooptischen Anregung ist die Effizienz höher in der Nähe von $a = \tau_L v_R$. Die schmalbandige Anregung besteht aus mehre-

ren breitbandigen Streifen der Breite $a = p_M/2$. Somit ist die schmalbandige Anregung effizienter in der Nähe von $p_M = 2\tau_L v_R$.

Bei einem Metallisierungsverhältnis von $b_M/p_M = 1/2$ werden $2n$ -te Harmonische nicht angeregt. Dies kann analytisch bestätigt werden, indem ein einfaches Deltafunktionsmodell zugrunde gelegt wird. Die projizierten Streifen besitzen die gleiche Apertur (s. Abbildung 4.8). Es wird angenommen, dass die räumliche Verteilung der Laserintensität über die Streifen konstant ist und dass jeder Streifen eine Quelle für akustische Oberflächenwellen darstellt, mit Amplituden, die proportional zur absorbierten Laserintensität sind. Ferner wird angenommen, dass die Quellen stark lokalisiert sind und sich auf der gestrichelten Linien befinden. Eine letzte Annahme besteht darin, dass die Zeit zwischen zwei Laserpulsen τ_{LP} gleich der Zeit zwischen zwei Streifen τ_M ist. Für die Puls-Wiederholungsrate f_{LP} bedeutet das

$$f_{LP} = \frac{1}{\tau_{LP}} = \frac{1}{\tau_M} = \frac{v_R}{p_M} = \frac{1}{2\tau_L}. \quad (4.16)$$

Somit wird von einer zeitlich stehenden Welle ausgegangen. Die Wellen breiten sich in positiver und negativer x -Richtung aus. Hier soll nur die Ausbreitung in negativer x -Richtung berechnet werden.

Die Welle, die an der Position x ankommt, besitzt die Auslenkung

$$u(x) = U v_R C_m e^{jk_0(x-x_m)}. \quad (4.17)$$

Dabei ist k_0 die Wellenzahl der akustischen Welle: $k_0 = \omega/v_R$. Der Faktor $C_m = \pm 1$ steht für den periodischen Polaritätswechsel des Feldes, wie in Abb. 4.8 dargestellt ist.

Ist das Material linear (verzerrungsfrei), dann ist die resultierende Wellenamplitude gleich der Summe der Anteile aus den einzelnen Streifen

$$u(x) = U v_R G(\omega) e^{jkx}, \quad (4.18)$$

wobei $G(\omega)$ ein Gitterfaktor ist

$$G(\omega) = \sum_{m=1}^M C_m e^{-jk_0 x_m}. \quad (4.19)$$

Dabei bezeichnet M die Anzahl der Streifen und $G(\omega)$ die Frequenzantwort der schmalbandigen Maskenanregung und hängt von der Geometrie der Gitterstreifen ab. Da C_m nur die Werte -1 oder +1 annimmt, kann es geschrieben werden als $C_m = -C_1 e^{jm\pi}$. Die Position der Quellen kann auch geschrieben werden als $x_m = mp_M$, wobei p_M die Gitterperiode ist.

Damit stellt Gleichung 4.19 eine geometrische Progression dar. Der Betrag der Frequenzantwort ist (s. Abbildung 4.9)

$$|G(\omega)| = \left| \frac{\sin(M\theta/2)}{\sin(\theta/2)} \right|, \quad (4.20)$$

wobei $\theta = k_0 p_M - \pi$. Setzt man die Synchronfrequenz $f_c = v_R/2p_M$ ein ($p_M = \lambda_{SAW}/2$), dann erhält man

$$\theta = \frac{(f - f_c)}{2f_c}.$$

In der Nähe der Synchronfrequenz f_c ist θ sehr klein und die Frequenzantwort kann approximiert werden zu

$$|G(\omega)| \approx M \left| \frac{\sin(M\theta/2)}{M\theta/2} \right|. \quad (4.21)$$

Damit sind die ersten Nullstellen rechts und links der Synchronfrequenz bei $f = f_c \pm 2f_c/M$. Die Bandbreite der akustischen Oberflächenwelle kann grob mit $\Delta f = 2f_c/M$ angegeben werden. Da die Länge des Laserstrahls $L_L = Mp_M$ ist und damit die Dauer des Wellenzuges $T_M = M\tau_M = Mp_M/v_R$, ist die Bandbreite der Oberflächenwelle umgekehrt proportional zur Breite des Wellenzuges

$$\Delta f = \frac{1}{T_M}. \quad (4.22)$$

Bei einer reellen Verteilung der Laserintensität (z. B. gaussförmig) nimmt C_m nicht mehr nur die Werte ± 1 an, sondern wird zu $C_m = i_m/I$, wobei i_m die lokale und I die maximale Laserintensität ist.

Bei einer kurzen Pulsbreite des Anregungslasers $\tau_L \leq p_M/v_R$ folgt die räumliche und zeitliche Verteilung der Auslenkung der mit Maske erzeugten schmalbandigen Oberflächenwelle der gaussianen räumlichen Verteilung der Leistung des Laserstrahls (s. Abbildung 4.10).

Die schmalbandige Laseranregung bietet im Vergleich zur breitbandigen Anregung folgende Vorteile:

- Die Ermittlung der Phasengeschwindigkeit ist durch die Frequenzmessung (s. Gleichung 4.15) genauer als durch eine Distanzermittlung (s. Gleichung 4.14). Die Messung ist außerdem an nur einem Punkt durchzuführen. Damit gibt es keine Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit vom Messabstand.
- Es sind höhere Frequenzen möglich. Während schmalbandig 3 GHz demonstriert worden sind ([47], [48]), ist bei einer breitbandigen Anregung eine hohe Frequenz limitiert durch die Fokussierung des Laserstrahls. Diese kann bei einem Laser mit 1 mJ Energie pro Puls und 1,2 ns Pulsbreite auf einer Aluminium-Oberfläche nicht schmaler als $13 \mu\text{m}$ sein (entspricht maximal 385 MHz bei Silizium mit $V_R =$

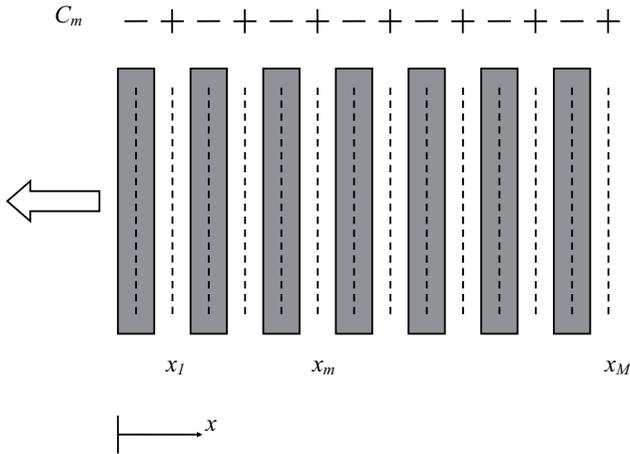


Abbildung 4.8: Geometrie der mit Maske projizierten Streifen für die schmalbandige Anregung von akustischen Oberflächenwellen.

5079 m s^{-1}), sonst tritt Ablation auf. Die Intensitätsgrenze $I_{L,abl}$ des PulsLasers für Ablation beträgt nach [35]

$$I_{L,abl} = (T_v - T_i) \sqrt{\frac{\pi K \rho c_p}{4\tau_L}},$$

wobei T_v und T_i die Verdampfungs- und die Starttemperatur sind, K die Wärmeleitfähigkeit, ρ die Dichte und c_p die spezifische Wärme.

- Ein weiterer Vorteil ist, dass die schmale Bandbreite B des gemessenen Signals zu einer um den Faktor \sqrt{B} besseren Sensitivität führt [46]. Der Grund dafür ist, dass die Rauschspannung proportional ist zu \sqrt{B} .

Im Vergleich zur piezoelektrischen Anregung bietet die schmalbandige Laseranregung folgende Vorteile:

- Die Laseranregung ist kontaktfrei.
- Es ist keine Strukturierung erforderlich.
- Eine Anregung auf nichtpiezoelektrischen Materialien ist möglich.

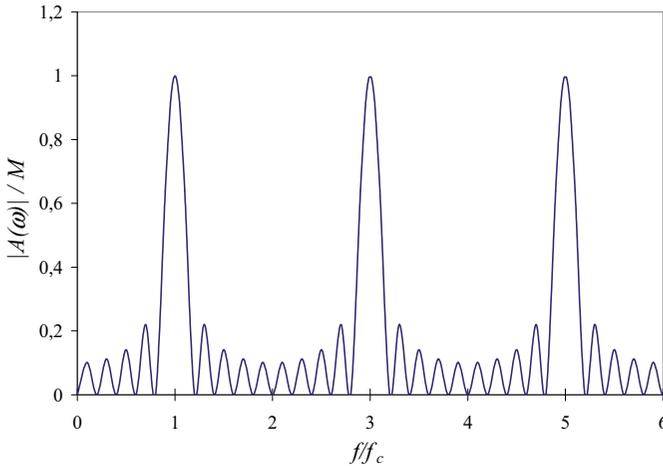
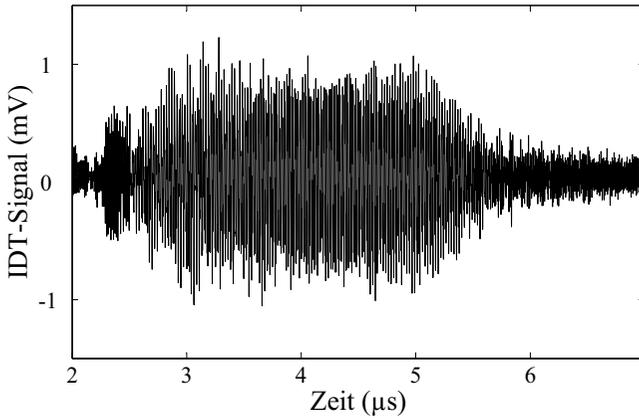


Abbildung 4.9: Frequenzantwort der schmalbandigen Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit Maske nach dem Deltafunktionsmodell. Das Metallisierungsverhältnis beträgt $b_M/p_M = 1/2$. Die Anzahl der Streifen ist hier $M = 10$.

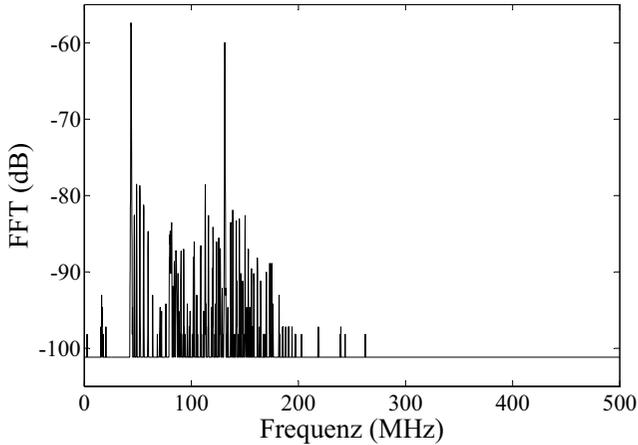
Um die schmalbandige optische Anregung zu testen, wird auf die Gitterstreifen des AT-Quarz-Wafers (s. Abb. 4.4.a) ein Puls laser mit einer Zylinderlinse fokussiert und mit den darauf angepassten IDT gemessen (s. Abb. 4.10).

Die Metallgitter bestehen aus 100 Streifen für Perioden von 12 bis $80 \mu\text{m}$ (s. Abb. 4.4.b). Der Laserpuls hat eine Pulsbreite von ca. $1,2 \text{ ns}$ und eine Leistung von ca. $0,5 \text{ mJ}$ pro Puls. Bei einer Wiederholrate von 200 Hz beträgt die Leistung des Lasers $W_{\text{Laser}} = 100 \text{ mW}$. Der Laserstrahl wird mit Hilfe einer Zylinderlinse auf einen Streifen mit einer Breite von $b_L \approx 1 \text{ mm}$ fokussiert.

Jede Maske mit einer bestimmter Gitterperiode erzeugt eine Frequenz und mehrere Harmonische nach Gleichung 4.15. Um eine Dispersionskurve für ein Schichtsystem zu ermitteln, muss die Phasengeschwindigkeit bei mehreren Frequenzen gemessen werden. Dies erfordert die Anregung mit mehreren Gitterperioden und somit einen Maskenwechsel. Durch die Verwendung eines Lichtmodulators entfällt dieser Maskenwechsel.



(a)



(b)

Abbildung 4.10: Zeitliches Profil (a) und FFT (b) einer schmalbandigen thermooptisch angeregten Oberflächenwelle. Die Einhüllende der thermooptisch angeregten Welle folgt der räumlichen Verteilung der Laserintensität. Es werden keine $2n$ -te Harmonische angeregt, da das Metallisierungsverhältnis $r_M = b_M/p_M = 1/2$ beträgt.

4.1.4 Schmalbandige thermooptische Anregung mit einem Lichtmodulator

Für die Anregung von schmalbandigen akustischen Oberflächenwellen wird die Glasmasken durch einen Lichtmodulator ersetzt. In [53] wurde ein Lichtmodulator für die Anregung von schmalbandigen akustischen Oberflächenwellen bei ca. 82 MHz verwendet. Die Messung erfolgte piezoelektrisch mit einem breitbandigen Foliendetektor, der in [54] näher beschrieben wird. In dieser Arbeit wird der Frequenzbereich der Anregung mit einem Lichtmodulator bis ca. 400 MHz erweitert. Die Eigenschaften des verwendeten Licht-

Auflösung	832×624 Pixel
Pixelgröße	32×32 μm
Helligkeitsstufen	256
Helligkeitskontrast	3000:1

Tabelle 4.2: Eigenschaften des Lichtmodulators

modulators sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Ansteuerung der Pixel erfolgt über die Graphikkarte eines PC. Um ebene akustische Oberflächenwellen anzuregen, werden Gitterstreifen auf dem Lichtmodulator erzeugt und diese auf die Probenoberfläche mit dem Anregungslaser projiziert (s. Abbildung 4.11).

Die Vorteile einer Anregung mit einem Lichtmodulator im Vergleich zu einer Glasmasken sind im Folgenden aufgeführt:

- Bei der Messung der Dispersionskurve entfällt der manuelle Maskenwechsel. Die Änderung der Gitterperiode und damit der akustischen Wellenlänge erfolgt elektronisch durch eine Ansteuerung vom PC aus. Somit ist die Messung automatisiert auf Waferebene durchführbar und Wafermaps können erstellt werden.
- Der Lichtmodulator ist fixiert im optischen Pfad und erfordert bei neuen Messungen keine Justage zum Anregungslaser.
- Es sind „maßgeschneiderte“ Wellenformen möglich. Die Pixel können z. B. als digitale oder sinusförmige Gitter programmiert werden. In dieser Arbeit wurden nur digitale Gitter verwendet um möglichst viele Harmonische anzuregen. Bei sinusförmigen Gitter wird nur die Grundfrequenz angeregt. Dadurch ist das SNR-Verhältnis höher.

Die akustische Wellenlänge ist

$$\lambda_{SAW} = \frac{p_{SLM}}{p_r}, \quad (4.23)$$

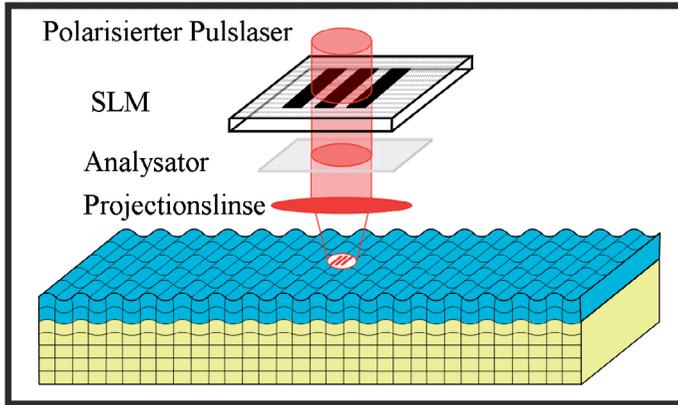


Abbildung 4.11: Prinzip der schmalbandigen thermooptischen Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit einem Lichtmodulator.

wobei p_r das Projektionsverhältnis und p_{SLM} die Gitterperiode auf dem Lichtmodulator sind. Die Ungenauigkeit der Kenntnis von p_r pflanzt sich in einen systematischen Fehler bei der Ermittlung der akustischen Wellenlänge und damit der Phasengeschwindigkeit fort. Eine optische Ermittlung des Projektionsverhältnisses kann wie folgt durchgeführt werden:

- Die Abstände zwischen Lichtmodulator und Projektionslinse $L_{SLM,L}$ auf der einen Seite und zwischen der Projektionslinse und der Probenoberfläche $L_{L,OF}$ auf der anderen Seite können ermittelt werden und daraus das Projektionsverhältnis $p_r = L_{L,OF}/L_{SLM,L}$. Da die Dicken des Lichtmodulators und der Projektionslinse in der Größenordnung von mehreren mm und die Abstände $L_{L,OF}$ und $L_{SLM,L}$ im 100mm-Bereich sind, ist p_r nur mit einer Genauigkeit von ca. 1% zu ermitteln.
- Die beleuchteten Streifen auf der Probenoberfläche und damit die akustische Wellenlänge kann direkt ermittelt werden durch mechanische Verschiebung einer Photodiode entlang der Gitterstreifen. Photodioden sind erhältlich mit Abmessungen von ca. 50 μm . Dies liegt in der gleichen Größenordnung wie die akustische Wellenlänge selbst. p_r ist somit auch nicht genauer als 1% zu ermitteln.

Die angestrebte Genauigkeit von besser als 0,1% lässt sich durch Ver-

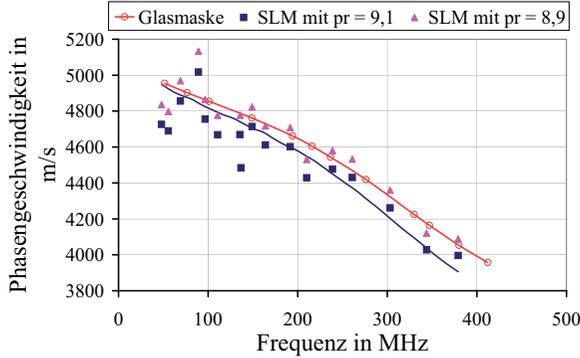


Abbildung 4.12: Ermittlung des Projektionsverhältnisses durch Fitten der Dispersionskurve aus einer Lichtmodulator-Anregung (Dreiecke) an die Dispersionskurve aus einer Maskenanregung (Kreise). Ein um 2 % falsch angenommenes Projektionsverhältnis führt zu einer abweichenden Dispersionskurve (Rechtecke).

wendung einer Referenzprobe mit bekannter Dispersionskurve erreichen.

In Abb. 4.12 werden Dispersionskurven dargestellt für eine Probe mit einer polykristallinen Silizium-Germanium-Schicht mit einer Dicke von $1\ \mu\text{m}$. Die Kreise stellen eine mit Glasmaske und einem Projektionsverhältnis $p_r = 1$ gemessene Kurve dar. Für jede Gitterperiode der verwendeten Masken p_M werden die Frequenzen der Oberflächenwelle $f_{SAW,M}$ gemessen und entsprechend der Gleichung 4.15 die Phasengeschwindigkeiten $v_{R,M}$ ermittelt. Da p_r gleich 1 ist, ist die akustische Wellenlänge ein Teiler der Gitterperiode: $\lambda_{SAW} = p_M/h$ ($h = 1, 2, 3 \dots$).

An dieser Referenzprobe werden die Frequenzen $f_{SAW,S}$ für verschiedene Perioden des Lichtmodulators p_S gemessen. Da das Projektionsverhältnis p_r unbekannt ist, werden Startwerte der Phasengeschwindigkeiten $v_{R,S0}$ für $p_r = 10$ angenommen und die Differenz zwischen der bekannten Dispersionskurve $v_{R,M}$ und der Dispersionskurve aus der Lichtmodulator-Anregung $v_{R,S}$ minimiert. Das Projektionsverhältnis p_r wird als Fitparameter einer

Minimierung der Summe der Fehlerquadrate zwischen den beiden Dispersionskurven ermittelt. Die Summe der Fehlerquadrate ist

$$\chi_{M,S}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{v_{R,M} - v_{R,S}}{\sigma_i} \right]^2. \quad (4.24)$$

Das Projektionsverhältnis p_r wird solange variiert, bis die Summe der Fehlerquadrate nicht mehr kleiner wird. Der an diesem Punkt eingesetzte Wert ist das gesuchte Projektionsverhältnis. Durch diese Prozedur wurde die Dispersionskurve aus der Lichtmodulator-Anregung (Kurve mit Dreiecken) an die Dispersionskurve aus der Maskenanregung (Kurve mit Kreisen) gefittet und das Projektionsverhältnis ermittelt zu $p_r = 8,9$. Ein um ca. 2 % falsch angenommenes Projektionsverhältnis ($p_r = 9,1$) führt zu einer abweichenden Dispersionskurve (Kurve mit Rechtecken). Bei ca. 380 MHz ist der Abstand zwischen den zwei Kurven mit ca. 4 % sehr groß und verursacht eine große Verfälschung des zu ermittelnden Parameters um ca. 50 % (s. Abschnitt 6.5).

Die Wahl des Projektionsverhältnisses unterliegt einem Kompromiss zwischen Energiedichte und Bandbreite. Bei einem hohen Projektionsverhältnis ist die Energiedichte höher, die Anzahl der projizierten Streifen nimmt aber ab. Dadurch nimmt die Streuung der gemessenen Frequenzen und damit der Phasengeschwindigkeiten bei den großen Wellenlängen zu. Dies ist der Fall für die Frequenzen unter 100 MHz in Abb. 4.12. Gleichzeitig ist das *SNR* niedriger aufgrund der optischen Verluste beim Polarisieren und Depolarisieren des Lasers für die Projektion der Streifen.

4.2 Optische Methoden zur Detektion von akustischen Oberflächenwellen

Zur Detektion von Oberflächenwellen sind sowohl optische als auch piezoelektrische Messmethoden anwendbar. Bei piezoelektrischen Materialien ist die Ausbreitung von akustischen Oberflächenwellen entlang der Oberfläche begleitet von einem elektrischen Feld an der Oberfläche. An einem Elektrodenarray, angeordnet als Kammstruktur mit einer Periode, die der akustischen Wellenlänge entspricht, kann eine Spannung abgegriffen werden. Für das Layout einer solchen Kammstruktur gelten die gleichen Regeln wie im Abschnitt 4.1.1 aufgeführt.

Im Folgenden werden optische Detektionsmethoden beschrieben. Der erste Vorteil einer optischen Detektion von akustischen Oberflächenwellen ist die Möglichkeit einer kontaktlosen Messung. Somit kann die Probenoberfläche abgetastet und es können Wafermaps erstellt werden. Außerdem kann die Probe mechanischen oder thermischen Einflüssen unterzogen werden,

um den Einfluss von Stress oder Temperatur zu charakterisieren. Andererseits erfordern optische Methoden, dass die Probenoberfläche eine „optische“ Qualität aufweisen muss. Darunter ist in dieser Arbeit eine Rauheit R_a von unter 100 nm zu verstehen.

Hier werden zwei übliche optische Verfahren vorgestellt, die Laserinterferometrie und die Laserstrahlableitung, die breitbandig sind und akustische Oberflächenwellen mit Frequenzen bis oberhalb von 500 MHz messen können.

4.2.1 Laserinterferometrie

Die Interferometrie basiert auf einer Phasenmodulation des Laserstrahls durch die Normalkomponente der mechanischen Verschiebung der akustischen Oberflächenwelle $u_3 \cdot \sin(\omega t + \Phi)$ [35]

$$E_S = E_0 \cdot \exp[i(\Omega t + \Phi_S + 2K_l u_3 \sin(\omega t + \Phi))], \quad (4.25)$$

wobei E_S das elektrische Feld des empfangenen Laserstrahls, $(\Omega t + \Phi_S)$ die Phase des Laserstrahls, $K_l = 2\pi/\lambda_l$ seine Wellenzahl, u_3 , ω und Φ die Normalkomponente der Verschiebung der akustischen Oberflächenwelle, ihre Frequenz und ihre Phase darstellen.

Wenn die Verschiebung der Oberflächenwelle sehr klein ist gegenüber der Wellenlänge des Laserstrahls ($K_l \cdot u_3 \ll 1$), dann besteht das Frequenzspektrum von E_S aus einer mittleren Komponente bei Ω und nur zwei Seitenkomponenten bei den Frequenzen $\Omega \pm \omega$, mit Amplituden die gleich den Bessel-Funktionen von $K_l u_3$ sind ($J(2K_l u_3) \approx K_l u_3$).

Bei gegebenem Referenzstrahl $E_R = E_0 \exp[i(\Omega t + \Phi_R)]$ aus der gleichen Laserquelle wird der Strom an der Photodiode berechnet zu

$$I = I_0 [1 + \cos(2K_l u_3 \sin(\omega t + \Phi) + \Phi_S - \Phi_R)]. \quad (4.26)$$

Eine thermisch oder mechanisch bedingte Änderung der optischen Pfade L_S und L_R des Mess- und Referenzstrahls resultiert in einer Änderung der Phasendifferenz $\Phi_S - \Phi_R$

$$\Phi_S - \Phi_R = \frac{2\pi(L_S - L_R)}{\lambda_l}. \quad (4.27)$$

Diese muss kleiner gehalten werden als $K_l u_3$. Dies geschieht in der Regel mit zwei Methoden:

- Durch Verschiebung des Spiegels im Referenzarm des Interferometers mit einem Piezoaktor. Der Aktor wird betrieben mit der niederfrequenten Schwingung, die aus dem tiefpassgefilterten Signal der Photodiode gewonnen wird. Dies ist die Grundlage eines stabilisierten Michelson Interferometers (s. [55], [56]).

- Durch Verschiebung der Frequenz eines oder beider Teilstrahlen mit einer Bragg-Zelle. Dies ist die Grundlage eines heterodynen Interferometers ([57], [58]).

Während die heterodyne Interferometrie bei ca. 300 MHz begrenzt ist durch die im Markt erhältlichen Bragg-Zellen, kann ein stabilisiertes Michelson Interferometer 800 MHz erreichen, abhängig von der Fokussierung des Laserstrahls und der Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwellen auf der Probe.

Die maximale Sensitivität des stabilisierten Michelson Interferometers und damit der Arbeitspunkt ist bei

$$L_S - L_R = \left(n + \frac{1}{4}\right) \lambda_l, \quad (4.28)$$

oder

$$\Phi_S - \Phi_R = \frac{\pi}{2} + 2\pi n. \quad (4.29)$$

Für $K_l u_3 \ll 1$ und bei der maximalen Sensitivität ist der Strom der Photodiode aus Gleichung 4.26

$$\begin{aligned} I &= I_0[1 + \sin(2K_l u_3 \sin(\omega t + \Phi))]. \\ &= I_0[1 + 2K_l u_3 \sin(\omega t + \Phi)]. \\ &= I_0 + i(t). \end{aligned} \quad (4.30)$$

Diese Sensitivität ist limitiert durch das Grundrauschen von I_0 . Das mittlere Rauschen ist für eine Frequenzbandbreite B

$$i_{n,rms} = 2q_e I_0 B, \quad (4.31)$$

wobei q_e die Elektronenladung ist. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist dementsprechend

$$SNR_{INT} = \sqrt{\frac{i_{rms}(t)}{i_{n,rms}}} = K_l u_3 \sqrt{\frac{I_0}{q_e B}}. \quad (4.32)$$

Bei einem $SNR = 1$ ergibt sich die minimale Auflösung des Interferometers zu

$$u_{3,min,INT} = \frac{\lambda_l}{2\pi} \sqrt{\frac{q_e B}{I_0}}. \quad (4.33)$$

Bei einer Bandbreite von 500 MHz, einem Laser mit 532 nm Wellenlänge, einer Leistung von 100 mW und damit $I_0 \approx 30$ mA für eine Silizium-Photodiode, ist die minimale Auflösung $u_{3,min,INT} = 4,37$ pm.

Dies gilt nur, wenn das thermische Rauschen am Eingangswiderstand der Auswerteschaltung der Photodiode kleiner ist als der Rauschstrom von Gleichung 4.31:

$$\begin{aligned} i_{n,rms,th} &\ll i_{n,rms} \\ 4K_B T B / R &\ll 2q_e I_0 B. \\ R I_0 &\gg 2K_B T / q_e \approx 52 \text{ mV}. \end{aligned} \quad (4.34)$$

Dies gilt für einen Widerstand $R \gg 1,7 \Omega$.

Ein solcher Aufbau erfordert auf der anderen Seite wegen des limitierten dynamischen Bereichs des Piezoaktors ständige Nachjustage. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein justierfreundlicherer Aufbau mit Laserstrahlableitung aufgebaut.

4.2.2 Methode der Laserstrahlableitung

Beschreibung der Methode

Hier handelt es sich im Prinzip um ein Triangulationsverfahren, bei dem die Änderung des Reflexionswinkels eines auf die Probe fokussierten Laserstrahls als Maß dient für die Auslenkung der akustischen Oberflächenwelle (s. Abbildung 4.13).

Diese Methode ist in [59] und [60] als Variante der *knife edge technique* vorgestellt. Hier wird ein cw-Laserstrahl auf die Probenoberfläche zu einem Durchmesser d fokussiert. Durch Verwendung einer Gradienten-Index-Linse wird gewährleistet, dass $d < \lambda_{SAW,min}$. Wenn der fokussierte Laserstrahl mehrere akustische Wellenlängen überspannen würde, dann würde die akustische Oberflächenwelle ein Beugungsgitter darstellen und das Signal bei der Frequenz der akustischen Welle würde verschwinden. Der Durchmesser d beträgt für eine Gradientenlinse [61]

$$d = \frac{D_1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi D_1}{4\lambda_l f_1}\right)^2}}, \quad (4.35)$$

wobei f_1 die Brennweite der Gradientenlinse, D_1 und λ_l der Durchmesser und die Wellenlänge des einfallenden Laserstrahls sind.

Bei einer maximal zu messenden Frequenz von 500 MHz ist die minimale akustische Wellenlänge $\lambda_{SAW,min}$ für Silizium in der Größenordnung von $10 \mu\text{m}$. Um d darunter zu halten, wird für einen frequenzverdoppelten Nd:YAG cw-Laser ($\lambda_l = 532 \text{ nm}$) der Strahldurchmesser auf $D = 10 \text{ mm}$ gebracht und eine Linse mit $f_1 = 60 \text{ mm}$ verwendet. Damit gilt die Näherung

$$d = \frac{4\lambda_l f_1}{\pi} = 4,06 \mu\text{m}. \quad (4.36)$$

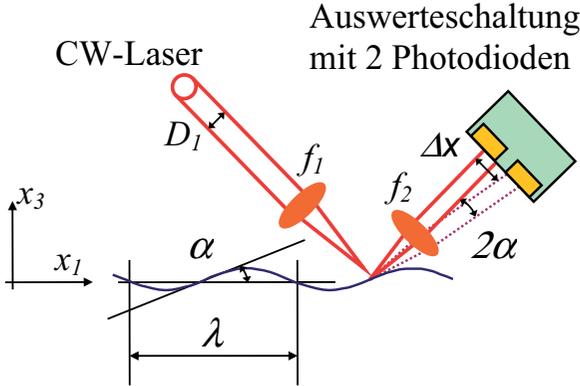


Abbildung 4.13: Optische Detektion von akustischen Oberflächenwellen mit Laserstrahlableitung. Der am Photodetektor gemessene Differenzstrom ist proportional zu \dot{u}_3/v_R . Die Fokussierlinse hat eine Brennweite f_1 , Die Sammellinse eine Brennweite f_2

Nach der Reflexion an der Probenoberfläche wird der Laserstrahl kollimiert mit einer Linse f_2 . Die laterale Verschiebung Δx des Laserstrahls am Photodetektor ist abhängig von der Änderung des Reflexionswinkels 2α [62]:

$$\Delta x = 2\alpha f_2. \quad (4.37)$$

Die Winkeländerung α entspricht der maximalen Steigung der Oberflächenwelle. Somit ist α für eine Oberflächenwelle, die sich in x_1 -Richtung ausbreitet mit einer Phasengeschwindigkeit v_R in der Form $u_3 = u \sin(\omega t + \Phi) = u \sin(\omega t + \omega x_1/v_R)$:

$$\alpha = \frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{\dot{u}_3}{v_R} = \frac{2\pi u_3}{\lambda_{SAW}}. \quad (4.38)$$

Der in der Regel große Einfluss von niederfrequenten mechanischen Vibrationen (kHz-Bereich) eines optischen Aufbaus tritt hier prinzipiell nicht auf, da die Steigung α der Verschiebung u_3 der akustischen Oberflächenwelle gemessen wird. Die Änderung dieser Steigung erfolgt im höheren MHz-Bereich.

Der Photodetektor besteht aus zwei Photodioden, deren hochpassgefilterte Stromdifferenz keinen DC-Anteil besitzt und somit unempfindlich gegenüber Schwankungen der Betriebsspannung ist (s. Abb. 4.15). Die Stromdifferenz ist

$$\Delta i(t) = i_1 - i_2 = 8\pi I_0 \frac{u}{\lambda_{SAW}} \frac{f_2}{D_2} \cos(\omega t + \Phi). \quad (4.39)$$

Signal-Rausch-Verhältnis der Methode der Laserstrahlableitung

Unter der Annahme, dass für die Sammellinse f_2 die Beziehung

$$d = \frac{\lambda_l f_2}{D_2} = \frac{2\pi f_2}{k_l D_2}, \quad (4.40)$$

gilt [35], lässt sich analog zur Gleichung 4.26 für die Methode der Laserstrahlableitung die Abhängigkeit des Photodiodenstromes von der Normalkomponente der mechanischen Verschiebung ableiten:

$$\Delta i(t) = 4 \frac{d}{\lambda_{SAW}} k_l u \cos(\omega t + \Phi). \quad (4.41)$$

Somit ergibt sich für das Signal-Rausch-Verhältnis

$$SNR_{LSA} = \sqrt{\frac{\Delta i_{rms}(t)}{i_{n,rms}}} = 2 \frac{d}{\lambda_{SAW}} K_l u_3 \sqrt{\frac{I_0}{q_e B}}. \quad (4.42)$$

Bei einem $SNR = 1$ ergibt sich die minimale Auflösung der Laserstrahlableitung zu

$$u_{3,min,LSA} = \frac{\lambda_{SAW} \cdot \lambda_l}{4\pi d} \sqrt{\frac{q_e B}{I_0}}. \quad (4.43)$$

In Tabelle 4.3 sind die Kennwerte der Methode der Laserstrahlableitung zusammengefasst. Bedingt durch das verwendete Oszilloskop und die Photodioden beträgt die Bandbreite des Messaufbaus $B = 500$ MHz. Mit einem Laser mit 532 nm Wellenlänge, einer Leistung von 100 mW und damit $I_0 \approx 30$ mA für eine Silizium-Photodiode ist die minimale Auflösung $u_{3,min,LSA} = 4,37$ pm für ein optimales Verhältnis $d/\lambda_{SAW} = 1/2$ [59]. Damit wird nur bei diesem optimalen Verhältnis die gleiche Auflösung erreicht wie bei der Laserinterferometrie.

Für ein Silizium-Substrat mit $v_R \approx 5000$ m/s bedeutet dies, dass $\lambda_{SAW} = v_R/B = 10$ μ m und $d = 5$ μ m. Für niedrigere Frequenzen B verschlechtert sich die Auflösung $u_{3,min,LSA}$ gemäß der Kurve in Abbildung 4.14. Für höhere Frequenzen wird die Beugungsgrenze erreicht, wenn die Wellenlänge dem Fokussdurchmesser entspricht ($\lambda_{SAW} = d = 4$ μ m). Ab diesem Durchmesser erzeugt die Oberflächenwelle keine Auslenkung des Laserstrahls. Die Frequenzgrenze ist für Silizium $B = 1270$ MHz. Dies stellt die optisch bedingte Frequenzbandbreite dar.

Messelektronik - Dioden	Hamamatsu S5972
Messelektronik - Oszilloskop	LeCroy 9354AM
Durchmesser des Detektionsfokus	$d_l = 4 \mu\text{m}$
Detektionslasers	$P_l = 100 \text{ mW}$, $\lambda_l = 532 \text{ nm}$
minimale Auflösung	$u_{3,min} = 4,37 \text{ pm}$
elektronische Frequenzbandbreite	$B_{el} = 500 \text{ MHz}$
optische Frequenzbandbreite für Silizium	$B_{opt} = 1270 \text{ MHz}$
Fokussierlinse	$f_1 = 60 \text{ mm}$, $D_1 = 10 \text{ mm}$
Sammellinse	$f_1 = 50 \text{ mm}$, $D_2 = 40 \text{ mm}$

Tabelle 4.3: Kennwerte der Laserstrahlablenkung.

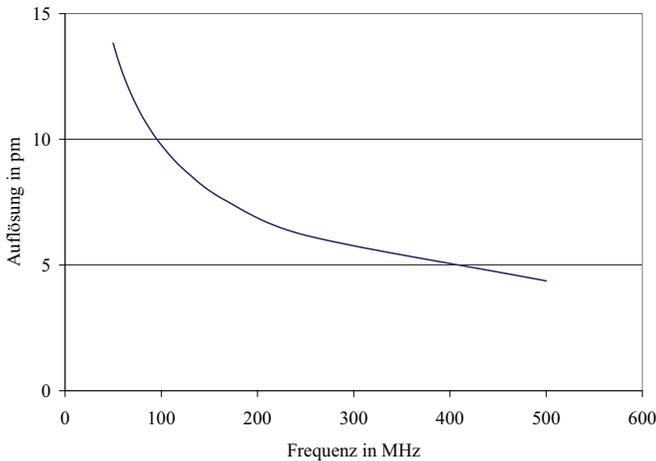


Abbildung 4.14: Errechnete spektrale Auflösung der Laserstrahlablenkung $u_{3,min,LSA}$ in Abhängigkeit der Frequenz B gemäß Gleichung 4.43. Angenommen wird eine Probe mit einer Phasengeschwindigkeit $v_R \approx 5000 \text{ m/s}$ und ein cw-Laser mit einer Wellenlänge $\lambda_l = 532 \text{ nm}$, einem Durchmesser am Fokus $d_l = 4 \mu\text{m}$ und einer Leistung $P_l = 100 \text{ mW}$.

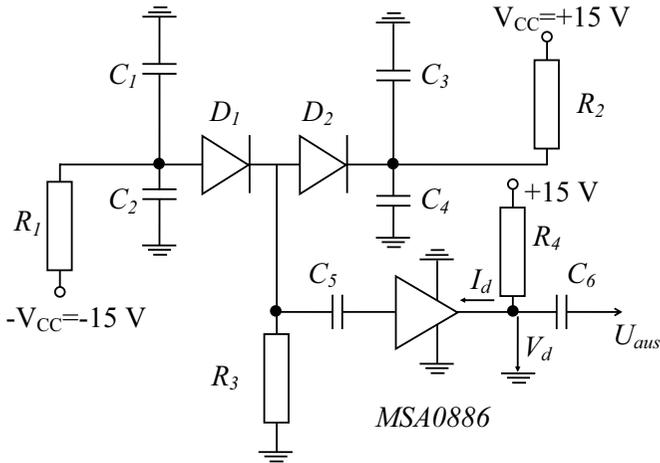


Abbildung 4.15: Elektronische Schaltung mit 2 Photodioden. $R_1 = R_2 = 10 \text{ k}\Omega$, $R_3 = 50 \Omega$, $R_4 = 200 \Omega$, $C_1 = C_3 = 100 \text{ pF}$, $C_2 = C_4 = 100 \text{ nF}$ und $C_5 = C_6 = 1 \text{ nF}$.

Elektronische Schaltung zur Auswertung der Laserstrahlablenkung

Die Ablenkung des Laserstrahls wird mit der elektronischen Schaltung aus Abb. 4.15 gemessen. Um die elektronische Schaltung unempfindlicher gegen Dunkelströme in den Photodioden zu gestalten, werden 2 typengleiche Photodioden in Differenzschaltung verwendet. Somit werden die Diodenströme vor dem Verstärken voneinander subtrahiert. Als Verstärker dient ein MSA0886, der unter 500 MHz als 32,5 dB-Transistor funktioniert. Der Widerstand R_4 wird berechnet nach dem Arbeitspunkt $I_d = 36 \text{ mA}$ und $V_d = 7,8 \text{ V}$ (s. Datenblatt¹)

$$R_4 = \frac{V_{CC} - V_d}{I_d} = 200 \Omega.$$

Der Kondensator C_5 und der Widerstand R_3 stellen zusammen einen Hochpassfilter dar mit einer 3 dB-Frequenz von 3,2 MHz. Somit ist die Schaltung unempfindlich gegenüber mechanischen Umgebungsschwingungen im

¹<http://www.alldatasheet.com/datasheet-pdf/pdf/64815/HP/MSA-0886.html>

kHz-Bereich. Der Hochpassfilter aus C_6 und R_4 hat eine niedrigere 3dB-Frequenz von 0,8 MHz. Die Kondensatoren C_1 bis C_4 dienen der Entstörung der +15V und -15V-Versorgungsspannungen. Die Widerstände R_1 und R_2 halten die Diodenströme I_{D1} und I_{D2} unter $2V_{cc}/(R_1 + R_2) = 1,5$ mA. Im Datenblatt der Photodioden² ist die maximale Verlustleistung angegeben mit $E_{Dmax} = 50$ mW. Bei einer Wellenlänge des Laserstrahls von 532 nm beträgt die Empfindlichkeit der Photodioden $S = 0,27$ A/W. Der maximale Strom beträgt dementsprechend $I_{Dmax} = S \times E_{Dmax} = 13,5$ mA und damit deutlich höher als der durch die Schaltung begrenzte Strom bei 1,5 mA.

4.3 Durchführung von Dispersionsmessungen

Im Folgenden wird eine Messung der Dispersionskurve schmalbandig mit einem Maskensatz, bestehend aus den Maskenperioden $p_M = 24, 32, 48, 64$ und $96 \mu\text{m}$ erläutert. Dieses Beispiel gilt auch für die Messung mit einem Lichtmodulator und mit anderen Perioden.

4.3.1 Ermittlung der Frequenzen eines Oberflächenwellenzuges mittels Fourier-Transformation

Für Maskenstreifen mit einer Periode von $p_M = 96 \mu\text{m}$ ist der gemessene transiente Oberflächenwellenzug in Abb. 4.16.a dargestellt. Das aus dem Oszilloskop mittels schneller Fourier-Transformation (*engl.* Fast Fourier Transform FFT) gewonnene Frequenzspektrum dieses Signals zeigt mehrere höhere Harmonische (s. Abb. 4.16.b). Das Frequenzspektrum besitzt maximal die Hälfte der Anzahl der Punkte des transienten Signals. In diesem Bild sind es 1000 Punkte. Das entspricht bei einer Messbandbreite von 500 MHz einer Auflösung von $\pm 0,25$ MHz. In dem zu messenden Frequenzbereich zwischen 50 und 500 MHz beträgt die relative Frequenzauflösung aus dem Oszilloskop $\pm 0,05$ % bis $\pm 0,5$ %. Bei der Ermittlung der FFT am Oszilloskop ist auf eine richtige Fensterung des Zeitsignals zu achten (s. Abschnitt 4.3.1). Um eine genauere Auflösung zu erreichen, wird im Bereich des Maximums mittels polynomialer Interpolation das „tatsächliche“ Maximum ermittelt. Dazu wird die Berechnung der FFT an einem PC durchgeführt und die FFT-Funktion von Matlab verwendet. Der Unterschied zur FFT-Funktion vom Oszilloskop ist die deutliche höhere Anzahl der darstellbaren Punkte. An Oszilloskopen ist diese meist auf ca. 500 Punkte begrenzt.

²http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/S5971_etc.pdf

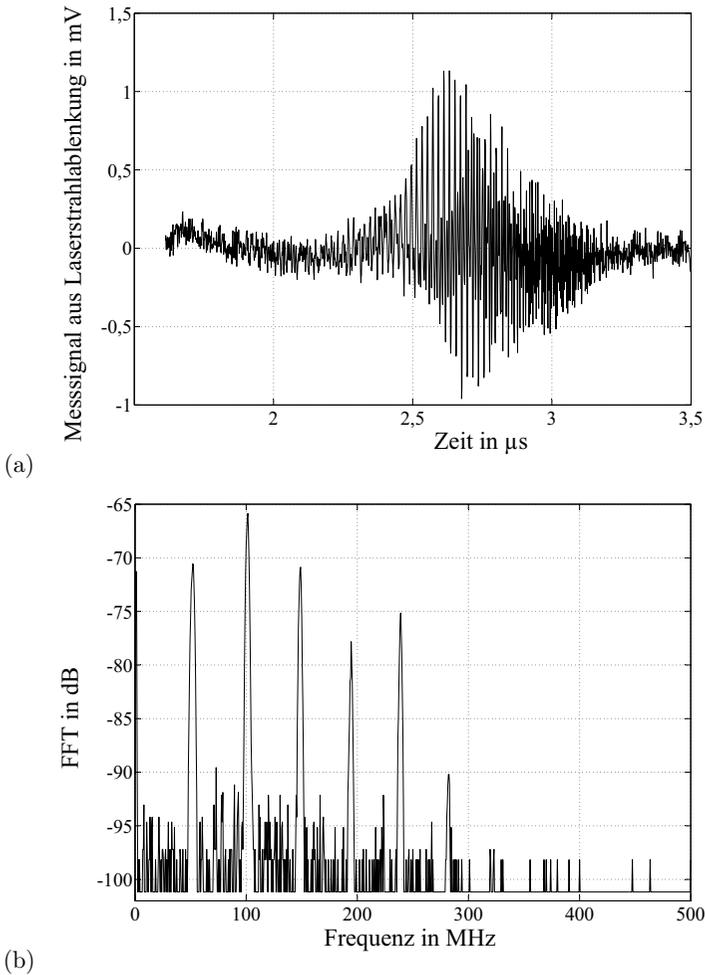


Abbildung 4.16: Gemessener transienter Oberflächenwellenzug (a) und am Oszilloskop ermittelte FFT (b). Die akustische Oberflächenwelle ist angeregt mit einer Maskenperiode von $p_M = 96 \mu\text{m}$ und einem Metallisierungsverhältnis $b_M/p_M = 0,7$ am Schichtsystem SiO_2 -Silizium und breitet sich entlang der Kristallrichtung $\langle 110 \rangle$ aus.

Unterschied zwischen den Fenster-Funktionen

Für die digitale Verarbeitung der Messwerte muss das Zeitsignal $u(t)$ abgetastet werden. Daher liegt kein kontinuierliches Zeitsignal vor, sondern die Folge $u[n]$ der N im Abstand von Δt abgetasteten Werte

$$u[n] = u(n\Delta t), \quad n = 0, 1, 2, \dots, N - 1. \quad (4.44)$$

Im Prinzip besitzen alle gemessenen Zeitsignale eine endliche Länge $T = N \cdot \Delta t$ und sind damit mit einem Rechteck-Fenster versehen (s. Abbildung 4.17).

Durch die Festlegung einer endlichen Messzeit T ist die minimale Frequenzauflösung gegeben durch

$$\Delta f = \frac{1}{T} = \frac{1}{N\Delta t}. \quad (4.45)$$

Falls die Frequenz des zu messenden Signals kein ganzzahliges Vielfaches ist von Δf , entsteht eine Verschiebung der Abtastung des FFT-Spektrums. Dieser Effekt wird Leckeffekt genannt ([63], [64]). Der Leckeffekt tritt bei der Messung von schmalbandigen Oberflächenwellen aus folgenden Gründen fast immer auf:

- Zum Einen ist die Messzeit T z. B. 4000 Punkte lang. Mit einer Abtastrate von 2 GSa/s beträgt der Punkteabstand $\Delta t = 0,5 \text{ ns}$ und die Messzeit $T = 2 \mu\text{s}$. Der Frequenzabstand beträgt $\Delta f = 500 \text{ kHz}$. Die Grundfrequenz f_c einer mit Streifenmaske angeregten Oberflächenwelle ist in der Regel eine „krumme“ Zahl, da sie sich aus der Division der Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle v_R durch die Maskenperiode p_M ergibt (s. z. B. die Frequenzen f_c der schmalbandigen IDTs auf Quarz in Tabelle 4.1). Damit ist f_c in der Regel kein ganzzahliges Vielfaches von Δf .
- Zum Anderen sind bei Schichtsystemen die Phasengeschwindigkeiten der enthaltenen Frequenzen im Oberflächenwellenzug abhängig von der Eindringtiefe und dementsprechend nicht konstant über die Frequenz (Dispersion). Dadurch sind die Frequenzen der Harmonischen keine Vielfache von der Grundfrequenz und somit in der Regel keine ganzzahlige Vielfache von Δf .

Die Fensterfunktionen Rechteck, Hamming, Flat-Top und von-Hann können im Definitionsbereich $0 < t < T$ mit der gleichen Formel beschrieben werden [65]. Außerhalb dieses Bereiches sind die Funktionen gleich Null (s. Tabelle 4.4).

$$w(t) = a_0 + a_1 \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) + a_2 \cos\left(4\pi \frac{t}{T}\right). \quad (4.46)$$

Fensterfunktion	Rechteck	Hamming	von Hann	Flat-Top
Koeffizient a_0	1	0,54	0,5	0,28
Koeffizient a_1	0	-0,46	-0,5	-0,52
Koeffizient a_2	0	0	0	0,2
rel. Amplitude des Nebenmaximums	-13 dB	-43 dB	-31 dB	-44 dB

Tabelle 4.4: Charakteristiken der Spektren bekannter Fensterfunktionen.

Eine gezielte Fensterung mit einem Hamming-, Flat-Top oder von-Hann-Fenster (s. Abb. 4.17) reduziert den Leckeffekt, da bei diesen Funktionen die relative Amplitude des Nebenmaximums geringer ist als beim Rechteck-Fenster (s. Tabelle 4.4 und Abb. 4.17.b).

Da das Spektrum des Flat-Top-Fensters im Bereich des Maximums flacher ist, wird dieses Fenster bei Anwendungen bevorzugt, wo die Amplitude des Maximums gesucht wird (s. Abb. 4.17.b). In dem Fall, wo die Frequenzen der Spektrenmaxima gesucht werden, sind das Hamming- und das von-Hann-Fenster zu bevorzugen, da sie ein schmales Maximum besitzen. Da das Hamming-Fenster eine niedrigere Amplitude der Nebenmaxima besitzt als das von-Hann-Fenster, ist durch eine verschobene Abtastung der Leckeffekt geringer.

Fourier-Transformation

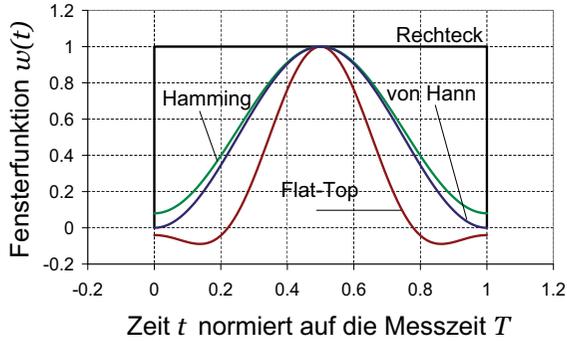
Im Folgenden wird die Berechnung der FFT des transienten Oberflächenwellenzuges erläutert. Das gemessene Zeitsignal $u(t)$ wird als Summe von Cosinus-Funktionen angenommen.

$$u(t) = U_0 + \sum_{k=0}^{\infty} U_k \cos(2\pi f_k t + \varphi_k). \quad (4.47)$$

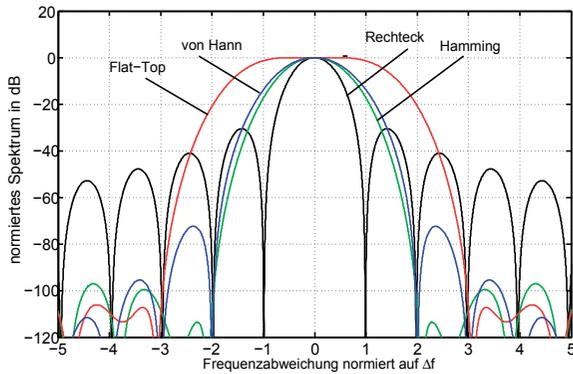
Dabei ist U_0 das Rauschen, U_k , f_k und φ_k jeweils die Amplitude der Spektrallinie, die Frequenz und die Phase des Signals jeder Harmonischen k . Auf einem beschichteten Medium gibt es eine Dispersion der Oberflächenwelle und daher eine Phasenverschiebung der Harmonischen gegeneinander.

Die Koeffizienten U_k lassen sich mit Hilfe folgender Gleichungen ermitteln [66]:

$$U_k = 2 \left| \frac{1}{T_k} \int_{t=0}^{T_k} u(t) \exp\left(-2\pi i \frac{kt}{T_k}\right) dt \right|. \quad (4.48)$$



(a)



(b)

Abbildung 4.17: Zeitliches Profil (a) und FFT-Spektren (b) ausgewählter Fenster-Funktionen.

$$U_0 = \left| \frac{1}{T_0} \int_{t=0}^{T_0} u(t) dt \right|. \quad (4.49)$$

Dabei stellt $T_k = 1/f_k$ die Periodendauer dar.

Durch Abtastung des Zeitsignals $u(t)$ (s. Gleichung 4.44) geht das Integral in Gleichungen 4.48 und 4.49 in eine Summe über und das diskrete Spektrum $U[k]$ berechnet sich durch [67]

$$U[k] = \frac{2}{N} \left| \sum_{n=0}^{N-1} u[n] \exp\left(-2\pi i \frac{kn}{N}\right) \right|, k = 1, 2, \dots, \frac{N}{2} - 1. \quad (4.50)$$

$$U[0] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} u[n]. \quad (4.51)$$

Die Werte $U[k]$ sind zum Punkt $N/2$ symmetrisch. Da dies der halben Abtastfrequenz entspricht, darf $U[k]$ nur bis einschließlich $N/2 - 1$ ausgewertet werden. Die Summe im Kern von Gleichung 4.50 wird hierbei als diskrete Fourier-Transformation (DFT) bezeichnet [68].

Bei schmalbandigen Dispersionsmessungen werden die Frequenzen der Spektrenmaxima gesucht, um daraus die Phasengeschwindigkeiten der Oberflächenwellen zu bestimmen. Die Frequenzachse des Spektrums ergibt sich aus dem Abstand Δf zweier aufeinander folgenden Punkte des Spektrums und der Laufvariable $k = 1, 2, \dots, \frac{N}{2} - 1$. Zwischen Δf , N und Δt gilt die Beziehung aus Gleichung 4.45.

Um das Spektrum eines Zeitsignals $u(n\Delta t)$ mit N Abtastpunkten mittels diskreter Fourier Transformation zu berechnen, werden nach den Gleichungen 4.50 und 4.51 N^2 Multiplikationen benötigt [69]. Bei schmalbandigen Oberflächenwellenzügen ist N in der Größenordnung von 4000. Die Anzahl der daraus entstehenden 16 Millionen Multiplikationen kann reduziert werden, wenn die Methode der schnellen-Fourier-Transformation FFT gewählt wird. Die FFT Methode ist in MATLAB implementiert³ auf der Basis des Algorithmus von Cooley und Tukey [70], des Primfaktor-Algorithmus von Oppenheim und Schaffer [69], sowie des Split-Radix-Algorithmus von Duhamel und Vetterli [71]. Die Ermittlung des FFT-Spektrums vom transienten Oberflächenwellenzug von Abb. 4.16 dauert auf einem PC mit einem 1000 MHz-Prozessor weniger als eine Sekunde.

Nach der Berechnung der FFT werden die Frequenzen der Spektrenmaxima durch Interpolation im 6σ -Bereich des Maximums ermittelt (s. Abb. 4.18). Für die Interpolation wird eine Gaußsche Kurve zur Grunde gelegt, da die räumliche Verteilung der Leistung des Anregungslasers auch Gaußför-

³<http://www.mathworks.com>

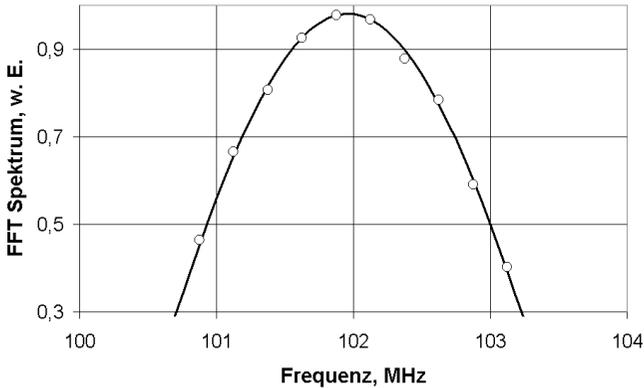


Abbildung 4.18: Interpolation des FFT Spektrums am Maximum. Eine Gaußsche Funktion (durchgezogene Linie) wird an das berechnete FFT-Spektrum (Kreise) gefittet. Das Maximum der Gaußschen Funktion stellt die gesuchte Frequenz dar.

mig ist⁴. Die Parameter Maximum und Standardabweichung der Gaußschen Funktion werden an das berechnete Spektrum solange gefittet, bis eine Übereinstimmung im Sinne der kleinsten Fehlerquadrate stattfindet (s. Abschnitt 5.2).

4.3.2 Ermittlung der Dispersionskurve

Die Ermittlung der Phasengeschwindigkeit erfolgt für jede Harmonische separat nach Gleichung 4.15. Dann werden die Frequenzen, die zur gleichen akustischen Wellenlänge gehören, zusammengefasst. In Tabelle 4.5 werden beispielhaft die Zugehörigkeiten bis zur 10-ten Ordnung der Harmonischen für den oben genannten Maskensatz dargestellt. Die Gewichtung der einzelnen Frequenzen erfolgt nach ihrem jeweiligen Signal-Rausch-Verhältnis

⁴Die FFT eines Produktes einer Gaußfunktion mit einem Sinussignal entspricht im Fourierraum der Faltung einer Gaußfunktion mit einem schmalbandigen Peak. Dadurch erhält man einen Gaußförmigen Peak

Harmonische	Gitterperiode p_G in μm				
	24	32	48	64	96
$h = 1$	24	32	48	64	96
2	12	16	24	32	48
3	8	10,67	16	21,33	32
4	6	8	12	16	24
5	4,8	6,4	9,6	12,8	19,2
6	4	5,33	8	10,67	16
7	3,43	4,57	6,86	9,14	13,71
8	3	4	6	8	12
9	2,67	3,56	5,33	7,11	10,67
10	2,4	3,2	4,8	6,4	9,6

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Harmonischen h nach Gitterperiode p_G . Die Fett gedruckten Werte entsprechen akustischen Wellenlängen, die durch mehrere Maskenperioden anregbar sind.

$SNR_{p_G/h}$. Für jede akustische Wellenlänge aus Tabelle 4.5 gilt dann

$$f_{SAW,(p_G/h)} = \frac{\sum [SNR_{(p_G/h)} \cdot f_{(p_G/h)}]}{\sum SNR_{(p_G/h)}}. \quad (4.52)$$

Dabei sind $p_G = p_M/p_r$ die Gitterperiode auf der Probenoberfläche, p_M die Maskenperiode, p_r das Projektionsverhältnis und h die Ordnung der Harmonischen. Die Gleichung 4.52 gilt jeweils nur für eine akustische Wellenlänge. Für diesen Maskensatz und $\lambda_{SAW,(p_G/h)} = p_G/h = 24 \mu\text{m}$ z. B. wird die Frequenz berechnet zu

$$f_{SAW,24 \mu\text{m}} = \frac{SNR_{24/1} \cdot f_{24/1} + SNR_{48/2} \cdot f_{48/2} + SNR_{96/4} \cdot f_{96/4}}{SNR_{24/1} + SNR_{48/2} + SNR_{96/4}}.$$

Nach der Ermittlung der Frequenz für jede akustische Wellenlänge wird die Gleichung 4.15 wieder verwendet, um die Phasengeschwindigkeit für jede Frequenz anzugeben. Damit kann die gesamte Dispersionskurve bestimmt werden (s. Abb. 4.19).

4.3.3 Justagen und Kalibrierungen

Ermittlung der Maskenperioden

Die Ermittlung der Maskenperioden wurde optisch mit einem kalibrierten bildgebenden Mikroskop mit einer Vergrößerung von ca. $1000 \times$ und gleich-

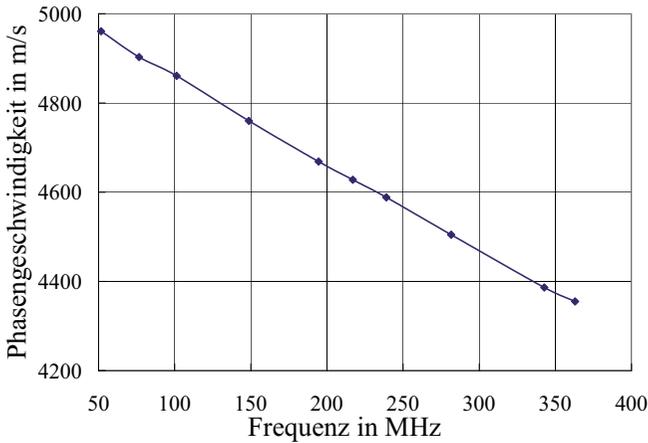


Abbildung 4.19: Schmalbandige Messung der Dispersionskurve. Die Phasengeschwindigkeit ergibt sich aus Gleichung 4.15.

zeitig durch die Messung der Frequenz von akustischen Oberflächenwellenzügen auf einem Siliziumsubstrat durchgeführt. Silizium hat in der Richtung $\langle 110 \rangle$ eine bekannte Phasengeschwindigkeit von $v_{R,Si} = 5080,1$ m/s. Aus der Messung der Frequenz der Oberflächenwellen wird die akustische Wellenlänge und daraus die Maskenperiode bestimmt als $p_{M,i} = \lambda_{SAW,i} = v_{R,Si}/f_i$ (s. Tabelle 4.6).

Die Ungenauigkeit der Ermittlung der Maskenperioden mit akustischen Oberflächenwellen ergibt sich einerseits aus dem Fehler bei der Messung der Frequenz. Dieser wird durch wiederholte Messung und Auswertung mit der gleichen Maske ermittelt. Andererseits gibt es den Fehler bei der Ausrichtung der Ausbreitungsrichtung der akustischen Oberflächenwellen entlang der $\langle 110 \rangle$ -Richtung vom Silizium-Wafer. Hier wird angenommen, dass der Winkel entlang der $\langle 110 \rangle$ -Richtung auf $\pm 0,5^\circ$ justierbar ist. Damit wird die Ungenauigkeit der Geschwindigkeit anhand vom Modell in Kap. 3 berechnet zu $\pm 0,6$ m/s.

Optisch mit Mikroskop

Maskenperiode (μm)	95,96	64,06	48,02	32,02	24,02
Fehler (μm)	$\pm 0,57$	$\pm 0,25$	$\pm 0,11$	$\pm 0,26$	$\pm 0,05$
Fehler (%)	$\pm 0,59$	$\pm 0,39$	$\pm 0,23$	$\pm 0,81$	$\pm 0,21$

Mit akustischen Oberflächenwellen

Maskenperiode (μm)	95,995	64,004	48,001	32,002	23,997
Fehler (μm)	$\pm 0,368$	$\pm 0,176$	$\pm 0,144$	$\pm 0,070$	$\pm 0,108$
Fehler (%)	$\pm 0,38$	$\pm 0,27$	$\pm 0,30$	$\pm 0,22$	$\pm 0,45$

Tabelle 4.6: Optische Messung der Maskenperioden mit einem Mikroskop (1000-fache Vergrößerung) und mit akustischen Oberflächenwellen auf einer Silizium-Probe.

Justieren der Maske

Der Pulslaser wird mit einer Zylinderlinse durch die Maske auf die Probenoberfläche projiziert. Um eine effektive Anregung zu gewährleisten, müssen die Maskenstreifen senkrecht zur Hauptachse des Strahls vom Pulslaser justiert werden. Dieser Strahl hat typischerweise Abmessungen von ca. $10 \times 1 \text{ mm}^2$. Zudem muss die Hauptachse dieses Strahls auf der Gerade liegen, auf der auch der fokussierte Messlaser (CW-Laser) liegt. Dies wird erreicht, indem die Zylinderlinse um die z -Achse (Flächennormale) solange rotiert wird, bis das empfangene Signal an der Auswerteschaltung maximal ist.

Bei projizierten Masken wie dem Lichtmodulator (s. Abb. 4.22) gibt es keine zylindrische Linse, sondern nur eine Projektionslinse. Hier wird der Lichtmodulator um die z -Achse rotiert. Die Ermittlung des Projektionsverhältnisses in diesem Aufbau erfolgt nach Abschnitt 4.1.4.

4.3.4 Zusammenfassung der Anregungs- und Detektionsmethoden

Eine schmalbandige Anregung von akustischen Oberflächenwellen ist gegenüber einer breitbandigen Anregung zu bevorzugen. Die Vorteile einer höheren Anregungseffizienz pro Frequenz, einer einfacheren Messung der Phasengeschwindigkeit an nur einem Punkt und nur durch Multiplikation der aus der Gitterperiode entnommenen akustischen Wellenlänge mit der gemessenen Frequenz der Welle sind hier besonders hervorzuheben. Eine Genauigkeit von besser als 0,1 % ist für die Messung der Phasengeschwindigkeit erreichbar bei Benutzung von Gittern mit mehr als 100 Streifen.

Um eine schmalbandige Anregung zu realisieren, werden Glasmasken zur

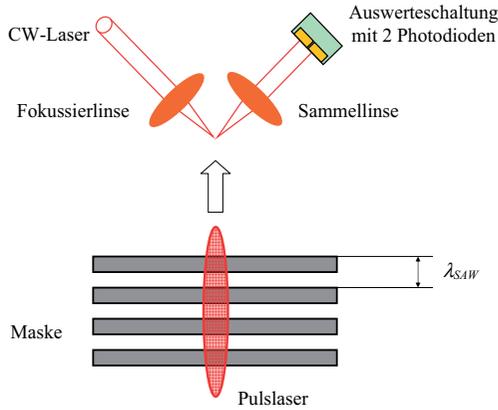


Abbildung 4.20: Justage der Maske zum Anregungs- und Messlaser.

Projektion von Gitterstreifen verwendet (s. Abb. 4.21). Eine flexiblere Methode stellt die Benutzung eines Lichtmodulators dar. Somit entfällt der justageaufwendige Maskenwechsel und es sind verschiedene Wellenformen einstellbar (s. Abb. 4.22). Erst hierdurch entsteht die Möglichkeit, Messungen an Wafern automatisiert durchzuführen und Wafermaps zu erstellen.

Die Detektion der Oberflächenwellen erfolgt in diesem kontaktfreien, nicht-destruktiven Aufbau ebenfalls optisch. Hier wird eine Laserstrahlableitungsmethode verwendet, die eine optische Bandbreite >1 GHz besitzt und eine Auflösung von bis zu $4,4\text{ pm}$. Mit dieser justagefreundlichen und robusten Methode wird die Steigung der Oberflächenwelle gemessen. Damit ist der Messaufbau unempfindlicher gegenüber Umgebungsschwingungen als andere optische Messmethoden (Interferometrie, Beugung).

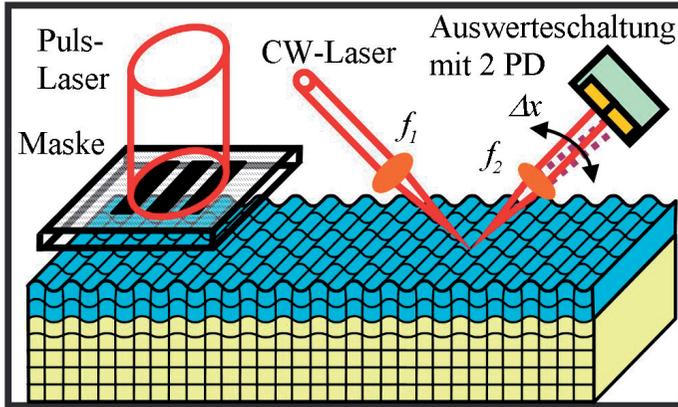


Abbildung 4.21: Optischer Aufbau zur Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit Projektionsmaske und zur Messung mit Laserstrahlablenkung.

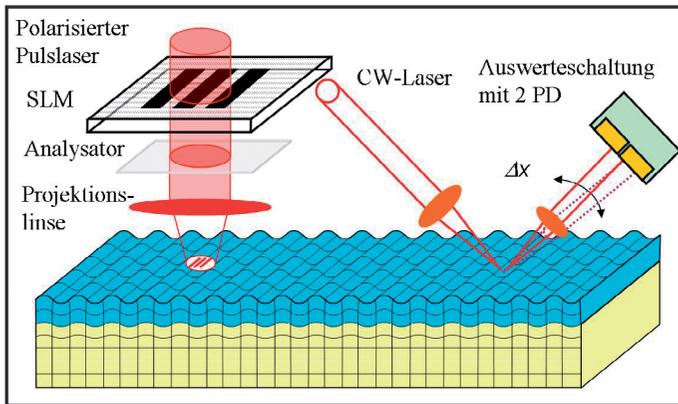


Abbildung 4.22: Optischer Aufbau zur Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit einem Lichtmodulator und zur Messung mit Laserstrahlablenkung.

Kapitel 5

Fit-Prozedur

In diesem Kapitel wird die Fit-Prozedur zur Ermittlung der Schichteigenschaften aus der Dispersionskurve beschrieben.

Wie in Kapitel 3 gezeigt, hängt die Phasengeschwindigkeit der akustischen Oberflächenwellen von den mechanischen Eigenschaften E-Modul, Dichte, Dicke und Poissonzahl der Schichten und der Eigenschaften E-Modul, Dichte und Poissonzahl des Substrates ab. Diese Parameter haben einen unterschiedlichen Einfluss auf die Dispersionskurve (s. Abschnitt 5.1).

Um diese physikalischen Parameter aus Messungen und Modellierungen der Dispersionskurve zu ermitteln, werden die Parameter im Modell solange variiert, bis die simulierte Dispersionskurve mit der gemessenen übereinstimmt. Dies wird als Fit bezeichnet. Die Übereinstimmung wird anhand einer Gütefunktion überprüft (s. Abschnitt 5.2).

Die Fehlerbalken der so gefitteten Modellparameter ergeben sich aus den Fehlerbalken der bekannten Parameter und der Ungenauigkeit der Messung (s. Abschnitt 5.3).

Abschließend wird die Qualität vom Fit quantitativ ermittelt (s. Abschnitt 5.4).

5.1 Modellparameter

5.1.1 E-Modul, Dicke, Dichte und Poissonzahl

Das Schichtsystem von Abbildung 5.1 besteht aus einem {100}-Siliziumwafer als Substrat und zwei Schichten. Die untere substratnahe Schicht ist aus SiO_2 (E-Modul $E = 70$ GPa, Dichte $\rho = 2,2 \text{ kg m}^{-3}$, Dicke $d = 2,5 \text{ }\mu\text{m}$ und Poissonzahl $\nu = 0,15$) und die oberste Schicht aus polykristallinem Silizium ($E = 160$ GPa, $\rho = 2,33 \text{ kg m}^{-3}$, $d = 20 \text{ }\mu\text{m}$ und $\nu = 0,22$).

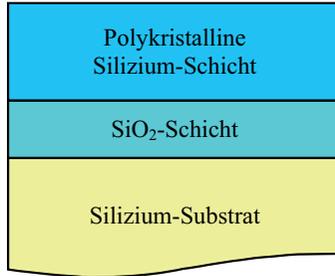


Abbildung 5.1: Beispielhaftes Schichtsystem. Das Substrat besteht aus einem {100}-Siliziumwafer, die Zwischenschicht aus thermischem SiO₂ und die oberste Schicht aus epitaktischem polykristallinem Silizium.

Für diesen Schichtaufbau wird in Abbildung 5.2 die Abhängigkeit der Dispersionskurve vom E-Modul und von der Dichte der polykristallinen Siliziumschicht und in Abbildung 5.3 die Abhängigkeit von der Poissonzahl und der Dicke dargestellt. Die Dispersionskurven sind berechnet für Oberflächenwellen mit einer Ausbreitungsrichtung parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Achse des Siliziumsubstrates.

Da die Dispersionskurve merklich auf eine Änderung dieser Parameter reagiert, kann jeder dieser Parameter rekursiv ermittelt werden. Im Modell wird der gesuchte Parameter solange variiert (s. Abschnitt 5.2), bis eine Übereinstimmung zwischen der errechneten und der gemessenen Dispersionskurve erreicht wird.

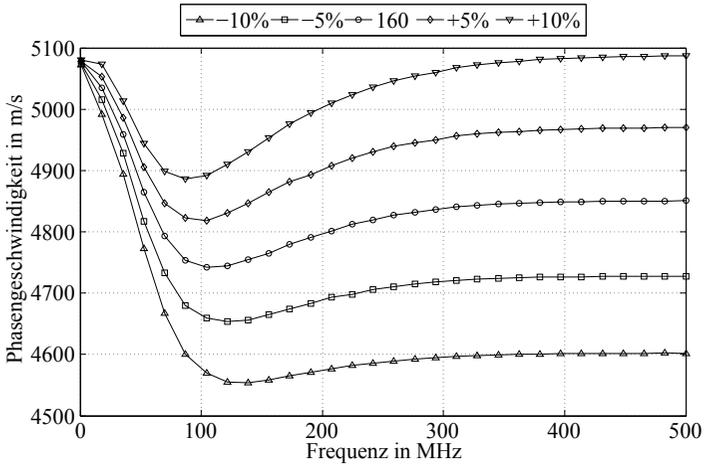
Die Übereinstimmung zwischen Modell und Messung ist im Sinne einer Minimierung der Summe der Fehlerquadrate zu verstehen. Diese Funktion wird definiert als:

$$f(a) = \chi^2 = \sum_{i=1}^N \left[\frac{y_i - y(f_i, a_1 \dots a_M)}{\sigma_i} \right]^2. \quad (5.1)$$

Dabei sind y_i ($i = 1 \dots N$) die Messwerte an den Frequenzen f_i , a_j ($j = 1 \dots M$) die Parameter, z. B. E-Modul, Dichte, Dicke und Poissonzahl der polykristallinen Siliziumschicht, $y(f_i, a_1 \dots a_M)$ die berechnete Modellfunktion, hier die Phasengeschwindigkeit an der Frequenz f_i und für einen bestimmten Parametersatz a_j und σ_i die Standardabweichungen der N Messwerte.

Die Parameter E-Modul, Dichte, Dicke und Poissonzahl beeinflussen die

(a)



(b)

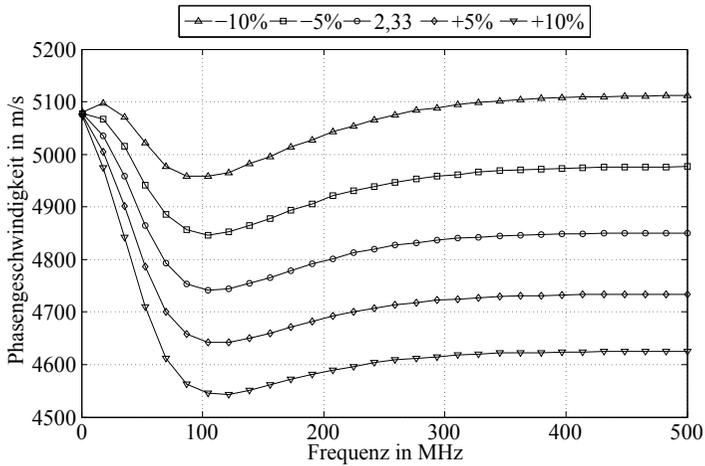
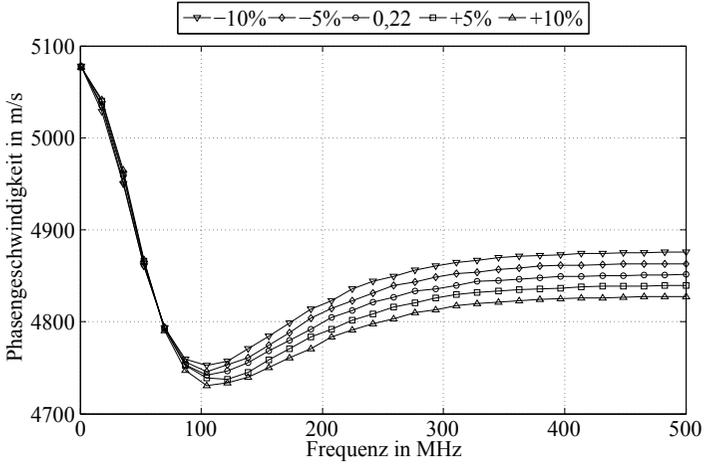


Abbildung 5.2: Einfluss einer Änderung des E-Moduls (a) und der Dichte (b) der polykristallinen Siliziumschicht auf die Dispersionskurve.

(a)



(b)

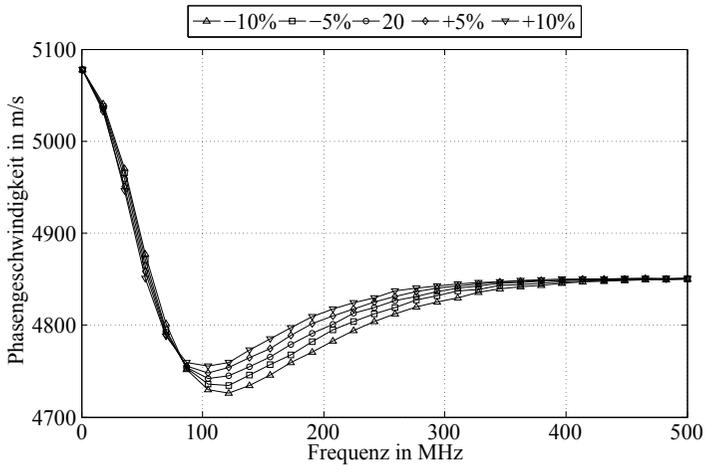


Abbildung 5.3: Einfluss einer Änderung der Poissonzahl (a) und der Dicke (b) der polykristallinen Siliziumschicht auf die Dispersionskurve.

Dispersionskurve unterschiedlich stark. Eine Erhöhung des E-Moduls um 10 % (von 160 auf 176 GPa) verschiebt die Dispersionskurve nach oben. Diese Verschiebung ist abhängig von der Frequenz. Bei 1 MHz gibt es keine Verschiebung, bei 500 MHz beträgt sie 4,8 % (von 4850 auf 5087 m s^{-1}). Dabei reduziert sich die Frequenz des Kurvenminimums um ca. 18 % von 104 auf 87 MHz. Bei einer Reduzierung des E-Moduls um 10 % verschiebt sich die Dispersionskurve entsprechend nach unten und die Frequenz des Minimums erhöht sich.

Der Grund für diese Wirkung ist, dass sich bei tiefen Frequenzen die Oberflächenwelle entlang von allen Schichten und vom Substrat ausbreitet und damit die Änderung des E-Moduls der Polysilizium-Schicht nur wenig Einfluss auf die Phasengeschwindigkeit hat. Dieser Einfluss steigt mit der Frequenz an und wird ab ca. 250 MHz konstant, da die Eindringtiefe der Oberflächenwelle für höhere Frequenzen kleiner ist als die Schichtdicke (20 μm) und sich die Oberflächenwelle nur in der Polysilizium-Schicht ausbreitet (s. Abschnitt 3.2.4). Die Änderung der Frequenz des Minimums der Dispersionskurve reflektiert auch die Frequenzabhängigkeit des Einflusses des E-Moduls auf die Dispersionskurve. Bei einer linearen Abhängigkeit würde sich das Minimum stets bei der gleichen Frequenz befinden.

Bei der Dichte bewirkt eine zehnprozentige Erhöhung von 2,33 auf 2,56 kg m^{-3} eine Verschiebung der Dispersionskurve nach unten um maximal 4,7 % bei 500 MHz (von 4850 auf 4625 m s^{-1}) und eine Erhöhung der Frequenz des Minimums um ca. 15,1 % von 104 auf 121 MHz. Bei diesem Schichtsystem haben der E-Modul und die Dichte den gleichen Einfluss auf die Dispersionskurve, aber mit unterschiedlichem Vorzeichen.

Eine Erhöhung der Poissonzahl um 10 % bewirkt eine Verschiebung der Dispersionskurve nach unten, mit einer maximalen Reduzierung der Phasengeschwindigkeit von 0,5 % (4851 auf 4827) bei 500 MHz.

Eine zehnprozentige Erhöhung der Dicke von 20 auf 22 μm verschiebt die Dispersionskurve nach links. Die maximale Änderung der Phasengeschwindigkeit liegt bei 100 MHz und beträgt ca. 0,27 % (von 4742 auf 4755 m s^{-1}). Der Grund für diese Wirkung ist, dass sich der Einfluss der Schicht auf die Phasengeschwindigkeit mit höherer Schichtdicke bei niedrigeren Frequenzen bemerkbar macht.

Der Einfluss der Parameter Schichtdicke und Poissonzahl ist sehr gering. Um diese ausreichend genau zu ermitteln, muss die Messmethode die Phasengeschwindigkeit mit einem Fehler von unter 0,1 % bestimmen (s. Abschnitt 4.3).

Der unterschiedliche Einfluss der Parameter auf die Dispersionskurve wird anschaulicher, wenn man die Kurven von χ^2 für je zwei Parameter aufträgt. Es wird eine simulierte Messung der Dispersionskurve für die polykristalline Siliziumschicht im Frequenzbereich zwischen 50 und 500 MHz

angenommen. Dann werden Parametersätze um den zentrierten Parametersatz ($a_z : E = 160 \text{ GPa}, \rho = 2,33 \text{ kg m}^{-3}, d = 20 \text{ } \mu\text{m}, \nu = 0,22$) gleich verteilt generiert. Daraus resultieren für das Schichtsystem von Abb. 5.1 die Kurven von χ^2 für die Parametersätze E-Modul und Dicke (Abb. 5.4), E-Modul und Dichte (Abb. 5.5), E-Modul und Poissonzahl (Abb. 5.6), sowie Dichte und Dicke (Abb. 5.7).

Für den zentrierten Parametersatz ist $\chi^2 f(a_z)$ minimal. Wenn der Parametersatz vom zentrierten stark abweicht, wird $f(a)$ höher. Durch den unterschiedlichen Einfluss der Parameter auf die Dispersionskurve entstehen Höhenlinien in Form von Kurven konstanter χ^2 .

In Abbildung 5.4 führen die Änderungen der Parameter E-Modul und Dicke um den zentrierten Parametersatz herum zu Kurven mit einem kleinen Winkel parallel zur E-Modul-Achse. Damit sind zwei Aussagen über einen Fit dieser zwei Parameter möglich:

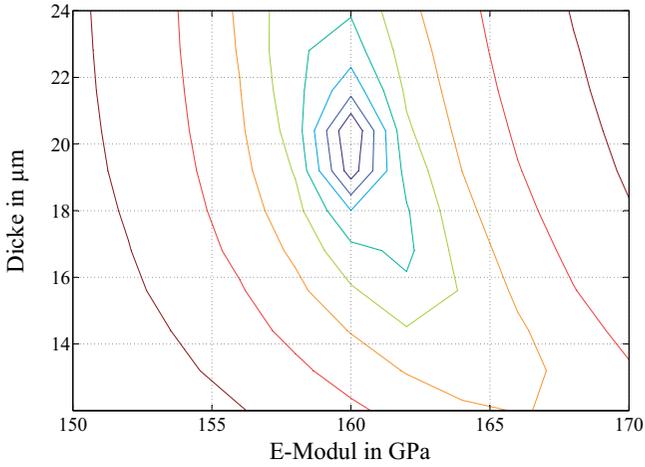
- Der E-Modul und die Dicke sind voneinander unabhängig und lassen sich zusammen fitten.
- Die Dicke lässt sich weniger gut fitten als der E-Modul.

Im Falle eines gleichzeitigen Fits von E-Modul und Dichte (Abb. 5.5) liegen die Kurven entlang der Winkelhalbierenden. Auf der Kurve der Höhenlinien (Abb. 5.5.(a)) sind einige innere Ellipsen in mehrere Klassen unterteilt. Bei einer breiten Diskretisierung führt das Contour-Werkzeug von Matlab (Version 7.1, R14) die Ellipsen nicht zusammen und suggeriert damit die Existenz von Nebenminima. Dies ist nur ein Darstellungsartefakt, da auf den 3D-Kurven (Abb. 5.5.(b)) keine Nebenminima vorhanden sind. Mit der Ausrichtung der Kurven sind folgende Aussagen verbunden:

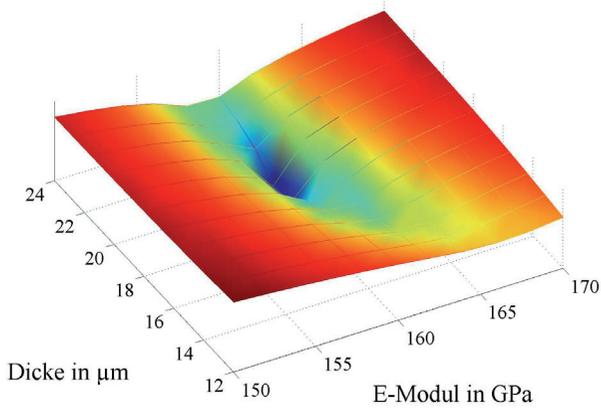
- Der E-Modul und die Dichte sind miteinander stark korreliert und lassen sich nicht eindeutig zusammen fitten (s. Abschnitt 5.2.2).
- Bei einem separaten Fit lässt sich der E-Modul etwa genauso gut fitten wie die Dichte.

Bei einem gleichzeitigen Fit von E-Modul und Poissonzahl liegen die Kurven konstanter χ^2 auch entlang der Winkelhalbierenden. Somit gelten die gleichen Aussagen wie beim gleichzeitigen Fit von E-Modul und Dichte:

- Der E-Modul und die Poissonzahl sind miteinander korreliert und lassen sich nicht eindeutig zusammen fitten (s. Abschnitt 5.2.2).
- Bei einem separaten Fit lässt sich der E-Modul deutlich besser fitten als die Poissonzahl.

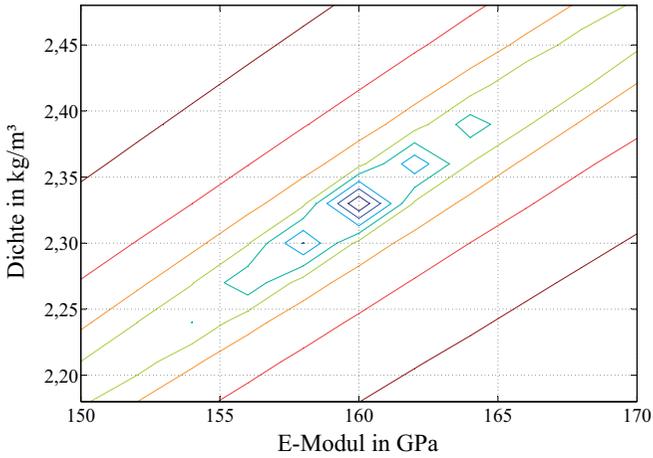


(a)

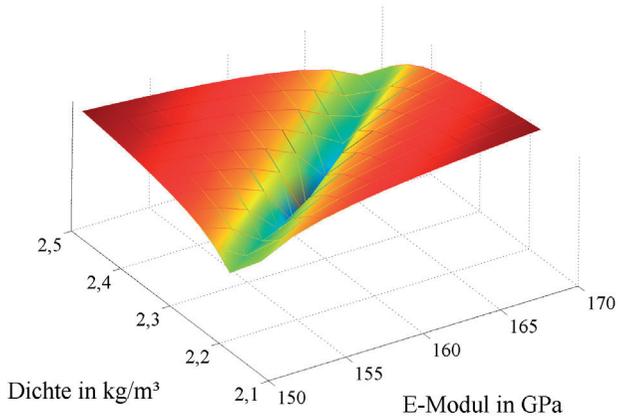


(b)

Abbildung 5.4: Kurven konstanter χ^2 für die Parameter E-Modul und Dicke der polykristallinen Siliziumschicht.



(a)



(b)

Abbildung 5.5: Kurven konstanter χ^2 für die Parameter E-Modul und Dichte der polykristallinen Siliziumschicht.

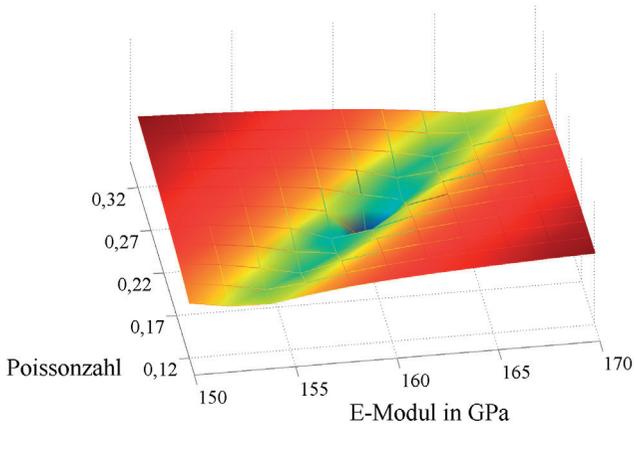
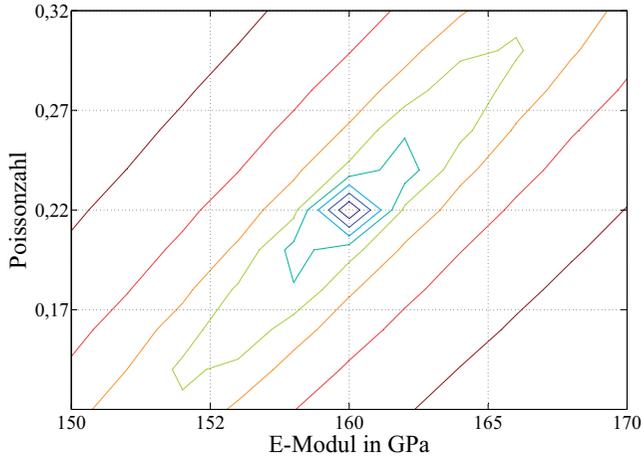
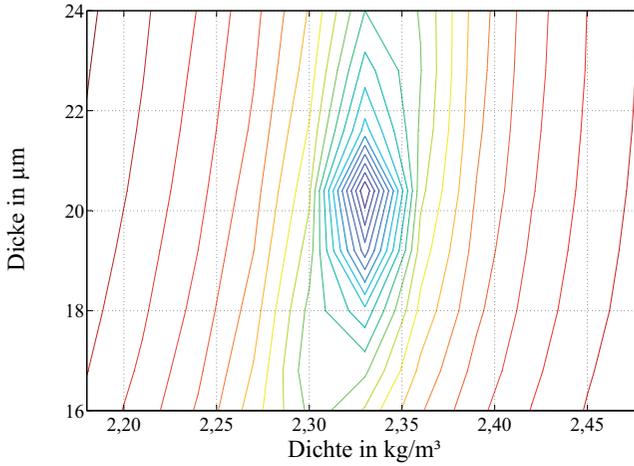
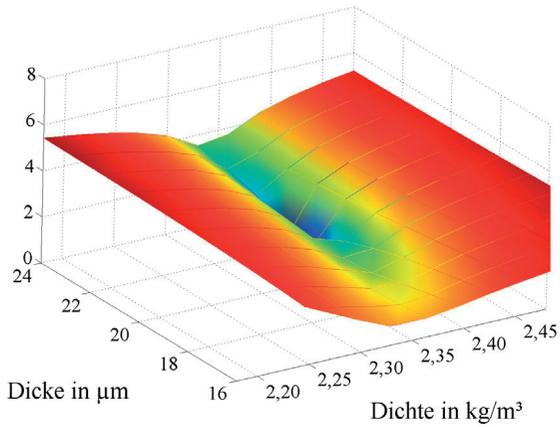


Abbildung 5.6: Kurven konstanter χ^2 für die Parameter E-Modul und Poissonzahl der polykristallinen Siliziumschicht.



(a)



(b)

Abbildung 5.7: Kurven konstanter χ^2 für die Parameter Dichte und Dicke der polykristallinen Siliziumschicht.

Bei einem gleichzeitigen Fit von Dichte und Dicke besitzen die Kurven konstanter χ^2 einen kleinen Winkel parallel zur Dichte-Achse. Somit gelten die gleichen Aussagen wie beim gleichzeitigen Fit von E-Modul und Dicke:

- Die Dichte und die Dicke sind voneinander unabhängig und lassen sich zusammen fitten.
- Die Dicke lässt sich weniger gut fitten als die Dichte.

5.1.2 Germanium-Konzentration von polykristallinen Silizium-Germanium-Schichten

Durch Mischen zweier Verbindungshalbleiter lässt sich nach dem Vegard'schen Gesetz der Gitterparameter einstellen. Das Vegard'sche Gesetz besagt, dass durch Mischung zweier Verbindungshalbleiter mit unterschiedlichen Gitterparametern a_{Si} und a_{Ge} , ein neuer Gitterparameter a der Mischung entsteht [72]:

$$a(x) = (1 - x) \cdot a_{Si} + x \cdot a_{Ge} = a_{Si} - x \cdot (a_{Si} - a_{Ge}), \quad (5.2)$$

mit $a_{Si} = 0,5431$ und $a_{Ge} = 0,56575$ und der Atom-Konzentration x von Germanium in der Mischung. In [73] wurde die Abhängigkeit des Gitterparameters von der Germanium-Konzentrationen für einkristalline SiGe-Substrate gemessen und eine leicht parabolische Kurve ermittelt:

$$a(x) = 0,002733 \cdot x^2 + 0,01992 \cdot x + a_{Si}. \quad (5.3)$$

Auf der einen Seite hat der Gitterparameter einen Einfluss auf die Dichte. Da das Volumen einer SiGe-Mischung von der dritten Potenz des Gitterparameters abhängt, die Atommasse der Mischung aber linear abhängig ist von der Germaniumkonzentration, wird für die Dichte eine parabolische Abhängigkeit von der Germaniumkonzentration erwartet. In [74] wird diese Beziehung dementsprechend gegeben als:

$$\rho_{SiGe}(x) = 2,329 + 3,493 \cdot x - 0,499 \cdot x^2. \quad (5.4)$$

Für den E-Modul auf der anderen Seite wird eine lineare Abhängigkeit von der Germaniumkonzentration angegeben ([75])

$$E_{SiGe}(x) = E_{Si} - x \cdot (E_{Si} - E_{Ge}). \quad (5.5)$$

Die Poissonzahl hat einen ähnlichen Verlauf ([75])

$$\nu_{SiGe}(x) = \nu_{Si} - x \cdot (\nu_{Si} - \nu_{Ge}). \quad (5.6)$$

Durch diese Abhängigkeit der drei Parameter E-Modul, Dichte und Poissonzahl einer SiGe-Mischung von der Germaniumkonzentration (s. Abb. 5.8)

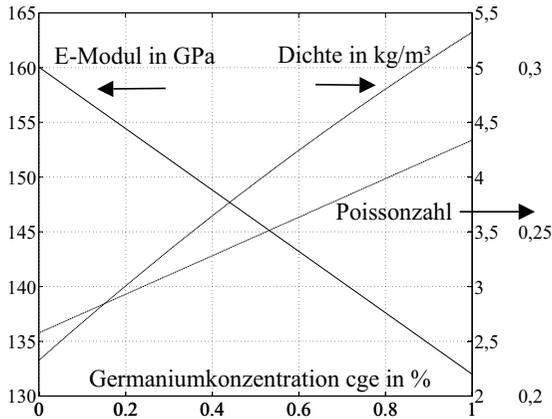


Abbildung 5.8: Einfluss der Germaniumkonzentration c_{Ge} auf den E-Modul, die Dichte und die Poissonzahl einer Silizium-Germanium-Mischung.

lässt sich diese als Parameter definieren und aus Dispersionsmessungen fit-ten (s. nächsten Abschnitt 5.2).

Das Schichtsystem von Abbildung 5.9 besteht aus einem Substrat aus einem $\{100\}$ -Siliziumwafer und zwei Schichten. Die untere substratnahe Schicht ist aus SiO_2 (E-Modul $E = 70$ GPa, Dichte $\rho = 2,2 \text{ kg m}^{-3}$, Dicke $d = 2,5 \mu\text{m}$ und Poissonzahl $\nu = 0,15$) und die oberste Schicht aus polykristal- linem Silizium-Germanium ($c_{Ge} = 40 \%$ und $d = 1 \mu\text{m}$).

Für diesen Schichtaufbau wird in Abb. 5.10 die Abhängigkeit der Dispersionskurve von der Germaniumkonzentration dargestellt. Die Dispersionskurven sind berechnet für Oberflächenwellen mit einer Ausbreitungs- richtung parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Achse des Siliziumsubstrates. Eine Änderung der Germaniumkonzentration um 57% bewirkt eine maximale Änderung der Phasengeschwindigkeit um 7% bei einer Frequenz von 500 MHz.

In Abb. 5.11 wird χ^2 der berechneten Dispersionskurve für die Parameter Germaniumkonzentration und Dicke von einer simulierten Messung darge- stellt. Die Parameter werden um den zentrierten Parametersatz ($c_{ge} = 40 \%$ und $d = 1 \mu\text{m}$) gleich verteilt generiert.

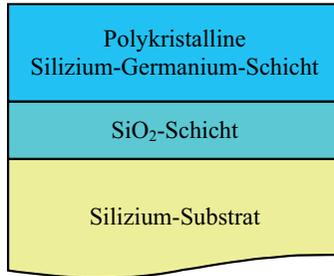


Abbildung 5.9: Beispielhaftes Schichtsystem. Das Substrat besteht aus einem {100}-Siliziumwafer, die Zwischenschicht aus thermischem SiO₂ und die oberste Schicht aus polykristallinem Silizium-Germanium.

Bei einem gleichzeitigen Fit von Germaniumkonzentration und Dicke liegen die Kurven konstanter χ^2 senkrecht zur Winkelhalbierenden. Auf der Kurve der Höhenlinien (Abb. 5.11.(a)) sind einige innere Ellipsen in mehrere Klassen unterteilt, wie in Abb. 5.5.(a). Da auf der 3D-Kurve (Abb. 5.11.(b)) keine Nebenminima sichtbar sind, ist dies auch nur ein Darstellungsartefakt des Contour-Werkzeuges von Matlab (Version 7.1, R14). Mit der Ausrichtung der Kurven sind folgende Aussagen verbunden:

- Die Germaniumkonzentration und die Dicke sind miteinander stark korreliert und lassen sich nicht eindeutig zusammen fitten.
- Bei einem separaten Fit lässt sich die Germaniumkonzentration etwa genauso gut fitten wie die Dicke.

5.2 Extraktion der Parameter

5.2.1 Algorithmus von Levenberg-Marquardt

Wie die Dispersionskurvenscharen (Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.10) zeigen, hängt die Phasengeschwindigkeit der akustischen Oberflächenwellen nicht-linear von den Parametern E-Modul, Dichte, Dicke und Poissonzahl der Schicht sowie der Frequenz ab. Die Extraktion der Modellparameter erfolgt somit rekursiv durch die Minimierung der χ^2 (Summe der Fehlerquadrate: s. Gleichung 5.1). Dies geschieht in folgenden Schritten:

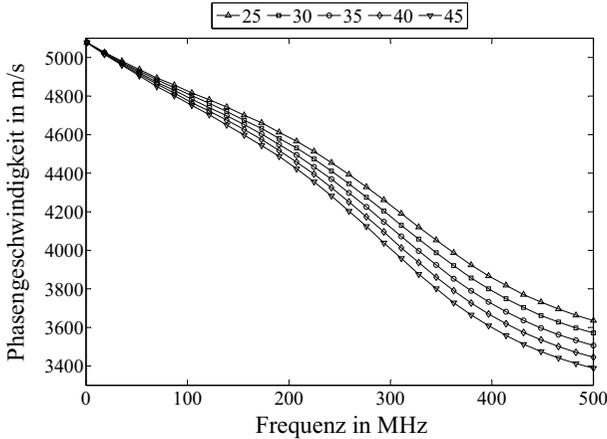


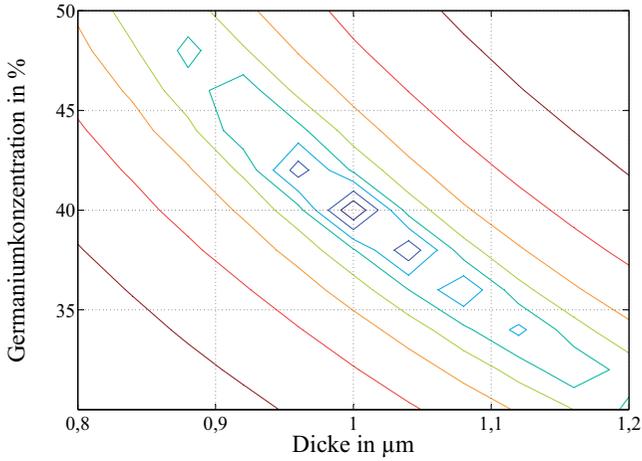
Abbildung 5.10: Berechneter Einfluss einer Änderung der Germaniumkonzentration in % der polykristallinen Silizium-Germanium-Schicht auf die Dispersionskurve.

- Als erstes wird ein Startparametersatz definiert.
- Anschließend wird für diesen Parametersatz die Dispersionskurve anhand des Modells von Kap. 3 berechnet.
- Dann werden die Parameter variiert, bis χ^2 zwischen berechneter und gemessener Dispersionskurve nicht mehr kleiner wird.
- Der am Minimum von χ^2 eingesetzte Parametersatz stellt das Ergebnis der Messung dar.

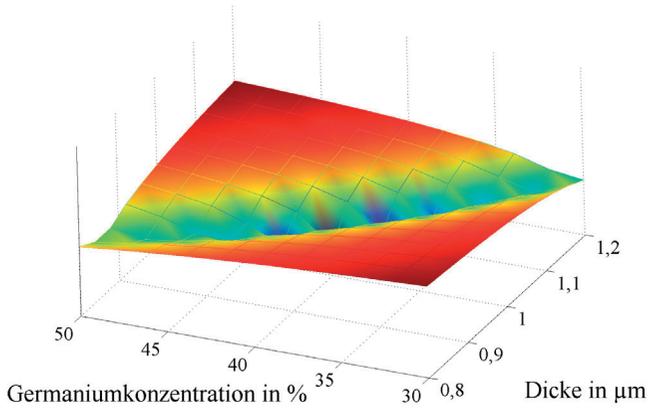
Im folgenden wird beschrieben, wie die Änderung der Werte des Parametersatzes sinnvoll zu realisieren ist, um das Minimum von χ^2 zu lokalisieren. Für eine Funktion

$$y = y(x; a),$$

wobei x die Frequenz und a der Parametersatz sind, kann χ^2 in der Nähe vom Minimum approximiert werden durch eine Taylor-Reihe ([76])



(a)



(b)

Abbildung 5.11: Kurven konstanter χ^2 für die Parameter Germaniumkonzentration und Dicke der polykristallinen Silizium-Germanium-Schicht.

$$f(a) = \chi^2(a) = f(a_{akt}) + \sum_i \frac{\partial f}{\partial a_i} a_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{\partial^2 f}{\partial a_i \partial a_j} a_i a_j + \dots \quad (5.7)$$

$$f(a) = \chi^2(a) \approx \gamma - d \cdot a + \frac{1}{2} a \cdot D \cdot a. \quad (5.8)$$

Dabei entspricht d dem Gradienten von $f(a)$ und ist ein Vektor der Länge M . Ferner ist M die Anzahl der Parameter und a der Parametersatz. Schließlich ist D die Hessematrix (zweite Ableitung von χ^2) und ist $M \times M$ groß. Die erste Ableitung der Gleichung 5.1) ist

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a_k} = -2\beta_k = -2 \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - y(x_i; a)]}{\sigma_i^2} \frac{\partial y(x_i; a)}{\partial a_k}, \quad (5.9)$$

wobei $k = 1, \dots, M$. Die zweite Ableitung von Gleichung 5.1 liefert die Hessematrix D

$$D = \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_k \partial a_l} = 2\alpha_{kl} = 2 \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \cdot \left[\frac{\partial y(x_i; a)}{\partial a_k} \frac{\partial y(x_i; a)}{\partial a_l} - [y_i - y(x_i; a)] \frac{\partial^2 y(x_i; a)}{\partial a_l \partial a_k} \right]. \quad (5.10)$$

Eine Vorhersage über den Parametersatz am Minimum wird getroffen durch Inkrementieren des aktuellen Parametersatzes a_{akt} um δa_l :

$$a_{min} = a_{akt} + \delta a_l = a_{akt} + D^{-1} \cdot [-\nabla \chi^2(a_{akt})]. \quad (5.11)$$

Der Inkrement δa_l wird berechnet durch die Umschreibung der Gleichung 5.8 in:

$$\sum_{l=1}^M \alpha_{kl} \delta a_l = \beta_k. \quad (5.12)$$

In Gleichung 5.10 hängt α_{kl} von der zweiten Ableitung $\partial^2 y / \partial a_l \partial a_k$ ab. Der Faktor davor $[y_i - y(x_i; a)]$ wird über i aufaddiert. Im Falle einer zufälligen Verteilung des Messfehlers (keine Ausreißer) ist dieser Faktor sehr klein und kann vernachlässigt werden. Somit ist α_{kl} nur von den ersten Ableitungen abhängig:

$$\alpha_{kl} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[\frac{\partial y(x_i; a)}{\partial a_k} \frac{\partial y(x_i; a)}{\partial a_l} \right]. \quad (5.13)$$

Die so getroffene Vorhersage gilt nur in der Nähe des Minimums, wo χ^2 parabolisch ist. Weit weg vom Minimum kann für χ^2 keine Taylornäherung angenommen werden. Daher wird dort ein Gradientenabstiegsverfahren gewählt und die Vorhersage des nächsten Parametersatzes sieht folgendermaßen aus

$$a_v = a_{akt} + \delta a_l = a_{akt} - c \times \nabla \chi^2(a_{akt}) = a_{akt} - c \times \beta_l. \quad (5.14)$$

Die Konstante c darf nicht zu groß sein, um die Minimumstelle nicht zu überschreiten.

Die zwei Bereiche in der Nähe vom Minimum (Gleichung 5.12) und weit weg davon (Gleichung 5.14) lassen sich nach der *Levenberg-Marquardt*-Methode mit der gleichen Gleichung beschreiben. Die Konstante c wird ersetzt durch einen dimensionslosen Faktor λ und dem Kehrwert des Diagonalelements α_{ll} , der die Dimension a_k^2 besitzt, ähnlich wie die Konstante c . Somit wird Gleichung 5.14 zu

$$\delta a_l = \frac{1}{\lambda \alpha_{ll}} \beta_l. \quad (5.15)$$

Anschließend lassen sich beide Gleichungen 5.12 und 5.15 durch die Definition folgender Matrix kombinieren:

$$\alpha'_{jj} \equiv \alpha_{jj}(1 + \lambda). \quad (5.16)$$

$$\alpha'_{jk} \equiv \alpha_{jk} \quad (j \neq k). \quad (5.17)$$

Somit gilt nur eine Gleichung sowohl für den Nah- als auch für den Fernbereich vom Minimum

$$\sum_{l=1}^M \alpha'_{kl} \delta a_l = \beta_l. \quad (5.18)$$

Für $\lambda \ll 1$ geht die Gleichung 5.18 in 5.12 über, für $\lambda \gg 1$ ist α' zunehmend diagonalisiert und die Gleichung 5.18 geht in 5.15 über.

Mit zunehmendem λ wird die Schrittweite δa_l kleiner. Wenn die Schrittweite sehr klein ist, ist dies ein Zeichen dafür, dass das Minimum erreicht ist. Ein weiteres Kriterium ist, dass die Änderung von χ^2 sehr klein wird.

5.2.2 Fit von stark korrelierten Parametern

Der hier beschriebene Algorithmus von *Levenberg-Marquardt* hat in der Praxis Probleme mit stark korrelierten Parametern wie beim gleichzeitigen Fitten von E-Modul und Dichte (s. Abb. 5.5) oder E-Modul und Poissonzahl (s. Abb. 5.6). In diesen Fällen tritt häufig das Problem auf, dass bei einem

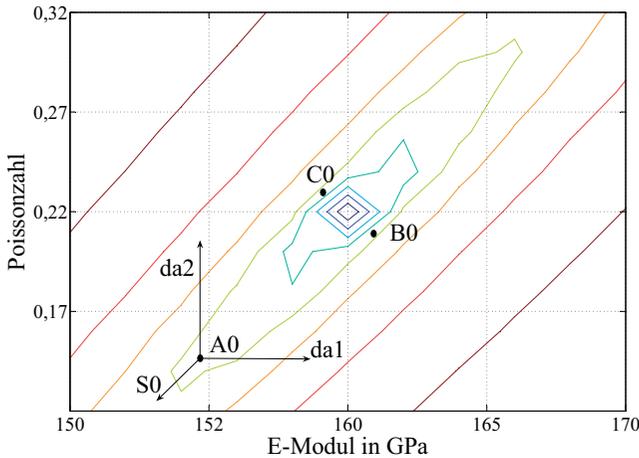


Abbildung 5.12: Kurven konstanter χ^2 mit Startpositionen für den Fit der stark korrelierten Parameter E-Modul und Poissonzahl. Die Sprünge da_1 und da_2 bei A_0 fallen zu lang aus und sind für den Algorithmus von *Levenberg-Marquardt* ungünstig, da der resultierende Gradient positiv ist. Dadurch wird eine falsche Richtung S_0 für die Minimierung bestimmt. Als Startpositionen liegen selbst die Punkte B_0 und C_0 in der Nähe des Minimums ungünstig, wenn die ersten Sprünge zu lang sind.

Startsatz am Punkt A_0 in der Nähe der Winkelhalbierenden (s. Abb. 5.12), der berechnete Gradient $d = \partial\chi^2/\partial a_k$ (s. Gleichung 5.9) in den Richtungen der Parameterachsen positiv ist. Daraus ergibt sich aus dem Algorithmus, dass die richtige Richtung die entlang des Pfeils S_0 ist. Es ist entscheidend, wie weit der erste Sprung ist. Wenn da_1 und da_2 zu lang sind, dann verharrt der Suchalgorithmus bei A_0 .

Hierfür bieten folgende Überlegungen Abhilfe:

- Die Berechnung des Gradienten d kann mit einem sehr kleinen ∂a_k durchgeführt werden. Da die Größe von ∂a_k aber als Abbruchkriterium für den Fit dient, ist dies nur dann eine brauchbare Möglichkeit, wenn die Kurven nicht zu stark langgezogen sind.
- Es können mehrere Startsätze definiert werden. Sind die Kurven kon-

stanter χ^2 für den betroffenen Parametersatz verfügbar, dann können günstigere Startwerte gewählt werden quer zur Hauptachse der Ellipsen (Positionen B_0 oder C_0).

- Die Achsen können um einen Winkel α_d gedreht werden und die Ellipsen dann zu Kreisen gestreckt werden. α_d kann so gewählt werden, dass die Hauptachse der Ellipsen parallel zu einer Parameterachse liegt (wie in Abb. 5.7).

Die zweite Überlegung – die Änderung der Startwerte – wird im nächsten Abschnitt innerhalb des Algorithmus zur Fehlerberechnung implementiert.

5.3 Fehlerberechnung mit Monte-Carlo Simulationen

Die Fehlerbalken der gefitteten Parameter hängen von folgenden Faktoren ab:

- Die Bandbreite der Frequenz der Oberflächenwellenzüge ist umgekehrt proportional zur Anzahl der Perioden im Wellenzug. Bei einer konstanten Strahlbreite des Pulsasers nimmt die Bandbreite mit der Wellenlänge zu. Damit wird auch dieser Fehleranteil größer. Die Ermittlung der Maxima der Spektren der Oberflächenwellenzüge ist mit einem Fehler von ca. 0,05 % bei 500 MHz bis ca. 0,5 % bei 50 MHz behaftet.
- Die Ungenauigkeit der Kenntnis der nichtgefitteten als bekannt angenommenen Parameter führt zu einem systematischen Fehler. Bei der SiO_2 -Zwischenschicht wird z. B. die Dicke mit einem Ellipsometer gemessen zu $2,435 \pm 0,02 \mu\text{m}$.
- Das Abbruchkriterium für den Fit stellt einen zufälligen Fehler dar. Ein Fit kann als erfolgreich angesehen werden, wenn z. B. der gefittete Parameter sich um nicht mehr als $\Delta a = 0,1 \%$ ändert, oder wenn χ^2 kleiner wird mehr als $\Delta\chi^2 = 0,1 \%$.
- Die Ungenauigkeit der Herstellung der Maskenperiode (s. Abschnitt 4.3.3) erreicht bis zu 0,45 % und hat eine direkte Auswirkung auf die akustischen Wellenlängen und somit auf die Ermittlung der Phasengeschwindigkeit. Damit ist ein systematischer Fehler verbunden.
- Im Falle einer Projektion der Maske spielt zudem der systematische Fehler bei der Kenntnis des Projektionsverhältnisses auch eine große Rolle. Durch Verwendung einer bekannten Probe als Referenz wird dieser Parameter mit einer Genauigkeit von besser als 0,1 % ermittelt (s. Abschnitt 4.1.4).

- Bei der Berechnung der Phasengeschwindigkeit (s. Kap. 3) wird nach einer Polstelle der Greenschen Funktion gesucht. Die Genauigkeit der Ermittlung dieser Polstelle führt zu einem vernachlässigbaren systematischen Fehler von $< 0,1 \text{ m/s}$.

Um die Einflüsse der Fehler auf das Fitergebnis quantitativ zu ermitteln, werden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt. Die Prozedur ist wie folgt:

- Es werden gaußverteilte Zufallszahlen als Werte für die Fehler der Frequenz, der bekannten Parameter und für die Startwerte der Fitparameter eingesetzt.
- Mit diesen Zufallszahlen wird die berechnete Dispersionskurve an der gemessenen Kurve mehrmals gefittet (s. Abschnitt 5.2).
- Die Standardabweichung des gefitteten Parametersatzes gibt den Fehler wieder.

Im Falle der Messung der Dispersionskurve mit breitbandiger Oberflächenwellenspektroskopie ist der Fehler eines jeden Messpunktes schwer zu ermitteln. Hier empfiehlt es sich, eine konstante Standardabweichung anzunehmen und eine Abschätzung des Fehlers der Messung der Dispersionskurve durchzuführen nach dem Fitten des Modells an die gemessene Dispersionskurve [76]:

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^N [y_i - y(x_i)]^2 / (N - M). \quad (5.19)$$

Dabei ist N die Anzahl der Messpunkte und M die Anzahl der Fitparameter.

Im Falle der Messung der Dispersionskurve mit schmalbandiger Oberflächenwellenspektroskopie ist der Fehler jedes Messpunktes bekannt. Zudem ist eine quantitative Aussage über die Qualität des Fit möglich (s. Abschnitt 5.4).

5.4 Qualität des Fits

Die Qualität des Fits wird durch eine Wahrscheinlichkeit Q angegeben. In der Literatur wird sie *Goodness of Fit* ([76], [77]) genannt. Die Wahrscheinlichkeit Q sagt aus, ob die im Verlauf eines Experiments beobachtete Summe der Fehlerquadrate größer als χ^2 ist für eine gegebene Zahl der Freiheitsgrade $\nu = N - M$ (s. Gleichung 5.1).

$$Q(\chi^2|\nu) = 1 - P(\chi^2|\nu) = 1 - P\left(\frac{\nu}{2}, \frac{\chi^2}{2}\right). \quad (5.20)$$

Dabei ist $P(a, x)$ ist die unvollständige Gammafunktion:

$$P(a, x) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_0^x e^{-t} t^{a-1} dt \quad (a > 0). \quad (5.21)$$

$$Q(a, x) = \frac{1}{\Gamma(a)} \int_x^\infty e^{-t} t^{a-1} dt. \quad (5.22)$$

Die unvollständige Gammafunktion $P(a, x)$ tendiert nach 1 bei großen Werten für χ^2 . Bei kleinen Werten von χ^2 und der Freiheitsgrade ν kann approximiert werden: $P(a, x) \approx x^a$, was ebenfalls nach 1 tendiert.

Bei einer Wahrscheinlichkeit von $Q > 0,1$ kann der Fit und damit das Modell als *gut* eingestuft werden. Eine Wahrscheinlichkeit Q in der Nähe von 1 kann als Ursache haben, dass zu große Fehler in der Messung angenommen wurden. Dadurch ist σ zu groß und die angenommene χ^2 zu klein.

Bei einer Wahrscheinlichkeit von $Q > 0,001$ kann der Fit akzeptiert werden, vorausgesetzt, dass die Fehlerverteilung keine Gauß'sche Form aufweist oder die Fehler unterbewertet wurden. Wahrscheinlichkeiten $Q \ll 0,001$ deuten darauf, dass ein Fehler im Modell oder in der Auswertung vorliegt.

Kapitel 6

Ergebnisse der Messungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Dispersionsmessungen an Proben mit einer, zwei und drei Schichten auf Siliziumsubstraten dargestellt. Bei den Schichtsystemen handelt es sich um SiO₂-Silizium (s. Abschnitt 6.1), AlN-SiO₂-Silizium (s. Abschnitt 6.2), Polysilizium-SiO₂-Silizium (s. Abschnitt 6.3) und SiGe-SiO₂-Silizium (s. Abschnitt 6.4). Als Ergebnisse werden die Schichtparameter E-Modul, Dichte, Dicke und Poissonzahl ermittelt.

An diesen vier Schichtsystemen werden die Dispersionsmessungen mit Glasmasken (s. Abb. 4.21) durchgeführt. Am letzten Schichtsystem SiGe-SiO₂-Silizium wird die Dispersionsmessung zusätzlich mit einem Lichtmodulator nach dem Aufbau von Abb. 4.22 durchgeführt.

6.1 Messung am Schichtsystem SiO₂-Silizium

In diesem Abschnitt wird die durchgeführte Dispersionsmessung am Schichtsystem SiO₂-Silizium (s. Abb. 6.1) vorgestellt und die Parameter E-Modul und Poissonzahl der SiO₂-Schicht gleichzeitig extrahiert. Das Schichtsystem besteht aus einer thermischen SiO₂-Schicht, abgeschieden mit PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*) auf einem {100}-Silizium-Wafer. Die Schichtdicke beträgt ca. 2,5 μm.

6.1.1 Messung der Schichtdicke mit einem Ellipsometer

Die Dicke der SiO₂-Schicht wird mit einem spektroskopischen Ellipsometer vom Typ SE 800 von der Firma Sentech gemessen. Die Messungen werden bei Einfallswinkeln von 30° bis 60° über einen Wellenlängenbereich von 350 nm bis 800 nm durchgeführt. Die Modellierung des Schichtsystems basiert auf

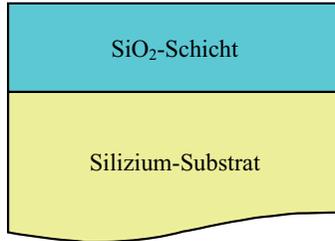


Abbildung 6.1: Schichtsystem mit einer thermischen SiO₂-Schicht (Dicke ca. 2,5 μm) auf einem {100}-Silizium-Substrat.

dem Zweiphasenmodell von Abschnitt 2.3.2. Für Brechungsindizes der SiO₂-Schicht bei 633 nm von $n_{\text{SiO}_2} = 1,45$ und $k_{\text{SiO}_2} = 0$ wird die Schichtdicke gemessen zu $d_{\text{SiO}_2} = 2,435 \pm 0,02 \mu\text{m}$.

6.1.2 Messung der Dispersionskurve und Extraktion der Parameter E-Modul und Poissonzahl

Die Dispersionskurve der SiO₂-Probe wird gemessen am Aufbau von Abb. 4.21. Die Messung erfolgt in der Substratrichtung $\langle 110 \rangle$ mit 5 Maskenperioden: 24 μm , 32 μm , 48 μm , 64 μm und 96 μm mit einem Metallisierungsverhältnis von $b_M/p_M = 0,7$ und einem Projektionsverhältnis $p_r = 1$ (s. Abschnitt 4.1.3).

Die Parameter Dichte und Dicke der Schicht sowie E-Modul, Dichte und Poissonzahl des Substrates werden als bekannt vorausgesetzt (s. Tabelle 6.1). Die Schichtdicke wird mit einem Ellipsometer gemessen (s. Abschnitt 6.1.1). Die Dichte der Schicht sowie die Eigenschaften des Silizium-Substrates sind Literaturwerte ([21], [78]).

Der E-Modul und die Poissonzahl der SiO₂-Schicht werden gleichzeitig anhand der Fit-Prozedur von Kap. 5 ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 dargestellt. Die Qualität des Fits wird für eine Anzahl der Freiheitsgrade von 8 (Anzahl der Messpunkte minus Anzahl der zu fittenden Parameter) und für eine χ^2 -Abweichung von 81,5 anhand von Gleichung (5.20) ermittelt.

In Abb. 6.2 wird die gemessene und gefittete Dispersionskurve für diese Probe dargestellt. Das Fitergebnis ist ein E-Modul von 69,9 GPa und eine Poissonzahl von 0,147. Außerdem werden zwei berechnete Dispersionskur-

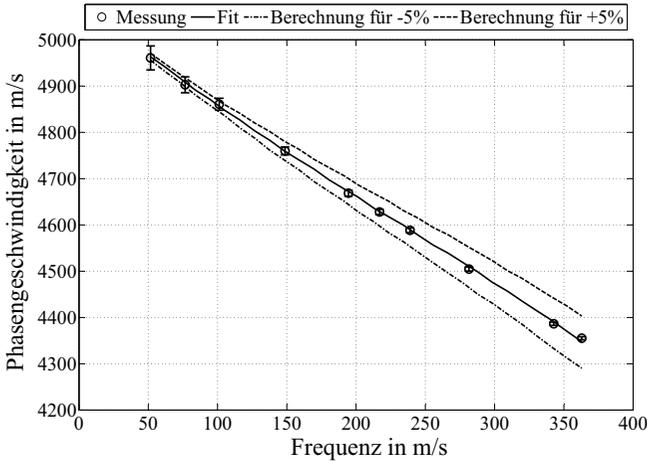


Abbildung 6.2: Fit-Ergebnis der Schichtparameter E-Modul und Poissonzahl für das SiO_2 -Silizium-Schichtsystem. Dargestellt sind die gefittete Dispersionskurve mit den Ergebnissen $E = 69,9 \text{ GPa}$ und $\nu = 0,147$, sowie zwei berechnete Kurven mit den Werten $E_1 = E - 5\%$ und $\nu_1 = \nu - 5\%$ für die untere Kurve und $E_2 = E + 5\%$ und $\nu_2 = \nu + 5\%$ für die obere Kurve.

ven dargestellt für einen Parametersatz E_1 und ν_1 um -5% niedriger als das Fitergebnis, sowie E_2 und ν_2 um $+5\%$ höher. Für diesen *worst case* werden zwei Dispersionskurven berechnet, die bei den ersten drei Punkten innerhalb des Fehlerbalkens liegen, bei den restlichen sieben Punkten aber außerhalb. Da diese berechneten $\pm 5\%$ -Kurven deutlich von der gemessenen Dispersionskurve abweichen, kann qualitativ die Aussage getroffen werden, dass sich der E-Modul und die Poissonzahl mit einer Genauigkeit von besser als $\pm 5\%$ ermitteln lassen.

Um den Fehler der Messung des E-Moduls und der Poissonzahl der SiO_2 -Schicht quantitativ anzugeben, werden Monte-Carlo Simulationen durchgeführt (s. Abschnitt 5.3). Diese Vorgehensweise ist bei allen untersuchten Schichtsystemen ähnlich. Die Fit-Prozedur wird 100-mal aufgerufen mit jeweils unterschiedlichen Startwerten und bekannten Parametern. Die Startwerte werden gleichmäßig verteilt. Für die Schichtdicke und die gemessene Phasengeschwindigkeit werden entsprechend der Messfehler normal verteilte

Werte angenommen (s. Tabelle 6.1). Der Messfehler der Phasengeschwindigkeit ergibt sich aus der Bandbreite der Frequenz der Oberflächenwellenzüge. Mit steigender Anzahl der projizierten Streifen werden die Wellenzüge schmalbandiger (s. Abschnitt 5.3). Es wird ein konstanter absoluter Fehler von 0,5 MHz bei der Frequenzmessung angenommen. Der relative Fehler hängt somit linear von der Frequenz ab. Er beträgt 0,05 % bei 500 MHz und 0,5 % bei 50 MHz.

Bekannte Parameter

d_{SiO_2}	2,435	μm
ρ_{SiO_2}	2,2	kg m^{-3}
$C_{11, \text{Si}}$	165,6	GPa
$C_{12, \text{Si}}$	63,98	GPa
$C_{44, \text{Si}}$	79,51	GPa
ρ_{Si}	2,33	kg m^{-3}

Fit-Ergebnis

E_{SiO_2}	$69,9 \pm 3,5$	GPa
ν_{SiO_2}	$0,147 \pm 0,057$	
Qualität des Fits	1	

Fehlerberechnung

Startwert E_{SiO_2}	68 - 72	GPa
Startwert ν_{SiO_2}	0,12 - 0,18	
Messfehler d_{SiO_2}	$2,435 \pm 0,02$	μm
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,05\%$ bis $\pm 0,5\%$	

Tabelle 6.1: Bekannte und gefittete Parameter (mit Oberflächenwellenspektroskopie gemessen), sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am Schichtsystem SiO₂-Silizium. Hier wird gleichzeitig der E-Modul und die Poissonzahl der SiO₂-Schicht gefittet.

Die resultierende Fit-Qualität beträgt 1 und ist damit außerhalb des guten Bereichs zwischen 0,1 und 0,5 (s. Abschnitt 5.4). Der Grund dafür ist, dass in der gemessenen Dispersionskurve ein zu großer Wert für den erwarteten Fehler σ angenommen wurde (s. Abb 6.2).

Um dies zu vermeiden, wird ein optimaler Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 berechnet. Der relative Fehler wird als konstant angenommen und wird rekursiv ermittelt zu 0,3 % (s. Abb. 6.3). In dieser Dispersionskurve befinden sich keine Ausreißer mehr. Die resultierenden neuen Fehler-

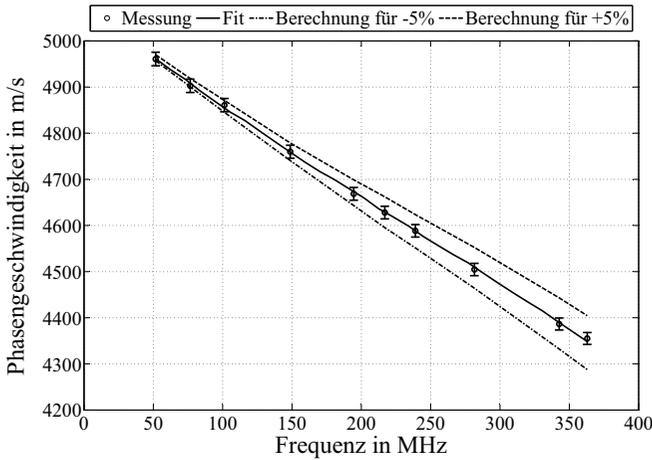


Abbildung 6.3: Optimierte Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 für das SiO_2 -Silizium-Schichtsystem. Die Breite des Fehlerbalkens beträgt 0,3 %.

grenzen für die gefitteten Parameter bleiben sehr ähnlich (s. Tab. 6.2).

6.1.3 Diskussion der Messergebnisse für das Schichtsystem SiO_2 -Silizium

Die Dispersionskurve des Schichtsystems SiO_2 -Silizium (s. Abb. 6.2 und 6.3) ist in dem gemessenen Frequenzbereich bis ca. 360 MHz linear. Die Eindringtiefe der akustischen Oberflächenwellen ist bei dieser Frequenz mit ca. $12 \mu\text{m}$ viel größer als die Schichtdicke (ca. $2,5 \mu\text{m}$) und die Oberflächenwellen breiten sich im Substrat und in der Schicht gleichzeitig aus.

Bei niedrigen Eindringtiefen ($\lambda \leq 10 \cdot d(\text{SiO}_2)$) und damit höheren Frequenzen ($f = v_R/\lambda \geq 200 \text{ MHz}$) ist der Einfluss der Schichteigenschaften am größten. Somit ist es positiv zu bewerten, dass gerade bei höheren Frequenzen der Fehlerbalken innerhalb der Dispersionskurven sind, die für die Parametersätze $E_1 = E_{fit} - 5\%$ und $\nu_1 = \nu_{fit} - 5\%$ sowie $E_2 = E_{fit} + 5\%$ und $\nu_2 = \nu_{fit} + 5\%$ berechnet sind.

Bei hohen Eindringtiefen ($\lambda \geq 10 \cdot d(\text{SiO}_2)$) und damit niedrigen Frequenzen ($f = v_R/\lambda \leq 200 \text{ MHz}$) ist der Einfluss der Schichteigenschaften

Fit-Ergebnis

E_{SiO_2}	$69,9 \pm 3,4$	GPa
ν_{SiO_2}	$0,144 \pm 0,058$	
Qualität des Fits	0,5	

Fehlerberechnung

Startwert E_{SiO_2}	68 - 72	GPa
Startwert ν_{SiO_2}	0,12 - 0,18	
Messfehler d_{SiO_2}	$2,435 \pm 0,02$	μm
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,3\%$	

Tabelle 6.2: Fit-Ergebnis und Fehlerberechnung für das Schichtsystem SiO₂-Silizium. Der relative Fehler der Messung wird als konstant angenommen.

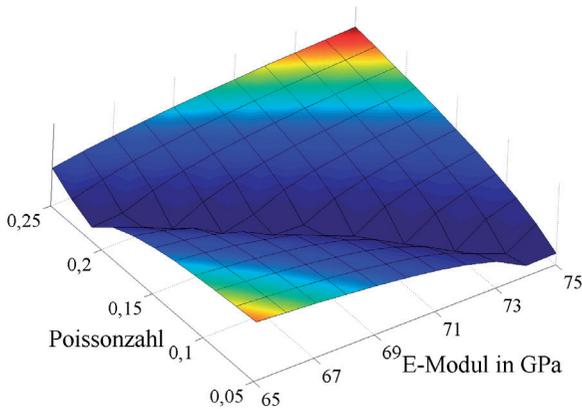


Abbildung 6.4: χ^2 -Abweichung der Schichtparameter E-Modul und Poissonzahl für das SiO₂-Silizium-Schichtsystem.

ten unbedeutend. Hier spielt der größere Fehlerbalken keine Rolle, da die Fit-Prozedur von der Geschwindigkeit des Substrates startet und die ist in Richtung $\langle 110 \rangle$ bei ca. 5082 m/s konstant.

Ähnlich wie im Abschnitt 5.1 wird in Abb. 6.4 die χ^2 -Abweichung der berechneten Dispersionskurven gegenüber der gemessenen dargestellt. Für die Berechnung wurde der E-Modul zwischen 65 GPa und 75 GPa, die Poissonzahl zwischen 0,05 und 0,25 variiert.

Aufgrund der Länge des Tals der Höhenlinien und des flachen Verlaufs entlang des Tals ist ein Fehler von einigen Prozent bei der gleichzeitigen Ermittlung des E-Moduls und der Poissonzahl zu erwarten.

Die schmalbandige Dispersionsmessung am Schichtsystem SiO₂-Silizium in Kombination mit dem theoretischen Modell zeigt, dass die entwickelte Charakterisierungsmethode sich dazu eignet, mehrere Eigenschaften von Schichten gleichzeitig zu ermitteln. Die gemessenen Werte E-Modul und Poissonzahl sind $E = 69,9$ GPa und $\nu = 0,144$. Diese Werte sind in hervorragender Übereinstimmung mit den Literaturwerten für thermisches SiO₂ von ca. 70 GPa und 0,17 in [79].

Die Allgemeinheit der Charakterisierungsmethode wird anhand der nächsten Mehrschichtsysteme demonstriert.

6.2 Messungen am Schichtsystem AlN-SiO₂-Silizium

In diesem Abschnitt werden die durchgeführten Dispersionsmessungen am Schichtsystem AlN-SiO₂-Silizium (s. Abb. 6.5) dargestellt und die Parameter E-Modul und Dicke der AlN-Schicht extrahiert. Beim Substrat handelt es sich um einen $\{100\}$ -Silizium-Wafer. Die Zwischenschicht ist eine thermische SiO₂-Schicht, abgeschieden mit PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*). Die Schichtdicke beträgt ca. 2 μm . Die obere Schicht besteht aus Aluminium-Nitrid AlN.

Die Abscheidung der AlN-Schicht erfolgt in einer PVD-Kammer (*Physical Vapour Deposition*), in einer modifizierten DC-Diodenanordnung mit der Kammerwand als Anode und zwei Sputtertargets als Kathode. Die AlN-Schicht wächst in Form von Zylindern mit einer hexagonalen Struktur entlang der c -Achse (s. Abb. 6.6). Die Zylinder besitzen eine schmale Breite von wenigen μm .

AlN bietet im Vergleich zu anderen piezoelektrischen Materialien wie Quarz, LiTaO₃ oder LiNbO₃ den Vorteil, auf Silizium abgeschieden werden zu können und somit mit der Signalverarbeitung integrierbar zu sein. Somit können IDT-Metallisierungen auf mikrometerdünne piezoelektrische AlN-Schichten abgeschieden werden. Mit dem Substrat Silizium ist dies eine gute Alternative zu den teureren klassischen piezoelektrischen Substraten Quarz und LiTaO u.a. Im Vergleich zu einer ZnO-Schicht, die auch auf einem

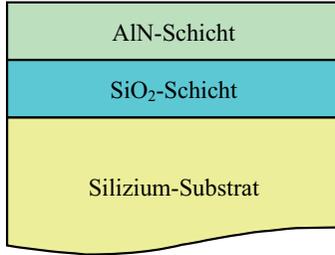


Abbildung 6.5: Schichtsystem mit einer AlN-Schicht (Dicke ca. $2\ \mu\text{m}$) auf thermischen SiO_2 -Schicht (Dicke ca. $2\ \mu\text{m}$) auf einem $\{100\}$ -Silizium-Substrat.

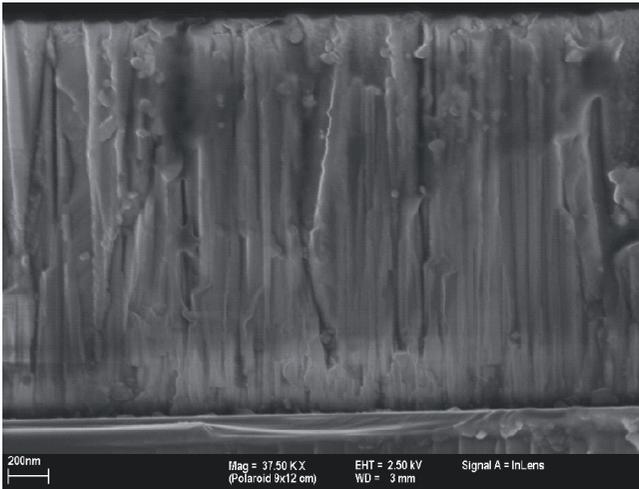


Abbildung 6.6: REM-Bild einer AlN-Schicht. Die AlN-Schicht wächst in Form von Zylindern mit einer hexagonalen Struktur entlang der c -Achse.

Silizium-Substrat abgeschieden werden kann, erzeugt eine AlN-Schicht einen viel niedrigeren Dispersionseffekt bei fast doppelt so hoher Geschwindigkeit [80]. Die hohe Geschwindigkeit ermöglicht eine schnellere Signalübertragung für IDTs, da ihre Synchronfrequenz proportional ist zur Geschwindigkeit (s. Gl. 4.2). Außerdem ist die elektrische Resistivität von AlN mit $10^{16} \Omega\text{cm}$ viel höher als beim ZnO ($10^7 \Omega\text{cm}$) [80]. Somit wird eine bessere Isolierung der IDT-Metallfinger und damit eine Reduzierung der Verluste erreicht.

6.2.1 Messung der Dispersionskurve und Extraktion der Parameter E-Modul und Schichtdicke

Die Dispersionskurve der AlN-Probe wird gemessen am Aufbau von Abb. 4.21. Die Messung erfolgt ähnlich wie beim vorangegangenen Schichtsystem SiO₂-Silizium.

Die Parameter Dichte und Poissonzahl der AlN-Schicht, E-Modul, Dichte, Dicke und Poissonzahl der SiO₂-Schicht, sowie E-Modul, Dichte und Poissonzahl des Silizium-Substrates werden als bekannt vorausgesetzt (s. Tabelle 6.4). Die Eigenschaften der thermischen SiO₂-Schicht wurden im vorherigen Abschnitt ermittelt (s. Abschnitt 6.1). Die Dicke der SiO₂-Schicht ist bei dieser Probe $2 \mu\text{m}$. Die Dichte der AlN-Schicht beträgt $3,2 \text{ kg m}^{-3}$ [18]. Eine erste Abschätzung des E-Moduls und der Poissonzahl für die c -Ebene $\{0001\}$ wurde in [17] mit folgenden Formeln berechnet

$$E = \frac{1}{s'_{11}} = \frac{1}{(1 - l_3^2)^2 s_{11} + l_3^4 s_{33} + l_3^2 (1 - l_3^2) (2s_{13} + s_{44})} \quad (6.1)$$

$$\nu = -\frac{s'_{12}}{s'_{11}} = \frac{l_3^2 m_3^2 (s_{11} + (s_{33} - s_{44})) - m_3^2 (1 - 2l_3^2) s_{13} - (l_1 m_2 - l_2 m_1)^2 s_{12}}{(1 - l_3^2)^2 s_{11} + l_3^4 s_{33} + l_3^2 (1 - l_3^2) (2s_{13} + s_{44})}. \quad (6.2)$$

Dabei sind s'_{12} und s'_{11} effektive Nachgiebigkeiten, s_{ij} ist die Nachgiebigkeitsmatrix. Die Spannung findet in Richtung l statt und die Dehnung in Richtung m senkrecht dazu. Der E-Modul und die Poissonzahl sind für die c -Ebene in beliebiger Richtung gleich [81]. In der Richtung $l = \langle 10\bar{1}0 \rangle$ mit $(l_1 = 1, l_2 = 0, l_3 = 0)$ und $m = \langle 01\bar{1}0 \rangle$ mit $(m_1 = 0, m_2 = 1, m_3 = 0)$ z. B. ergibt sich

$$E = \frac{1}{s_{11}}. \quad (6.3)$$

$$\nu = -\frac{s_{12}}{s_{11}}. \quad (6.4)$$

Die Nachgiebigkeiten s_{11} und s_{12} ergeben sich aus den nachfolgenden Berechnungen. Nach [17] gelten für ein hexagonales System

$$c_{11} + c_{12} = \frac{s_{33}}{s}, \quad (6.5)$$

$$c_{11} - c_{12} = \frac{1}{s_{11} - s_{12}}, \quad (6.6)$$

$$c_{13} = -\frac{s_{13}}{s} \text{ und} \quad (6.7)$$

$$c_{33} = \frac{s_{11} + s_{12}}{s}. \quad (6.8)$$

Dabei ist

$$s = s_{33} \cdot (s_{11} + s_{12}) - 2s_{13}^2. \quad (6.9)$$

Ersetzt man s_{33} aus Gleichung 6.5, $s_{11} + s_{12}$ aus Gleichung 6.8 sowie s_{13} aus Gleichung 6.7 in Gleichung 6.9, dann erhält man für s

$$s = s \cdot (c_{11} + c_{12}) \cdot s \cdot c_{33} - 2 \cdot c_{13}^2 \cdot s^2, \quad (6.10)$$

$$s = \frac{1}{(c_{11} + c_{12}) \cdot c_{33} - 2 \cdot c_{13}^2}. \quad (6.11)$$

Damit ist

$$s_{11} + s_{12} = c_{33}s = \frac{c_{33}}{(c_{11} + c_{12}) \cdot c_{33} - 2 \cdot c_{13}^2} \text{ und} \quad (6.12)$$

$$s_{11} - s_{12} = \frac{1}{c_{11} - c_{12}}. \quad (6.13)$$

Durch Addition und Subtraktion der Gleichungen 6.12 und 6.13 ergeben sich s_{11} und s_{12} zu

$$s_{11} = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{c_{33}}{(c_{11} + c_{12}) \cdot c_{33} - 2 \cdot c_{13}^2} + \frac{1}{c_{11} - c_{12}} \right] \text{ und} \quad (6.14)$$

$$s_{12} = s_{11} - \frac{1}{c_{11} - c_{12}}. \quad (6.15)$$

Damit kann der E-Modul aus Gleichung 6.3 mit Hilfe der elastischen Parameter c_{ij} ermittelt werden zu

$$E = 2 \cdot \left[\frac{c_{33}}{(c_{11} + c_{12}) \cdot c_{33} - 2 \cdot c_{13}^2} + \frac{1}{c_{11} - c_{12}} \right]^{-1}. \quad (6.16)$$

Aus den Startwerten für die elastischen Konstanten

$$C = \begin{pmatrix} 410 & 140 & 100 & 0 & 0 & 0 \\ 140 & 410 & 100 & 0 & 0 & 0 \\ 100 & 100 & 390 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 120 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 120 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 135 \end{pmatrix} [GPa]$$

wird der E-Modul ermittelt zu 350 GPa. Dabei ist

$$C_{66} = (c_{11} - c_{12})/2 = 135 \text{ GPa}. \quad (6.17)$$

Mit folgender Berechnung wird ebenfalls die Poissonzahl als isotrope Näherung für das Modellsystem aus den anderen elastischen Parametern ermittelt. Aus den Gleichungen 6.3 und 6.4 kann geschrieben werden

$$\frac{E}{1 - \nu} = \frac{1}{s_{11}} \cdot \left(1 + \frac{s_{11}}{s_{12}} \right)^{-1}. \quad (6.18)$$

$$\frac{E}{1 - \nu} = \frac{1}{s_{11} + s_{12}}. \quad (6.19)$$

$$\nu = 1 - E \cdot (s_{11} + s_{12}). \quad (6.20)$$

Aus den Startwerten für die elastischen Konstanten wird die Poissonzahl als isotrope Näherung ermittelt zu 0,298.

	[80]	[18]	[81]	[82]
C_{11} [GPa]	345	410	345	
C_{12} [GPa]	125	149	125	
C_{13} [GPa]	120	99	120	
C_{33} [GPa]	395	389	395	
C_{44} [GPa]	118	125	118	
C_{66} [GPa]	110	130	110	
$E - \text{Modul}$ [GPa]	279	330	283,1	308
ν	0,30	0,35	0,287	0,179

Tabelle 6.3: Unterschiedliche Werte der elastischen Parameter für AlN in Veröffentlichungen.

Die unterschiedlichen Werte der elastischen Parameter, des E-Moduls und der Poissonzahl in der Literatur (s. Tab. 6.3) resultieren aus unterschiedlichen Parametern für den Herstellungsprozess. Um den eigenen Herstellungsprozess zu charakterisieren, wird der E-Modul mit Hilfe der Oberflächenwellenspektroskopie ermittelt.

Der E-Modul und die Dicke der AlN-Schicht werden gleichzeitig anhand der Fit-Prozedur von Kap. 5 ermittelt. In Abb. 6.7 wird die gemessene und gefittete Dispersionskurve für diese Probe dargestellt. Die Fit-Parameter und die Ergebnisse sind in Tabelle 6.4 dargestellt. Der resultierende E-Modul liegt mit 371 ± 30 GPa höher als die Literaturwerte aus Tabelle 6.3. Die resultierende Dicke entspricht mit $2 \pm 0,2 \mu\text{m}$ der aus dem Prozess bekannten Größe.

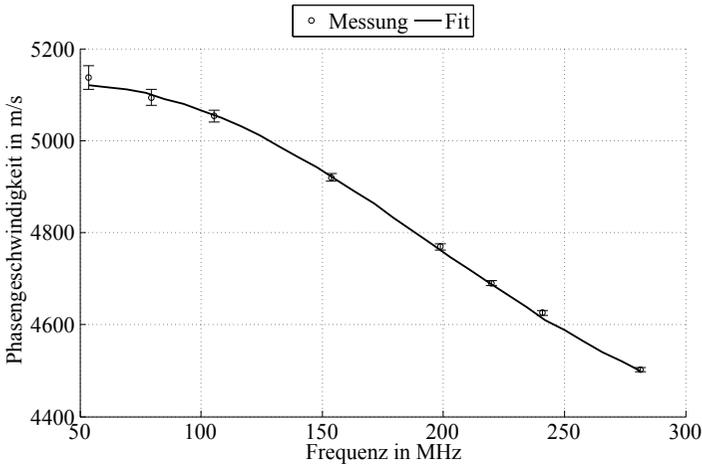


Abbildung 6.7: Fit der Parameter E-Modul und Dicke der AlN-Schicht für das Schichtsystem AlN-SiO₂-Silizium. Das Fit-Ergebnis ist $E_{fit} = 371$ GPa und $d_{fit} = 2 \mu\text{m}$.

Mit Monte-Carlo-Simulationen werden die Fehler des E-Moduls und der Dicke der AlN-Schicht quantitativ angegeben (s. Abschnitt 5.3). Ähnlich wie beim vorangegangenen Schichtsystem werden die Startwerte der Fit-Parameter gleichmäßig verteilt. Die Dicke der SiO₂-Schicht und die gemessene Phasengeschwindigkeit sind normal verteilt (s. Tabelle 6.4).

Die Qualität des Fits wird für eine Anzahl der Freiheitsgrade von 6 und eine χ^2 -Abweichung von 38,9 anhand von Gleichung (5.20) ermittelt zu 0,999. Da dieser Wert zu hoch ist, wird ein optimaler Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 berechnet. Damit ist $\chi^2 = 6,66$. Der relative Fehler wird als konstant angenommen und wird rekursiv ermittelt zu 0,49% (s. Abb. 6.8). Die resultierenden neuen Fehlergrenzen für den gefitteten E-Modul bleiben sehr ähnlich (s. Tab. 6.5).

Bekannte Parameter

ρ_{AlN}	3,2	kg m ⁻³
ν_{AlN}	0,298	
E_{SiO_2}	69,9	μm
ρ_{SiO_2}	2,2	kg m ⁻³
d_{SiO_2}	2	μm
ν_{SiO_2}	0,144	
$C_{11, \text{Si}}$	165,6	GPa
$C_{12, \text{Si}}$	63,98	GPa
$C_{44, \text{Si}}$	79,51	GPa
ρ_{Si}	2,33	kg m ⁻³

Fit-Ergebnis

E_{AlN}	371 ± 30	GPa
d_{AlN}	$2 \pm 0,2$	μm
Qualität des Fits	0,999	

Fehlerberechnung

Startwert E_{AlN}	330 - 410	GPa
Startwert d_{AlN}	1,8 - 2,2	
Messfehler d_{SiO_2}	$2 \pm 0,02$	μm
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,05\%$ bis $\pm 0,5\%$	

Tabelle 6.4: Bekannte und gefittete Parameter (mit Oberflächenwellenspektroskopie gemessen), sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am Schichtsystem AlN-SiO₂-Silizium. Hier wird gleichzeitig der E-Modul und die Dicke der AlN-Schicht gefittet.

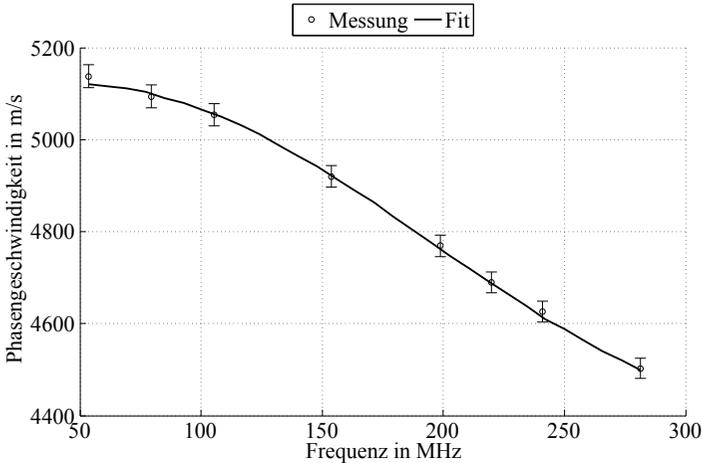


Abbildung 6.8: Optimierte Fehlerbalken für die Dispersionskurve des Schichtsystems AlN-SiO₂-Silizium. Die Breite des Fehlerbalkens beträgt 0,49 %.

6.2.2 Diskussion der Messergebnisse

Die Dispersionskurve des Schichtaufbaus ist nichtlinear (s. Abb. 6.7). Die Materialien AlN und SiO₂ besitzen unterschiedlich große intrinsische Phasengeschwindigkeiten

$$v_{R,\text{AlN}} = 5500 \text{ m s}^{-1}.$$

$$v_{R,\text{SiO}_2} = 3410 \text{ m s}^{-1}.$$

Aufgrund der höheren intrinsischen Geschwindigkeit des AlN-Materials im Vergleich zum SiO₂-Material besitzt die Dispersionskurve einen Wendepunkt bei ca. 180 MHz. Die größeren Fehlerbalken bei ca. 53 und 80 MHz sind für die Ermittlung der Eigenschaften der AlN-Schicht unbedeutend. Bei diesen Frequenzen ist die Eindringtiefe der Oberflächenwelle in der Größenordnung von 100 μm . Da dies viel größer ist als die Gesamtdicke der Schichten von ca. 4 μm , ist die Phasengeschwindigkeit der Oberflächenwelle bei diesen Fre-

Fit-Ergebnis		
E_{AlN}	372 ± 31	GPa
d_{AlN}	$2 \pm 0,25$	μm
Qualität des Fits	0,5	

Fehlerberechnung		
Startwert E_{AlN}	330 - 410	GPa
Startwert d_{AlN}	1,8 - 2,2	
Messfehler d_{SiO_2}	$2 \pm 0,02$	μm
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,49\%$	

Tabelle 6.5: Fit-Ergebnis und Fehlerberechnung für das Schichtsystem AlN-SiO₂-Silizium. Der relative Fehler der Messung der Phasengeschwindigkeit wird als konstant angenommen.

quenzen nur von den Substrateigenschaften abhängig und nicht von den Schichteigenschaften.

In Abb. 6.9 wird die χ^2 -Abweichung zwischen der gemessenen Dispersionskurve und der berechneten dargestellt. Für die Berechnung werden die Parameter E-Modul und Dicke der AlN-Schicht um ca. 10 % zwischen 340 GPa und 400 GPa sowie zwischen $1,8 \mu\text{m}$ und $2,2 \mu\text{m}$ variiert. Der Winkel des Tals der Höhenlinien zur x-Achse beträgt ca. 45° . Damit können beide Parameter E-Modul und Dicke im Prinzip gleich gut ermittelt werden. Der Fehler des ermittelten E-Moduls ist auch mit ca. $30/371 \approx 8\%$ ähnlich wie der Fehler der Schichtdicke mit ca. $0,2/2 \approx 10\%$ (s. Tab. 6.4 und 6.5).

6.3 Messungen an den Polysilizium-Schichtsystemen

Zwei Proben werden hergestellt mit Schichten aus epitaktisch aufgewachsenem polykristallinem Silizium (s. Abb. 6.10). Die erste Probe besteht aus einem {100}-Silizium-Substrat und einer $1,5 \mu\text{m}$ dicken Schicht aus polykristallinem Silizium (s. Abb. 6.10.(a)). Als erstes wird eine LPCVD-Schicht mit wenigen 100 nm Dicke auf die Siliziumoberfläche aufgebracht. Dann wird die polykristalline Silizium-Schicht epitaktisch aufgewachsen. Aufgrund der geringen Dicke von ca. $1,5 \mu\text{m}$ ist der Rauheitswert R_a unter 100 nm. Damit ist diese Schicht für das optische Messverfahren der akustischen Oberflächenwellenspektroskopie geeignet.

Die zweite Probe besteht aus einem {100}-Silizium-Substrat, einer thermisch aufgewachsenen $2,5 \mu\text{m}$ dicken SiO₂-Schicht und einer $20 \mu\text{m}$ dicken

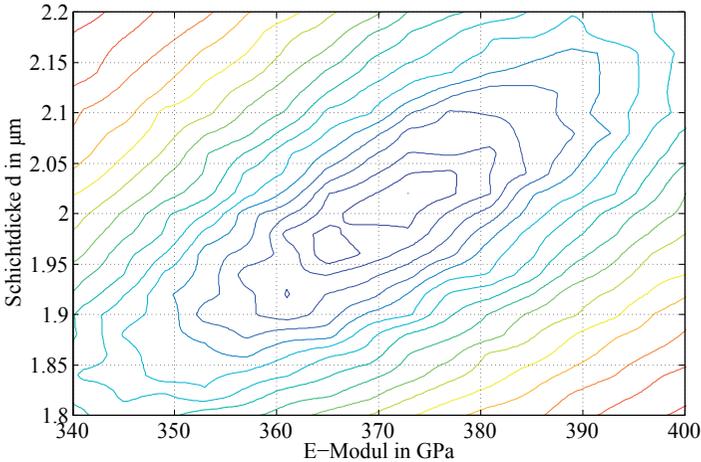


Abbildung 6.9: χ^2 -Abweichung für die Parameter E-Modul und Dicke der AlN-Schicht für das Schichtsystem AlN-SiO₂-Silizium.

polykristallinen Silizium-Schicht (s. Abb. 6.10.(b) und Abb. 6.11). Hier wird auch als erstes eine LPCVD-Schicht mit wenigen 100 nm Dicke auf die SiO₂-Oberfläche aufgebracht. Dann wird die polykristalline Silizium-Schicht epitaktisch aufgewachsen. Da die Dicke der Polysilizium-Schicht dieser Probe groß ist, ist die Rauheit in der Größenordnung von 1 μm . Damit sie sich für ein optisches Messverfahren eignet, wird die Oberfläche einem CMP-Schritt (Chemisch Mechanisches Polieren) unterzogen. Damit wird eine PV-Rauheit von unter 20 nm erzielt und die Oberfläche eignet sich für das optische Messverfahren.

6.3.1 Messung der Dispersionskurven an den zwei Polysilizium-Proben

Die Messung der Dispersionskurven an den Polysilizium-Proben wird in der Substratrichtung $\langle 110 \rangle$ senkrecht zum Flat durchgeführt. Die Messung erfolgt ähnlich wie bei den vorangegangenen Schichtsystemen.

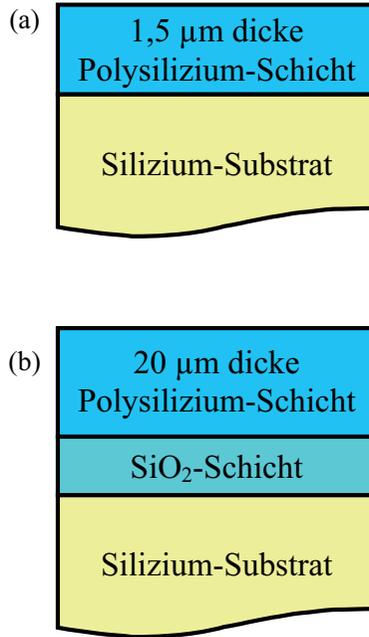


Abbildung 6.10: Schichtsysteme Polysilizium-Silizium und Polysilizium-SiO₂-Silizium. Die polykristallinen Silizium-Schichten sind epitaktisch aufgewachsen. Die thermische SiO₂-Schicht ist ca. 2,5 µm dick. Das Substrat ist {100}-Silizium.



Abbildung 6.11: REM-Bild vom Schichtsystem Polysilizium-SiO₂-Silizium mit der 20 µm dicken Polysilizium-Schicht.

6.3.2 Extraktion des Parameters E-Modul vom Polysilizium an der ersten Probe

Die Dispersionskurve der ersten Probe ist linear bis zu Frequenzen oberhalb von 400 MHz und besitzt eine geringe Steilheit von $-0,1 \text{ m s}^{-1}$ pro MHz. Die Extraktion von zwei oder mehr Schichtparameter aus dieser Dispersionskurve ist aufgrund der Linearität und der geringen Steilheit nicht möglich. Tatsächlich kann man aus den Kurven der Summen der Fehlerquadrate aus Abb. 6.13 erkennen, dass die Ellipsen konstanter χ^2 parallel liegen zur Achse der Schichtdicke (s. 6.13.(a)) bzw. der Poissonzahl (s. 6.13.(b)). Das bedeutet, dass am Tal der Höhenlinien bei einem E-Modul von ca. 160 GPa, eine relative Änderung der Schichtdicke z. B. um 20 % (zwischen 1,2 und 1,5 µm) keinen großen Einfluß auf die Summe der Fehlerquadrate hat. Eine relative Änderung des E-Moduls von 6% (zwischen 160 und 170 GPa) hat hingegen einen großen Einfluß auf die Höhe der Ellipsen. Bei dieser ersten Probe ist damit der Fit nur eines Parameters, nämlich des E-Moduls, sinnvoll.

Aus der Literatur (s. [83], [7]) liegt der E-Modul von polykristallinen Silizium-Schichten je nach Herstellungsverfahren und Messmethode zwischen

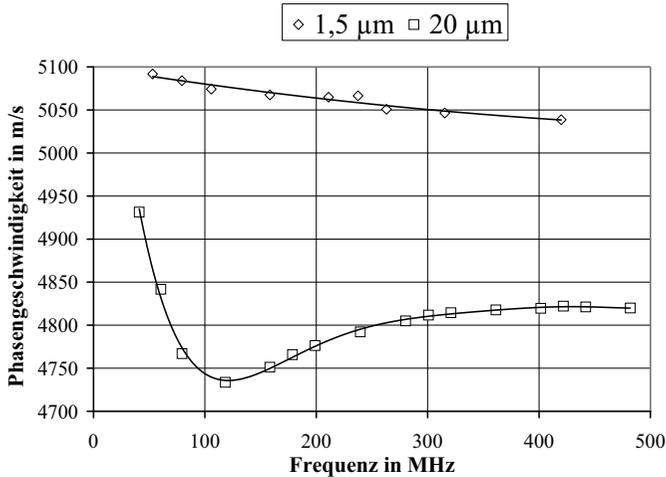


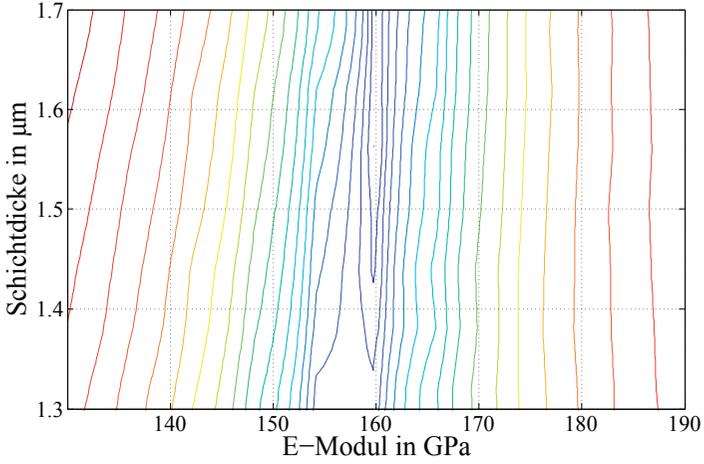
Abbildung 6.12: Gemessene Dispersionskurven für die Schichtsysteme mit Polysilizium-Schichten mit Dicken 1,5 und 20 μm .

90 und 175 GPa. In Abb. 6.14 wird die gemessene und gefittete Dispersionskurve für die erste Polysilizium-Probe dargestellt. Das Ergebnis des Fits ist ein E-Modul von 161 GPa. In Abb. 6.14 werden außerdem zwei berechnete Dispersionskurven dargestellt für einen Parametersatz E_1 um 5% niedriger als E_{fit} sowie E_2 um 5% höher. Eine qualitative Aussage kann hier getroffen werden, dass sich der Parameter E-Modul mit einer Genauigkeit von besser als $\pm 5\%$ ermitteln lässt.

Mit Monte-Carlo-Simulationen werden die Fehler der Messung des E-Moduls der polykristallinen Silizium-Schicht quantitativ angegeben (s. Abschnitt 5.3). Die Vorgehensweise ist ähnlich wie bei den vorangegangenen Schichtsystemen und führt zu den Ergebnissen in Tabelle 6.6.

Die Qualität des Fits wird für eine Anzahl der Freiheitsgrade von 8 und eine χ^2 -Abweichung von 126,7 anhand von Gl. (5.20) zu 1 ermittelt. Wie bei den vorangegangenen Schichtsystemen wird ein optimaler Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 berechnet. Der relative Fehler wird als konstant angenommen und wird rekursiv ermittelt zu 0,45% (s. Abb. 6.15). Die resultierenden neuen Fehlergrenzen für den gefitteten E-Modul bleiben sehr ähnlich (s. Tab. 6.7).

(a)



(b)

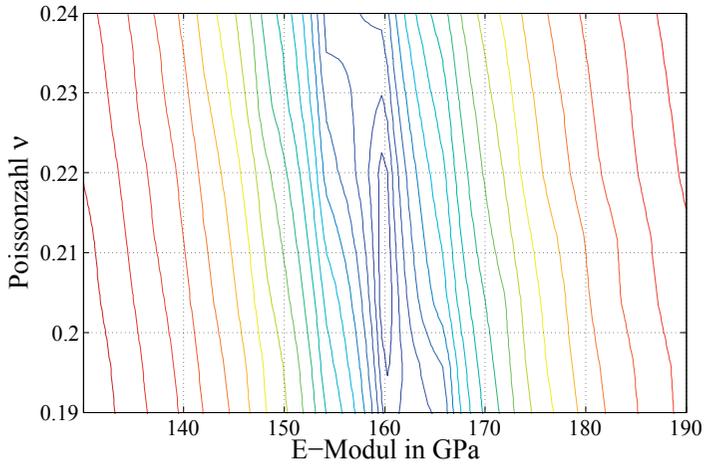


Abbildung 6.13: Kurven konstanter χ^2 für die erste Polysilizium-Probe für die Parameter: (a) E-Modul und Schichtdicke sowie (b) E-Modul und Poissonzahl.

Bekannte Parameter

ρ_{PolySi}	2,33	kg m^{-3}
ν_{PolySi}	0,22	
$C_{11,Si}$	165,6	GPa
$C_{12,Si}$	63,98	GPa
$C_{44,Si}$	79,51	GPa
ρ_{Si}	2,33	kg m^{-3}

Fit-Ergebnis

E_{PolySi}	$159,5 \pm 4,4$	GPa
χ^2	126,7	
Qualität des Fits	1	

Fehlerberechnung

Startwert E_{PolySi}	130 - 190	GPa
Messfehler d_{PolySi}	$1,5 \pm 0,02$	μm
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,05\%$ bis $\pm 0,5\%$	

Tabelle 6.6: Bekannte und gefittete Parameter (mit Oberflächenwellenspektroskopie gemessen), sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am ersten Schichtsystem Polysilizium-Silizium. Hier wird der E-Modul der polykristallinen Silizium-Schicht gefittet.

Fit-Ergebnis

$E_{Polysilizium}$	$159,9 \pm 4,7$	GPa
χ^2	8,7	
Qualität des Fits	0,5	

Fehlerberechnung

Startwert E_{PolySi}	130 - 190	GPa
Messfehler d_{PolySi}	$1,5 \pm 0,02$	μm
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,45\%$	

Tabelle 6.7: Fit-Ergebnis und Fehlerberechnung für das erste Schichtsystem Polysilizium-Silizium. Der relative Fehler der Messung wird als konstant angenommen.

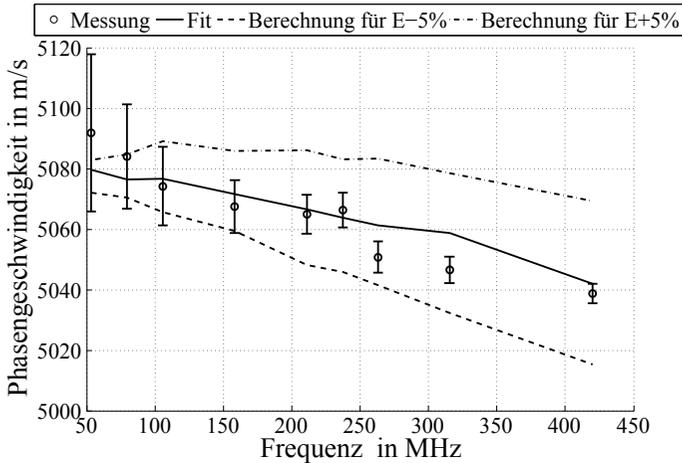


Abbildung 6.14: Fit-Ergebnis des Schichtparameters E-Modul für das erste Polysilizium-Silizium-Schichtsystem. Dargestellt sind die gefittete Dispersionskurve mit dem Ergebnis $E = 161$ GPa, sowie zwei berechnete Kurven mit den Werten $E_1 = E - 5\%$ für die untere Kurve und $E_2 = E + 5\%$ für die obere Kurve.

6.3.3 Extraktion der Parameter E-Modul, Schichtdicke und Dichte vom Polysilizium an der zweiten Polysilizium-Probe

Die Dispersionskurve der zweiten Probe ist nichtlinear und lässt sich durch ein Polynom dritten Grades fitten (s. Abb. 6.12). Damit ermöglicht sie prinzipiell die Extraktion von drei Parametern. Aus den Kurven der Summen der Fehlerquadraten aus Abb. 6.16.(a) ist erkennbar, dass das Tal der Ellipsen bei einem gemeinsamen Fit von E-Modul und Dichte einen Winkel von ca. 45° besitzt zur Achse des E-Moduls. Damit sind die zwei Parameter E-Modul und Dichte stark miteinander korreliert und lassen sich in der Regel nicht eindeutig gemeinsam fitten. In Abb. 6.16.(b) ist das Tal der Ellipsen konstanter χ^2 für ein gemeinsames Fitten von E-Modul und Schichtdicke parallel zur Achse der Dicke. Damit lässt sich die Schichtdicke besser fitten

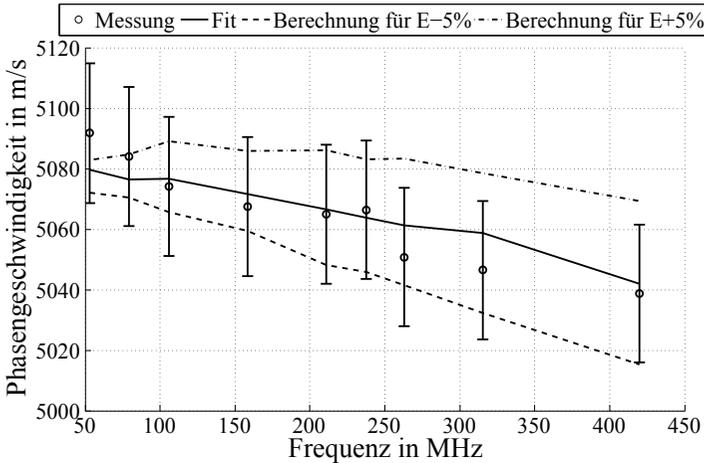


Abbildung 6.15: Optimierte Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 für das erste Polysilizium-Silizium-Schichtsystem. Die Breite des Fehlerbalkens beträgt 0,45 %.

als der E-Modul (s. Abschn. 5.1.1).

Aus der Literatur (s. [83], [7]) liegt der E-Modul von polykristallinen Silizium-Schichten je nach Herstellungsverfahren und Messmethode zwischen 90 und 175 GPa. Die Dicke der Polysilizium-Schicht wurde mit einem Profilometer gemessen zu $20,1 \pm 0,02 \mu\text{m}$. Die Dichte wird in der Literatur meist mit $2,33 \text{ kg m}^{-3}$ angegeben, ähnlich wie beim kristallinen Silizium (s. [7]).

In Abb. 6.17 wird die gemessene und gefittete Dispersionskurve für die erste Polysilizium-Probe dargestellt. Das Ergebnis des Fits ist ein E-Modul von 152,5 GPa, eine Dichte von $2,24 \text{ kg m}^{-3}$ und eine Schichtdicke von $20,1 \mu\text{m}$.

Mit Monte-Carlo-Simulationen werden die Fehler der Messung des E-Moduls der polykristallinen Silizium-Schicht quantitativ angegeben (s. Abschnitt 5.3). Die Startwerte für die Fit-Parameter werden gleichmäßig verteilt. Für die Eigenschaften der SiO_2 -Schicht (E-Modul, Dicke und Poissonzahl) werden die normal verteilten Werte angenommen vom Abschnitt 6.1. Für die gemessene Phasengeschwindigkeit werden auch entsprechend

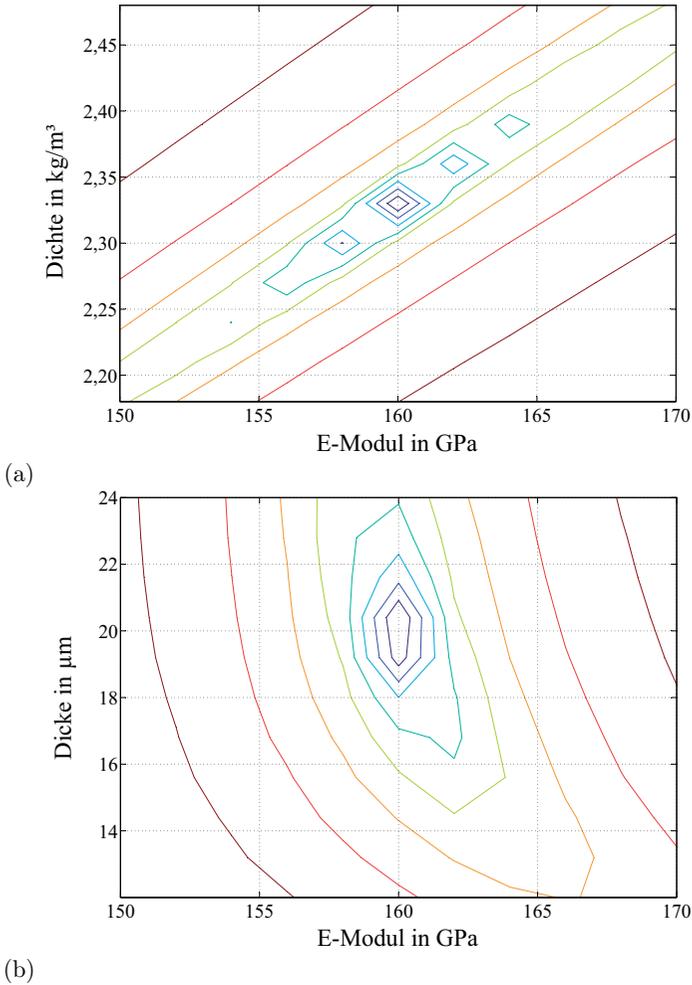


Abbildung 6.16: Kurven konstanter χ^2 für die zweite Polysilizium-Probe für die Parameter: (a) E-Modul und Dichte sowie (b) E-Modul und Schichtdicke.

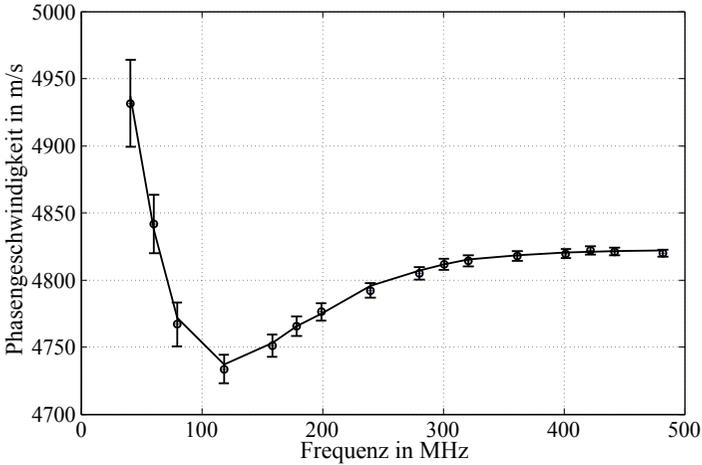


Abbildung 6.17: Fit-Ergebnis der Schichtparameter E-Modul, Dicke und Dichte für das zweite Polysilizium-Silizium-Schichtsystem. Dargestellt sind die gefittete Dispersionskurve mit dem Ergebnis $E = 152,5 \text{ GPa}$, $\rho = 2,24 \text{ kg m}^{-3}$ und $d = 20,1 \mu\text{m}$.

der Messfehler normal verteilte Werte angenommen (s. Tabelle 6.8). Der Messfehler der Phasengeschwindigkeit ergibt sich aus der Bandbreite der Frequenz der Oberflächenwellenzüge. Es werden 0,05% bei 500 MHz bis 0,5% bei 50 MHz als Fehler angenommen.

Die Qualität des Fits wird für eine Anzahl der Freiheitsgrade von 13 und eine χ^2 -Abweichung von 16,18 anhand von Gl. (5.20) ermittelt. Die resultierende Fit-Qualität beträgt 0,685.

6.3.4 Diskussion der Messergebnisse der Polysilizium-Proben

In Abb. 6.12 sind die gemessenen Dispersionskurven für die zwei Schichtsysteme 6.10.(a) und 6.10.(b) dargestellt.

Die Dispersionskurve der ersten Polysilizium-Probe mit der $1,5 \mu\text{m}$ dicken polykristallinen Silizium-Schicht ist linear bis zu Frequenzen oberhalb von

Bekannte Parameter

ν_{PolySi}	0,22	
ρ_{SiO_2}	2,2	kg m^{-3}
$C_{11,Si}$	165,6	GPa
$C_{12,Si}$	63,98	GPa
$C_{44,Si}$	79,51	GPa
ρ_{Si}	2,33	kg m^{-3}

Fit-Ergebnis

E_{PolySi}	$152,5 \pm 24$	GPa
ρ_{PolySi}	$2,24 \pm 0,32$	kg m^{-3}
d_{PolySi}	$20,1 \pm 1,73$	μm
χ^2	16,18	
Qualität des Fits	0,685	

Fehlerberechnung

Startwert E_{PolySi}	130 - 190	GPa
Startwert ρ_{PolySi}	2 - 2,4	kg m^{-3}
Startwert d_{PolySi}	19 - 21	μm
Messfehler E_{SiO_2}	$69,9 \pm 3,4$	GPa
Messfehler d_{SiO_2}	$2,5 \pm 0,02$	μm
Messfehler ν_{SiO_2}	$0,144 \pm 0,058$	
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,05\%$ bis $\pm 0,5\%$	

Tabelle 6.8: Bekannte und gefittete Parameter (mit Oberflächenwellenspektroskopie gemessen), sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am zweiten Schichtsystem Polysilizium-SiO₂-Silizium. Hier wird der E-Modul, die Dicke und die Dichte der polykristallinen Silizium-Schicht gefittet.

400 MHz. Dies ist typisch für ein Schichtsystem bestehend aus einem Substrat und einer Schicht (s. z. B. das Schichtsystem SiO₂-Silizium von Abschnitt 6.1 und die entsprechende Dispersionskurve in Abb. 6.2). Da das SiO₂-Silizium-Schichtsystem auch eine lineare Dispersionskurve besitzt, können beide Kurven verglichen werden. Die Dispersionskurve des Polysilizium-Silizium-Schichtsystems weist im Vergleich zur Dispersionskurve des SiO₂-Silizium-Schichtsystems eine wesentlich kleinere Steilheit von -0,11 m s⁻¹ pro MHz gegenüber von -2 m s⁻¹ pro MHz auf. Der Änderung der Phasengeschwindigkeit beim Polysilizium-Silizium-Schichtsystem beträgt für den ganzen Frequenzbereich weniger als 1 %, gegenüber von ca. 13 % für das SiO₂-Silizium-Schichtsystem.

Dies liegt einerseits daran, dass die polykristalline Silizium-Schicht mit 1,5 μm dünner ist als die SiO₂-Schicht mit 2,5 μm. Eine dünnere Schicht erzeugt prinzipiell einen kleineren Dispersionseffekt. Andererseits ist der E-Modul der polykristallinen Silizium-Schicht mit ca. 160 GPa wesentlich größer als der der SiO₂-Schicht (ca. 70 GPa, s. Tab. 6.1). Da die Dichten der beiden Festkörper ähnlich sind (2,24 kg m⁻³ für Polysilizium gegenüber 2,2 kg m⁻³ für SiO₂), ergibt sich für Polysilizium eine wesentlich höhere intrinsische Phasengeschwindigkeit

$$\begin{aligned} v_{R,\{110\}-Si} &= 5080 \text{ m s}^{-1}. \\ v_{R,PolysSi} &= 4830 \text{ m s}^{-1}. \\ v_{R,SiO_2} &= 3410 \text{ m s}^{-1}. \end{aligned}$$

Da die intrinsische Phasengeschwindigkeit vom Polysilizium-Material viel näher ist zur intrinsischen Geschwindigkeit vom Silizium-Substrat in {110}-Richtung, ist der Dispersionseffekt des Polysilizium-Silizium-Schichtsystems viel niedriger als beim Schichtsystem SiO₂-Silizium.

Die Dispersionskurve der zweiten Probe mit einer 20 μm dicken polykristallinen Silizium-Schicht ist nichtlinear und lässt sich durch einen Polynom dritten Grades fitten. Sie startet bei 50 MHz bei einer Geschwindigkeit von ca. 4930 m s⁻¹. Bei 120 MHz beträgt die Eindringtiefe der akustischen Oberflächenwellen 4730/120 = 39 μm. Bis zu dieser Frequenz von 120 MHz breitet sich die Oberflächenwelle vorwiegend entlang vom Substrat und der ersten Schicht SiO₂ aus. Da das SiO₂-Material eine geringere intrinsische Geschwindigkeit besitzt als das Silizium-Substrat, ist die Dispersionskurve abfallend. Bei 120 MHz erreicht die Dispersionskurve ein absolutes Minimum. Ab 120 MHz breitet sich die Oberflächenwelle immer weniger entlang des Substrats und der SiO₂-Schicht und immer mehr entlang der Polysilizium-Schicht aus. Da die intrinsische Geschwindigkeit vom Polysilizium-Material größer ist als die vom SiO₂, steigt die Dispersionskurve an. Bei einer Frequenz von 250 MHz ist die Eindringtiefe ca. 20 μm. Ab dieser Frequenz breitet sich die Oberflächenwelle vorwiegend entlang der Polysilizium-Schicht aus. Ab ca.

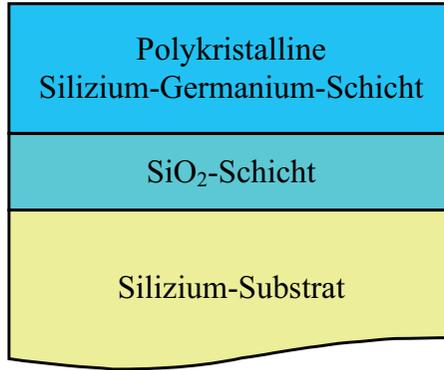


Abbildung 6.18: Schichtsystem mit einer ca. $1\ \mu\text{m}$ dicken SiGe-Schicht auf einer thermischen SiO₂-Schicht (Dicke ca. $2,5\ \mu\text{m}$) auf einem $\{100\}$ -Silizium-Substrat.

400 MHz ist die Eindringtiefe mit ca. $12\ \mu\text{m}$ deutlich geringer als die Dicke der Polysilizium-Schicht und die Dispersionskurve ist konstant.

6.4 Messungen am Schichtsystem SiGe-SiO₂-Silizium

Das Schichtsystem besteht aus einem $\{100\}$ -Silizium-Substrat, einer ersten $2,5\ \mu\text{m}$ dicken Schicht aus thermischem SiO₂ und einer zweiten ca. $1\ \mu\text{m}$ dicken Schicht aus polykristallinem Silizium-Germanium (s. Abb. 6.18 und Abb. 6.19).

Germanium verhält sich isoelektronisch im Bezug zum Silizium, d. h. es agiert weder als Donator noch als Akzeptor. Der Unterschied der Gitterparameter zwischen den beiden Halbleitern beträgt 4,2%. Dies führt zu einer leichten Druckspannung. In [84], [85] und [86] werden das Herstellungsprozess und die Anwendungen von SiGe-Schichten beschrieben.

In dieser Arbeit wurden die SiGe-Schichten mit LPCVD (*Low Pressure Chemical Vapour Deposition*) abgeschieden. Als Prozessgase dienen Silan (SiH₄) und Monogerman (10% GeH₄ in Wasserstoff).

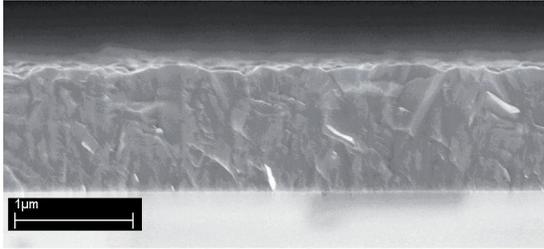


Abbildung 6.19: REM-Bild vom Schichtsystem SiGe-SiO₂-Silizium.

6.4.1 Messung der Dispersionskurve am Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium

Die gemessene Dispersionskurve des PolySiGe-SiO₂-Silizium-Schichtsystems ist in Abb. 6.20 dargestellt. Zusätzliche Messungen ähnlicher SiGe-basierter Schichtsysteme wurden bereits in [87] vorgestellt.

Die Messung wird in der Substratrichtung $\langle 110 \rangle$ senkrecht zum Flat durchgeführt und erfolgt mit dem Verfahren der akustischen Oberflächenwellenspektroskopie von Abschnitt 4.3.4 nach dem Aufbau mit schmalbandigen Masken (s. Abb. 4.21). Die benutzten Maskenperioden sind 24, 32, 48, 64 und 96 μm breit und die Metallisierungsverhältnisse sind 0,3, 0,5 und 0,7. Die Masken wurden sehr nah an der Oberfläche der Proben platziert (ca. 100 μm -Abstand), so dass das Projektionsverhältnis 1 beträgt.

6.4.2 Extraktion der Parameter Schichtdicke und Germaniumkonzentration am Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium

Die Dispersionskurve der SiGe-Probe ist nichtlinear und kann durch ein Polynom zweiten Grades gefittet werden. Damit ermöglicht sie prinzipiell die Extraktion von zwei Parametern. In Abb. 6.20 wird die gemessene und gefittete Dispersionskurve für die SiGe-Probe dargestellt. Das Ergebnis des Fits ist eine Germanium-Konzentration von $16,6 \pm 4,2\%$ und eine Schichtdicke von $0,99 \pm 0,087 \mu\text{m}$. Aus der Germaniumkonzentration kann mit Hilfe von den Gl. 5.4, 5.5 und 5.6 der E-Modul ermittelt werden zu 155,4 GPa, die Dichte zu $2,90 \text{ kg m}^{-3}$ und die Poissonzahl zu 0,23.

Die hier angegebenen Fehler für die Germaniumkonzentration und die

Bekannte Parameter

ρ_{SiO_2}	2,2	kg m^{-3}
$C_{11,\text{Si}}$	165,6	GPa
$C_{12,\text{Si}}$	63,98	GPa
$C_{44,\text{Si}}$	79,51	GPa
ρ_{Si}	2,33	kg m^{-3}

Fit-Ergebnis

c_{Ge}	$16,6 \pm 4,2$	%
d_{SiGe}	$0,99 \pm 0,087$	μm
χ^2	18,5	
Qualität des Fits	1	

Zum Vergleich

c_{Ge} mit XPS	18	%
d_{SiGe} mit Profilometer	$1 \pm 0,05$	μm

Fehlerberechnung

Startwert c_{Ge}	10 - 25	%
Startwert d_{SiGe}	0,9 - 1,1	μm
Messfehler E_{SiO_2}	$69,9 \pm 3,4$	GPa
Messfehler d_{SiO_2}	$2,5 \pm 0,02$	μm
Messfehler ν_{SiO_2}	$0,144 \pm 0,058$	
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,05\%$ bis $\pm 0,5\%$	

Tabelle 6.9: Bekannte und gefittete Parameter, sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium. Hier wird die Germaniumkonzentration und die Schichtdicke der polykristallinen SiGe-Schicht gefittet. Die Phasengeschwindigkeiten v_R sind mit dem Oberflächenwellenspektroskopie-Aufbau mit Glasmaske gemessen

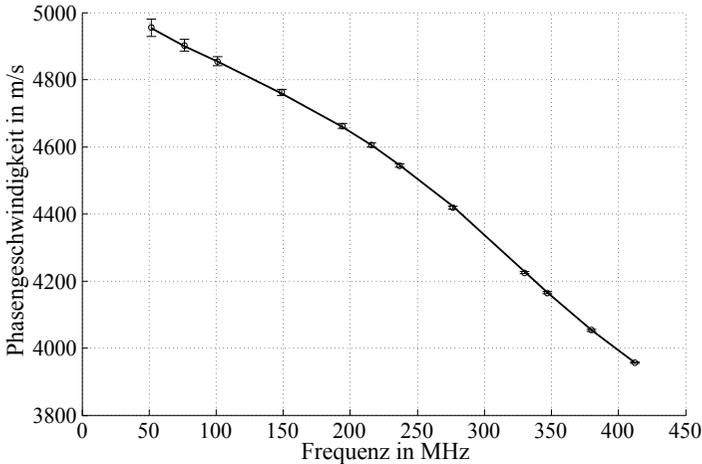


Abbildung 6.20: Gemessene Dispersionskurve für das Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium. Dargestellt ist zudem das Fit-Ergebnis der Schichtparameter Germaniumkonzentration und Schichtdicke mit $c_{\text{Ge}} = 16,6\%$ und $d = 0,99\ \mu\text{m}$ sowie ein variabler relativer Fehler der Phasengeschwindigkeit von 0,5 % bis 0,05 %

Die Dicke der polykristallinen SiGe-Schicht werden mit Monte-Carlo-Simulationen quantitativ ermittelt (s. Abschnitt 5.3). Die Startwerte für die Fit-Parameter werden gleichmäßig verteilt. Für die Eigenschaften der SiO₂-Schicht (E-Modul, Dicke und Poissonzahl) werden die normal verteilten Werte angenommen vom Abschnitt 6.1. Für die gemessene Phasengeschwindigkeit werden auch entsprechend der Messfehler normal verteilte Werte angenommen (s. Tabelle 6.9). Der Messfehler der Phasengeschwindigkeit ergibt sich aus der Bandbreite der Frequenz der Oberflächenwellenzüge. Es werden 0,05 % bei 500 MHz bis 0,5 % bei 50 MHz als Fehler angenommen.

Die mit akustischer Oberflächenwellenspektroskopie gemessenen Parameter Germaniumkonzentration und Schichtdicke stimmen gut mit den Werten aus der XPS-Messung für die Germaniumkonzentration und der Profilometer-Messung für die Dicke überein. Mit dieser Messung ist die Beziehung aus

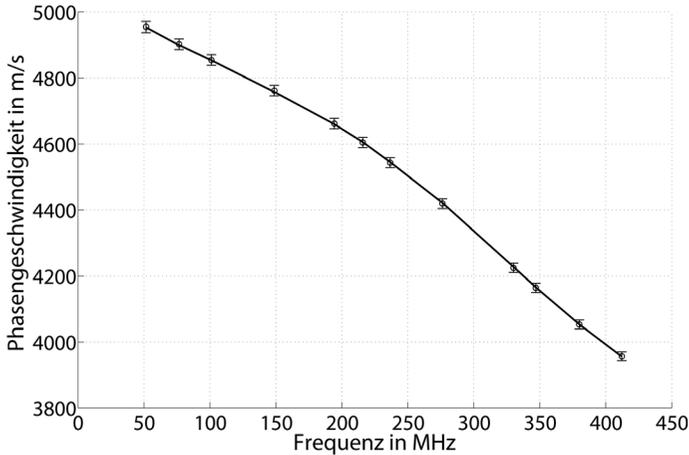


Abbildung 6.21: Fit-Ergebnis der Schichtparameter Germaniumkonzentration und Schichtdicke am Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium. Dargestellt sind die gefittete Dispersionskurve mit dem Ergebnis $c_{\text{Ge}} = 16,6\%$ und $d = 0,99\ \mu\text{m}$ sowie ein konstanter relativer Fehler der Phasengeschwindigkeit von $0,335\%$.

Abschnitt 5.1.2 zwischen Germaniumkonzentration einerseits und E-Modul sowie Dichte und Poissonzahl der Schicht andererseits validiert.

Die Qualität des Fits wird für eine Anzahl der Freiheitsgrade von 10 und eine χ^2 -Abweichung von 18,5 anhand von Gl. (5.20) zu 1 ermittelt. Für eine Fit-Qualität von 0,5 müsste die χ^2 -Abweichung 5,33 betragen. Daraus lässt sich ein konstanter relativer Fehler der Messung der Dispersionskurve von $0,335\%$ angeben (s. Abb. 6.21 und Tab. 6.10).

6.4.3 Diskussion der Messergebnisse

Die Dispersionskurve des PolySiGe-SiO₂-Silizium-Schichtsystems ist in Abb. 6.20 dargestellt. Sie ist nichtlinear und weist einen Wendepunkt bei ca. 300 MHz auf. Damit ist diese Dispersionskurve vergleichbar mit der vom AlN-basierten Schichtsystem, bei der der Wendepunkte bei ca. 180 MHz lag (s. Abb. 6.7). Der spätere Wendepunkt vom SiGe-Schichtsystem ist begründet durch die dünnere SiGe-Schicht im Vergleich zur AlN-Schicht ($1\ \mu\text{m}$ ge-

Fit-Ergebnis		
c_{Ge}	$16,4 \pm 7,5$	%
d_{SiGe}	$0,99 \pm 0,19$	μm
χ^2	5,33	
Qualität des Fits	0,5	

Fehlerberechnung		
Startwert c_{Ge}	10 - 25	%
Startwert d_{SiGe}	0,9 - 1,1	μm
Messfehler E_{SiO_2}	$69,9 \pm 3,4$	GPa
Messfehler d_{SiO_2}	$2,5 \pm 0,02$	μm
Messfehler ν_{SiO_2}	$0,144 \pm 0,058$	
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,335\%$	

Tabelle 6.10: Bekannte und gefittete Parameter, sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium. Hier wird die Germaniumkonzentration und die Schichtdicke der polykristallinen SiGe-Schicht gefittet. Die Phasengeschwindigkeiten v_R sind mit dem Oberflächenwellenspektroskopie-Aufbau mit Glasmaske gemessen. Der Messfehler ist als konstant angenommen.

genüber $2 \mu\text{m}$), sowie durch die niedrigere intrinsische Phasengeschwindigkeit vom SiGe-Material.

Die Existenz dieses Wendepunktes ermöglicht es, erfolgreich zwei Parameter zu fitten, die Germaniumkonzentration und die Dicke der SiGe-Schicht.

$$v_{R,\text{SiGe}} = 4280 \text{ m s}^{-1} \text{ für } c_{\text{Ge}} = 16,4\%.$$

$$v_{R,\text{SiO}_2} = 3410 \text{ m s}^{-1}.$$

$$v_{R,\text{AlN}} = 5500 \text{ m s}^{-1}.$$

In Abb. 6.22 wird die χ^2 -Abweichung zwischen der gemessenen Dispersionskurve und den berechneten dargestellt. Für die Berechnung wird der Parameter Germaniumkonzentration der SiGe-Schicht zwischen 12% und 22%, der Parameter Dicke der SiGe-Schicht zwischen $0,8 \mu\text{m}$ und $1,2 \mu\text{m}$ variiert. Der Winkel des Tals der Höhenlinien zur x-Achse beträgt ca. -45° . Damit können beide Parameter Germaniumkonzentration und Dicke gleichzeitig ermittelt werden.

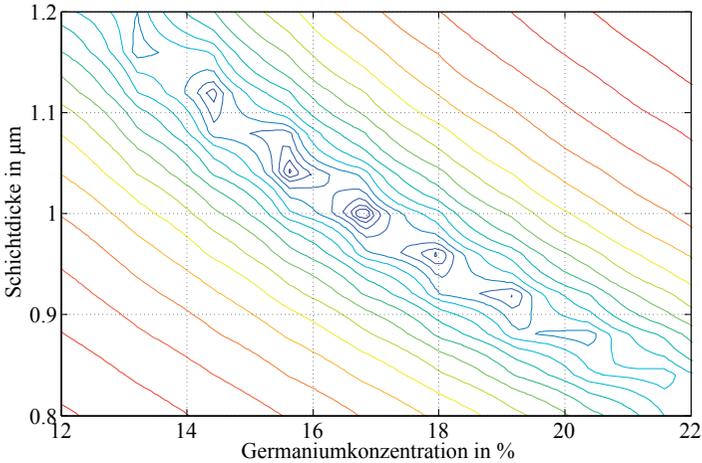


Abbildung 6.22: χ^2 -Abweichung für die Parameter Germaniumkonzentration und Dicke der SiGe-Schicht für das Schichtsystem SiGe-SiO₂-Silizium.

6.5 Messungen mit Oberflächenwellen, mit Lichtmodulator angeregt

6.5.1 Messung der Dispersionskurve an der PolySiGe-Probe

Die Messung der Dispersionskurve mit einer Glasmaskе und mit einem Lichtmodulator werden verglichen. Die Messung mit der Glasmaskе wurde im Abschnitt 6.4.1 behandelt nach dem Aufbau von Abb. 4.21. Die Messung mit dem Lichtmodulator wird nach Abb. 4.22 durchgeführt. Aufgrund der maximalen Auflösung von 832×624 Pixel des am Markt verfügbaren Lichtmodulators ist die maximale Anzahl der darstellbaren Perioden $832/2 = 416$. Mit der minimalen Pixelgröße von $32 \times 32 \mu\text{m}$ ist die minimale Periode $64 \mu\text{m}$. Diese Periode wird erreicht durch eine „0101...01“-Abfolge der Pixel, wobei eine „0“ bedeutet, dass der Pixel als durchlässig geschaltet ist, eine „1“ hingegen bedeutet, dass der Pixel als nichtdurchlässig geschaltet wird. Die zehnfache Periodenlänge ($640 \mu\text{m}$) kann eingestellt werden, indem zehn Pi-

xel als durchlässig geschaltet werden und die benachbarten zehn Pixel als nichtdurchlässig geschaltet werden. Da für jede Periode 20 Pixel gebraucht werden, ist die maximale Anzahl der Perioden $832/20 \approx 41$. Die Anzahl der möglichen Perioden ist damit zwischen 41 und 416. Sie ist bei diesem Lichtmodulator-Aufbau niedriger als bei der Maske, bei der zwischen 100 und 1000 Perioden für die schmalbandige Anregung verwendet werden. Es wird erwartet, dass die Oberflächenwellenzüge der Glasmaskenanregung deutlich schmalbandiger sind als die der Lichtmodulator-Anregung.

Damit durch die Lichtmodulator-Anregung Oberflächenwellen entstehen mit Frequenzen zwischen 50 und 500 MHz, müssen die Wellenlängen der Oberflächenwellen für Silizium-basierte Schichtsysteme zwischen $10 \mu\text{m}$ (ergibt sich aus $5080 \text{ m s}^{-1}/500\text{MHz}$) und $102 \mu\text{m}$ ($5080 \text{ m s}^{-1}/50 \text{ MHz}$) liegen. Am Lichtmodulator werden Perioden eingestellt zwischen 64 und $640 \mu\text{m}$. Durch ein einstellbares Projektionsverhältnis zwischen 6 und 10 am Aufbau wird die Lichtmodulator-Periode auf die Probenoberfläche entsprechend kleiner projiziert und an die gewünschte Wellenlänge angepasst.

Die mit dem Lichtmodulator-Aufbau gemessene Dispersionskurve an der SiGe-Probe wird in Abb. 6.23 dargestellt. Für die Lichtmodulator-Messung wurde ein Projektionsverhältnis von 8,9 verwendet.

6.5.2 Ermittlung der Schichtdicke und der Germaniumkonzentration an der PolySiGe-Probe aus der Messung mit Lichtmodulator

An der Dispersionskurve von Abb. 6.23 wird der Parameter Germaniumkonzentration ermittelt zu 15,3%. Dieser Wert stimmt mit der XPS-Messung (18%) gut überein. Die Schichtdicke wird ermittelt zu $1,02 \mu\text{m}$, ebenfalls in guter Übereinstimmung mit der Profilometer-Messung ($1 \pm 0,05 \mu\text{m}$). Damit können mit dem Aufbau mit Lichtmodulator nach Abb. 4.22 mechanische Parameter vom Schichtsystem erfolgreich ermittelt werden.

In Tab. 6.11 werden die Parameter für den Fit und für die Ermittlung der Messfehler mit der Monte Carlo Methode dargestellt. Der angenommene Messfehler der Phasengeschwindigkeit ist aufgrund der niedrigeren Anzahl der Perioden im Vergleich zur Glasmaske um den Faktor 2,5 größer. Aus diesem Grund sind die Fehler der Fitparameter größer als beim Fitten der Dispersionskurve aus der Glasmaskenanregung.

Die angenommenen Messfehler der bekannten mechanischen Parameter des Schichtsystems sowie die Startwerte für die Parameter wurden gleich gewählt wie bei der Messung mit Glasmaske (s. Tab. 6.9).

Die Qualität des Fits wird für eine Anzahl der Freiheitsgrade von 14 und eine χ^2 von 2066 anhand von Gl. (5.20) zu 1 ermittelt. Die hohe χ^2 ist ein direktes Ergebnis des hohen angenommenen Fehlers der gemessenen

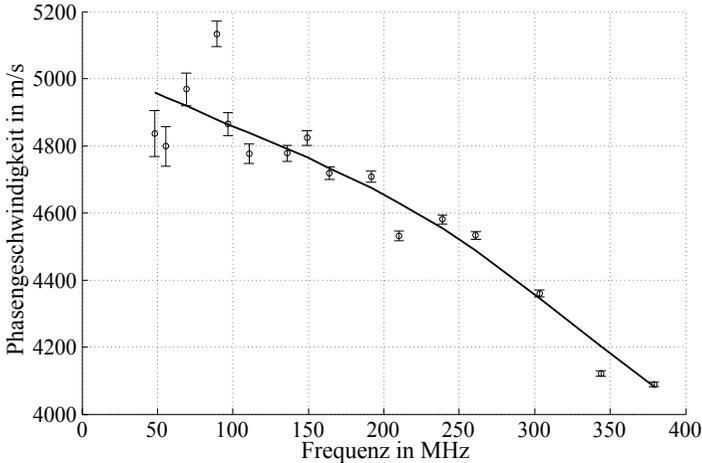


Abbildung 6.23: Messung der Dispersionskurve der SiGe-Probe mit dem Lichtmodulator-Aufbau.

Phasengeschwindigkeiten in Abb. 6.23. Für eine Fit-Qualität von 0,5 müsste die χ^2 -Abweichung 14,67 betragen. Daraus lässt sich ein konstanter relativer Fehler der Messung der Dispersionskurve von 10% angeben. Dieser hypothetische Fehler ist zu groß und erlaubt keine Monte-Carlo-Berechnung des Messfehlers der Fitparameter Germaniumkonzentration und Schichtdicke. Eine gute Qualität des Fits mit diesem Lichtmodulator-Aufbau ist damit nicht zu erreichen.

6.5.3 Diskussion der Messergebnisse

Im Vergleich zur Dispersionskurve aus der Glasmaskenanregung ist die Streuung der Dispersionskurve aus der Lichtmodulator-Anregung sehr hoch (s. Abb. 6.24). Im unteren Frequenzbereich unterhalb von 100 MHz sind die gemessenen Phasengeschwindigkeiten der Lichtmodulator-Dispersionskurve weiter entfernt von der Glasmasken-Dispersionskurve als im höheren Frequenzbereich. Das liegt daran, dass im unteren Frequenzbereich für die Licht-

Bekannte Parameter

ρ_{SiO_2}	2,2	kg m^{-3}
$C_{11,\text{Si}}$	165,6	GPa
$C_{12,\text{Si}}$	63,98	GPa
$C_{44,\text{Si}}$	79,51	GPa
ρ_{Si}	2,33	kg m^{-3}

Fit-Ergebnis

c_{Ge}	$15,3 \pm 6,5$	%
d_{SiGe}	$1,02 \pm 0,22$	μm
χ^2	2066	
Qualität des Fits	1	

Zum Vergleich

c_{Ge} mit Glasmaste	$16,6 \pm 4,2$	%
d_{SiGe} mit Glasmaste	$0,99 \pm 0,087$	μm

Fehlerberechnung

Startwert c_{Ge}	12 - 24	%
Startwert d_{SiGe}	0,9 - 1,1	μm
Messfehler E_{SiO_2}	$69,9 \pm 3,4$	GPa
Messfehler d_{SiO_2}	$2,5 \pm 0,02$	μm
Messfehler ν_{SiO_2}	$0,144 \pm 0,058$	
Messfehler v_R	$v_R(f) \pm 0,125\%$ bis $\pm 1,25\%$	

Tabelle 6.11: Bekannte und gefittete Parameter, sowie Parameter für die Fehlerberechnung der Messung am Schichtsystem PolySiGe-SiO₂-Silizium. Hier wird die Germaniumkonzentration und die Schichtdicke der polykristallinen SiGe-Schicht gefittet. Die Phasengeschwindigkeiten v_R sind mit dem Oberflächenwellenspektroskopie-Aufbau mit Lichtmodulator gemessen

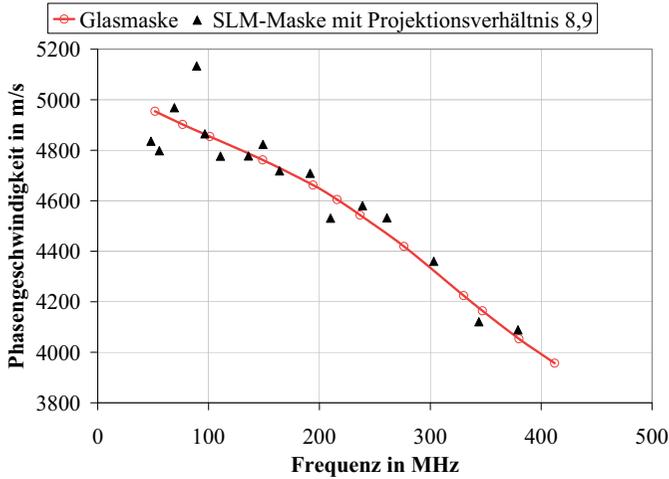


Abbildung 6.24: Messung der Dispersionskurve der SiGe-Probe mit dem Lichtmodulator-Aufbau und Vergleich mit der Messung mit der Glasmasken-Anregung.

modulator-Anregung nur 40 Perioden zur Verfügung stehen, im Vergleich zu ca. 100 Perioden für die Glasmaskenanregung. Dadurch sind die mit Lichtmodulator angeregten Oberflächenwellen breitbandiger und die dazugehörige Frequenz bzw. Phasengeschwindigkeit lässt sich nur mit größerem Fehler ermitteln. Der Messfehler der Phasengeschwindigkeit beträgt beim Lichtmodulator-Aufbau 0,125-1,25%, beim Glasmasken-Aufbau 0,05-0,5%.

Im unteren Frequenzbereich ist der Fehler der Phasengeschwindigkeit für die Parameter der Schichten unbedeutend, da die Eigenschaften vom Substrat hier ausschlaggebend sind. Der Fehler der Messung der Geschwindigkeit durch den Lichtmodulator-Aufbau kann zudem durch die höhere Anzahl der Messpunkte kompensiert werden.

Der Lichtmodulator-Aufbau ist wie der Glasmaskenaufbau kontaktfrei und nichtdestruktiv. Da der Lichtmodulator im optischen Aufbau fest aufgebaut ist, entfällt zudem der Maskenwechsel und der damit verbundene Justage-Aufwand von der Glasmasken-Anregung.

Kapitel 7

Zusammenfassung der Arbeit

Zusammenfassend wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren zur schmalbandigen kontaktfreien und nichtdestruktiven Anregung von akustischen Oberflächenwellen vom Typ Rayleigh sowie zu deren kontaktfreien Messung entwickelt. Die schmalbandige Anregung erfolgt mittels Projektion einer Streifenmaske mit einer Periode zwischen 12 und 96 μm . Die Wellenlänge der angeregten Oberflächenwelle ist demnach gleich der Periode der Streifenmaske. Ein Satz von fünf Streifenmasken ermöglicht so die Anregung verschiedener Wellenlängen. Die Aufzeichnung einer Dispersionskurve als Relation zwischen Phasengeschwindigkeit und Frequenz der Oberflächenwelle lässt sich durch die Gleichung $v_R = \lambda \cdot f$ bewerkstelligen. Da die Wellenlänge bekannt ist, muss nur die Frequenz der schmalbandigen Oberflächenwelle gemessen werden. Für die Messung wurde ein optisches Verfahren aufgebaut, mit dem eine breitbandige Detektion der Oberflächenwellen möglich ist. Es geht um die Methode der Laserstrahlableitung, die hier zur Detektion von Oberflächenwellen mit Frequenzen zwischen 50 und 500 MHz verwendet wurde. Die Messung der Frequenz der schmalbandigen Oberflächenwelle besitzt mehrere Vorteile. Am herausragendsten ist, dass nur an einem Punkt gemessen werden muss.

Parallel zur Entwicklung des Messverfahrens wurde ein bestehender Algorithmus zur Ermittlung von Dispersionskurven an Zweischichtsystemen auf eine beliebige Anzahl von Schichten erweitert.

Bei den untersuchten Schichtsystemen galt es, möglichst die Grenzen des entwickelten Verfahrens zu erreichen. Als erstes wurde ein bekanntes Schichtsystem SiO_2 -Silizium untersucht, um das Verfahren zu validieren. Hier konnte gleichzeitig der E-Modul und die Poissonzahl der isotropen SiO_2 -Schicht in Übereinstimmung mit der Literatur ermittelt werden.

Danach wurde ein Schichtsystem AlN-SiO_2 -Silizium untersucht. Die AlN-

Schicht ist keine isotrope Schicht. Hier wurde ein Modell für die Abhängigkeit vom E-Modul dieser Schicht von den elastischen Parameter entwickelt. Mit Hilfe dieses Modells wurde gleichzeitig der E-Modul und die Dicke der AlN-Schicht erfolgreich ermittelt.

Eine andere Herausforderung war die Untersuchung des Polysilizium-Silizium-Schichtsystems mit einer kleinen Dicke der Polysilizium-Schicht von $1,5 \mu\text{m}$. Bei diesem Schichtsystem betrug die Änderung der Phasengeschwindigkeit im ganzen Frequenzbereich weniger als 1%. Die Steilheit der Dispersionskurve war mit $0,11 \text{ ms}^{-1}$ pro MHz extrem gering. Hier konnte der E-Modul erfolgreich ermittelt werden. Damit eignet sich das entwickelte Verfahren auch für extrem geringe Änderungen der Phasengeschwindigkeit.

Beim nächsten Schichtsystem mit einer $20 \mu\text{m}$ dicken Polysilizium-Schicht handelte es sich um eine stark nichtlineare Dispersionskurve. Hier konnten gleichzeitig die Schichtparameter E-Modul, Dicke und Poissonzahl ermittelt werden. Das entwickelte Verfahren zeichnet sich hier dadurch aus, bei nichtlinearen Dispersionskurven mehrere Parameter gleichzeitig ermitteln zu können.

Als letztes Schichtsystem wurde eine polykristalline Silizium-Germanium-Mischung untersucht. Hier wurde gleichzeitig die Germaniumkonzentration und die Dicke der Schicht ermittelt. Damit ist das Modell für die Abhängigkeit der Parameter E-Modul, Dichte und Poissonzahl der SiGe-Schicht von der Germaniumkonzentration validiert. Über dieses Modell kann somit eine chemische Information mit Oberflächenwellen erfolgreich ermittelt werden.

An diesem letzten Schichtsystem wurde der Aufbau mit Lichtmodulator-Maske nach Abb. 4.22 erfolgreich getestet. Die damit gemessene Dispersionskurve und die anschließende Ermittlung der Germaniumkonzentration stimmen mit dem Aufbau mit Glasmaske sehr gut überein. Mit diesem Lichtmodulator-Aufbau kann die Dispersionskurve schneller ermittelt werden. Außerdem entfällt der Maskenwechsel, da durch die Projektion eines elektronisch steuerbaren Bildes der Wechsel der Perioden am Lichtmodulator erfolgt.

Der Aufbau zur Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit einem Lichtmodulator und ihre Messung mit der Laserstrahlableitungsmethode ermöglicht eine Automatisierung der Messung von Dispersionskurven. In der Mikroelektronik und Mikrosystemtechnik sind damit Wafermaps möglich, die ausgewählte mechanische Eigenschaften jeder einzelnen Zelle eines Wafers ermitteln. Diese Ermittlung kommt ohne Teststrukturen aus, ist kontaktfrei und nichtdestruktiv. Die Oberfläche der untersuchten Schichtsysteme muss aber eine optische Qualität mit niedriger Rauheit aufweisen. Sie muss außerdem strukturfrei sein über eine Fläche von ca. $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Damit ist die Entwicklung eines kontaktfreien, nichtdestruktiven Verfahrens zur Ermittlung von mechanischen Parametern an Mehrschichtsystemen

demonstriert. Über geeignete Modelle lässt sich auch die chemische Zusammensetzung von Schichtmaterialien ermitteln.

Literaturverzeichnis

- [1] OLIVER, W.C. ; PHARR, G.M.: An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing. In: *J. Mater. Res.* 7 (1992), S. 1564
- [2] LEE, B.-W. ; YEOL, Choi ; Y.-H., Lee ; KIM, J.-Y. ; KWON, D.: Determining Stress-strain Curves for Thin Films by Experimental/Computational Nanoindentation. In: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 795 (2004), S. 345–350
- [3] STEPHAN, W. ; POSTL, R.: *Schwingungen elastischer Kontinua*. Wiesbaden : Teubner Verlag, 1995
- [4] HILLERINGMANN, U.: *Mikrosystemtechnik auf Silizium*. Stuttgart : Teubner, 1995
- [5] GREEK, S. ; ERICSON, F. ; JAHAUSSON, S. ; SCHWEITZ, J.: In Situ Tensile Strength Measurement Of Thick-film And Thin Film Micromachined Structures. In: *Solid-State Sensors and Actuators* Bd. 2, 1995, S. 56–59
- [6] FÜRTSCH, M.W.: *Mechanical properties of thick polycrystalline silicon films suitable for surface micromachining*. Duisburg, Gerhard-Mercator-Universität - Gesamthochschule Duisburg, Dissertation, 1999
- [7] DING, J.N. ; MENG, Y.G. ; WEN, S.Z.: Size effect on the mechanical properties of microfabricated polysilicon thin films. In: *Journal J. Mater. Res.* 18 (2001), Nr. 8, S. 2223–2227
- [8] SCHRÜFER, E. ; RICHTER, W. .. (Hrsg.) ; MESCH, F. .. (Hrsg.): *Sensoren und Messsysteme; Tagung Bad Nauheim*. Bd. 8. Düsseldorf : VDI Verlag, 1996
- [9] BÜTTGENBACH, S.: *Mikromechanik: Einführung in Technologie und Anwendungen*. Wiesbaden : Teubner Verlag, 1994

- [10] KOCH, A. W. ; RUPRECHT, M. W. ; TTOEDTER, O. ; HÄUSLER, G.: *Optische Meßtechnik an technischen Oberflächen*. Renningen-Malmsheim : expert Verlag, 1998
- [11] AZZAM, Bashara: *Ellipsometry and polarized light*. New York : North Holland P.C., 1989
- [12] ASPNES, D.E. ; PALIK, E.D. (Hrsg.): *Handbook of optical constants of solids*. Orlando : Academic Press, 1985. – 89–112 S
- [13] RAYLEIGH, J.S.: On waves propagated along the plane surfaces of an elastic solid. In: *Proceedings of the London Mathematical Society* 17 (1885), S. 4–11
- [14] LOVE, A. E. H.: *Some Problems of Geodynamics*. Cambridge : Cambridge University Press, 1911
- [15] MORGAN, D.P.: *Surface-Wave Devices for Signal Processing*. Amsterdam-Oxford-New York-Tokyo : Elsevier Science Publishers B.V., 1991
- [16] ROYER, D. ; DIEULESAINT, E.: *Elastic Waves in Solids*. Bd. 1. Berlin-Heidelberg : Springer-Verlag, 1999
- [17] NYE, J.F.: *Physical Properties of Crystals*. Oxford : Clarendon Press, 1957
- [18] GOLDBERG, Y. ; LEVINSHTEIN, M.E. (Hrsg.) ; RUMYANTSEV, S.L. (Hrsg.) ; SHUR, M.S. (Hrsg.): *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 2001
- [19] KASPER, M.: *Mikrosystementwurf, Entwurf und Simulation von Mikrosystemen*. NY : Springer, 2000
- [20] ROSE, J. L.: *Ultrasonic Waves in Solid Media*. New York : Cambridge University Press, 1999
- [21] GERLACH, G. ; DÖTZEL, W.: *Grundlagen der Mikrosystemtechnik*. München : Carl Hanser verlag, 1997
- [22] KAYE, G.W. ; LABY, T.H.: *Tables of Physical and Chemical Constants*. London : Longmann, 1986
- [23] FARNELL, G.W. ; ADLER, E.L. ; MASON, W.P. (Hrsg.): *Physical Acoustics*. New York / London : Academic Press, 1972

- [24] QIAO, D. ; LIU, W. ; SMITH, P.M.: General Green's Functions For SAW Device Analysis. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 46 (1999), Nr. 5, S. 1242–1252
- [25] EVERY, A.G. ; KIM, K.Y. ; SACHSE, W. ; LEVY, M. (Hrsg.) ; BASS, H.E. (Hrsg.) ; STERN, R. (Hrsg.): *Modern acoustical techniques for the measurement of mechanical properties*. Bd. 39. London : Academic Press, 2001
- [26] PEACH, R.: On the Existence of Surface Acoustic Waves on Piezoelectric Substrates. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 48 (2001), Nr. 5, S. 1308–1320
- [27] KOVACS, G.: *Anregung, Ausbreitung und Beugung akustischer Oberflächenwellen auf anisotropen piezoelektrischen Substraten*. Wien, Technische Universität Wien, Fakultät für Elektrotechnik, Dissertation, 1990
- [28] ADLER, E.L. et a.: PC Software for SAW Propagation in Anisotropic Multilayers. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 37 (1990), Nr. 2
- [29] AULD, B.A.: *Acoustic Fields and Waves in Solids*. Bd. 1. Malabar, Florida : Krieger Publishing Company, 1990
- [30] BRISTOL, T.W. ; JONES, W.R. ; SNOW, P.B. ; SMITH, W.R.: Applications of double electrodes in acoustic surface wave device design. In: *IEEE Ultrasonics Symposium*, 1972, S. 343–345
- [31] ENGAN, H.: Surface acoustic wave multi-electrode transducers. In: *IEEE Transactions* SU-22 (1975), S. 395–401
- [32] WILLIAMSON, R.C.: Properties and applications of reflective-array devices. In: *Proc. IEEE* 64 (1976), S. 702–710
- [33] BELL, D.T. ; R.C.M., Li: Surface-acoustic-wave resonators. In: *Proc. IEEE* 64 (1976), S. 711–721
- [34] SLOBODNIK, A.J. ; CONWAY, E.D. ; DELMONICO, R.T.: *Microwave Acoustics Handbook*. Bedford, MA : Air Force Cambridge Research Laboratories, 1973
- [35] ROYER, D. ; DIEULESAINT, E.: *Elastic Waves in Solids*. Bd. 2. Berlin-Heidelberg : Springer-Verlag, 1999
- [36] BALLANTINE, D.S. ; WHITE, R.M. ; MARTIN, S.J. ; RICCO, A.J. ; ZEL-
LERS, E.T. ; FRYE, G.C. ; WOHLTJEN, H.: *Acoustic Wave Sensors, Theory, Design, and Physico-Chemical Applications*. San Diego : Academic Press, INC., 1997

- [37] YAMAZAKI, T. ; IIZAWA, K. ; KANNA, S. ; TAGAKI, M.: Temperature Stability of Surface Acoustic Wave Resonators on In-Plane Rotated 33° Y-Cut Quartz. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 42 (2002), S. 3136–3138
- [38] LEE, R.E. ; WHITE, R.M.: Excitation of surface acoustic waves by transient surface heating. In: *Applied Physics Letters* 12 (1968), Nr. 1, S. 12–14
- [39] SCRUBY, C.B. ; DEWHURST, R.J. ; HUTCHINS, D.A. ; PALMER, S.B.: *Laser Generation of Ultrasound in Metals*. Bd. V. London : Academic Press, 1982. – 281–327 S
- [40] GUSEV, V.E. ; KARABUTOV, A.A.: *Laser optoacoustics*. New York : AIP Press, 1993
- [41] LOMONOSOV, A. ; MAYER, A.P. ; HESS, P. ; LEVY, M. (Hrsg.) ; BASS, H.E. (Hrsg.) ; STERN, R. (Hrsg.): *Modern acoustical techniques for the measurement of mechanical properties*. Bd. 39. London : Academic Press, 2001
- [42] ARNOLD, W. ; BETZ, B ; HOFFMANN, B.: Efficient generation of surface acoustic waves by thermoelasticity. In: *Applied Physics Letters* 47 (1985), Nr. 7, S. 672–674
- [43] SCHNEIDER, D. ; SCHWARZ, T. ; SCHEIBE, H.-J. ; PANZNER, M.: Non-destructive evaluation of diamond and diamond-like carbon films by laser induced surface acoustic waves. In: *Thin Solid Films* (1997), Nr. 295, S. 107–116
- [44] ASH, E.A. ; DIEULESAINT, E. ; RAKOUTH, H.: Generation of surface acoustic waves by means of a c.w. laser. In: *Electronic Letters* 16 (1980), Nr. 12, S. 470–472
- [45] VEITH, G. ; KOWATSCH, M.: Optical generation of continuous 76-MHz surface acoustic waves on YZ LiNbO₃. In: *Applied Physics Letters* 40 (1982), Nr. 30
- [46] RAJA, M.Y.A. ; REICHER, D.W. ; BRUECK, S.R.J. ; MCNEIL, J.R. ; OATES, D.E.: High-sensitivity surface-photoacoustic spectroscopy. In: *Optics Letters* 15 (1990), Nr. 1, S. 66–68
- [47] SAWADA, T. ; HARATA, H.: Transient reflecting grating for sub-surface analysis: GHz ultrasonic and thermal spectroscopies and imaging. In: *Applied Physics A: Materials Science and Processing* 61 (1995), Nr. 3, S. 263–268

- [48] Q., Shen ; HARATA, A. ; SAWADA, T.: Analysis of the thermal and acoustic properties of ion-implanted diamondlike carbon films using the transient reflecting grating technique. In: *Journal of Applied Physics* 77 (1995), S. 1488–1491
- [49] ROGERS, J.A. ; FUCHS, M. ; BANET, M.J. ; HANSELMAN, J.B. ; LOGA, R. ; NELSON, K.A.: Optical system for rapid materials characterization with the transient grating technique: Application to nondestructive evaluation of thin films used in microelectronics. In: *Applied Physics Letters* 71 (1997), Nr. 2, S. 225–227
- [50] SLAYTON, R.M. ; NELSON, K.A. ; MAZNEV, A.A.: Transient grating measurements of film thickness in multilayer metal films. In: *Journal of Applied Physics* 90 (2001), Nr. 9, S. 4392–4402
- [51] BANET, M.J. ; FUCHS, M. ; ROGERS, J.A. ; REINOLD, J.H. ; KNECHT, J.M. ; ROTSCCHILD, M. ; LOGAN, R. ; MAZNEV, A.A. ; NELSON, K.A.: High-precision film thickness determination using a laser-based ultrasonic technique. In: *Applied Physical Letters* 73 (1998), Nr. 2, S. 169–171
- [52] BENNIS, A. ; LOMONOSOV, A. M. ; SHEN, Z.H. ; HESS, P.: Laser-based measurement of elastic and mechanical properties of layered polycrystalline silicon structures with projection masks. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), Nr. 10, S. 101915
- [53] HONG, Yi. ; SHARPLES, S.D. ; CLARK, M. ; SOMEKH, M.G.: Rapid and accurate analysis of surface and pseudo-surface waves using adaptive laser ultrasound techniques. In: *Ultrasonics* 42 (2004), S. 515–518
- [54] COUFAL, H. ; GRYGIER, R. ; HESS, P. ; NEUBRAND, A.: Broadband detection of laser-excited surface acoustic waves by a novel transducer employing ferroelectric polymers. In: *J. Acoustical Society of America* 92 (1992), Nr. 5, S. 2980–2983
- [55] SHEN, Y.-C. ; HESS, P.: Real-time detection of laser-induced transient gratings and surface acoustic wave pulses with a Michelson interferometer. In: *Journal of Applied Physics* 82 (1997), Nr. 10, S. 4758–4762
- [56] SCRUBY, C.B. ; DRAIN, L.E.: *Laser Ultrasonics: techniques and applications*. Bristol : IOP Publishing Ltd, 1990
- [57] ROYER, D. ; DIELESAINTE, E.: Optical Detection of Sub-Angström Transient Mechanical Displacements. In: *Ultrasonics Symposium* (1986), S. 527–530

- [58] CLORENNEC, D. ; ROYER, D.: Analysis of surface acoustic wave propagation on a cylinder using laser ultrasonics. In: *Applied Physical Letters* 82 (2003), Nr. 25, S. 4608–4610
- [59] WHITMAN, R.L. ; KORPEL, A.: Probing of Acoustic Surface Perturbations by Coherent Light. In: *Applied Optics* 8 (1969), S. 1567–1576
- [60] KUSCHNEREIT, R.: *Bestimmung der elastischen Konstanten von Halbleiter- und Diamantschichten mittels Oberflächenwellenspektroskopie*. Heidelberg, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Rupert-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 1997
- [61] LOMONOSOV, A.M.: *Nonlinear Surface Acoustic Waves in Solids*. Heidelberg, Naturwissenschaftlich-Mathematische Gesamtfakultät, Rupert-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2000
- [62] ADLER, R. ; KORPEL, A. ; DESMARES, P.: An Instrument for making Surface Waves Visible. In: *IEEE Transactions Son. Ultrason.* SU-15 (1968), S. 157
- [63] BROCH, J. T.: *Principles of Experimental Frequency Analysis*. New York : Elsevier Science Pub., 1990
- [64] KELLER, C.P.: *Schnelle EMV-Emissionemessung im Zeitbereich*. Stuttgart, Universität Stuttgart, Dissertation, 2004
- [65] HARRIS, F.J.: On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Diskrete Fourier Transform. In: *Proceedings of the IEEE* 66 (1978), Nr. 1, S. 51–83
- [66] SCHWAB, A.J.: *Elektromagnetische Verträglichkeit*. Berlin-Heidelberg New York : Springer-Verlag, 1990
- [67] LYONS, R.G.: *Understanding digital signal processing*. New Jersey : Prentice Hall PTR, 2004
- [68] PAPOULIS, A.: *The Fourier Integral and Its Applications*. New York : McGraw-Hill, 1962
- [69] OPPENHEIM, A.V. ; SCHAFFER, R.W.: *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*. München : Oldenbourg-Verlag, 1999
- [70] COOLEY, J.W. ; TUKEY, J.W.: An Algorithm for the Machine Computation of the Complex Fourier Series. In: *Mathematics of Computation* 19 (1965), S. 297–301

- [71] DUHAMEL, P. ; VETTERLI, M.: Fast Fourier Transforms: A Tutorial Review and a State of the Art. In: *Signal Processing* 19 (1990), S. 259–299
- [72] HERZOG, H.-J. ; KASPER, E. (Hrsg.): *Properties of strained and relaxed Silicon Germanium*. Bd. 12. London : INSPEC, 1995
- [73] DISMUKES, J.P. ; EKSTROM, L. ; PAFF, R.J.: Lattice Parameter and Density in Germanium-Silicon Alloys. In: *The Journal of Physical Chemistry* 68 (1964), Nr. 10, S. 3021–3027
- [74] SCHÄFFLER, F. ; LEVINSHTEIN (Hrsg.) ; RUMYANTSEV (Hrsg.) ; SHUR (Hrsg.): *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. New York : John Wiley & Sons, Inc, 2001
- [75] WORTMANN, J. J. ; EWANS, J. A.: Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), S. 153
- [76] PRESS, W.H. ; FLANNERY, B.P. ; TEUKOLSKY, S.A. ; VETTERLING, W.T.: *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge : Cambridge University Press, 1992
- [77] LANG, C.B. ; PUCKER, N.: *Mathematische Methoden in der Physik*. Heidelberg, Berlin : Spektrum, Akad. Verlag, 1998
- [78] PETERSEN, K.E.: Dynamic Micromechanics on Silicon: Techniques and Devices. In: *IEEE Transactions on electron devices* ED-25 (1978), Nr. 10, S. 1241–1250
- [79] KIM, M.T.: Influence of substrates on the elastic reaction of films for the microindentation tests. In: *Thin Solid Films* 283 (1996), Nr. 1-2, S. 12–16
- [80] TSUBOUCHI, K. ; MIKOSHIBA, N.: Zero-Temperatur-Coefficient SAW Devices on AlN Epitaxial Films. In: *IEEE Trans. Sonics. Ultrasonics* SU32 (1985), S. 634
- [81] THOKALA, R. ; CHAUDHURI, J.: Calculated Elastic Constants of Wide Band Gap Semiconducto Thin Films with a Hexagonal Crystal Structure for Stress Problems. In: *Thin Solid Films* 266 (1995), Nr. 2, S. 189–191
- [82] GERLICH, D. ; DOLE, S.L. ; SLACK, G.A.: Elastic Properties of Aluminum Nitride. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 47 (1986), S. 437–441

- [83] SHARPE, W. N. ; GAD-EL HAK, M. (Hrsg.): *The MEMS Handbook*. Roca Baton : CRC, 2002
- [84] SCHELLING, C.: *Growth and characterization of self-organized and „organized“ Si and Si_{1-x}Ge_x nanostructures*. Linz, Institut für Halbleiterphysik, Johannes-Kepler-Universität Linz, Dissertation, 2000
- [85] WITVROUW, A. ; MEHTA, A. ; VERBIST, A. ; DU BOIS, B. ; VAN AERDE, S. ; RAMOS-MARTOS, J. ; CEBALLOS, J. ; RAGEL, A. ; MORA, J. ; LAGOS, M. ; ARIAS, A. ; HINOJOSA, J. ; SPENGLER, J. ; LEINENBACH, C. ; FUCHS, T. ; KRONMÜLLER, S.: Processing of MEMS Gyroscopes on Top of CMOS ICs. In: *IEEE International Solid-State Circuits Conference, San Francisco*, 2005
- [86] FUCHS, T. ; LEINENBACH, C. ; KRONMÜLLER, S. ; LÄRMER, F. ; THOMAS, T. ; ROBB, K. ; FREY, W.: Industrial Applications of Poly-Silicon-Germanium as Functional MEMS Material. In: *ECS Conference, Hawaii*, 2005
- [87] BENNIS, A. ; LEINENBACH, C. ; RAUDZIS, C. ; MÜLLER-FIEDLER, R. ; KRONMÜLLER, S.: Measurement technique for elastic and mechanical properties of polycrystalline silicon-germanium films using surface acoustic waves and projection masks. In: *Symposium on design, test, integration and packaging of MEMS/MOEMS, DTIP, Stresa, Italien*, 2006, S. 310–315

Abbildungsverzeichnis

2.1	Krafteindringkurve eines Nanoindenter	18
2.2	Balken- und Plattengeometrie für die Resonanzmessung	19
2.3	Stufenmessung der Schichtdicke mit Profilometer	23
2.4	Strahlengang in einem Zweiphasensystem	24
3.1	Koordinatensystem für die Anregung und Detektion	28
3.2	Zusammenhang zwischen den Verhältnissen V_R/V_T und V_R/V_L für isotrope Materialien	30
3.3	Abhängigkeit der mechanischen Verschiebungen der akustischen Oberflächenwelle von der Tiefe im Aluminium, Stahl und Quarzglas	32
3.4	Green'sche Funktionen für einen Silizium-Halbraum in $\langle 110 \rangle$ - Richtung	41
3.5	Green'sche Funktionen für einen Silizium-Halbraum in $\langle 100 \rangle$ - Richtung	42
3.6	Mehrschichtsystem zur Transformation der Randbedingungen an die aktive Grenzschicht	44
3.7	Green'sche Funktion für einen Silizium-Substrat mit einer SiO_2 - Schicht für die Frequenzen 10 bis 500 MHz	45
3.8	Berechnete Dispersionsrelation für das Schichtsystem Silizium- SiO_2	46
3.9	Schichtsystem mit einem Substrat und zwei Schichten	47
3.10	Berechnete Dispersionsrelation für das Schichtsystem Silizium- SiO_2 -polykristallines Silizium	48
4.1	Kammstruktur eines Einzelelektroden- und eines Doppelelektroden- IDT	51
4.2	Ersatzschaltung eines IDT	53
4.3	Euler-Winkel des AT-Schnittes	53
4.4	AT-Quarz Wafer mit IDT und daran angepasster Gitterstreifen	56

4.5	Zeitliches Profil und FFT einer piezoelektrisch angeregten und gemessenen Oberflächenwelle	58
4.6	Prinzip der breitbandigen thermooptischen Anregung von akustischen Oberflächenwellen.	59
4.7	Prinzip der schmalbandigen thermooptischen Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit Projektionsmaske.	63
4.8	Geometrie der mit Maske projizierten Streifen für die schmalbandige Anregung von akustischen Oberflächenwellen.	66
4.9	Frequenzantwort der schmalbandigen Anregung von akustischen Oberflächenwellen nach dem Deltafunktionsmodell.	67
4.10	Zeitliches Profil und FFT einer schmalbandigen thermooptisch angeregten Oberflächenwelle	68
4.11	Prinzip der schmalbandigen thermooptischen Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit einem Lichtmodulator.	70
4.12	Ermittlung des Projektionsverhältnisses mit einer Referenzprobe	71
4.13	Optische Detektion von akustischen Oberflächenwellen mit Laserstrahlableitung.	76
4.14	Spektrale Auflösung der Laserstrahlableitung.	78
4.15	Elektronische Schaltung mit 2 Photodioden	79
4.16	Messung einer akustischen Oberflächenwelle mit Streifenmaske am Schichtsystem SiO ₂ -Silizium und Berechnung der FFT	81
4.17	Fenster-Funktionen für die Berechnung der FFT	84
4.18	Interpolation des FFT Spektrums am Maximum	86
4.19	Schmalbandige Messung der Dispersionskurve	88
4.20	Justage der Maske zum Anregungs- und Messlaser	90
4.21	Optischer Aufbau zur Anregung mit Maske und Messung von akustischen Oberflächenwellen mit Laserstrahlableitung.	91
4.22	Optischer Aufbau zur Anregung mit einem Lichtmodulator und Messung von akustischen Oberflächenwellen mit Laserstrahlableitung.	91
5.1	Beispielhaftes Schichtsystem mit einer polykristallinen Siliziumschicht	94
5.2	Einfluss des E-Moduls und der Dichte der Schicht auf die Dispersionskurve	95
5.3	Einfluss der Poissonzahl und der Dicke der Schicht auf die Dispersionskurve	96
5.4	Kurven konstanter χ^2 für die Parameter E-Modul und Dicke	99
5.5	Kurven konstanter χ^2 für die Parameter E-Modul und Dichte	100
5.6	Kurven konstanter χ^2 für die Parameter E-Modul und Poissonzahl	101

5.7	Kurven konstanter χ^2 für die Parameter Dichte und Dicke . . .	102
5.8	Einfluss der Germaniumkonzentration auf den E-Modul, die Dichte und die Poissonzahl einer Silizium-Germanium-Mischung	104
5.9	Beispielhaftes Schichtsystem mit einer polykristallinen Silizium-Germanium-Schicht	105
5.10	Einfluss der Germaniumkonzentration der Schicht auf die Dispersionskurve	106
5.11	Kurven konstanter χ^2 für die Parameter Germaniumkonzentration und Dicke	107
5.12	Kurven konstanter χ^2 mit Startpositionen für den Fit der stark korrelierten Parameter E-Modul und Poissonzahl	110
6.1	Schichtsystem SiO ₂ -Silizium	116
6.2	Fit-Ergebnis der Schichtparameter E-Modul und Poissonzahl für das SiO ₂ -Silizium-Schichtsystem	117
6.3	Optimierte Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 für das SiO ₂ -Silizium-Schichtsystem	119
6.4	χ^2 -Abweichung der Schichtparameter E-Modul und Poissonzahl für das SiO ₂ -Silizium-Schichtsystem	120
6.5	Schichtsystem AlN-SiO ₂ -Silizium	122
6.6	REM-Bild einer AlN-Schicht	122
6.7	Fit der Parameter E-Modul und Dicke der AlN-Schicht für das Schichtsystem AlN-SiO ₂ -Silizium	126
6.8	Optimierte Fehlerbalken für die Dispersionskurve des Schichtsystems AlN-SiO ₂ -Silizium	128
6.9	χ^2 -Abweichung für die Parameter E-Modul und Dicke der AlN-Schicht für das Schichtsystem AlN-SiO ₂ -Silizium	130
6.10	Schichtsysteme Polysilizium-Silizium und Polysilizium-SiO ₂ -Silizium	131
6.11	REM-Bild vom Schichtsystem Polysilizium-SiO ₂ -Silizium . . .	132
6.12	Dispersionskurven für die Schichtsysteme mit Polysilizium-Schichten mit Dicken 1,5 und 20 μm	133
6.13	Kurven konstanter χ^2 für die erste Polysilizium-Probe	134
6.14	Fit-Ergebnis des Schichtparameters E-Modul für das erste Polysilizium-Silizium-Schichtsystem	136
6.15	Optimierte Fehlerbalken für eine Fit-Qualität von 0,5 für das erste Polysilizium-Silizium-Schichtsystem	137
6.16	Kurven konstanter χ^2 für die zweite Polysilizium-Probe . . .	138
6.17	Fit-Ergebnis der Schichtparameter E-Modul, Dicke und Dichte für das zweite Polysilizium-Silizium-Schichtsystem	139
6.18	Schichtsystem SiGe-SiO ₂ -Silizium	142
6.19	REM-Bild vom Schichtsystem SiGe-SiO ₂ -Silizium	143

6.20	Dispersionskurve für das Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium	145
6.21	Fit-Ergebnis der Schichtparameter Germaniumkonzentration und Schichtdicke am Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium	. 146
6.22	χ^2 -Abweichung für die Parameter Germaniumkonzentration und Dicke der SiGe-Schicht für das Schichtsystem SiGe-SiO ₂ - Silizium 148
6.23	Messung der Dispersionskurve der SiGe-Probe mit dem Licht- modulator-Aufbau 150
6.24	Vergleich der Dispersionskurve der SiGe-Probe mit dem Licht- modulator- und dem Glasmaskenaufbau 152

Tabellenverzeichnis

3.1	Akustische Parameter der isotropen Materialien Quarzglas, Aluminium und Stahl	31
4.1	Dimensionierung der IDTs	54
4.2	Eigenschaften des Lichtmodulators	69
4.3	Kennwerte der Laserstrahlableitung	78
4.4	Charakteristiken der Spektren bekannter Fensterfunktionen	83
4.5	Anregbare Wellenlängen nach Maskenperiode	87
4.6	Optische Messung der Maskenperioden mit einem Mikroskop	89
6.1	Bekannte und gefittete Parameter vom Schichtsystem SiO ₂ -Silizium	118
6.2	Fit-Ergebnis und Fehlerberechnung für das Schichtsystem SiO ₂ -Silizium	120
6.3	Literaturwerte der elastischen Parameter von AlN	125
6.4	Bekannte und gefittete Parameter vom Schichtsystem AlN-SiO ₂ -Silizium	127
6.5	Fit-Ergebnis und Fehlerberechnung für das Schichtsystem AlN-SiO ₂ -Silizium	129
6.6	Bekannte und gefittete Parameter vom ersten Schichtsystem Polysilizium-Silizium	135
6.7	Fit-Ergebnis und Fehlerberechnung für das erste Schichtsystem Polysilizium-Silizium	135
6.8	Bekannte und gefittete Parameter vom zweiten Schichtsystem Polysilizium-SiO ₂ -Silizium	140
6.9	Messergebnisse vom Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium mit Glasmaste	144
6.10	Messergebnisse vom Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium mit Glasmaste und konstantem Messfehler	147
6.11	Messergebnisse vom Schichtsystem PolySiGe-SiO ₂ -Silizium mit Lichtmodulator	151