

# Stabilität von Glaslotbondverbindungen für mikromechanische Sensoren

Zur Erlangung des akademischen Grades  
**Doktor der Ingenieurwissenschaften**  
der Fakultät für Maschinenbau  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte  
**Dissertation**  
von

Dipl.-Ing. Kerstin Kern

Tag der mündlichen Prüfung: 13.10.2011  
Hauptreferent: Prof. Dr. P. Gumbsch  
Korreferent: Prof. Dr. M.J. Hoffmann



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Arbeitszeit bei der Robert Bosch GmbH in Gerlingen. Ich möchte mich bei den Mitarbeitern der Forschungs- und Vorausentwicklung für Ihre Unterstützung bedanken. Das jederzeit freundliche Entgegenkommen aller Kollegen in der Abteilung CR/ARY hat zu einer sehr angenehmen Arbeitsatmosphäre beigetragen.

Besonderer Dank gilt meinem Vorgesetzten Roland Müller-Fiedler für die Diskussion inhaltlicher Fragestellungen und für die Förderung bei externen als auch internen Vorträgen. Weiterhin danke ich meinem Betreuer Jürgen Graf für die regelmäßigen Diskussionen und die Unterstützung bei der Durchsicht des Manuskripts. Karsten Glien war jederzeit verfügbar und leistete unkomplizierte Hilfe bei Fragestellungen zu vorangegangenen Arbeiten. Dafür bedanke ich mich ausdrücklich.

Ansprechpartner bei technologischen Fragestellungen und bei der Probenherstellung war Ralf Hausner, bei dem ich mich ebenfalls bedanke. Timo Lindemann danke ich für die Hilfestellungen bei der Simulation von Sensorverpackungen. Die übersichtlichen und effizienten Simulationsmodelle von Farhad Khurshid bildeten eine solide Basis zur Ermittlung der bruchmechanischen Kennwerte. Im Lauf der Promotion konnte ich auf Unterstützung von studentischen Hilfskräften zählen. Ich möchte mich vor allem bei Nazila Rasoulzadeh Dabagh, Craig Tomsett und Jeanie Chan für ihre hilfreiche Mitarbeit bedanken.

Allen Mitarbeitern am Fraunhofer IWM in Halle bin ich für die gute Zusammenarbeit dankbar. Bianca Böttge, als kompetente Ansprechpartnerin in Glaslotfragen, danke ich insbesondere für die Unterstützung bei der Proben- und Bruchflächenanalyse. Christian Dresbach gilt mein Dank für die fachlichen Diskussionen und die detaillierte Durchsicht des Manuskripts. Prof. Dr. Petzold und Prof. Dr. Gumbsch danke ich für die Durchsicht und Betreuung der Arbeit sowie die Anregungen zu weiteren Arbeitspunkten. Erwähnenswert sind außerdem die Doktorandenseminare des IWM, die meine Doktorandenzeit auf besondere Weise bereichert und den Blick für andere Themengebiete der Werkstoffmechanik geschärft haben.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Herausforderungen bei der Zuverlässigkeit von MEMS . . . . .	1
1.2	Waferbonden mittels Glaslotzwischen­schicht . . . . .	2
1.3	Anforderungen an Waferbondverbindungen . . . . .	3
1.4	Fragestellung und Zielsetzung der Arbeit . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen zur Stabilitätsbewertung</b>	<b>7</b>
2.1	Bruchmechanischer Ansatz: Risse in Bauteilen . . . . .	7
2.2	Bruchmechanische Parameter . . . . .	8
2.2.1	Spannungsintensitätsfaktor . . . . .	8
2.2.2	Energiefreisetzungsrate . . . . .	9
2.2.3	Gemischte Belastung an der Riss­spitze . . . . .	10
2.3	Grenzflächenrisse . . . . .	11
2.4	Risspfad durch eine spröde Klebeschicht . . . . .	13
2.4.1	Externe Mode-I-Belastung . . . . .	15
2.4.2	Einfluss des Verhältnisses von Zug- zu Scherbelastung . . . . .	17
2.5	Unterkritisches Risswachstum bei Gläsern . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Stand des Wissens zur Stabilität von Glaslotbondverbindungen</b>	<b>20</b>
3.1	Bruchzähigkeiten bei äußerer einachsiger Belastung . . . . .	20
3.1.1	Kritisches und unterkritisches Risswachstum . . . . .	21
3.1.2	Rissmorphologie . . . . .	21
3.1.3	Einfluss der Umgebungsbedingungen . . . . .	22
3.2	Mikrostrukturelle Einflüsse auf die Glaslotstabilität . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Methoden</b>	<b>24</b>
4.1	Numerische Methoden . . . . .	24
4.1.1	Ermittlung der bruchmechanischen Parameter . . . . .	24
4.1.2	Berechnungen mit Submodellierung . . . . .	28
4.2	Prüfverfahren bei gemischter Beanspruchung . . . . .	29
4.2.1	Asymmetrischer Mikrochevrontest . . . . .	30
4.2.2	Asymmetrischer Klingeneinschubtest . . . . .	38
4.2.3	Biegetest . . . . .	42
4.2.4	Teststrukturen . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>50</b>
5.1	Asymmetrischer Klingeneinschub- und Mikrochevrontest . . . . .	50
5.1.1	Kritische und unterkritische Grenzwerte des Risswachstums . . . . .	50
5.1.2	Fraktographische Untersuchungen . . . . .	52
5.1.3	Risswachstumskurven . . . . .	56
5.1.4	Unterschiede zwischen bedruckter und gebondeter Waferseite . . . . .	59
5.2	Biegeversuch . . . . .	62
5.3	Verhalten bei Modifikation der Grenzfläche . . . . .	64
5.3.1	Kritische Bruchparameter bei Modifikation der Grenzfläche . . . . .	64
5.3.2	Risswachstumskurven bei Modifikation der Grenzfläche . . . . .	67

5.4	Einfluss der Temperatur auf die Glaslotstabilität . . . . .	68
5.4.1	Kritische Bruchzähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur	68
5.4.2	Fraktographische Untersuchungen . . . . .	69
5.5	Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Glaslotstabilität . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>74</b>
6.1	Ermittlung der Bruchzähigkeit . . . . .	74
6.1.1	Ermittlung kritischer Bruchparameter mit dem Chevrontest .	74
6.1.2	Vergleich der Biegeversuche mit dem Klingeneinschubtest . . .	81
6.2	Bruchzähigkeiten und Risswachstum unter gemischter Beanspruchung	83
6.2.1	Zusammenhang von Belastungssituation und Risswiderstand .	83
6.2.2	Zusammenhang von Mikrostruktur und Bruchkriterium . . . .	87
6.3	FE-Simulation zur Wirkung von Eigenspannungen auf den Risspfad .	99
6.4	Konsequenzen für die Zuverlässigkeitsbewertung in der Praxis . . . .	102
6.4.1	Alternierender Riss . . . . .	102
6.4.2	Einfluss von Bleiausscheidungen . . . . .	103
6.4.3	Risswachstumscharakteristik . . . . .	103
6.4.4	Einfluss des Cordierits . . . . .	104
6.5	Bruchmechanische Stabilitätsbewertung zweier Sensorvarianten . . . .	105
6.5.1	Ermittlung der Rissgeometrie . . . . .	106
6.5.2	Simulationen zum Rissfortschritt . . . . .	107
<b>7</b>	<b>Ausblick</b>	<b>110</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>111</b>
	<b>Literatur</b>	<b>114</b>
	<b>Anhang</b>	<b>122</b>

# Abbildungsverzeichnis

1	Generationen von Beschleunigungssensoren . . . . .	1
2	Glaslotbondverbindungen in gemoldeten Mikrosensoren . . . . .	2
3	Prinzip des Siebdrucks . . . . .	3
4	Prozessschritte bei der Herstellung gemoldeter Mikrosensoren . . . . .	4
5	Übersicht: Stabilitätsanalyse von Bondverbindungen . . . . .	6
6	Rissöffnungsarten . . . . .	7
7	Definition der Bruchparameter $K$ und $G$ . . . . .	10
8	Versagensmechanismen in spröden Klebeschichten . . . . .	13
9	Wichtige Variablen für die Risspfadanalyse . . . . .	14
10	Einfluss der elastischen Fehlanpassung auf den Risspfad . . . . .	16
11	Risspfad bei äußerer Mode-I-Belastung . . . . .	16
12	Risswachstumskurve (schematisch) . . . . .	18
13	Besonderheit der Risswachstumskurve beim Glaslot . . . . .	22
14	Mikrostruktur Glaslotbondschiicht . . . . .	23
15	Prinzip der virtuellen Risschließung, singuläre Rissspitzenelemente . . . . .	25
16	Prinzip der Submodelltechnik . . . . .	29
17	Aufbau einer Mikrochevronprobe . . . . .	31
18	Kraft-Zeit-Kurven des Mikrochevrontests . . . . .	32
19	Ermittlung der kritischen Energiefreisetzungsrate $G_c$ . . . . .	34
20	Vergleich des Mikrochevronmodells mit Literaturdaten . . . . .	36
21	Energiefreisetzungsraten in Abhängigkeit vom Waferdickenverhältnis . . . . .	37
22	Versuchsaufbau beim Klingeneinschubtest . . . . .	39
23	Simulationen beim Klingeneinschubtest . . . . .	40
24	Vergleich der DCB-Simulationen mit analytischen Berechnungen . . . . .	42
25	Versuchsaufbau Biegetest an Bondrahmenstrukturen . . . . .	43
26	Spannungsverteilung und Anriss des Bondrahmens . . . . .	45
27	2D- und 3D-Modell beim Biegeversuch . . . . .	46
28	Fehlerberechnung zum Biegeversuch . . . . .	47
29	Geometrie der Teststrukturen . . . . .	49
30	Kritische und unterkritische Grenzwerte bei gemischter Belastung . . . . .	51
31	Bruchflächen bei gemischter Belastung . . . . .	54
32	Bruchprofile im Übergangsbereich vom Schlängel- zum Grenzflächenriss . . . . .	55
33	Risswachstumskurven bei gemischter Beanspruchung . . . . .	57
34	Schwellwerte $G_{th}$ an der gebondeten und bedruckten Seite . . . . .	61
35	Anriss eines Bondrahmens im Biegeversuch . . . . .	62
36	Ergebnisse des Biegeversuchs . . . . .	63
37	Mikrochevrontest: Auswirkung von Grenzflächenmodifikationen . . . . .	64
38	Vergleich der Bruchflächen mit und ohne Metallzwichenschicht . . . . .	66
39	Einfluss der Haftsichten auf die Risswachstumskurven . . . . .	67
40	Kritische Bruchzähigkeiten $G_c$ in Abhängigkeit von der Temperatur . . . . .	68
41	Bruchflächen in Abhängigkeit von der Temperatur (Mikroskopie) . . . . .	70
42	Bruchflächen in Abhängigkeit von der Temperatur (Laserscanning) . . . . .	71
43	Einfluss der relativen Luftfeuchte auf den Schwellwert $G_{th}$ . . . . .	73
44	In situ Risslängenmessung an einer Mikrochevronprobe . . . . .	76

45	Mikrochevronmodell: Untersuchungen zur Rissgeometrie . . . . .	77
46	Mikrochevronmodell: Vergleich von TSEM und CTOD . . . . .	78
47	Mikrochevronmodell: Bruchparameter entlang der Rissfront . . . . .	80
48	Schwellwert $G_{th}$ im Biegeversuch und Klingeneinschubtest . . . . .	82
49	Zusammenfassung Bruchkriterien . . . . .	85
50	Risspfad in Abhängigkeit von der Belastungsart . . . . .	86
51	Risswachstumskurven im Vergleich zum Natronkalk-Silikatglas . . . . .	87
52	Auswirkung der Bleiausscheidungen auf das Risswachstum . . . . .	89
53	Bruchbild in der Ebene der Bleiausscheidungen . . . . .	90
54	Lokale Energiefreisetzungsraten beim Schängelriss . . . . .	93
55	Näherungsfunktionen nach Wiederhorn . . . . .	95
56	Ursachen für die statische Ermüdungsgrenze . . . . .	97
57	Eigenstressen und unterschiedliche Risswachstumsrichtungen . . . . .	100
58	Temperaturabhängigkeit der Festigkeit vorangegangener Arbeiten . . . . .	101
59	Sensormodell: Zwei Aufbauvarianten . . . . .	105
60	Sensormodell: Abschätzung der Rissgeometrie (Spannungsanalyse) . . . . .	106
61	Sensormodell: Abschätzung der Rissgeometrie (Bruchmechanik) . . . . .	107
62	Sensormodell: Bruchmechanische Bewertung . . . . .	108
63	Mikrochevronmodell: Vergleich von TSEM und CTOD . . . . .	125

## Tabellenverzeichnis

1	Kennwerte der Risswachstumskurven . . . . .	57
2	Einfluss der Mikrostruktur auf das Risswachstum . . . . .	60
3	Schwellwerte $G_{th}$ bei Feuchteinfluss . . . . .	73
4	Vergleich Klingeneinschub- und Biegetest . . . . .	83
5	Zusammenfassung der Bruchkriterien . . . . .	84
6	Vergleich der Ergebnisse der Feuchtelagerung mit Literaturwerten . .	95
7	Risswachstumsparameter . . . . .	96
8	Zusammensetzung Glaslotpaste . . . . .	122
9	Materialeigenschaften und Dundurs-Parameter . . . . .	122
10	Geometrie- und Materialdaten zur Validierung des Chevronmodells .	123
11	Vergleich des Chevronmodells mit Nährungsformeln aus der Literatur	123
12	Methodenvergleich: TSEM und CTOD am Mikrochevronmodell . . .	124

## Formelzeichen und Abkürzungen

$a$	Risslänge
$A$	Rissfläche
$b$	Parameter für das unterkritische Risswachstum
$B$	Breite der Chevronprobe
$c$	Abstand zwischen Rissufer und Grenzfläche
$C_I$	Näherungsparameter (unterkritisches Risswachstum)
$C_{II}$	Näherungsparameter (unterkritisches Risswachstum)
$d$	Verschiebung der oberen Auflager beim Biegeversuch
$d_{\text{Biegung}}$	Durchbiegung der Probe beim Biegeversuch
$d_{\text{Klinge}}$	Dicke der Klinge beim Klingeneinschubtest
$E$	Elastizitätsmodul
$f$	Verhältnis der Summe der Linienbreiten zur Gesamtbreite der MC- und DCB-Proben
$f_{\text{rel}}$	relative Luftfeuchtigkeit
$f_n^i(\theta)$	Winkelfunktion zur Berechnung der SIF
$F$	Kraft
$G$	Energiefreisetzungsrate / Triebkraft für das Risswachstum
$G_c$	kritische(r) Bruchzähigkeit / Energiefreisetzungsrate / Risswiderstand
$G_{\text{th}}$	Schwellwert der Bruchzähigkeit / der Energiefreisetzungsrate / des Risswiderstands
$G_{\text{FEM}}$	Energiefreisetzungsrate(n) aus der FE-Simulation für $F = 1 \text{ N}$
$h_1$	Dicke der dünneren Seite der asymmetrischen Proben
$h_2$	Dicke der dickeren Seite der asymmetrischen Proben
$H$	Dicke der Bondschicht
$K$	Spannungsintensitätsfaktoren (SIF)
$K_{Ic}$	kritische Bruchzähigkeit im Modus I
$K_{Ith}$	Schwellwert des SIF im Modus I, ab welchem Risswachstum einsetzt
$K^\infty$	SIF bei Vernachlässigung der Bondschicht
$L$	Stempeldicke beim Chevrontest
$n$	Verhältnis $h_2/h_1$
$p$	Partialdruck
$p_0$	Normaldruck ( $1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ )
$q$	Ordnung der Korrosionsreaktion
$Q_I$	Aktivierungsenergie der korrosiven Reaktion an der Rissspitze
$Q_{II}$	Aktivierungsenergie für den Transport des korrosiven Mediums zur Rissspitze
$r$	Radialkomponente im Polarkoordinatensystem
$R$	allgemeine Gaskonstante
$R_a$	mittlere Rauheit
$R_q$	quadratische Rauheit
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$T_{\text{stress}}$	T-Stress-Term
$U$	Verschiebung der Knoten an der Rissspitze (x-Richtung)

$U_E$	Verzerrungsenergie
$v$	Geschwindigkeit des Risswachstums
$V$	Verschiebung der Knoten an der Rissspitze (y-Richtung)
$V_a$	Aktivierungsvolumen an der Rissspitze
$w$	Länge der Chevronprobe (gemessen ab Lastlinie)
$W$	Arbeit
$x$	Stempelposition beim Chevrontest
$Y$	Geometriefunktion
$Y_{\min}$	Minimum der Geometriefunktion bei der kritischen Risslänge $a_c$
$z$	Abstand von der Symmetrieebene beim Chevrontest
$\alpha$	Dundurs-Parameter
$\alpha_0$	Geometrieparameter für die Mikrochevronprobe $\alpha_0 = a_0/w$
$\beta$	Dundurs-Parameter
$\gamma$	Chevronwinkel
$\gamma_1, \gamma_2$	Oberflächenenergien
$\gamma_{12}$	Grenzflächenenergie
$\delta_{ij}$	Kronecker Symbol
$\Delta a$	Länge der Rissspitzenelemente bei VCCT, Rissfortschritt
$\epsilon$	Dundurs-Parameter
$\eta$	Verhältnis $h_1/h_2$
$\theta$	Winkel im Polarkoordinatensystem
$\kappa$	Faktor für den Zusammenhang zwischen Dehnungen an der Rissspitze und den SIF
$\mu$	Schubmodul
$\nu$	Querkontraktionszahl
$\rho$	Rissspitzenradius
$\sigma_{\text{appl}}$	angelegte äußere Spannung an einem Bauteil
$\sigma_0$	Eigenspannung in der Bondschicht
$\phi$	Phasenwinkel im homogenen Material
$\phi_H(\alpha, \beta)$	Näherungsfunktion für die Risspfadanalyse
$\psi$	Phasenwinkel an der Grenzfläche
$\omega$	Ausknickwinkel bei der Risspfadanalyse
$\omega(\alpha, \beta)$	Näherungsfunktion für die Risspfadanalyse
$\Omega(\alpha, \beta)$	Näherungsfunktion zur Ermittlung des Phasenwinkels der Grenzfläche

ASIC	Application Specific Integrated Circuit
CTOD	Crack Tip Opening Displacement zur lokalen Bestimmung der SIF
DCB	Double-Cantilever-Beam-Test (Klingeneinschubtest)
DENF	Double-End-Notch-Flexure (Biegetest)
EDZ	ebener Dehnungszustand
ESZ	ebener Spannungszustand
FE	Finite Elemente
GF	Grenzfläche
MC	Mikrochevrontest
NIR	nahes Infrarotlicht (Wellenlänge 0,9 $\mu\text{m}$ bis 1,7 $\mu\text{m}$ )
PE-CVD	Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition
SAM	Scanning Acoustic Microscopy (Ultraschallmikroskopie)
SIF	Spannungsintensitätsfaktoren $K_I$ , $K_{II}$ , $K_{III}$
TSEM	Total Strain Energy Method zur Berechnung der Energiefreisetzungsraten aus der Änderung der Verzerrungsenergie mit Rissfortschritt
VCCT	Virtual Crack Closure Technique zur Berechnung der Energiefreisetzungsraten nach dem Prinzip der virtuellen Risschließung

## Kurzfassung

Qualität und Zuverlässigkeit zählen zu den wichtigsten Wettbewerbsfaktoren insbesondere im Automobilssektor. Zur Gewährleistung der Sicherheit an Bord müssen Airbagsteuerung oder Elektronisches Stabilitätsprogramm ausnahmslos über einen langen Zeitraum funktionieren. Aber auch für Mobiltelefone oder Spielekonsolen werden zuverlässige Lösungen gefordert, die den Kunden faszinieren.

Mikromechanische Inertialsensoren müssen vakuumdicht verpackt werden. Auf Waferenebene wird die Verkappung der Sensoren über Bondschichten realisiert. Gegenstand dieser Arbeit ist die Beurteilung der Stabilität von Glaslotbondverbindungen. Ausgehend von den typischen Belastungsarten, die während des Verpackungsprozesses der mikromechanischen Komponenten auftreten, werden die kritischen und unterkritischen Bruchkriterien in Form der Energiefreisetzungsraten  $G_c(\phi)$  bzw.  $G_{th}(\phi)$  ermittelt. Dabei steht die gemischte Beanspruchung, d.h. eine Kombination aus Scher- und Zugbelastung im Vordergrund, deren Verhältnis der Phasenwinkel  $\phi$  beschreibt. Im Weiteren wird der Einfluss von Temperatur und Feuchte auf das Bruchkriterium untersucht.

Die Beschreibung der Glaslotstabilität erfolgt über einen bruchmechanischen Ansatz, welcher geometrieunabhängige Materialparameter liefert. Dazu werden geeignete Prüfverfahren wie Mikrochevrontest, Klingeneinschubtest und Biegeversuch weiter- bzw. neuentwickelt. Das experimentelle Vorgehen und die dazugehörigen Simulationen sind ausführlich beschrieben.

Im Ergebnis der Arbeit wird gezeigt, dass eine zusätzlich eingebrachte Scherbelastung grundsätzlich mit einer Abnahme der Glaslotstabilität einhergeht. Diese Beobachtung hängt eng mit dem belastungsabhängigen Bruchmechanismus der Bondschicht zusammen. Bei geringen Scherbelastungen kommt es zum Rissverlauf in der Bondschicht, während bei erhöhter Scherbelastung ein Grenzflächenversagen vorherrscht. Für spröde Klebeschichten existiert bereits eine Theorie nach [26], welche auf Grundlage der Bruchmechanik die unterschiedlichen Versagensmechanismen erklärt und sehr gut auf den Glaslot-Silizium-Verbund angewandt werden kann. Die Bruchmechanismen sind demnach im Grunde auf die Fehlanpassung der beiden Materialien und die Eigenspannungen in der Bondschicht zurückzuführen.

Ein Temperaturanstieg hat ebenfalls eine Abnahme der Bruchzähigkeit zur Folge. Beim spontanen Versagen der Bondschicht im Mikrochevrontest wurde festgestellt, dass bei äußerer Mode-I-Belastung ebenfalls ein enger Zusammenhang mit der Rissmorphologie besteht. Der Rissverlauf wechselt aufgrund der sich ändernden Eigenspannungen vom alternierenden zum gerade durch die Bondschicht verlaufenden Riss. Damit geht eine abrupte Abnahme der kritischen Energiefreisetzungsrates ein-

her. Beim Versagen der Grenzfläche wird dagegen ein geringerer und kontinuierlicher Abfall des kritischen Risswiderstands mit der Temperatur beobachtet.

Eine Erhöhung der Luftfeuchte verringert den Grenzwert des Risswachstums  $G_{th}$ , wirkt aber auch stabilisierend auf die Risspitze. Die Beobachtungen zeigen, dass ein geöffneter Riss nach Feuchteeinwirkung höhere Belastungen  $G_{th,Arrest}$  tragen kann als  $G_{th}$ . Beim Vergleich mit den Literaturwerten fällt auf, dass im Falle des Glaslotes diese Risspitzenstabilisierung sehr deutlich ausgeprägt ist.

Diese experimentellen Ergebnisse werden unter verschiedenen Gesichtspunkten diskutiert und anhand von vereinfachten Modellen nachvollzogen. Daran anschließend erfolgt eine Ableitung der Konsequenzen für die Praxis. An einem Sensor aus der Praxis wird die Methode zur Stabilitätsbewertung von Glaslotverbindungen in mikromechanischen Sensoren exemplarisch überprüft.



# 1 Einleitung

## 1.1 Herausforderungen bei der Zuverlässigkeit von MEMS

Mikromechanische Komponenten (Micro Electro Mechanical Systems, MEMS) finden heute in sehr vielen Bereichen ihren Einsatz: In Fahrzeugen, Mobiltelefonen, Navigationssystemen, Spielkonsolen, Raumfahrt oder im Gesundheitswesen erfüllen sie unterschiedlichste Funktionen. Als Sensoren sind sie in der Lage Beschleunigungen, Drehraten, Drücke oder Geräusche zu detektieren. Sie können aber auch als Aktoren wirken, beispielsweise in Mikrospiegeln zur Bildprojektion. Ihre funktionalen Komponenten basieren zum größten Teil auf dem Material Silizium, welches durch verschiedene Abscheide- und Ätzprozesse strukturiert wird [28].

Abbildung 1 zeigt die Miniaturisierung eines Airbagsensors vom piezoresistiven Prinzip in den achtziger Jahren bis zum heutigen mikromechanischen Bauteil [23]. Besonders kompakte und flache Verpackungskonzepte werden in den letzten Jahren für Produkte am Verbrauchermarkt eingesetzt.

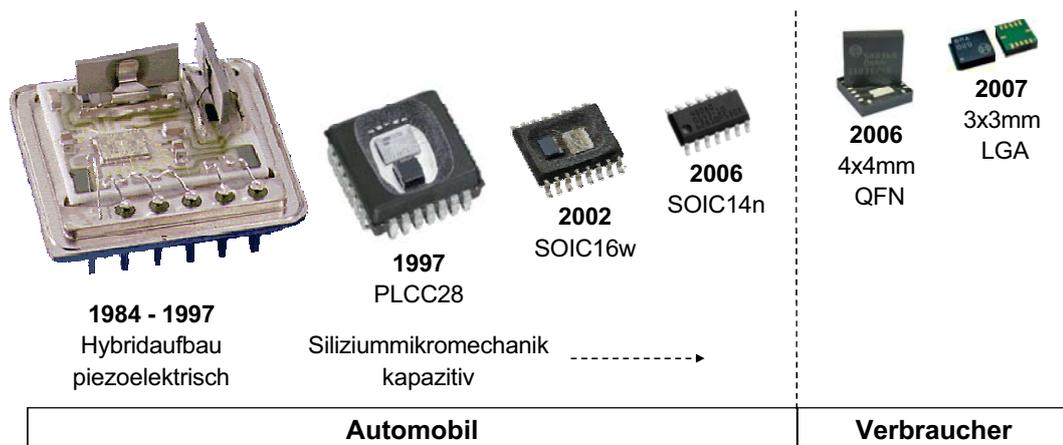


Abbildung 1: Generationen eines Beschleunigungssensors im Automobilbereich und im Vergleich dazu die noch stärker fortschreitende Miniaturisierung für den Einsatz der Sensoren im Verbrauchermarkt in Anlehnung an [23]. PLCC ... Plastic Leaded Chip Carrier, SOIC ... Small Outline Integrated Circuit, QFN ... Quad Flat No Leads (Anschlüsse an der Unterseite), LGA ... Land Grid Array (flache Kontaktflächen)

Aufgrund der unterschiedlichen Einsatzbereiche, die für MEMS in Frage kommen, sind die Anforderungen an Präzision, Zuverlässigkeit, Größe, Entwicklungszeiten und Kostenreduktion sehr unterschiedlich. Der Automobilsektor fordert geringe Ausfallraten im ppm-Bereich, während im Verbrauchersektor neben der Qualität und Zuverlässigkeit vor allem der Preis, die Größe und die Flexibilität des Herstellers bei der Lieferung hoher Stückzahlen innerhalb kürzester Zeit eine große Rolle spielen.

Eine Konsequenz der unterschiedlichen Anforderungen ist ein Spannungsfeld zwischen technologischem Fortschritt, Kostenreduktion und Zuverlässigkeit. Die Herstellung qualitativ hochwertiger Produkte ist mit dem zeitaufwendigen und kostspieligen Aufbau von fundamentalem Wissen über die möglichen Fehler- und Ausfallmechanismen verbunden. Auf der anderen Seite stehen der Trend zu immer kürzeren Produktentwicklungszeiten, zu höherer Komplexität der Systeme oder Outsourcing von Prozessen.

Die Weiterentwicklung von Bewertungsmethoden, die zum Entwurf neuer MEMS-Verpackungskonzepte eingesetzt werden können, sind Inhalt dieser Arbeit. Zwar sind Materialcharakterisierung und Finite-Elemente-Simulationen zunächst mit Kosten und Zeitaufwand verbunden, sie stellen jedoch unabdingbare Werkzeuge für eine geeignete Stabilitätsbewertung dar. Auf längere Sicht führt eine intensive Auseinandersetzung mit Zuverlässigkeitsaspekten zur Effizienzsteigerung bei der Produktentwicklung und bei der Klärung von Ausfällen.

## 1.2 Waferbonden mittels Glaslotzwischen-schicht

Abbildung 2 zeigt ein Beispiel für einen hybrid aufgebauten Drehratensensor. Die Glaslotbondschiicht verbindet die Sensorkappe mit dem Sensorwafer, welche beide aus Silizium bestehen. Damit wird innerhalb der Sensorkaverne ein definiertes Vakuum eingestellt. Bei hybrid aufgebauten Systemen sind die Halbleiterkomponenten (Sensor, ASIC) getrennt, was eine höhere Flexibilität bei den Aufbauvarianten ermöglicht. Das Glaslot ist ein Glas-Keramik-Verbund bestehend aus einer niedrigschmelzenden hochbleioxidhaltigen Glasmatrix und dem Füllstoff Cordierit. Die Zusammensetzung der Glaslotpaste ist Tabelle 8 im Anhang zu entnehmen.

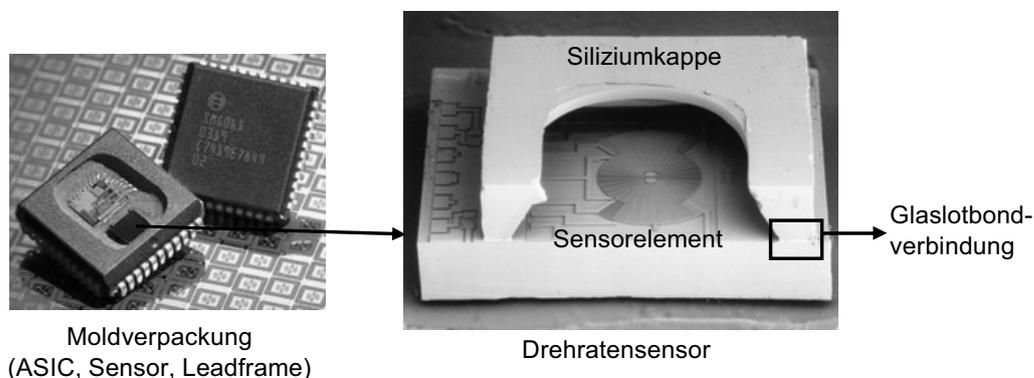


Abbildung 2: Beispiel für einen hybrid aufgebauten Drehratensensor: Das Gesamtsystem im Sensorgehäuse mit einem Drehratensensor als mikromechanische Struktur. Eine Glaslotbondschiicht verbindet Sensorkappe und Sensorwafer.



unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten kombiniert werden. Zusätzlich werden möglichst kleinbauende Verpackungskonzepte gefordert. In der Folge kommt es zu thermisch verursachten Dehnungsdifferenzen, die zur Deformation des Verbundes führen [28].

Zwischen den einzelnen Komponenten (ASIC, Sensoren, Leadframe) lassen sich im Designprozess unterschiedlichste Aufbauvarianten realisieren, welche unter verschiedensten Gesichtspunkten (Funktionalität, Preis, etc.) bewertet werden müssen. In Abbildung 4 sind die grundlegenden Fertigungsschritte eines gemoldeten Mikrosystems (vereinfacht ohne ASIC) schematisch dargestellt. Der durch den Bondprozess verkappte Sensorwafer wird gesägt und auf das sogenannte Leadframe aus Kupfer geklebt. Bonddrähte verbinden die einzelnen Komponenten miteinander. Zum Schutz vor Umwelteinflüssen, wie zum Beispiel Feuchte, wird das gesamte Bauteil im Moldprozess mit einer Polymermatrix umspritzt.

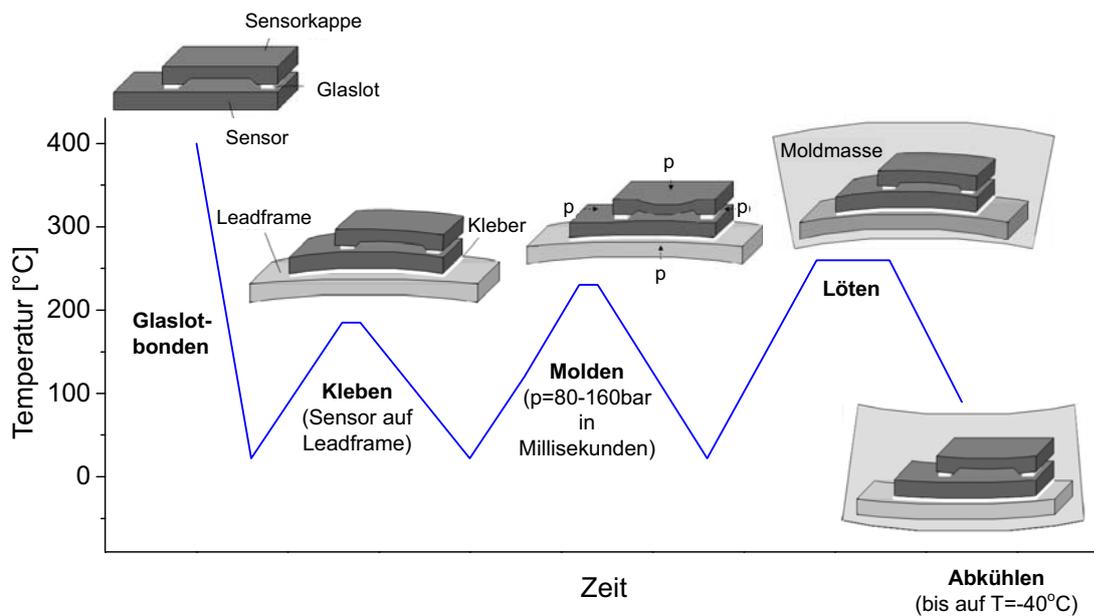


Abbildung 4: Die Prozessschritte bei der Verpackung eines Sensors im Moldgehäuse. Während der Herstellung kommt es zu prozessbedingten Deformationen, beispielsweise durch den Druckaufbau beim Molden. Die unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien führen außerdem zu thermomechanisch induzierten Spannungen.

Schon nach den ersten Klebverfahren kann es aufgrund der Temperaturdifferenzen und der unterschiedlichen Ausdehnung der Materialien zu einer Verbiegung des Systems kommen, wie Abbildung 4 schematisch zeigt. Während des Moldens treten kurzzeitig hohe Drücke von bis zu 160 bar auf. Alle nachfolgenden Schritte wie Löten oder Abkühlung auf bis zu -40 °C sind ebenso mit Deformationen verbunden. Bei den Deformationen, die während der Verpackungsprozesse beobachtet werden, handelt

es sich oft um dreidimensionale Verbiegungen des Systems. Damit werden sowohl Zug- als auch Scherspannungen in die zu betrachtende Bondschicht eingebracht.

Eigenspannungen aufgrund von Deformationen dürfen über eine bestimmte Zeitspanne bei den Einsatztemperaturen keinen schädigenden Einfluss auf das System haben. In dieser Arbeit steht die mögliche Schädigung der Glaslotbondschiicht zwischen Sensor und Kappe im Blickpunkt. Aufgrund der herstellungsbedingten Materialdefekte und der vorhandenen Zugeigenspannungen in der Bondschiicht, bildet der Glaslot-Silizium-Verbund eine potentielle Schwachstelle unter dem Einfluss mechanischer Belastung.

## 1.4 Fragestellung und Zielsetzung der Arbeit

Eine exakte Charakterisierung der Stabilität von Waferbondverbindungen ist für die Mikromechanik von essentieller Bedeutung: Einerseits für die Bereitstellung zuverlässiger Bondprozesse und andererseits für den Entwurf von neuen Sensordesigns. Damit läuft die Zuverlässigkeitsanalyse immer parallel zu den Entwicklungsprozessen [47].

Die einzusetzenden Prüfverfahren richten sich in erster Linie nach der Zielsetzung. Bei der Prozessentwicklung steht eine möglichst schnelle Charakterisierung mit hohem Probendurchsatz im Vordergrund. Die relative Vergleichbarkeit von gebondeten Teststrukturen ist hier meist ausreichend, so dass auf einfache Abscher- oder Abzugsversuche zurückgegriffen werden kann. Beim Glaslotbonds handelt es sich um einen entwickelten Standardprozess. Ziel dieser Arbeit ist die Bereitstellung von Stabilitätskriterien und Simulationsmethoden für die Bewertung verschiedener Aufbauvarianten.

Das prinzipielle Vorgehen der Arbeit ist in Abbildung 5 dargestellt. Der experimentelle Teil beinhaltet den Entwurf geeigneter Teststrukturen und die Entwicklung von Prüfverfahren für eine bruchmechanische Charakterisierung der Bondverbindung. Dabei spielt insbesondere die Aufstellung von Stabilitätskriterien bei gemischter Beanspruchung (Zug- und Scherbelastung) eine Rolle. Die FE-Simulation liefert an dieser Stelle ihren Beitrag bei der Auswertung der Teststrukturen. Die aufgestellten Bruchkriterien sind geometrieunabhängige bruchmechanische Materialparameter, welche anhand von Grenzmustern in der Praxis beispielhaft validiert werden. Sie stellen die Datenbasis für die Stabilitätsbewertung bei der Designoptimierung dar.

Eine erfolgreiche Designoptimierung setzt zudem ein gutes Verständnis des Einflusses der Mikrostruktur und der Eigenspannungen in der Bondschiicht auf deren Versagen voraus. In diesem Zusammenhang ist das charakteristische Risswachstums-

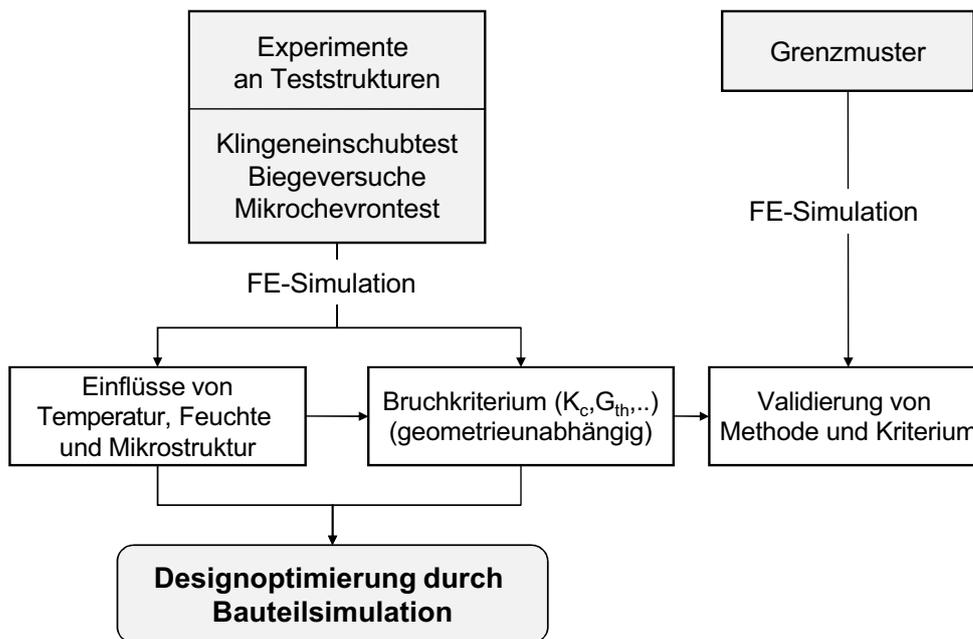


Abbildung 5: Herangehensweise bei der Stabilitätsanalyse von Bondverbindungen

verhalten des Glaslotes zu erklären. In der vorangegangenen Arbeit [29] wurden dazu verschiedene Hypothesen aufgestellt, welche hier erneut diskutiert werden sollen. In Hinblick auf die Alterung des Glaslotes durch Temperatur- und Feuchteinflüsse soll die vorhandene Datenbasis erweitert werden. Es sind Erklärungen für die durch Umwelteinflüsse bedingte Veränderung der Glaslotstabilität zu finden.

Das Kapitel 2 befasst sich mit der Theorie der bruchmechanischen Stabilitätsbewertung, wobei insbesondere die Grundlagen zur Analyse der spröden Bondschicht im Vordergrund stehen. Da im Zusammenhang mit der Glaslotstabilität schon einige Vorarbeiten gelaufen sind, wird der Stand des Wissens in Kapitel 3 zusammenfassend behandelt. Den Methoden zur Stabilitätsanalyse ist in dieser Arbeit das Kapitel 4 gewidmet. Es befasst sich mit der Theorie zur FE-Simulation und gibt ausführliche Erläuterungen zu den weiter- bzw. neuentwickelten Prüfverfahren. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der durchgeführten Experimente beschrieben. Daran anschließend erfolgt in Kapitel 6 eine Diskussion der eingesetzten Methoden, die Erklärung von Zusammenhängen zwischen Mikrostruktur und Bruchkriterium, die Validierung der Ergebnisse an einem Beispielmmodell und eine Erläuterung der Konsequenzen für die Praxis.

## 2 Theoretische Grundlagen zur Stabilitätsbewertung

### 2.1 Bruchmechanischer Ansatz: Risse in Bauteilen

Kein Werkstoff ist defektfrei. An Rissen und anderen Defekten kommt es zu einer Spannungsüberhöhung, weshalb die theoretische Festigkeit eines Materials oft weit über den in der Praxis gemessenen Werten liegt. Die Bruchmechanik befasst sich mit der Ausbreitung bereits vorhandener Risse in Bauteilen. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich bei Beanspruchung eines Bauteils ein kleiner Anriss bildet, ist hoch. Oft treten an Kerben Spannungsüberhöhungen auf, die eine Rissinitiierung bewirken können. Außerdem ist herstellungsbedingt mit Materialdefekten zu rechnen, welche entweder in Form von Initialrissen vorliegen oder ebenfalls eine Rissbildung begünstigen.

Im Vergleich zur Spannungsanalyse geht beim bruchmechanischen Ansatz zusätzlich die Annahme definierter Rissgeometrien in die Auslegung von Bauteilen ein, womit die Aussagefähigkeit in vielen Fällen erhöht wird. Die Bruchzähigkeiten charakterisieren den kritischen Belastungszustand an der Risspitze im Fall des Versagens und stellen Materialparameter dar, die – im Gegensatz zu den Spannungen – unabhängig von Geometrie des Bauteils und der Vernetzung des FE-Modells sind. Weiterhin läßt sich mit Hilfe von bruchmechanischen Größen die Grenzflächenstabilität zwischen zwei Materialien physikalisch exakt beschreiben. Daher eignet sich die Bruchmechanik zur Beschreibung der Stabilität von Bondverbindungen [6, 19, 29, 87].

Die Belastung an der Risspitze kann in drei superponierbare Anteile zerlegt werden, die in Abbildung 6 dargestellt sind. Im Mode-I erfolgt die Belastung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, Mode-II beschreibt eine Längs- und Mode-III eine Querschering der Rissflächen.

Es existieren verschiedene Modelle für die Abhängigkeit des Bruchkriteriums von der Belastungsart in Keramiken [65]. Letztendlich kann jedoch nur eine eingehende

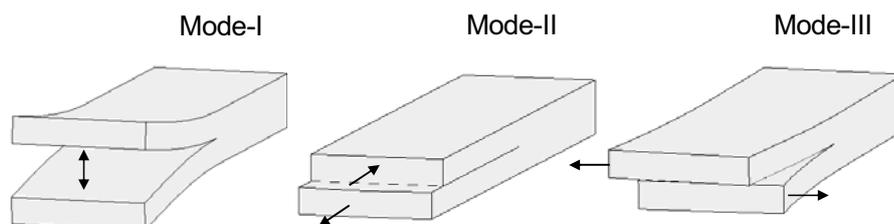


Abbildung 6: Die drei Rissöffnungsarten: Mode-I (einfache Rissöffnung), Mode-II (Längsscherung), Mode-III (Querschering).

experimentelle Untersuchung des jeweiligen Materials bzw. Materialverbundes die Zusammenhänge beschreiben. Für Werkstoffpaarungen, wie zum Beispiel bei Bondverbindungen, Verbundmaterialien oder Klebeverbindungen, kommen zusätzliche Einflussfaktoren wie das mechanische Verhalten der Grenzflächen und die Fehlanpassung der Materialien hinzu.

## 2.2 Bruchmechanische Parameter

In dieser Arbeit werden zwei bruchmechanische Größen verwendet, mit denen die Belastung an der Rissfront beschrieben werden kann: der Spannungsintensitätsfaktor  $K$  und die Energiefreisetzungsrate  $G$  [3]. Da Silizium und Glaslot zu den spröden Materialien zählen, kann in dieser Arbeit mit den Annahmen der linear elastischen Bruchmechanik gearbeitet werden.

### 2.2.1 Spannungsintensitätsfaktor

In unmittelbarer Umgebung vor der Risspitze steigen die Spannungen singulär an, wie Abbildung 7a schematisch zeigt. Es gilt  $\sigma_{ij} \sim r^{-1/2}$ . An der Risspitze ergeben sich theoretisch unendlich hohe Spannungen, die nicht mehr zur Bewertung herangezogen werden können. Als Belastungsgröße werden die Spannungsintensitätsfaktoren (SIF) für die drei Rissöffnungsarten  $K_i$  eingeführt. Sie beschreiben den Anstieg der Spannungen in der Umgebung der Risspitze. Für die beiden ersten Rissöffnungsarten (bei Belastung in der  $xy$ -Ebene,  $i = \text{I, II}$ ) besteht zwischen den Spannungen  $\sigma_{ij}$  und den SIF folgender Zusammenhang:

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \frac{K_i}{\sqrt{2\pi r}} \begin{pmatrix} f_{xx}^i(\theta) \\ f_{yy}^i(\theta) \\ f_{xy}^i(\theta) \end{pmatrix} \quad (1)$$

Die Winkelfunktionen  $f_n^i(\theta)$  sind beispielsweise in [54] angegeben. Bei linear elastischem und isotropem Materialverhalten können die SIF auch über die Verschiebungen hinter der Risspitze ermittelt werden, wie in Abschnitt 4.1.1 gezeigt.

Die „Belastbarkeit“ des Risses wird über die Bruchzähigkeit  $K_{ic}$  beschrieben. D.h. spontanes Versagen des Materials tritt auf, wenn die Bedingung

$$K_i \geq K_{ic} \quad (2)$$

erfüllt ist.  $K$  ist proportional zur angelegten Last  $\sigma_{appl}$  und kann folgendermaßen

ausgedrückt werden:

$$K_i = \sigma_{\text{appl}} \sqrt{\pi a} Y \left( \frac{a}{w} \right) \quad (3)$$

worin  $w$  normalerweise die Länge zwischen Lastangriffspunkt und Probenende darstellt. Damit ist  $w$  abhängig von der Proben- oder Bauteilgeometrie und in entsprechenden Normen oder der Literatur genauer definiert. Die Geometriefunktion  $Y$  muss in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$  für die meisten Anwendungsfälle numerisch bestimmt werden. Dazu werden die Bruchparameter  $K$  oder  $G$  für verschiedene Rissgrößen auf die äußere angelegte Last – und gegebenenfalls auch auf die Risslänge – normiert. Die Normierung ist in der Literatur nicht einheitlich geregelt und auch nicht immer notwendig. Sie ist zum Beispiel dann sinnvoll, wenn verschiedene FE-Rechnungen an geometrisch gleichen Testproben verglichen werden sollen. Die hier verwendeten Geometriefunktionen sind an den relevanten Stellen der Arbeit definiert. In einigen Fällen ist es sinnvoll, die Normierung lediglich für die von außen angelegte Last vorzunehmen.

### 2.2.2 Energiefreisetzungsrate

Die Energiefreisetzungsrate basiert auf dem Energieerhaltungssatz. Rissbildung oder Rissfortschritt sind nur möglich, wenn die Gesamtenergie des Systems um  $dU_T$  abnimmt oder konstant bleibt [32]. Diese ist die Summe aus der Verzerrungsenergie  $U_E$  durch sowohl intern (z.B. Eigenspannungen) als auch extern eingebrachte Lasten und der Arbeit  $W$  zur Generierung der Rissflächen  $A_{\text{Riss}}$ , wie in Abbildung 7b schematisch dargestellt [74]:

$$U_T = U_E + W = U_E + (\gamma_1 + \gamma_2)(A_{\text{gesamt}} - A_{\text{Bond}}) + \gamma_{12}A_{\text{Bond}} \quad (4)$$

$$A_{\text{gesamt}} = A_{\text{Bond}} + A_{\text{Riss}} \quad (5)$$

In einem homogenen Material werden bei Rissfortschritt die Rissflächen mit den Oberflächenenergien  $\gamma_1 = \gamma_2$  erzeugt. Im Falle einer Bondverbindung muss die Grenzflächenenergie der intakten Bondfläche  $\gamma_{12}$  berücksichtigt werden. Rissfortschritt findet statt, wenn die Gesamtenergie des Systems  $U_T$  minimiert wird, d.h.:

$$\frac{dU_T}{dA_{\text{Bond}}} = \frac{dU_E}{dA_{\text{Bond}}} + \frac{dW}{dA_{\text{Bond}}} = 0 \quad (6)$$

Die Differenziation der Gleichung (4) nach  $dA_{\text{Bond}}$  ergibt:

$$\frac{dU_T}{dA_{\text{Bond}}} = \frac{dU_E}{dA_{\text{Bond}}} - \gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_{12} = 0 \quad (7)$$

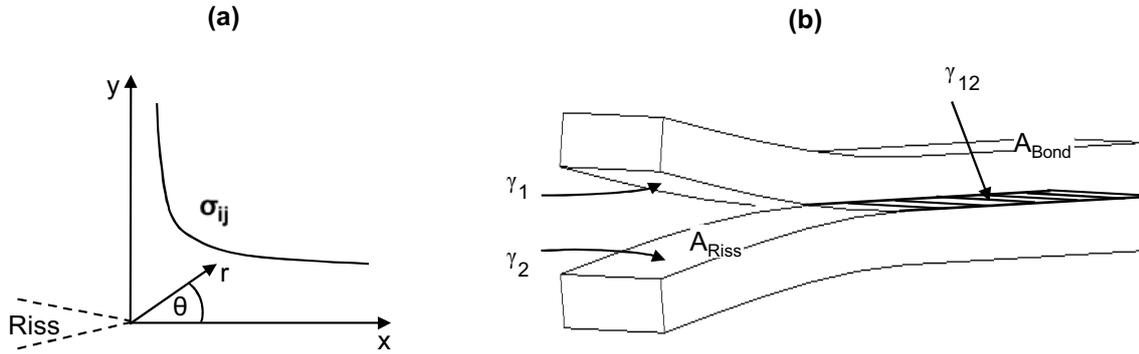


Abbildung 7: (a) Die Spannungsintensitätsfaktoren sind ein Maß für den Anstieg der Spannungen vor der Rissspitze (b) Schema zu den Energieverhältnissen (Ober- und Grenzflächenenergien) an einer Bondverbindung mit eingebrachtem Riss zur Erläuterung der Energiefreisetzungsrates [74]

und damit ist im Gleichgewicht:

$$-\frac{dU_E}{dA_{\text{Bond}}} = \frac{dW}{dA_{\text{Bond}}} = -\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_{12} = G_c \quad (8)$$

Die Energiefreisetzungsrates  $G$  stellt die Änderung der Verzerrungsenergie bezogen auf die Änderung der Bondfläche dar und ist abhängig von der Geometrie des Bauteils, den elastischen Eigenschaften der Materialien und der Belastungssituation. Das Kriterium für den Rissfortschritt ist erfüllt, wenn der kritische Wert  $G_c$  überschritten wird:

$$G > G_c \quad (9)$$

Die kritische Energiefreisetzungsrates oder Bruchzähigkeit  $G_c$  ist charakteristisch für das Material oder eine Grenzfläche. In Abschnitt 4.1.1 werden die FE-Methoden zur Ermittlung von  $G$  behandelt.

### 2.2.3 Gemischte Belastung an der Rissspitze

In der Praxis tritt oft eine gemischte Beanspruchung auf, die in diesem Abschnitt für den isotropen Fall beschrieben werden soll. Dabei überlagern sich die in Abbildung 6 dargestellten Rissöffnungsmoden, wobei für die hier betrachteten Fälle meist eine Überlagerung der Rissöffnungsart I und II erfolgt. Der Phasenwinkel  $\phi$  beschreibt im isotropen Material den Anteil von Scher- und Zugbelastung:

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{K_{\text{II}}}{K_{\text{I}}} \right) \quad \text{bzw.} \quad \phi = \tan^{-1} \sqrt{\frac{G_{\text{II}}}{G_{\text{I}}}} \quad (10)$$

Die einzelnen Komponenten der Energiefreisetzungsraten lassen sich, im Gegensatz zu den Spannungsintensitätsfaktoren, addieren:

$$G = G_{\text{I}} + G_{\text{II}} = \frac{K_{\text{I}}^2 + K_{\text{II}}^2}{\bar{E}} \quad (11)$$

Für den ebenen Spannungszustand (ESZ) gilt  $\bar{E} = E$  und für den ebenen Dehnungszustand (EDZ) ist  $\bar{E} = E/(1 - \nu^2)$ . Zuverlässigkeitsbetrachtungen müssen den Belastungszustand an der Rissspitze berücksichtigen, da dieser Einfluss auf die Bruchmechanismen und damit auch auf das Bruchkriterium  $G_c(\phi)$  haben kann.

### 2.3 Grenzflächenrisse

Die unterschiedlichen Versagensmechanismen von Bondverbindungen (Abschnitt 2.4) bedingen, dass der Riss entweder teilweise oder vollständig in der Grenzfläche zwischen Verbund- und Substratmaterial verläuft. Grenzflächenrisse gelten in der Bruchmechanik immer als Sonderfall. Die Fehlanpassung der elastischen Eigenschaften an der Grenzfläche der Materialien 1 und 2 wird durch die Dundurs-Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  beschrieben [21, 36]:

$$\alpha = \frac{\mu_1(\kappa_2 + 1) - \mu_2(\kappa_1 + 1)}{\mu_1(\kappa_2 + 1) + \mu_2(\kappa_1 + 1)} \quad (12)$$

$$\beta = \frac{\mu_1(\kappa_2 - 1) - \mu_2(\kappa_1 - 1)}{\mu_1(\kappa_2 + 1) + \mu_2(\kappa_1 + 1)} \quad (13)$$

worin  $\mu$  der Schubmodul ist. Außerdem gilt  $\kappa = 3 - 4\nu$  für den EDZ und  $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$  für den ESZ. Ein weiterer Parameter, welcher in diesem Zusammenhang oft auftritt, ist der Oszillationsindex  $\epsilon$ :

$$\epsilon = \frac{1}{2\pi} \ln \left( \frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right) \quad (14)$$

Die Materialeigenschaften und Dundurs-Parameter für den Glaslot-Silizium-Verbund finden sich in Tabelle 9 im Anhang. Der Unterschied zwischen dem EDZ und dem ESZ ist dabei vernachlässigbar.

Die Spannungsintensitätsfaktoren sind in der obigen Form ausschließlich im isotropen homogenen Material definiert. Das Spannungsfeld nahe einer Rissspitze, die in der Grenzfläche zwischen zwei Materialien liegt, ist wesentlich komplizierter zu beschreiben. Nach Rice [63] werden dazu komplexe Spannungsintensitätsfaktoren der Form

$$K = K_1 + iK_2 \quad (15)$$

benötigt. Dabei ist die herkömmliche Unterscheidung zwischen den Rissöffnungsarten I und II (Abbildung 6) nicht möglich. Beide Moden sind in  $K_1$  als auch  $K_2$  enthalten und damit nicht trennbar [33]. Dies ist auf die oszillierende Singularität an der Risspitze zurückzuführen. Eine Ausnahme bilden Materialkombinationen, bei denen  $\beta$  und  $\epsilon$  etwa Null betragen. Hier kann die Beschreibung wie im isotropen Material erfolgen [67]. Ansonsten wird zur Definition der gemischten Beanspruchung an der Grenzfläche das Verhältnis zwischen Scher- und Normalspannung im Abstand  $l$  von der Risspitze herangezogen. Der Phasenwinkel  $\psi$  an der Grenzfläche berechnet sich nach [63]:

$$\psi = \tan^{-1} \left( \frac{K_2 l^{i\epsilon}}{K_1 l^{i\epsilon}} \right) \quad (16)$$

Der Parameter  $l$  ist physikalisch nicht vorbestimmt. Er muss deshalb immer mit angegeben werden. Die Umrechnung der Phasenwinkel für verschiedene  $l$  erfolgt über die Beziehung  $\psi_2 - \psi_1 = \epsilon \ln(l_2/l_1)$  [36].

Suo und Hutchinson [70] vergleichen die komplexen SIF  $K_1$  und  $K_2$ , die an Proben mit einer sehr dünnen Klebeschicht ermittelt werden, mit den SIF  $K_I$  und  $K_{II}$ , die sich bei Vernachlässigung der dünnen Zwischenschicht ergeben. Daraus ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem eigentlichen Phasenwinkel  $\psi$  an der Grenzfläche und  $\phi$  bei Verlauf des Risses im homogenen Material:

$$\psi = \phi + \Omega(\alpha, \beta) \quad (17)$$

$\Omega$  ist für verschiedene Kombinationen von  $\alpha$  und  $\beta$  tabelliert [70] und beträgt im Falle des Glaslot-Silizium-Verbundes etwa  $-6^\circ$ .

In dieser Arbeit wird die Glaslotzwischen-schicht, wie in der vorangegangenen Arbeit [29], immer mit berechnet, wenn nicht anders vermerkt. Dies ermöglicht zum Beispiel die Evaluierung von Eigenspannungen. Der Phasenwinkel  $\phi$  wird dann aus einem gerade durch die Bondschicht verlaufenden Riss aus den SIF  $K_I$  und  $K_{II}$  bestimmt.

Im Gegensatz zu den SIF ist die Energiefreisetzungsrate  $G$  auch für Grenzflächenrisse gültig, da sie im Grunde auf den Energieerhaltungssatz zurückgeht. Die Summe der Energiefreisetzungs-raten  $G_I$ ,  $G_{II}$  und  $G_{III}$ , welche an der Grenzfläche mit Hilfe der virtuellen Riss-schließungsmethode (Abschnitt 4.1.1.2) ermittelt werden können, ist sowohl an der Grenzfläche als auch im homogenen Material definiert. Im Falle des Grenzflächenrisses sind  $G_I$  und  $G_{II}$  jedoch – wie im Falle der komplexen SIF – nicht unabhängig voneinander. Deshalb ist eine Beschreibung der gemischten Beanspruchung nach Gleichung (10) mit diesen beiden Größen nicht möglich [69].

## 2.4 Risspfad durch eine spröde Klebeschicht

Das Versagen einer spröden Klebeschicht ist durch einen charakteristischen Rissverlauf gekennzeichnet. Eine Einteilung experimentell beobachteter Risspfade nach [1] ist in Abbildung 8 dargestellt. Der Versagensmechanismus, welcher das Bruchkriterium  $G_c(\phi)$  entscheidend beeinflusst, ist hauptsächlich abhängig von:

- der aufgetragenen äußeren Belastung und der Probengeometrie,
- den intrinsischen thermomechanischen Spannungen,
- den Dundurs-Parametern,
- der Grenzflächenstabilität,
- und der Bondschichtdicke.

Im Rahmen der Zuverlässigkeitsbetrachtungen ist es notwendig, den Zusammenhang zwischen diesen Einflussfaktoren und dem Risspfad so exakt wie möglich zu beschreiben. Anhand der Informationen lässt sich die Qualität der Bondverbindung gezielt verbessern.

Eine Modellierung des exakten Rissverlaufs ist in der ingenieurtechnischen Anwendung nicht möglich, jedoch in den meisten Fällen auch nicht nötig. Das Bruchkriterium  $G_c(\phi)$  ist damit eine makroskopische effektive Funktion, die der Belastung entspricht, welche bei der auftretenden Rissmorphologie auf einen mittig, geradlinig durch die Bondschicht verlaufenden Riss wirken würde.

Der Rissfortschritt erfolgt normalerweise am besten in der Rissöffnungsart I und es ist experimentell vielfach nachgewiesen, dass in isotropen spröden Materialien die Wahl des Risspfades nach der Bedingung  $K_{II} = 0$  erfolgt [67].

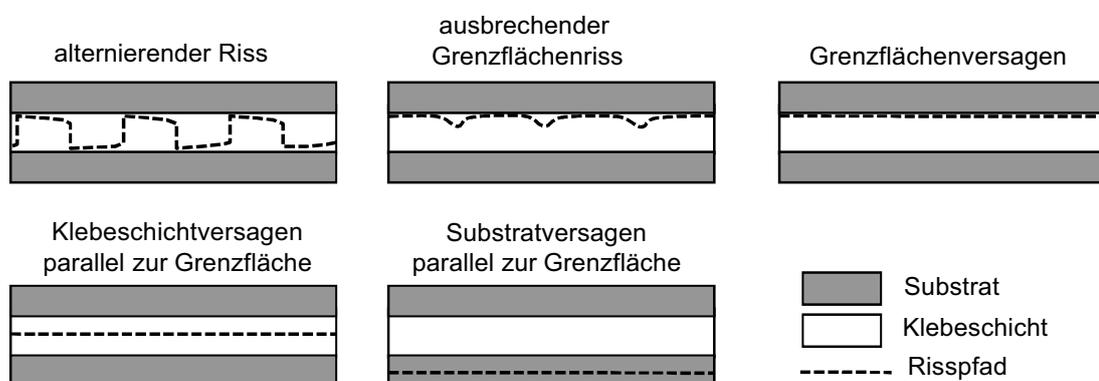


Abbildung 8: Versagensmechanismen in spröden Klebeschichten nach [1]

Die Theorie zur Einteilung der Risspfade durch eine spröde Zwischenschicht beruht auf der gleichen Annahme  $K_{II} = 0$ , ist jedoch aufgrund der elastischen Fehlanpassung der Materialien und der Eigenspannungen, die berücksichtigt werden müssen, wesentlich komplizierter. Die theoretische Einteilung der Risspfade wurde von Fleck [2, 26] entwickelt. Das dort betrachtete Problem ist in Abbildung 9a dargestellt. Die Bondschicht befindet sich zwischen zwei Substraten und besitzt eine Höhe  $H$ , die sehr gering im Vergleich zu allen anderen Dimensionen in der Ebene ist. Alle Materialien sind isotrop, homogen und elastisch mit den entsprechenden mechanischen Eigenschaften  $\mu, \nu$ . Der gerade Riss liegt im Abstand  $c$  von der unteren Grenzfläche entfernt.

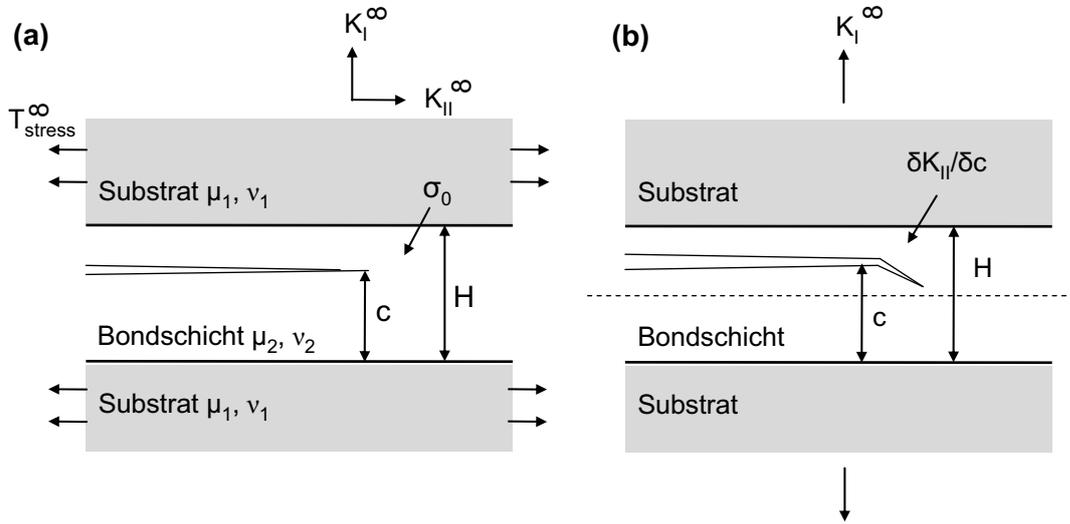


Abbildung 9: (a) Wichtige Größen zur Erklärung des Rissverlaufs in einer spröden Zwischenschicht nach der Theorie von [26]: SIF bei Vernachlässigung der Zwischenschicht  $K_I^\infty, K_{II}^\infty$ , Schubmoduli  $\mu$  und Querkontraktionszahlen  $\nu$  zur Beschreibung der elastischen Fehlanpassung zwischen den Materialien, Eigenspannungen in der Bondschicht  $\sigma_0$ , T-Stress-Term  $T_{\text{stress}}^\infty$  (b) Für eine äußere Mode-I-Belastung ( $K_{II}^\infty = 0$ ) bewegt sich ein Riss zur Mitte der Bondschicht, wenn  $K_{II} > 0$  und damit  $\delta K_{II} / \delta c > 0$

Eine wichtige Größe bei Betrachtungen zum Rissverlauf ist der sogenannte T-Stress-Term  $T_{\text{stress}}$ , welcher parallel zur Rissebene auftritt. Er berechnet sich nach:

$$T_{\text{stress}} = \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} T_{\text{stress}}^\infty + \sigma_0 + c_1 \frac{K_I^\infty}{\sqrt{H}} + c_2 \frac{K_{II}^\infty}{\sqrt{H}} \quad (18)$$

worin  $c_1$  und  $c_2$  dimensionslose, von  $c/H$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  abhängige Funktionen sind, die in [26] berechnet und tabelliert sind. Unter Einbezug des T-Stress-Terms  $T_{\text{stress}}$  lautet

die Gleichung (1) allgemeiner:

$$\sigma_{ij} = \frac{K_I}{\sqrt{(2\pi r)}} \sigma_{ij}^I(\theta) + \frac{K_{II}}{\sqrt{(2\pi r)}} \sigma_{ij}^{II} + T_{\text{stress}} \delta_{i1} \delta_{j1} \quad (19)$$

worin  $\delta_{ij}$  das Kronecker delta ist.

Bei der Diskussion des Rissverlaufs müssen vier unabhängige Lasten  $K_I^\infty$ ,  $K_{II}^\infty$ ,  $T_{\text{stress}}^\infty$  und  $\sigma_0$  betrachtet werden.  $K_I^\infty$ ,  $K_{II}^\infty$  und  $T_{\text{stress}}^\infty$  sind die Lasten an der Rissspitze bei Vernachlässigung der Bondschicht und  $K_I$ ,  $K_{II}$  und  $T_{\text{stress}}$  bei Berücksichtigung der Bondschicht. Eigenspannungen  $\sigma_0$  existieren beispielsweise aufgrund von Unterschieden in den Ausdehnungskoeffizienten der beiden Materialien. Nach [16] ist die Richtung des Risses stabil, wenn für die parallel zur Rissebene auftretenden Spannungen  $T_{\text{stress}} < 0$  (Druckspannungen) gilt und instabil, wenn  $T_{\text{stress}} > 0$  (Zugspannungen) ist. Eine notwendige Voraussetzung für einen gerade durch die Bondschicht verlaufenden Riss ist, dass ein gerader Risspfad mit  $K_{II} = 0$  und  $T_{\text{stress}} < 0$  existiert. Eine weitere wichtige Beziehung, die über den Verlauf des Risses entscheidet, ist  $\delta K_{II}/\delta c$ . Sie wird im folgenden Abschnitt eingeführt.

#### 2.4.1 Externe Mode-I-Belastung

In Abbildung 9b wird eine äußere Mode-I-Belastung  $K_I^\infty$  ( $K_{II}^\infty=0$ ) angenommen. Der Ausdruck  $\delta K_{II}/\delta c > 0$  bedeutet, dass ein nicht entlang der Mittellinie laufender Riss zur Mitte der Bondschicht abknickt. Für  $\delta K_{II}/\delta c < 0$  läuft der Riss in Richtung Grenzfläche.

Interessant für die Risspfadanalyse ist, dass  $\delta K_{II}/\delta c$  nach Fleck [26] lediglich abhängig von den Dundurs-Parametern  $\alpha$  und  $\beta$  ist. In Abbildung 10 sind die entsprechenden Bereiche im  $\alpha, \beta$ -Raum dargestellt. Ebenso zeigt das Diagramm die Abhängigkeit für  $T_{\text{stress}}$  nach Gleichung 18, wobei der Einfluss der Eigenspannungen  $\sigma_0$  auf den T-Stress-Term im Kurvenverlauf vernachlässigt wird. In Abhängigkeit vom Vorzeichen der Größen  $T_{\text{stress}}$  und  $\delta K_{II}/\delta c$  ergibt sich die Einteilung der Risspfade wie in Abbildung 11 dargestellt.

Im Falle eines alternierenden Risses (Bereich B) wird der Riss aufgrund von  $\delta K_{II}/\delta c > 0$  regelmäßig zur Mittellinie gezogen. Die hohen Zugeigenspannungen in der Bondschicht bewirken, dass der Riss über die Mittellinie hinausgetrieben wird. Wenn  $T_{\text{stress}} > 0$  sehr groß wird, kann der Riss bis zur Grenzfläche gelangen. Wenn für eine solche Materialkombination  $T_{\text{stress}}$  aufgrund abnehmender Eigenspannungen kleiner als Null wird, ist ein gerade durch die Mitte der Bondschicht verlaufender Riss zu erwarten.

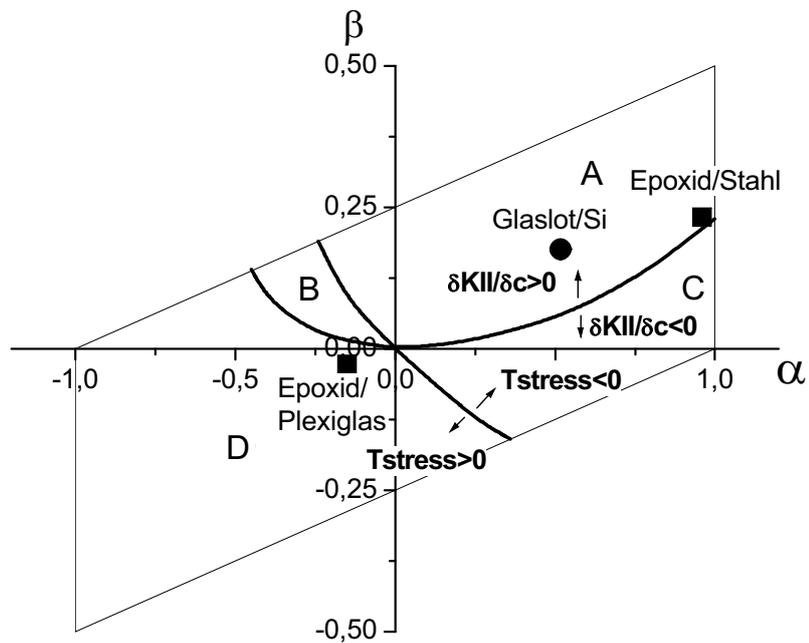


Abbildung 10: Risspfadselektion in Abhängigkeit von den Dundurs-Parametern  $\alpha$  und  $\beta$  für äußere Mode-I-Belastung nach [26]

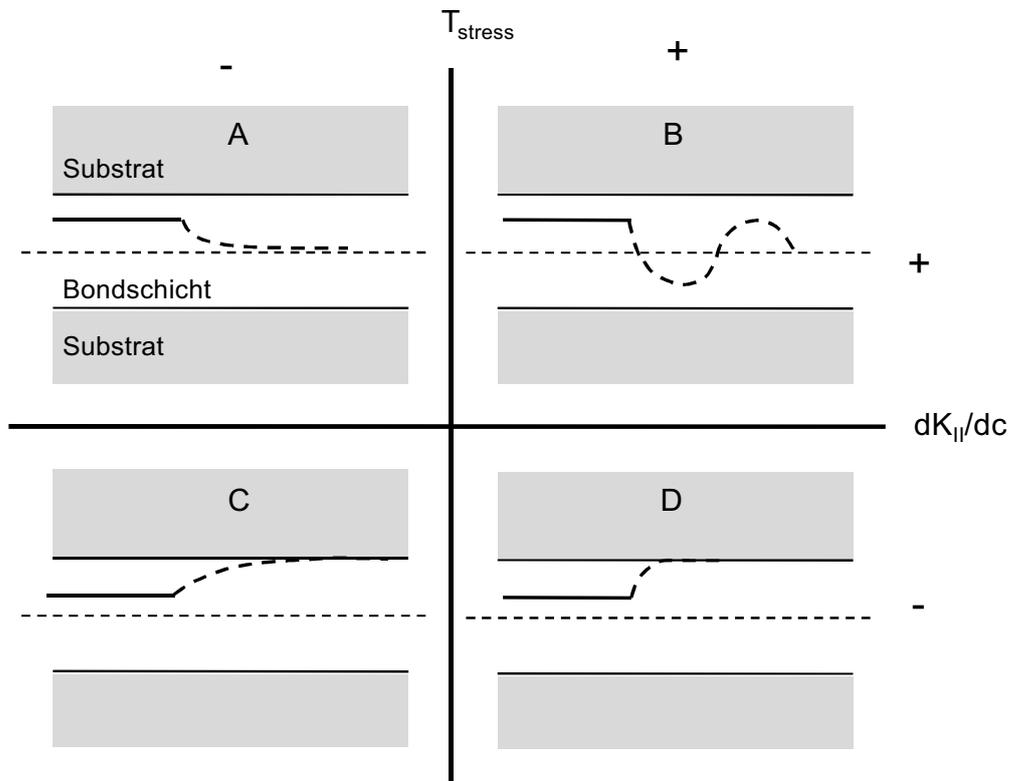


Abbildung 11: Die Risspfade bei äußerer Mode-I-Belastung sind abhängig vom Vorzeichen der Parameter  $T_{\text{stress}}$  und  $\delta K_{II}/\delta c$  nach [26]. A = gerader Risspfad in der Bondschicht, B = Schlangelriss, C = Grenzflächenriss oder grenzflächennaher Riss, D = Grenzflächenriss

### 2.4.2 Einfluss des Verhältnisses von Zug- zu Scherbelastung

Wenn eine äußere gemischte Belastung auftritt, muss der Riss entlang eines Pfades abseits der Mittellinie der Bondschicht verlaufen, damit  $K_{II} = 0$  gilt. Diese Bedingung kann nur aufgrund der elastischen Fehlanpassung zwischen Substrat und Verbundmaterial erfüllt werden. Fleck [26] gibt für eine äußere gemischte Belastung folgenden Zusammenhang an:

$$\tan\phi = -\frac{K_{II}^{\infty}}{K_I^{\infty}} = \tan\left(\epsilon \ln\left(\frac{H-c}{c}\right) + 2\left(\frac{c}{H} - \frac{1}{2}\right)(\phi_H(\alpha, \beta) + \omega(\alpha, \beta))\right) \quad (20)$$

womit die Position des Risses in der Bondschicht berechnet werden kann. Die Größen  $c$  und  $H$  sind in Abbildung 9 definiert und die Näherungsfunktion  $\phi_H(\alpha, \beta) + \omega(\alpha, \beta)$  in Fleck [26] tabelliert.

Wobei auch im Fall der äußeren gemischten Beanspruchung ein gerade durch die Bondschicht verlaufender Riss nur bei  $T_{\text{stress}} < 0$  existieren kann. Gleichung (20) beschreibt nur parallel zur Grenzfläche verlaufende Risspfade. Wenn genügend hohe Eigenspannungen  $\sigma_0$  vorliegen, kann es zu Abweichungen vom geradlinigen Verlauf kommen. Nach Abbildung 8 werden in der Praxis auch Risse beobachtet, welche in regelmäßigen Abständen in die Klebeschicht abknicken, einen kurzen Weg in dieser zurücklegen und anschließend wieder in der Grenzfläche verlaufen. Das Ausknicken eines Risses aus der Grenzfläche folgt nach [35] einem energetischen Kriterium. Dazu werden die Energiefreisetzungsraten im Material mit der geringeren Bruchzähigkeit  $G^S(\omega)$  in Abhängigkeit vom Ausknickwinkel  $\omega$  bestimmt. Das Maximum dieser Funktion  $G_{\text{max}}^S$ , die Energiefreisetzungsrate an der Grenzfläche  $G^i$ , sowie die kritischen Werte  $G_c^S$  und  $G_c^i$  müssen folgende Bedingung erfüllen, damit der Riss die Grenzfläche verlässt:

$$\frac{G_c^i}{G_c^S} > \frac{G^i}{G_{\text{max}}^S} \quad (21)$$

## 2.5 Unterkritisches Risswachstum bei Gläsern

Die Betrachtungen der vorangegangenen Abschnitte bezogen sich auf spontanes Risswachstum. Ein solches kritisches Versagen ist streng genommen nur im Vakuum oder bei kurzen Belastungszeiten gültig. In der Praxis wird oft ein zeitabhängiger Rissfortschritt, das sogenannte unterkritische Versagen eines Bauteils, beobachtet. Es beruht neben der mechanischen Belastung auf chemischen Prozessen an der Rissfront. Dabei ist zu beachten, dass prinzipiell nur Belastungen in der ersten Rissöffnungsart eine Diffusion von korrosivem Medium an die Rissfront zulassen.

Das unterkritische Risswachstum mit der Rissgeschwindigkeit  $v$  ist abhängig von den Bruchparametern  $G_I$  bzw.  $K_I$  [6]. Die für Gläser charakteristische  $v$ - $G$ -Abhängigkeit zeigt Abbildung 12. Charles und Hillig [11] entwickelten die Theorie zum unterkritischen Wachstum. Die Risswachstumscharakteristik ist stark abhängig von der chemischen Zusammensetzung des Glases. Wiederhorn [83, 85] ermittelte aus den experimentellen Daten verschiedener Gläser empirische Modelle, welche im folgenden vorgestellt werden sollen.

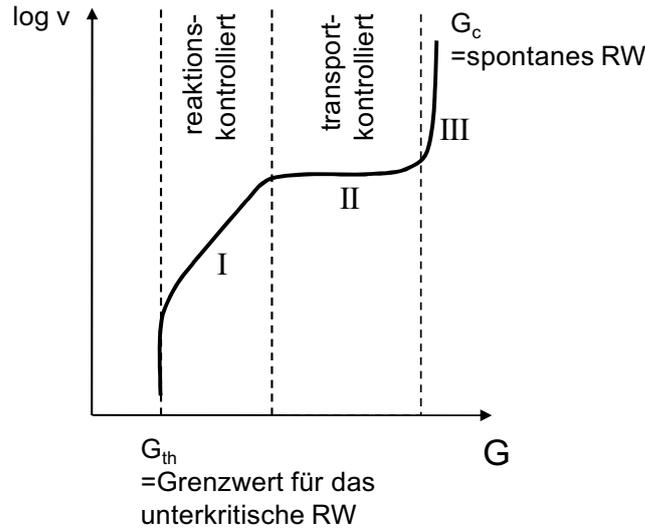


Abbildung 12: Typischer Verlauf der Rissgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Belastung  $G$  an der Risspitze im Falle eines Glases.

Das Risswachstum kann generell in drei Bereiche eingeteilt werden. Im Bereich III breitet sich der Riss mit sehr hohen Geschwindigkeiten aus. In diesem Bereich ist die mechanische Belastung allein ausreichend hoch um die Bindungen an der Rissfront aufzuspalten. Die notwendigen Energiefreisetzungsraten für solch spontanes dynamisches Risswachstum liegen oberhalb der kritischen Belastung  $G_c$ .

Bei sinkenden Belastungen an der Risspitze tritt im Bereich II ein Plateau der Wachstumsgeschwindigkeit auf. Die Geschwindigkeit des Risswachstums ist hier immer noch so hoch, dass die Zeit für den Transport des korrosiven Mediums zur Risspitze die Reaktionszeit zur Aufspaltung der mechanisch belasteten Bindungen an der Rissfront überschreitet. Der Transport des korrosiven Mediums zur Rissfront wirkt damit limitierend auf den Rissfortschritt und  $v$  ist nur von der Temperatur und der Konzentration des korrosiven Mediums abhängig [17]:

$$v_{II} = C_{II} \frac{p}{p_0} \exp\left(\frac{-Q_{II}}{RT}\right) \quad (22)$$

worin  $C_{II}$  in [m/s] ein Parameter,  $Q_{II}$  in [kJ/mol] die Transportaktivierungsenergie,  $R$

die allgemeine Gaskonstante,  $T$  die Temperatur,  $p_0 = 1,013 \cdot 10^5$  Pa der Normaldruck und  $p$  der Partialdruck des korrosiven Mediums sind.

Im Bereich I der Risswachstumskurve ist die Reaktionszeit an der Rissfront der limitierende Faktor für das Risswachstum. Die Risswachstumsgeschwindigkeit ist niedrig und bei hinreichend geringen Belastungen, am Schwellwert  $G_{th}$ , tritt kein Risswachstum mehr auf.  $G_{th}$  wird oft als „statische Ermüdungsgrenze“ bezeichnet. Die Risswachstumsgeschwindigkeit  $v$  ist in diesem Bereich auch abhängig von der Zugbelastung an der Rissspitze  $K_I$  [17]:

$$v_I = C_I \left( \frac{p}{p_0} \right)^q \exp \left( \frac{K_I b - Q_I}{RT} \right) \quad (23)$$

neben den oben genannten Größen ist  $C_I$  in [m/s] ein Parameter,  $Q_I$  in [kJ/mol] die Aktivierungsenergie und  $q$  die Ordnung der Korrosionsreaktion. Der Parameter  $b$  mit der Einheit [ $m^{\frac{5}{2}}/mol$ ] beschreibt die Bedingungen an der Rissspitze:

$$b = \frac{2V_a}{3\sqrt{\pi\rho}} \quad (24)$$

worin  $V_a$  das Aktivierungsvolumen und  $\rho$  der Rissspitzenradius sind.

### 3 Stand des Wissens zur Stabilität von Glaslotbondverbindungen

Dieser Arbeit gehen einige Veröffentlichungen zur Technologie als auch zur Zuverlässigkeit von Glaslotbondverbindungen voraus. Der für die folgenden Betrachtungen relevante Inhalt soll an dieser Stelle zusammenfassend behandelt werden.

Glaslotverbindungen werden seit mehr als zwei Jahrzehnten zur Verkappung von mikromechanischen Sensoren eingesetzt. Die technologischen Grundlagen für das Siliziumbonden mit bleioxidhaltigen Glasloten sind in den Arbeiten von Knechtel [40] und Wiemer [86] ausführlich beschrieben. Weitere Literaturstellen weisen auf Bondverbindungen mit anderen niedrigschmelzenden Glasloten wie  $B_2O_3/SiO_2$  [25] und  $Na_2O/SiO_2$  [57] hin.

Zuverlässigkeitsaspekte werden in [40] allerdings nur unzureichend mit Hilfe von Kappenabzugtests behandelt. Diese Qualitätstests spielen lediglich begleitend zur Prozessentwicklung eine Rolle. Die abgeleitete Aussage, wonach das Glaslot eine sehr gute Grenzflächenstabilität im Verbund mit dem Silizium zeige, ist mit diesen Prüfverfahren nur unzureichend nachgewiesen. Interessant ist die Tatsache, dass in [40] schon darauf hingewiesen wurde, dass die Lagerung der Proben bei erhöhter Luftfeuchte offensichtlich keinen negativen, tendenziell sogar positiven Effekt auf die Festigkeit der Glaslotverbindung habe.

Die Anwendung bruchmechanischer Methoden in der Mikrosystemtechnik am Beispiel direkt gebondeter Siliziumwafer erfolgte erstmals durch Bagdahn [6]. Eine eingehende Untersuchung der Gaspermeabilität der Glaslotbondverbindung wurde in Glien [29] vorgenommen, womit der Nachweis erbracht war, dass es aufgrund der Gasdurchlässigkeit der Bondverbindung auch über lange Zeiten (15 Jahre) nicht zu einem signifikanten Druckanstieg in der Sensorkaverne kommen kann. Ebenso befasst sich Glien [29] mit der Entwicklung der Methoden für eine bruchmechanische Stabilitätsbewertung des Glaslotes auf deren Grundlagen in der vorliegenden Arbeit zurückgegriffen wird. Außerdem wurde am Modell eines verpackten Sensors die Submodelltechnik zur Vorhersage des Versagens der Bondschicht beim Moldprozess angewandt.

#### 3.1 Bruchzähigkeiten bei äußerer einachsiger Belastung

Mittels Klingeneinschub- und Mikrochevrontest konnten in vorangegangenen Arbeiten die Risswachstumskurven und bruchmechanischen Parameter  $K_{Ic}$ ,  $K_{Ith}$  auf breiter statistischer Basis ermittelt werden. Der charakteristische Rissverlauf wurde

untersucht. Erste Untersuchungen zum Einfluss von Feuchte und Temperatur zeigen, dass unterkritisches Risswachstum im Glaslot stattfindet und das Bruchverhalten abhängig von den Umgebungsbedingungen ist.

### 3.1.1 Kritisches und unterkritisches Risswachstum

Glien [29] gibt für die Bruchzähigkeit der Glaslotverbindung bei äußerer Mode-I-Belastung  $K_{Ic} \approx 0,61 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  ( $G_c \approx 6,55 \text{ J/m}^2$ ) an und liegt damit im gleichen Bereich wie Dresbach [19] mit  $0,57 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  ( $5,72 \text{ J/m}^2$ ). Betrachtet man den ermittelten Schwellwert der Bruchzähigkeit für das unterkritische Risswachstum von  $K_{Ith} \approx 0,53 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  ( $G_{th} \approx 4,94 \text{ J/m}^2$ ), so resultiert ein Verhältnis  $K_{Ith}/K_{Ic} = 0,86$ . Im Vergleich zu anderen Gläsern, welche bei  $K_{Ith}/K_{Ic} \approx 0,5$  liegen, weist das Glaslot ein schwach ausgeprägtes unterkritisches Risswachstum auf. Die Problematik wird durch Abbildung 13 verdeutlicht. Der Bereich I der Risswachstumskurve ist im Falle des Glaslotes kaum erkennbar.

Glien setzt sich intensiv mit diesem Phänomen auseinander und stellt drei Hypothesen für das geringe unterkritische Risswachstum auf:

1. Abrundung der Rissspitze durch die Bleiausscheidungen
2. vorzeitiges Abstoppen des Risses aufgrund des ausgeprägten Schlängelrisses bei äußerer Mode-I-Belastung (lokale Herabsetzung der Energiefreisetzungsraten)
3. „Abstumpfung“ der Rissspitze durch eine im Vergleich zu anderen Gläsern hohe Korrosionsrate

Unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse werden diese Hypothesen in Abschnitt 6.2.2 erneut diskutiert.

### 3.1.2 Rissmorphologie

Bruchmechanische Untersuchungen an Glaslotverbindungen zeigen, dass der Riss bei äußerer Mode-I-Belastung durch die Bondschicht schlängelt. Die dabei regelmäßig zurückgelegte Strecke an der Grenzfläche wird Ausknicklänge genannt. Die experimentell ermittelte Ausknicklänge beträgt nach [29] bei äußerer Mode-I-Belastung 22 bis 35  $\mu\text{m}$ . Eine detaillierte bruchmechanische Analyse zum alternierenden Riss wurde auf Basis des Kriteriums der Gleichung (21) durchgeführt.

Bei Temperaturerhöhung ändert sich das Bruchbild vom Schlängelriss zum gerade durch die Bondschicht verlaufenden Riss [20]. Weiterhin stellt Glien [29] fest, dass bei einem Phasenwinkel von  $\phi = 18^\circ$  der Riss nahe der Grenzfläche zum Silizium verläuft.

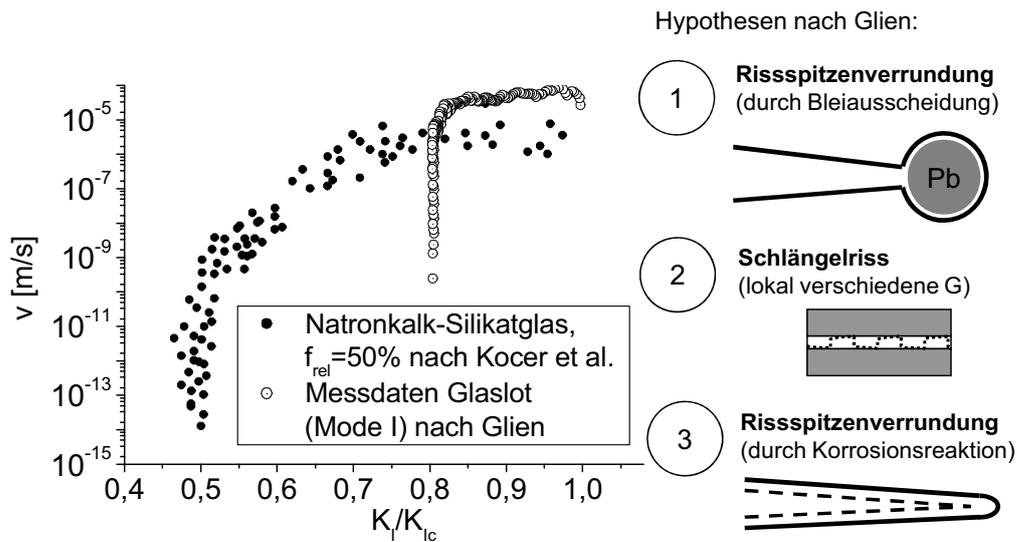


Abbildung 13: Der Bereich I der Risswachstumskurve erstreckt sich im Falle des Glaslotes im Vergleich zum Natronkalk-Silikatglas nach [41] über einen sehr kurzen Bereich der Energiefreisetzungsraten  $G$ . In [29] wurden drei Hypothesen für das abrupte Abstoppen des Risses diskutiert.

### 3.1.3 Einfluss der Umgebungsbedingungen

Glien [29] konnte einen deutlichen Einfluss der Temperatur und der Feuchte auf das unterkritische Risswachstum des Glaslotes nachweisen. Aus den gewonnenen Daten wurden die Risswachstumsparameter der Gleichungen (22) und (23) bestimmt. Die Variation der Temperatur zeigt einen maximalen Grenzwert des SIF  $K_{Ith}$  bei Raumtemperatur und einen signifikanten Abfall auf  $K_{Ith} \approx 0,48 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  ( $G_{th} \approx 4,05 \text{ J/m}^2$ ) bei  $150^\circ\text{C}$ . Eine systematische Abhängigkeit des Grenzwertes von der umgebenden Luftfeuchte konnte mit den vorhandenen Daten nicht nachgewiesen werden und soll im Abschnitt 5.5 Gegenstand dieser Arbeit sein.

Dresbach [20] beschreibt den Temperatureinfluss auf die maximalen Zugkräfte beim Mikrochevrontest. Der Abfall der Festigkeit bei  $T = 180^\circ\text{C}$  wird in [20] auf die möglicherweise erhöhte Plastizität des Glaslotes bei diesen Temperaturen zurückgeführt. Der Vorteil des Mikrochevrontests in Bezug auf die Ermittlung der Temperaturabhängigkeit liegt darin, dass die Luftfeuchte bei den hohen Risswachstumsraten keinen Einfluss auf die Messwerte haben sollte. Eine detaillierte Analyse der Problematik wird in dieser Arbeit nochmals vorgenommen und im Hinblick auf die sich ändernden Verhältnisse bei den Eigenspannungen in den Abschnitten 5.4.1 und 6.3 diskutiert.

### 3.2 Einfluß von Mikrostruktur und Grenzflächenmodifikationen auf die Glaslotstabilität

Die REM-Aufnahme in Abbildung 14 zeigt die Mikrostruktur der Glaslotbondschiicht mit der Glasmatrix, den Cordierit-Füllstoffpartikeln und Bleiausscheidungen in Grenzflächennähe. Böttge [7] weist erstmals nach, dass infolge der Reaktion des Glaslotes mit den Siliziumwafern eine Reduktion des Bleioxids stattfindet:



Die Bleiausscheidungen nahe der Silizium-Glaslot-Grenzfläche besitzen einen Durchmesser von 80 nm auf der gebondeten und 130 nm auf der bedruckten Waferseite [9].

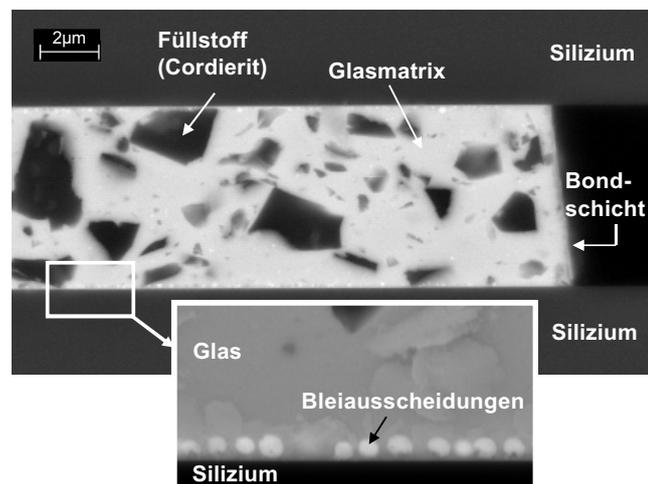


Abbildung 14: REM-Aufnahme der Glaslotbondschiicht mit Bleiausscheidungen in Grenzflächennähe

Mit Hilfe von Zwischenschichten wie Siliziumoxid oder dünnen metallischen Schichten wird die Bleikugelausscheidung unterdrückt. Weiterhin kann die Größe der Bleikugeln durch Auslagerung bei erhöhten Temperaturen gesteuert werden. Kappenabzugstests lieferten bei größeren Bleiausscheidungen geringere Zugfestigkeiten [8], wohingegen die Mikrochevronproben (Mode-I-Belastung) keine Änderung des kritischen SIF zeigten. Die Ergebnisse wurden auf die unterschiedlichen Fehlermechanismen bei den zwei Prüfverfahren zurückgeführt. In der vorliegenden Arbeit wird diese Vermutung bestätigt. Es wird gezeigt, dass die Stabilität bei Einbringen von Haftschiichten stark abhängig von der Belastungssituation ist (Abschnitt 5.3). Außerdem wird mit Hilfe von FE-Berechnungen am alternierenden Risspfad eine Erklärung für die Unabhängigkeit der effektiv gemessenen Bruchzähigkeit von der Haftschiicht bei äußerer Mode-I-Belastung gefunden (Abschnitt 6.2).

## 4 Methoden

### 4.1 Numerische Methoden

Für die meisten bruchmechanischen Berechnungen in der Praxis werden Finite Elemente Modelle (FEM) eingesetzt. Die Auswertung erfolgt an Rissen, die im Simulationsmodell eingebracht sind, so dass unter Last eine Öffnung der Rissspitzenelemente stattfindet. Es existieren eine Reihe von Verfahren zur Ermittlung der bruchmechanischen Parameter. Für die ordnungsgemäße Anwendung ist ein Verständnis der theoretischen Grundlagen notwendig, die im Folgenden beschrieben werden. Eine effektive Methode zur Netzverfeinerung ist die Submodelltechnik, welche ebenfalls Thema dieses Abschnitts ist.

#### 4.1.1 Ermittlung der bruchmechanischen Parameter

Die FE-Modelle in dieser Arbeit werden mit ANSYS® simuliert. Falls nicht anders beschrieben, werden die Risse in der Mitte der Glaslotbondschiicht eingebracht. Zur Vereinfachung besitzt das Glaslot im Modell homogene isotrope Materialeigenschaften. Obwohl die Bruchparameter auch mit einfachen linearen, quadratischen bzw. kubischen Elementen berechnet werden können, werden singuläre Elemente, deren Mittenknoten auf die Viertelpunktlage verschoben sind, generell bevorzugt. Sie bilden die  $1/\sqrt{r}$ -Singularität an der Rissspitze genauer ab [3].

Im Folgenden werden die drei Methoden zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate  $G$  und des Spannungsintensitätsfaktors  $K$  erläutert. Die englischen Bezeichnungen für die einzelnen Verfahren haben sich in der Fachsprache durchgesetzt und sollen deshalb auch hier verwendet werden: Gradient der elastischen Verzerrungsenergie (Total Strain Energy Method, TSEM), Virtuelle Rissschließungsmethode (Virtual Crack Closure Technique, VCCT) und Rissuferverschiebungsmethode (Crack Tip Opening Displacement, CTOD).

##### 4.1.1.1 Gradient der elastischen Verzerrungsenergie

Die Berechnung der Gesamtenergiefreisetzungsrate  $G$  über die Änderung der Verzerrungsenergie des Bauteils (TSEM) geht direkt auf das thermodynamische Kriterium aus Abschnitt 2.2.2 zurück. Demnach entspricht die Änderung der Verzerrungsenergie  $\Delta U_E$  bezogen auf einen infinitesimal kleinen Rissfortschritt um die Fläche  $\Delta A$  der Energiefreisetzungsrate  $G$ . Damit kann zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate die Differenz der Verzerrungsenergien für zwei aufeinanderfolgende Risslängen  $a$  und  $a + \Delta a$  numerisch ermittelt und auf die Fläche des Rissfortschritts bezogen werden [71]:

$$G = \frac{U_E(a + \Delta a) - U_E(a)}{\Delta A} \quad (26)$$

Dabei muss der Parameter  $\Delta a$  nicht zwingend mit der Elementlänge nach Abbildung 15 übereinstimmen.

Nachteil dieser Methode ist, dass nur die Gesamtenergiefreisetzungsrates und nicht die Einzelkomponenten für die drei Rissöffnungsarten ermittelt werden können. Außerdem müssen zwei Simulationen mit unterschiedlichen Risslängen berechnet werden, wobei die Abhängigkeit der Bruchparameter von der Risslänge in vielen Fällen von Interesse ist und damit ohnehin oft Berechnungen für mehrere Risslängen an einem Modell zur Verfügung stehen. Die der berechneten Energiefreisetzungsrates zugeordnete Risslänge beträgt  $a + \Delta a/2$ . Der ingenieurtechnische Vorteil der Methode liegt in der Mittelung der Bruchparameter über das „gesamte Bauteil“ und damit über die gesamte Rissfront, was am Mikrochevronmodell in Abschnitt 6.1.1 gezeigt wird.

#### 4.1.1.2 Methode der virtuellen Risschließung

Die Methode der virtuellen Risschließung (VCCT) kann neben der TSEM zur Berechnung der Gesamtenergiefreisetzungsrates entlang von Grenzflächen zweier Materialien herangezogen werden. Sie basiert auf den Überlegungen von Irwin [38], denen gemäss die Arbeit für einen infinitesimal kleinen Rissfortschritt von  $a$  nach  $a + \Delta a$  gleich der Arbeit ist, um den Riss von  $a + \Delta a$  nach  $a$  wieder zu schließen. Nach Abbildung 15a ergibt sich damit die geleistete Arbeit für den Rissmodus I:

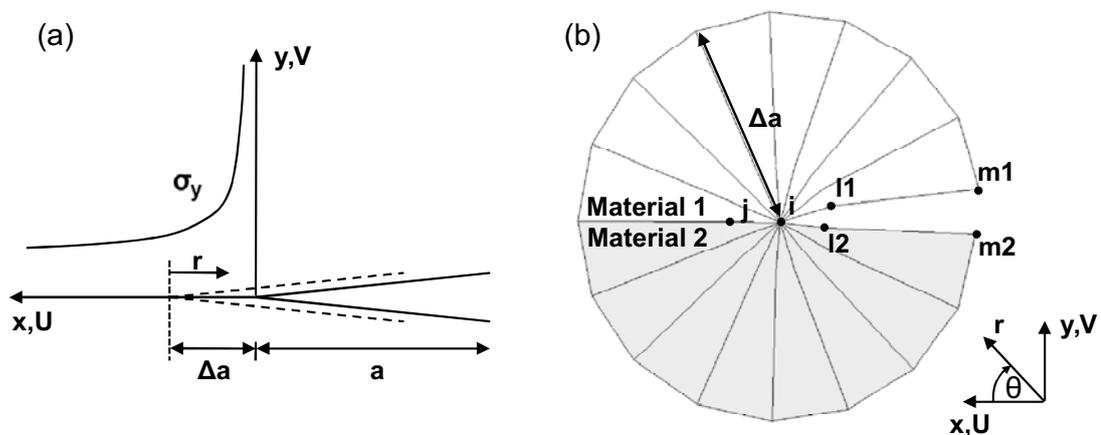


Abbildung 15: (a) Prinzip der virtuellen Risschließung nach [60] (b) Anordnung singulärer Risspitzenelemente um die Rissfront am Beispiel des Grenzflächenrisses. Die Mittenknoten der Elemente in der Nachbarschaft der Rissfront sind auf die Viertelpunktslage verschoben.

$$W_{\text{VCCT}} = \frac{1}{2} \int_0^{\Delta a} V(r) \sigma_y(\Delta a - r) dr \quad (27)$$

worin  $V(r)$  die Rissöffnung im Abstand  $r$  hinter der Risspitze und  $\sigma_y(\Delta a - r)$  die Normalspannungsverteilung vor der Risspitze sind. Raju [60] nimmt für den virtuellen Rissfortschritt  $\Delta a$  genau eine Elementlänge an, wie Abbildung 15b zeigt. Die Energiefreisetzungsrate ist dann folgendermaßen definiert:

$$G_{\text{I}} = \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{W_{\text{VCCT}}}{\Delta a} = \lim_{\Delta a \rightarrow 0} \frac{1}{2\Delta a} \int_0^{\Delta a} V(r) \sigma_y(\Delta a - r) dr \quad (28)$$

Nach Herleitung von [60] werden zur FE-Berechnung von  $G_{\text{I}}$  mit VCCT in dieser Arbeit folgende vereinfachte Formeln herangezogen:

$$G_{\text{I}} = -\frac{1}{2\Delta a} \left[ \begin{array}{l} F_{y_i} \{t_{11} (V_{m1} - V_{m2}) + t_{12} (V_{11} - V_{12})\} \\ + F_{y_j} \{t_{21} (V_{m1} - V_{m2}) + t_{22} (V_{11} - V_{12})\} \end{array} \right] \quad (29)$$

$$t_{11} = 6 - \frac{3\pi}{2} \quad ; \quad t_{12} = 6\pi - 20 \quad ; \quad t_{21} = \frac{1}{2} \quad ; \quad t_{22} = 1$$

Die Formeln gelten für die singulären 2D-Elemente in Abbildung 15b. Für 3D-Modelle existieren komplizierte Formeln, die jedoch in dieser Arbeit nicht zum Einsatz kommen [18]. Die Kräfte  $F$  werden an den im Material 1 liegenden Elementen ermittelt (die Knotenkräfte an beiden Materialien stehen im Gleichgewicht, womit  $F=0$  folgt). Zur Berechnung von  $G_{\text{II}}$  werden die Knotenkräfte  $F_y$  durch  $F_x$  und die Rissöffnungen in  $y$ -Richtung  $V$  durch die entsprechenden Rissöffnungen in  $x$ -Richtung  $U$  ersetzt.

In isotropen Materialien können mit dieser Methode die Energiefreisetzungsrate für die beiden Rissöffnungsarten  $G_{\text{I}}$  und  $G_{\text{II}}$  exakt berechnet werden. Im Fall eines Grenzflächenrisses muss jedoch beachtet werden, dass nur die Summe  $G_{\text{I}} + G_{\text{II}}$  konvergent und korrekt ist [69]. Die Einzelkomponenten  $G_{\text{I}}$  und  $G_{\text{II}}$  sind abhängig von der Netzfeinheit, d.h. vom Parameter  $\Delta a$  in Abbildung 15b und von den Eigenschaften der beiden aneinandergrenzenden Materialien. Ursächlich für diese Beobachtungen ist der oszillierende Anteil der Spannungssingularität an Grenzflächen [61].

Aus den mit der VCCT ermittelten Einzelkomponenten  $G_{\text{I}}$  und  $G_{\text{II}}$  können komplexe Spannungsintensitätsfaktoren an der Grenzfläche, welche unabhängig vom FE-Netz sind, berechnet werden [12]. In Abschnitt 4.2.2.1 wird gezeigt, dass im Falle des Glaslotes die an der Grenzfläche mittels VCCT bestimmte Gesamtener-

giefreisetzungsrates mit der in der Bondschicht ermittelten Energiefreisetzungsrates (CTOD) übereinstimmt. Die Grenzfläche muss daher in dieser Arbeit nicht gesondert betrachtet werden. Damit ist auch ein Verzicht auf die Berechnung der komplexen Spannungsintensitätsfaktoren möglich.

#### 4.1.1.3 Auswertung der Rissuferverschiebung

Die Ermittlung der Spannungsintensitätsfaktoren  $K$  erfolgt durch Auswertung der Rissuferverschiebung (CTOD) an den Knoten der singulären Elemente, welche die Risspitze umgeben und in Abbildung 15b dargestellt sind. Da die SIF nicht an Grenzflächen definiert sind, können sie nur im isotropen Material, d.h. durch Einbringen eines Risses in die Mitte der Glaslotbondschiicht, ermittelt werden. CTOD wertet die Verschiebungen der Knoten direkt hinter der Risspitze aus. Diese können – analog zu den Spannungsverteilungen (Gleichung (1)) – mit den beiden Koordinatensystemen der Abbildung 15 folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} = \frac{K_i}{4\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} \begin{pmatrix} h_x^i(\theta) \\ h_y^i(\theta) \end{pmatrix} \quad (30)$$

die Winkelfunktionen  $h_x^i(\theta)$  und  $h_y^i(\theta)$  sind in der Literatur [54] zu finden und  $\mu = E/(2 + 2\nu)$  ist der Schubmodul des Materials. Im Falle der Glaslotbondschiicht sind hauptsächlich die Rissöffnungsarten I und II von praktischer Bedeutung. Auf eine Darstellung der Komponenten für die Rissöffnungsart III wird daher an dieser Stelle verzichtet. Gleichung (30) ergibt mit  $\theta = \pm 180^\circ$  für die Rissflächen folgenden Zusammenhang [4]:

$$U = \frac{K_{II}}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} (1 + \kappa) \quad (31)$$

$$V = \frac{K_I}{2\mu} \sqrt{\frac{r}{2\pi}} (1 + \kappa) \quad (32)$$

worin  $\kappa = 3 - 4\nu$  für den EDZ und  $\kappa = (3 - \nu)/(1 + \nu)$  für den ESZ gilt. Nach Umstellung der Formeln (31) und (32) errechnen sich die SIF aus:

$$K_I = \sqrt{2\pi} \frac{2\mu}{(1 + \kappa)} \frac{|\Delta V|}{\sqrt{r}} \quad (33)$$

$$K_{II} = \sqrt{2\pi} \frac{2\mu}{(1 + \kappa)} \frac{|\Delta U|}{\sqrt{r}} \quad (34)$$

Für die Verschiebungen zwischen den Knoten  $l1$  und  $l2$  bzw.  $m1$  und  $m2$  in Abbildung 15b erfolgt eine Näherung in Form eines linearen Gleichungssystems:

$$\frac{|\Delta V|}{\sqrt{r}} = A + Br \quad (35)$$

welches in analoger Form für die zweite Rissöffnungsart gilt. Da an der Rissspitze  $r$  gegen Null geht, folgt:

$$\lim_{r \rightarrow 0} \frac{|\Delta V|}{\sqrt{r}} = A \quad (36)$$

woraus der entsprechende SIF ermittelt werden kann:

$$K_I = \sqrt{2\pi} \frac{2\mu}{(1 + \kappa)} A \quad (37)$$

Im Gegensatz zur VCCT-Methode, bei welcher für 2D- und 3D-Modelle unterschiedliche Formeln gelten, werden die SIF über die gleiche Vorschrift – im 3D-Modell also lokal an einem Punkt der Rissfront – ermittelt.

#### 4.1.2 Berechnungen mit Submodellierung

Bruchmechanische Berechnungen erfordern eine sehr feine Vernetzung im Bereich der Rissfront, da dort die Verschiebungen und Kräfte mit hoher Genauigkeit abgebildet werden müssen, um die Parameter  $G$  und  $K$  mit den Methoden aus Abschnitt 4.1.1 zu ermitteln. Eine derart feine Vernetzung des gesamten verpackten mikromechanischen Sensors ist unnötig und aufgrund des Rechenaufwands auch nicht möglich. Weiterhin fehlen heutzutage effektive Steuerungsmechanismen in den FE-Programmen, um ein grobes Netz im interessierenden Bereich hinreichend fein und mit den erforderlichen Elementgeometrien für verschiedene Rissgrößen (z.B. senkrechter Verlauf der Elementkanten zur Rissfront) zu vernetzen. Dadurch ist in vielen Fällen der Aufwand für die Anpassung des Netzes direkt am Sensormodell zu hoch.

Bedient man sich der Submodelltechnik, können solche Vernetzungsprobleme recht einfach und trotzdem zuverlässig umgangen werden. Dazu wird an verschiedene Stellen der Rissfront ein wesentlich kleineres und relativ zum großen Modell feiner vernetztes Submodell eingebracht, wie Abbildung 16 zeigt. Durch Interpolation der Verschiebungen des großen Modells an den Schnittebenen mit dem Submodell wird die Verformungsinformation auf das kleinere Modell übertragen. Nach erneuter FE-Rechnung für das Submodell kann dort die Auswertung an der Rissspitze erfolgen. Ein Beispiel für die Anwendung der Submodelltechnik am Sensor ist in Abschnitt 6.5 zu finden.

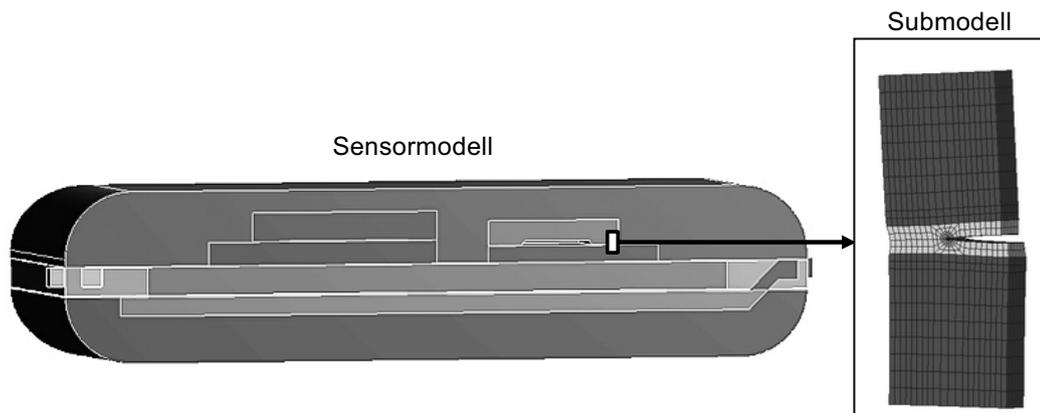


Abbildung 16: Prinzip der Submodelltechnik: Die Verschiebungen vom Sensormodell werden an der Grenze zum Submodell, welches sehr fein vernetzt ist, interpoliert. Am Submodell erfolgt anschließend die Auswertung der bruchmechanischen Parameter.

Erforderlich ist eine Anpassung des Submodells auf das gröber vernetzte Sensormodell, die normalerweise einmalig für jeden neuen Sensor erfolgen muss [5]:

- Das Netz des groben Modells muss fein genug sein, damit die Interpolation der Verschiebungen korrekt ist.
- Die Ergebnisse (z.B. Spannungen) an den Submodellgrenzen müssen mit dem groben Modell übereinstimmen. Damit wird sichergestellt, dass die Schnittebenen zwischen Submodell und grobem Modell weit genug vom Ort der Spannungskonzentration entfernt liegen.

## 4.2 Prüfverfahren von Waferbondverbindungen bei gemischter Beanspruchung

Zur Charakterisierung von Waferbondverbindungen kommen eine Vielzahl von mechanischen Prüfmethoden in Frage: Zug- und Schertests [19, 48], Mikrochevrontests [55], Klingeneinschubtests [30], Blistertests [58] oder Biegeversuche [75]. Eine zusammenfassende Darstellung der Methoden gibt [77]. Die Entscheidung für das passende Prüfverfahren erfolgt in der Regel anwendungsspezifisch. Zug- und Schertests liefern Informationen über die Gesamtfestigkeit der Bondstruktur. In den meisten Fällen handelt es sich dabei um einen mittleren Spannungswert. Unterschiedliche Teststrukturen sind deshalb prinzipiell nicht miteinander vergleichbar. Die anderen oben genannten Methoden liefern bei geeigneter Auswertung eine physikalische Größe, die Bruchzähigkeit bzw. einen Risswiderstand. Diese ist unabhängig von der Geometrie und stellt damit einen material- bzw. grenzflächenspezifischen Wert dar.

Die Bruchzähigkeiten sind oft belastungsartabhängig, da unterschiedliche Fehlermechanismen im Material in Abhängigkeit von den wirkenden Zug- und Scheranteilen an der Risspitze hervorgerufen werden können. Für Cu-Cu-Bondverbindungen wurde zum Beispiel ein Anstieg des Risswiderstands aufgrund von zunehmender plastischer Verformung mit steigendem Scheranteil festgestellt [72].

Ziel dieser Arbeit ist die Übertragbarkeit der ermittelten Bruchkriterien auf unterschiedliche Sensorgeometrien und Belastungsarten. Deshalb müssen Prüfverfahren eingesetzt werden, welche allgemeingültige Materialparameter liefern. Die praktikabelste und einfachste Methode den Einfluss von zusätzlicher Scherbelastung auf die Bondfestigkeit zu untersuchen, ist die Verwendung von asymmetrischen Teststrukturen beim Mikrochevron- und Klingeneinschubtest. Verallgemeinert bedeutet der Begriff asymmetrisch, dass die Steifigkeiten des unteren und oberen Substrates unterschiedlich sind. Die Wafer verformen sich dadurch unterschiedlich stark, so dass eine gemischte Beanspruchung an der Risspitze hervorgerufen wird. Der Effekt kann entweder durch unterschiedliche Elastizitätsmoduli oder Substratdicken hervorgerufen werden. In dieser Arbeit kommt nur die zweite Variante zur Anwendung. Die gebondeten Waferpaare werden dazu von einer Seite rückgedünnt, um unterschiedliche Dickenverhältnisse der Substrate zu erzeugen, wie in den Abbildungen 17 und 22 schematisch dargestellt. Damit können zunächst Phasenwinkel im Bereich  $0 < \phi < 34^\circ$  abgedeckt werden.

Neben diesen beiden Methoden soll im Folgenden auch ein Biegeversuch vorgestellt werden, mit welchem der Bereich der Phasenwinkel bis auf  $\phi \leq 47^\circ$  erweitert werden kann. Der Versuch ist aufwendiger in der Probenpräparation, liefert jedoch im Fall der Glaslotbondverbindung sehr reproduzierbare Ergebnisse (siehe Abschnitt 5.2).

#### 4.2.1 Asymmetrischer Mikrochevrontest

Konventionell wird der Chevrontest insbesondere für die Bestimmung der Bruchzähigkeit von Metallen und Keramiken eingesetzt [50]. Die Prüfmethode eignet sich auch zur Ermittlung der bruchmechanischen Stabilitätskriterien von Waferbondverbindungen [37, 79]. Bagdahn [6] hat diesen Test für direkt gebondete Wafer weiterentwickelt.

##### 4.2.1.1 Methode und experimentelle Herangehensweise

Eine Skizze zur Teststruktur mit der charakteristischen dreieckförmig strukturierten Chevronverbindung ist in Abbildung 17 dargestellt. Im Herstellungsprozess der Glaslotbondverbindung muss die Möglichkeit zum Ausdampfen des organischen Bindemittels gegeben sein, weshalb der Siebdruck in Streifen mit einer Breite von

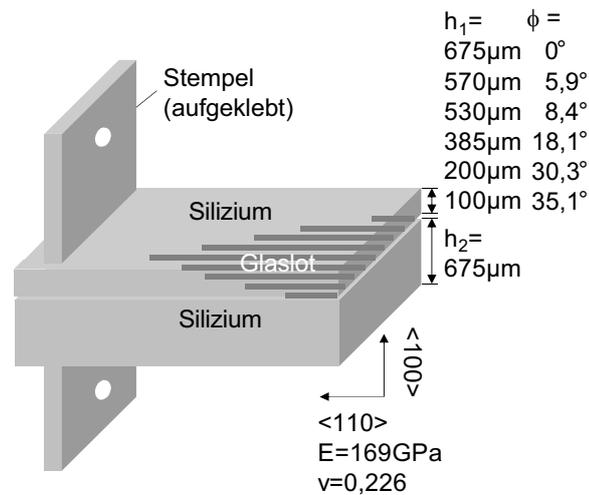


Abbildung 17: Aufbau der verwendeten asymmetrischen Mikrochevronstruktur. Die unterschiedlichen Waferdicken  $h_1$  und  $h_2$  erzeugen eine gemischte Zug-Scher-Belastung an der Rissspitze.

290  $\mu\text{m}$  ausgeführt wird. Über die zwei aufgeklebten Stempel kann die Probe in der Universalprüfmaschine mit einer konstanten Geschwindigkeit von 1,5 mm/min auseinandergezogen werden. Die Geschwindigkeit ist ein Erfahrungswert für die hier eingesetzte Geometrie der Chevronprobe. Sie muss ausreichend hoch gewählt werden, da bei Gläsern die Gefahr besteht, im unterkritischen Geschwindigkeitsbereich (siehe Abbildung 12 auf Seite 18) zu messen [79]. Dies ginge mit einer Unterschätzung des kritischen Wertes  $G_c$  einher.

Im Testverlauf bewirkt die Spannungskonzentration an der Chevrons Spitze zunächst eine effiziente Rissinitiierung. Bei Rissfortschritt kommt es aufgrund der dreieckförmigen Struktur zu zwei gegenläufigen Effekten: Einerseits verlängert sich der Hebelarm, was zu einer Erhöhung der Last an der Rissspitze führt. Andererseits verbreitert sich die Rissfront, womit gleichzeitig eine Entlastung der Rissspitze mit zunehmender Risslänge stattfindet. Für eine konstante Last führt dies zu der in Abbildung 19a dargestellten Abhängigkeit der Energiefreisetzungsrate von der Risslänge. Der Riss wächst nach der Initiierung zunächst stabil mit einer konstanten kritischen Energiefreisetzungsrate  $G_c$ . Er ist bei einer bestimmten Last  $F_{\max}$  bis zu einer kritischen Risslänge  $a_c$  soweit fortgeschritten, dass die entsprechende Kurve  $G(a, F_{\max})$  am Minimum berührt wird. Dann wird  $G$  mit dem Fortschreiten des Risses ohne Lasterhöhung größer. Der Riss wächst instabil und es kommt zum Kraftabfall.

Der Chevrontest ist damit eine indirekte Methode zur Ermittlung der Bruchzähigkeit  $G_c$ , bei der keine Risslängen vermessen werden müssen. Trotz der Einfachheit des Messprinzips kann es zu großen systematischen Fehlern kommen, da nicht für jeden

Fall vorausgesetzt werden kann, dass das Experiment mit dem theoretisch beschriebenen Vorgang übereinstimmt. Der Bruchvorgang beim Chevrontest sollte in der Praxis immer kritisch hinterfragt werden. Die vielfältigen Ursachen für Abweichungen können beispielsweise im Bruchverhalten des Materials (R-Kurvenverhalten, Festigkeit), Eignung der Testgeometrie, Probenpräparation, bei den Versuchsparametern und nicht zuletzt auch in der FE-Modellierung gesucht werden [10, 76].

Eine mit der Theorie übereinstimmende Kraft-Weg- oder Kraft-Zeit-Kurve ist ein notwendiges Kriterium für eine funktionierende Teststruktur. In Abbildung 18 sind für vier verschiedene Asymmetrien die normierten Kraft-Zeit-Kurven dargestellt. Die untersuchten Chevronstrukturen weisen die vier typischen Abschnitte auf: elastische Verformung (ohne Riss) – stabiles Risswachstum (nach Rissinitiierung) – Kraftmaximum  $F_{\max}$  – Versagen der Probe. Die Ausprägung der einzelnen Bereiche ist sehr stark abhängig von der Probensteifigkeit. Die steifste Probe  $675/675\ \mu\text{m}$  verformt sich über einen deutlich größeren Zeitbereich von  $\Delta t \approx 7\ \text{s}$  elastisch bis die Rissinitiierung stattfindet. Bei der Probe  $100/675\ \mu\text{m}$  sind es nur etwa  $\Delta t \approx 2\ \text{s}$ , aber der Bereich des stabilen Risswachstums ist deutlicher ausgeprägt als bei der steiferen Probe. Bei den Proben  $200/675\ \mu\text{m}$  und  $385/675\ \mu\text{m}$  sind deutliche Fluktuationen der Kraft in der Nähe des Kraftmaximums zu erkennen. Sie sind auf die Diskretisierung der Rissfrontverbreiterung infolge der Bondstreifen zurückzuführen. Aus dem gemessenen Kraftmaximum und dem Minimum  $G_{\text{FEM}}^{\min}(x)$  aus der Simulation bei der Belastung  $F = 1\ \text{N}$  (siehe Abbildung 19) wird die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c$  ermittelt:

$$G_c = G_{\text{FEM}}^{\min}(x) \left( \frac{F_{\max}}{1\ \text{N}} \right)^2 \frac{1}{f} \quad (38)$$

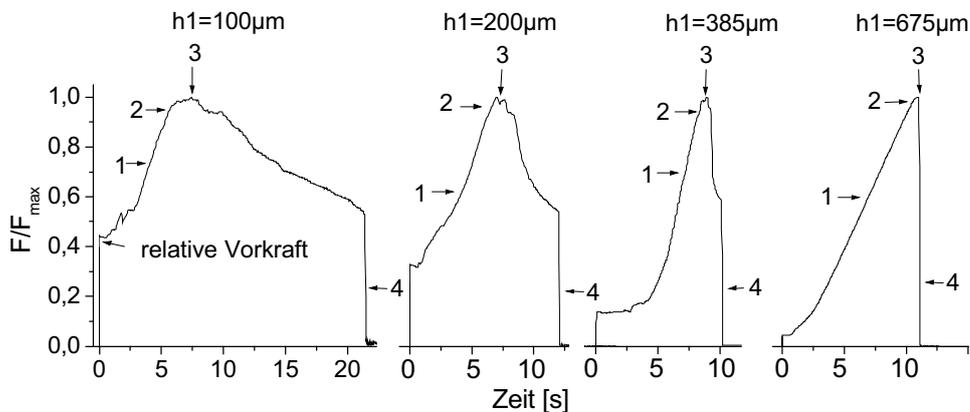


Abbildung 18: Typische Kraft-Zeit-Kurven der hier verwendeten Probengeometrien. Die vier Abschnitte des Risswachstums sind bei jedem Probentyp erkennbar. 1... elastische Verformung 2... stabiles Risswachstum nach Rissinitiierung 3... Kraftmaximum  $F_{\max}$  4... Kraftabfall durch Versagen der Probe

worin  $f$  das Verhältnis zwischen der Summe der Linienbreiten zur Gesamtbreite der Probe ist und damit einen Korrekturfaktor für die nicht vollflächig gebondete dreieckige Fläche bildet. Da die Verquetschung der Linien für jede Probe verschieden ist, wird die Breite der Glaslotstreifen im Bruchbild vermessen.

Nach der Nomenklatur in Abbildung 29 auf Seite 49 wird weiterhin die Position des Stempels  $x$  auf beiden Seiten bestimmt, da kleine Änderungen der Hebelarmlänge einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die ermittelte Bruchzähigkeit haben. Abbildung 19a zeigt, dass im Falle der Probengeometrie 200/675  $\mu\text{m}$  bei einem Stempelversatz von  $\pm 100 \mu\text{m}$   $G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$  im Bereich von 2,85 J/m<sup>2</sup> bis 3,25 J/m<sup>2</sup> schwankt.

Zur Ermittlung des Minimums der Kurven  $G_{\text{FEM}}(a)$  wurde in dessen Nähe für drei verschiedene Stempelpositionen  $x$  ein Polynom vierten Grades angenähert und  $G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$  bei der kritischen Risslänge  $a_c$  bestimmt.  $G_{\text{FEM}}^{\text{min}}(x)$  ergibt, wie in Diagramm 19b dargestellt, eine lineare Abhängigkeit, womit eine einfache Korrektur durch Messung der Stempelposition  $x$  vorgenommen werden kann.

Aufgrund der manuellen Probenpräparation kommt es trotz Vermessen der Stempelposition zu leichter Stempelverkipfung, -verdrehung oder unterschiedlicher Positionierung  $x$  auf beiden Probenseiten. Zur Fehlerabschätzung wurde ein Stempelversatz von  $\pm 200 \mu\text{m}$  angenommen. Der Gesamtfehler ist nur geringfügig abhängig von der Steifigkeit der Probe. Er beträgt 28 % für die Probe 100/675  $\mu\text{m}$  und 23 % für die Probe 675/675  $\mu\text{m}$  bezogen auf die Energiefreisetzungsrate. Der Fehler für die SIF beträgt nur die Hälfte, da  $G$  und  $K_{\text{I/II}}$  nach Formel (11) quadratisch zusammenhängen.

#### 4.2.1.2 Validierung des FE-Modells

Eine analytische Formel zur Berechnung der Energiefreisetzungsrate in Abhängigkeit von der Risslänge  $G(a)$  für verschiedene Chevrongeometrien, existiert in der Literatur nicht. Deshalb werden die SIF mit einem 3D-Chevron-Modell numerisch ermittelt. Die Geometriefunktion  $Y(a)$  entsprechend der Gleichung (3) ist einheitenlos und für die Chevrongeometrien in der Literatur folgendermaßen definiert [6]:

$$Y_{\text{I/II}}(a) = \frac{B\sqrt{w}}{F} K_{\text{I/II}}(a) \quad (39)$$

Für  $G$  ergibt sich entsprechend den Formeln (11) und (39) im EDZ:

$$G = \left( \frac{F}{B\sqrt{w}} \right)^2 \frac{Y_{\text{I}}^2(a) + Y_{\text{II}}^2(a)}{E} (1 - \nu^2) \quad Y(a) = \sqrt{Y_{\text{I}}^2(a) + Y_{\text{II}}^2(a)} \quad (40)$$

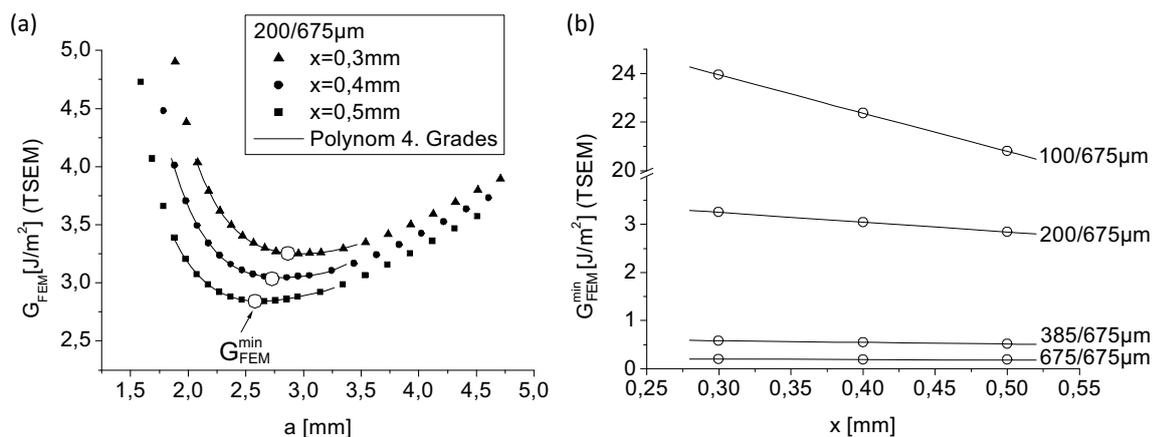


Abbildung 19: Vorgehensweise bei der Ermittlung des kritischen Wertes  $G_c$ : (a) Die Energiefreisetzungsraten werden für eine Belastung von  $F = 1\text{ N}$  und unterschiedliche Stempelpositionen  $x$  in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$  bestimmt – hier am Beispiel der Probe  $200/675\mu\text{m}$ . Das Minimum jeder Kurve wird ermittelt. (b)  $G_{FEM}^{\min}(x)$  ergibt eine lineare Abhängigkeit zur Korrektur der Stempelposition im Experiment.

worin  $F$  die am Probenstempel wirkende Kraft in Abbildung 17 ist.  $B$  und  $w$  sind entsprechend der Abbildung 29a Breite und Länge der Teststruktur. Da  $B$  und  $w$  geometrische Konstanten sind, muss  $Y(a)$  in der Praxis für eine verwendete Geometrie selten berechnet werden. Vielmehr müssen  $K(a)$  und  $G(a)$  für  $F = 1\text{ N}$  numerisch ermittelt werden und können dann mit der Formel (38) für das im Versuch bestimmte Kraftmaximum ausgerechnet werden. Daher wird in dieser Arbeit anstelle von  $Y(a)$  oft  $G_{FEM}(a)$  (die Energiefreisetzungsrates für  $F = 1\text{ N}$ ) dargestellt.

Zur Validierung des hier verwendeten 3D-FE-Modells besteht die Möglichkeit den Wert  $Y_{\min}(\alpha_0)$  ( $\alpha_0 = a_0/w$ ) auf Übereinstimmung mit Näherungsfunktionen, die für bestimmte Chevrongeometrien existieren, zu untersuchen. Dazu wird  $Y(a)$  mit Hilfe des zu validierenden Modells und den geometrischen Angaben in der Literatur für verschiedene Initialrisslängen  $\alpha_0$  berechnet.

Bagdahn gibt für symmetrische Proben ( $H = h_1 = h_2$ ,  $\gamma = 90^\circ$ ) das Minimum der Geometriefunktion  $Y_{\min}(\alpha_0)$  durch folgende Näherungsbeziehung an:

$$Y_{\min}(\alpha_0) = \frac{5,805 \alpha_0 + 0,725}{H^{3/2}} \quad (0,200\text{ mm} \leq H \leq 0,800\text{ mm}) \quad (41)$$

Eine ausführliche Darstellung der Beziehung, insbesondere zur Verwendung der Einheiten, ist im „SEMI MS5“-Standard gegeben [66].

Im Fall von asymmetrischen Proben ermittelte Tadepalli folgende Näherungs-

funktion für das Minimum der Geometriefunktion [71]:

$$Y_{\min}(\alpha_0) = (25,71 + 85,53 \alpha_0) \sqrt{\left(\frac{h_{\text{total}}\eta}{1+\eta}\right)^{-2,91} + \left(\frac{h_{\text{total}}}{1+\eta}\right)^{-2,91}} \quad (42)$$

worin  $h_{\text{total}} = h_1 + h_2$  in [mm] einzusetzen ist und  $\eta = h_1/h_2$  das Verhältnis der dünnen zur dicken Waferdicke darstellt.

Folgende Unterschiede, die für die Genauigkeit der Ergebnisse relevant sein könnten, sind im Falle des hier verwendeten Modells im Vergleich zu den in der Literatur berechneten Modellen zu berücksichtigen:

1. Die Näherungsformeln beruhen auf Rechnungen mit anisotropen Materialparametern für Silizium. Im vorliegenden Modell werden die Materialparameter in Rissausbreitungsrichtung  $\langle 110 \rangle$  verwendet.
2. Die Bondschicht von  $10 \mu\text{m}$  wird mit einem im Glaslot mittig verlaufenden geraden Riss mit modelliert, was bei Bagdahn und Tadepalli nicht der Fall ist. Der Bondschicht werden daher zum Modellvergleich die Materialparameter des Siliziums zugewiesen.
3. Unterschiede in der Vernetzung ergeben sich vor allem durch die dünne Bondschicht. Die Vernetzung im vorliegenden Fall ist wesentlich feiner insbesondere in der Nähe der Schicht.
4. Die Last wird nicht entlang der Lastlinie, sondern so wie im Experiment durch gleichmäßigen Druck auf die geklebte Stempelfläche (in Abbildung 29a auf Seite 49 schraffierte Fläche) aufgebracht. Eine Lastlinie durch die Mitte der schraffierten Fläche führt zu den gleichen Ergebnissen. Wie die Abbildung 29a zeigt, orientiert sich die verwendete Nomenklatur an dieser Lastlinie.

Eine Zusammenfassung der geometrischen Bedingungen nach den Angaben in der Literatur gibt Tabelle 10 im Anhang wieder. Die Materialparameter und Geometrien sind in dieser Form zur Validierung des Modells verwendet worden.

In Tabelle 11 im Anhang sind die mit den Näherungsformeln (41) und (42) bestimmten Minima der Geometriefunktionen  $Y_{(1)\min}^{\text{Formel}}$  den Minima  $Y_{(1)\min}^{\text{CTOD}}$  und  $Y_{(1)\min}^{\text{TSEM}}$  gegenübergestellt, welche mit dem zu validierenden Modell bestimmt sind. Dabei bedeutet CTOD, dass die SIF im ebenen Dehnungszustand (EDZ) in der Mitte der geraden Rissfront, also an der Symmetrieebene des Chevronmodells, mit der Rissuferverschiebungsmethode (Abschnitt 4.1.1.3) ermittelt werden. Aus den SIF kann dann bei reiner Mode-I-Belastung  $Y_I(a)$  direkt mit Gleichung (39)

bestimmt werden oder für die gemischte Belastung  $Y(a)$  über die Formel (40). TSEM (Abschnitt 4.1.1.1) bedeutet, dass die Werte mit der globalen Methode der Änderung der Verzerrungsenergie mit Rissfortschritt bestimmt werden. Es sind deutliche Unterschiede zwischen den beiden Methoden erkennbar. Die Gründe werden in Abschnitt 6.1.1 diskutiert.

Wie die Diagramme in Abbildung 20 sowie die Tabelle 11 im Anhang zeigen, ist prinzipiell eine gute Übereinstimmung mit den Literaturwerten und den hier bestimmten Minima der Geometriefunktionen gegeben.

Die Näherungsbeziehung für  $a_0 = 2$  mm und 3 mm von Bagdahn ist mit Abweichungen von +5 und +8 % eher mit der CTOD in Einklang zu bringen, wie in der Tabelle fett hervorgehoben und in Abbildung 20b für  $a_0 = 2$  mm im symmetrischen Fall deutlich erkennbar. Bagdahn [6] definiert seine bruchmechanischen Werte über die SIF an der Rissfrontmitte, womit dieses Ergebnis sinnvoll erscheint. Für  $a_0 = 4$  mm passt dagegen die TSEM besser, welche grundsätzlich höhere Werte als die CTOD liefert. Hier beträgt der Unterschied nur noch -4 %. Tadepalli [71] stellte beim Vergleich seiner Werte mit Bagdahn eine Überhöhung mit zunehmendem  $a_0$  fest, was tendenziell mit diesem Ergebnis konsistent ist. Es sei darauf hingewiesen, dass die Werte der Geometriefunktionen der beiden Diagramme in Abbildung 20 nicht miteinander vergleichbar sind. Für den symmetrischen Fall wird Gleichung (39) mit den Einheiten aus dem „SEMI MS5“-Standard ( $B$  und  $w$  in [mm] und  $K_{I/II}$  in [MPa $m^{1/2}$ ]) verwendet. Im asymmetrischen Fall gelten die Gleichungen (40).

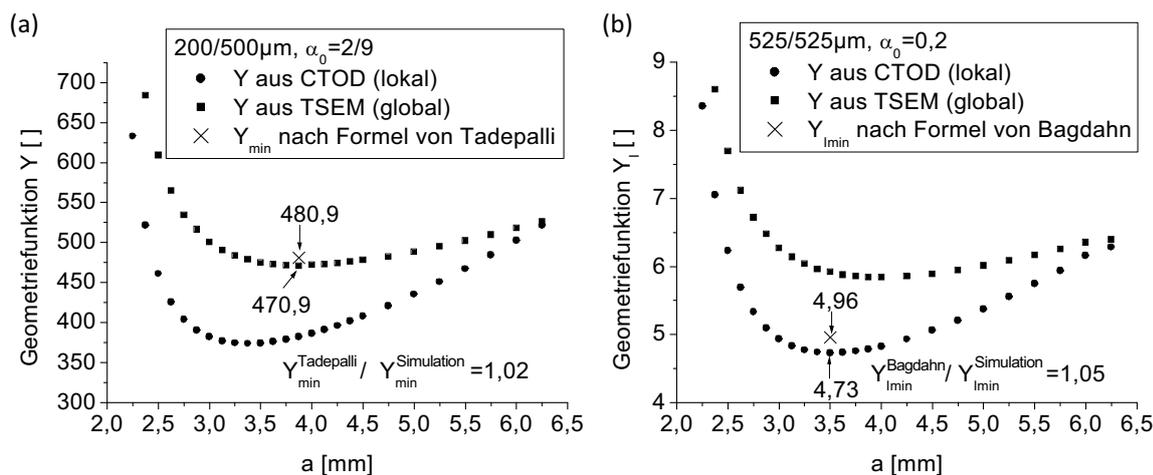


Abbildung 20: Geometriefunktionen des Mikrochevronmodells in Abhängigkeit von der Risslänge: (a)  $Y(a)$  für einen asymmetrischen Fall und (b)  $Y_I(a)$  für einen symmetrischen Fall. Die Funktionen sind jeweils mit TSEM und CTOD berechnet. Die Simulationsergebnisse lassen sich mit den Literaturdaten von Tadepalli und Bagdahn vergleichen.

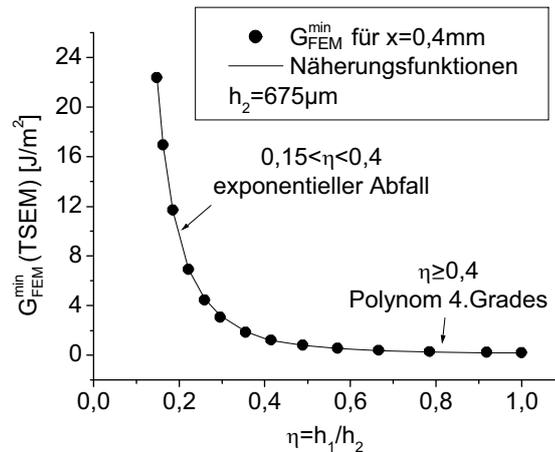


Abbildung 21: Abhängigkeit der Energiefreisetzungsraten vom Verhältnis der Wärdicken für die hier untersuchten Probengeometrien bei einer konstanten Position des Probenstempels von  $x = 0,4 \text{ mm}$

Bagdahn liegt jedoch hier für alle Fälle unterhalb der mit TSEM ermittelten Werte, während Tadepalli eher darüber liegt. Die Werte  $Y_{min}^{Formel}$  nach der Formel von Tadepalli stimmen im asymmetrischen Fall mit Abweichungen von maximal +2 % ( $a_0 = 2 \text{ mm}$ ) sehr gut mit der TSEM überein. Im symmetrischen Fall ergibt sich für alle  $a_0$  eine Abweichung von +10 %. Erwartungsgemäß passen die Werte von Tadepalli im Gegensatz zu Bagdahn in allen Fällen besser zur TSEM, da Tadepalli mit der Rissöffnungsmethode (VCCT) die Energiefreisetzungsraten entlang der gesamten Rissfront – und nicht nur in der Probenmitte – mittelt.

Grundsätzlich stehen die Berechnungen für die unterschiedlichen Initialrisslängen  $a_0 = 2 \text{ mm}$ ,  $3 \text{ mm}$  und  $4 \text{ mm}$  im Einklang mit beiden Näherungsfunktionen. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass das hier verwendete 3D-Chevronmodell mit verschiedenen Parametervariationen zuverlässig rechnet. Größere Abweichungen von 10 bis 26 % sind auf die verwendete Methode (TSEM/CTOD) zurückzuführen. Die Gründe für kleinere Differenzen bis zu  $\pm 10 \%$  liegen vor allem in Unterschieden bei den Materialeigenschaften. Abweichungen können aber auch bedingt sein durch Modellaufbau und Fitgenauigkeit der Näherungsfunktionen in unterschiedlichen Parameterintervallen.

Abbildung 21 zeigt die Abhängigkeit der mit TSEM ermittelten Energiefreisetzungsrate  $G_{min}^{FEM}$  ( $F = 1 \text{ N}$ ) von der Probenasymmetrie für die hier angewandten Geometrien aus den Abbildungen 17 und 29a bei konstanter Stempelposition von  $x = 0,4 \text{ mm}$ . Die Funktion kann in zwei Intervallen durch folgende Näherungsfunktionen beschrieben werden:

$$G_{\text{FEM}}^{\min}(\eta) = 1019,77e^{(-\eta/0,03355)} + 33,64e^{(-\eta/0,1232)} \quad (0,15 < \eta < 0,4) \quad (43)$$

$$G_{\text{FEM}}^{\min}(\eta) = 11,1 - 49,84\eta + 88,40\eta^2 - 70,99\eta^3 + 21,51\eta^4 \quad (\eta \geq 0,4) \quad (44)$$

### 4.2.2 Asymmetrischer Klingeneinschubtest

Der Klingeneinschubtest bzw. „Double Cantilever Beam“-Test ist eine sehr gängige Werkstoffprüfmethode zur Bestimmung der Bruchzähigkeit von Klebeverbindungen, aber auch von Volumenmaterialien [3]. Bei der Untersuchung von Bondverbindungen wird, wie in Abbildung 22 schematisch dargestellt, zwischen die zwei gebondeten Siliziumstreifen eine Klinge eingeschoben und damit am Probenende eine konstante Verschiebung  $d_{\text{Klinge}}$  erzeugt. Da die Risslänge nach dem Abstoppen oder während des Wachstums des Risses gemessen wird, kann – im Gegensatz zum Mikrochevron-test – auch das unterkritische korrosionsbedingte Risswachstum betrachtet werden.

#### 4.2.2.1 Methode und experimentelle Herangehensweise

Hier wird der Klingeneinschubtest an gesägten Siliziumstreifen durchgeführt, die wie die Chevronproben streifig gebondet sind. Informationen zur Proben- und Klingengeometrie sind in Abschnitt 4.2.4 auf Seite 48 zusammengefasst. Nach dem Klingeneinschub wird der Rissfortschritt im Mikroskop mit der Nahinfrarotkamera (Empfindlichkeit im Wellenlängenbereich von  $0,9\ \mu\text{m}$  bis  $1,7\ \mu\text{m}$ ) beobachtet. Um einen Glaslotabrieb während des Einschubs und die dadurch hervorgerufenen Messunsicherheiten durch Ansammlung von Glaslotpartikeln in der Nähe der Lasteinbringung zu vermeiden, ist am vorderen Ende der Probe über eine Länge von 10 mm die Waferfläche ungebondet.

Die Energiefreisetzungsraten  $G$  stehen mit den gemessenen Risslängen  $a$  in direktem Zusammenhang, welcher über FE-Simulation an einem 2D-Modell bestimmt wird. Abbildung 23b zeigt die Abhängigkeiten  $G(a)$  für jede Probe. Im jeweils relevanten Risslängenbereich können die Kurven für die Asymmetrien  $200/675\ \mu\text{m}$  und  $100/675\ \mu\text{m}$  mit einer exponentiellen Abnahme erster Ordnung und alle anderen Kurven mit einem Polynom zweiter Ordnung angenähert werden. Weiterhin sind für alle Proben die Energiefreisetzungsraten mittels der Virtuellen Risschließung (VCCT) an der Grenzfläche sowie mit der Rissuferverschiebung (CTOD) im Glaslot ermittelt. Die Abweichungen zwischen beiden Methoden sind sehr gering und betragen maximal 4,8 % für die höchste Asymmetrie von  $100/675\ \mu\text{m}$ . Für alle praktischen Fälle ist damit numerisch gezeigt, dass im Falle des hier betrachteten Systems ein Grenzflächenriss oder ein Riss in der Mitte der Bondschicht hinsichtlich der bruchmechanischen Berechnungen gleichwertig sind.

Das experimentelle Vorgehen zur Bestimmung der Risswachstumskurven mittels Graustufenkorrelation an symmetrischen glaslotgebondeten Proben wurde in der vorangegangenen Arbeit [29] entwickelt und ausführlich beschrieben. In der vorliegenden Arbeit fand eine Erweiterung der Methodik auf die asymmetrischen Probengeometrien statt. Auf das Einbringen eines definierten Anrisses durch einen zusätzlichen Zugversuch vor dem ersten Klingeneinschub, wie in [29] beschrieben, kann aus den hier gesammelten Erfahrungen bei dem verwendeten Probendesign verzichtet werden. Für sehr hohe Asymmetrien von  $100/675\ \mu\text{m}$  sind die Proben zudem zu empfindlich für die Erzeugung eines initialen Anrisses mit der Universalprüfmaschine. In [6] wird erwähnt, dass ein manuelles Einbringen der Klinge bis zu einer Bruchzähigkeit von  $K_{\text{Ith}}=0,6\ \text{MPa}\sqrt{\text{m}}$  möglich ist. Vor dem ersten Einschub mit dem Schrittmotor werden die Klingen demzufolge per Hand eingebracht. Aufgrund der ungebondeten Länge von 10 mm am Probenende (Abbildung 29b) entsteht für Proben mit Asymmetrien höher als  $385/675\ \mu\text{m}$  durch diesen manuellen Schritt kein Initialriss. Denn wie Abbildung 23b zeigt, liegt der relevante Risslängenbereich für diese Proben unter 10 mm. Der Anriss wird in diesem Fall durch das weitere Einschieben der Klinge mit Hilfe des Schrittmotors erzeugt. Bei allen Proben wird darauf geachtet, dass die Rissfront vor der ersten Messung immer senkrecht zu den Bondstreifen verläuft.

Wie schon in der vorangegangenen Arbeit [29] gezeigt, werden die symmetrischen Proben am besten im Durchlicht mit Hilfe einer Metallblende (Ausblendung der ungebondeten Stellen) untersucht. Nach Abbildung 22 kommt es im Bereich des Ris-

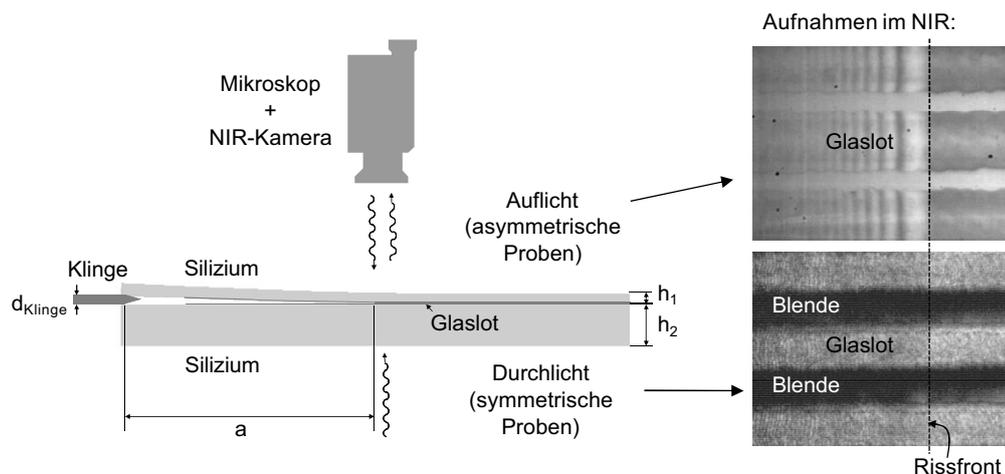


Abbildung 22: Versuchsaufbau beim Klingeneinschubtest (Double Cantilever Beam): Durch Klingeneinschub wird eine konstante Verschiebung am Probenende erzeugt und der Rissfortschritt beobachtet. Die asymmetrischen Proben werden im Auflicht, die symmetrischen Proben im Durchlicht untersucht.

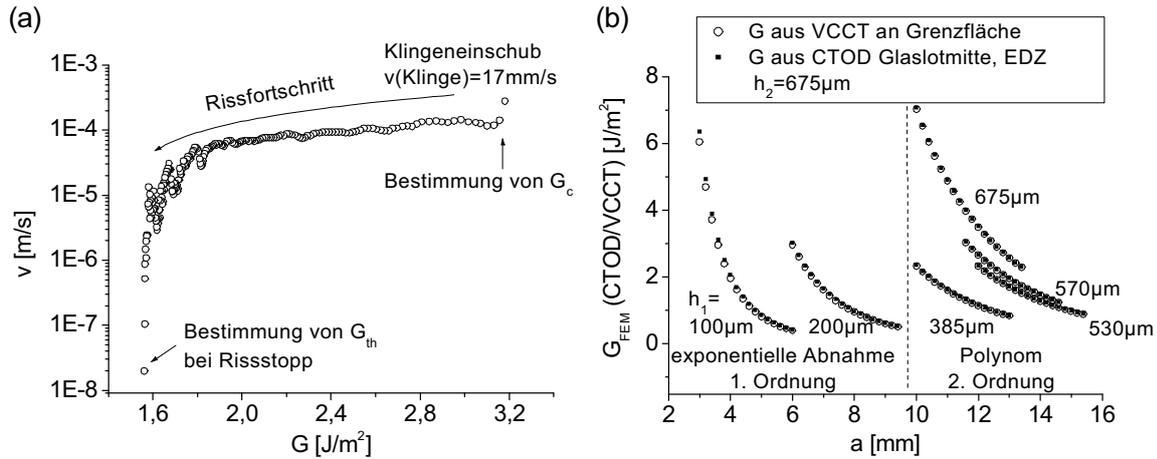


Abbildung 23: (a) Typische Risswachstumskurve im Experiment. Die Klinge wird mit hoher Geschwindigkeit eingeschoben, damit  $G_c$  bestimmt werden kann. Der Schwellwert  $G_{th}$  wird nach Abstoppen des Risses ermittelt. (b) Berechnete Energiefreisetzungsrates  $G_{FEM}$  in Abhängigkeit von der Risslänge (2D-Modell). Die virtuelle Rissschließungsmethode (VCCT) an der Grenzfläche zwischen Glaslot und dem dünneren Wafer stimmt sehr gut mit der Rissöffnungsmethode (CTOD) für einen Riss in der Mitte des Glaslots überein.

ses zu einer Verdunkelung der Aufnahme, wenn die Strahlung an den Bruchflächen zurückreflektiert wird. Bis zu einer Asymmetrie von 570/675  $\mu\text{m}$  wird im Durchlicht aufgrund des Rissverlaufs in der Bondschicht die beste Auflösung der Rissfront erreicht. Proben, die eine Asymmetrie größer oder gleich 530/675  $\mu\text{m}$  aufweisen, können aufgrund des Rissverlaufs an der Grenzfläche nur im Aufficht vermessen werden. Durch die reflektierte Strahlung kommt es zu hellen Interferenzerscheinungen an den Rissufern und einer sehr deutlich erkennbaren Rissfront wie die Aufnahmen in Abbildung 22 zeigen. Für die Probendicken 200/675  $\mu\text{m}$  und 100/675  $\mu\text{m}$  läßt sich die Position der Rissfront an den Bruchflächen nachträglich lichtmikroskopisch nicht mehr überprüfen, da keine Rastlinien nach den jeweiligen Einschüben erkennbar sind. Für alle anderen Probengeometrien konnte mit Abweichungen von normalerweise unter 1%, in seltenen Fällen 2 bis 3%, wie in [29] eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen Risslänge im Versuch mit den lichtmikroskopisch vermessenen Bruchflächen gefunden werden. Die in [6] beschriebenen Abweichungen an direkt gebondeten Proben konnten nicht bestätigt werden.

Zur Aufnahme der Risswachstumskurven wird die Klinge mit einem Schrittmotor möglichst schnell eingeschoben, damit auch der Übergang vom schnellen kritischen Risswachstum im Bereich III zum Bereich II der Risswachstumskurve so gut wie möglich abgebildet werden kann (siehe Abbildung 12 auf Seite 18). Nach dem Einschub der Klinge, kann die Rissgeschwindigkeit somit beginnend mit der

kritischen Belastung  $G_c$  bis zum Abstoppen des Risswachstums beim Schwellwert der Bruchzähigkeit  $G_{th}$  gemessen werden, wie Abbildung 23a verdeutlicht. Es wird darauf geachtet, dass der Riss unmittelbar nach dem Klingeneinschub, wenn die höchste Belastung auftritt, deutlich schneller wächst als im weiteren Verlauf der Messung. Mit einer Bildaufnahmefrequenz der NIR-Kamera von 50 Hz konnte auf diese Weise die kritische Energiefreisetzungsrate unmittelbar nach dem Einschub der Klinge mit großer Genauigkeit bestimmt werden. Die Bildrate der Kamera ist nach der plötzlichen Belastung zu niedrig um die Rissgeschwindigkeiten oberhalb von  $G_c$  ( $v \gg 0,5$  mm/s) zuverlässig zu bestimmen, weshalb die Risswachstumskurven in Abbildung 33 etwa bei diesen Geschwindigkeiten enden. Die Klinge wurde mit einer wesentlich höheren Geschwindigkeit von mindestens 17 mm/s mit einem Linearaktuator M-235.5DD der Firma Physik Instrumente eingeschoben.

Die notwendige Einschublänge zur Messung der gesamten Risswachstumskurve ist von der Asymmetrie der Probe abhängig. Sie steht mit den unterschiedlichen Steilheiten der modellierten  $G(a)$ -Kurven in Abbildung 23b im Zusammenhang. Nehmen die Energiefreisetzungsraten im Bereich der gemessenen Risslängen nur schwach ab, muss die Klinge weiter eingeschoben werden als bei starkem Abfall. Beispielsweise muss im Fall der Probengeometrie 385/675  $\mu\text{m}$  die Klinge mindestens 2 mm eingeschoben werden, um die gesamte Risswachstumskurve über einen Bereich  $\Delta G = 1,5$  J/m<sup>2</sup> messen zu können. Bei den Proben 100/675  $\mu\text{m}$  genügt dagegen eine Einschublänge von 1,3 mm um den Rissfortschritt vom sehr schnellen Wachstum bis hin zum Abstoppen verfolgen zu können. Zur Vermessung des Rissstopps ist die Auflösung der Kamera von 6  $\mu\text{m}$  pro Pixelbreite ausreichend.

#### 4.2.2.2 Validierung des FE-Modells

Im Falle des Klingeneinschubtests existieren viele Herleitungen für analytische Formeln. Einen Überblick gibt [45]. Unter der Bedingung  $a \gg h_2, h_1$  gilt nach der Balkentheorie im symmetrischen Fall ( $h_1 = h_2$ ) bei Annahme des ESZ:

$$G = \frac{3Eh_1^3 d_{\text{Klinge}}^2}{16a^4} \quad (45)$$

Für die asymmetrischen Proben gilt unter der Bedingung  $h_2 = nh_1$  ( $n > 1$ ) und unter Berücksichtigung der in den Abbildungen 22 und 29 angegebenen Nomenklatur:

$$G = \frac{3Eh_1^3 d_{\text{Klinge}}^2}{16a^4} \frac{2n^3}{1+n^3} \quad (46)$$

Mit dem 2D-Modell werden mehrere Risse mit vergleichbaren Längen aus dem Experiment simuliert. An den Enden der Siliziumstreifen wird jeweils die be-

tragsmäßig gleiche Kraft angelegt, welche die Öffnung der Probe von  $100\ \mu\text{m}$  durch die Klinge erzeugt. Durch Aufbringen der Randbedingung in Form der zwei Kräfte wird die unterschiedlich starke Biegung der Siliziumstreifen im asymmetrischen Fall berücksichtigt. Zur Validierung des Modells werden die Ergebnisse der Simulation mit den analytischen Gleichungen verglichen. Abbildung 24a zeigt am Beispiel der Probe  $100/675\ \mu\text{m}$ , dass die analytischen Berechnungen sehr gut mit den Simulationen übereinstimmen – sowohl im Fall der Rissuferverschiebung (CTOD) als auch bei Auswertung der Verzerrungsenergien (TSEM). Weiterhin zeigt der Vergleich, dass die dünne Bondschicht erwartungsgemäß einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Bestimmung der Energiefreisetzungsraten hat.

Abbildung 24b zeigt die Abhängigkeit der Phasenwinkel vom Verhältnis  $n = h_2/h_1$ . Die Simulationen stimmen für kleine  $\phi$  sehr gut mit der Theorie nach [36] überein. Die Abweichungen von  $-2^\circ$  für die höheren Asymmetrien  $100/675\ \mu\text{m}$  und  $200/675\ \mu\text{m}$  traten auch bei den FE-Berechnungen von Tadepalli [71] auf.

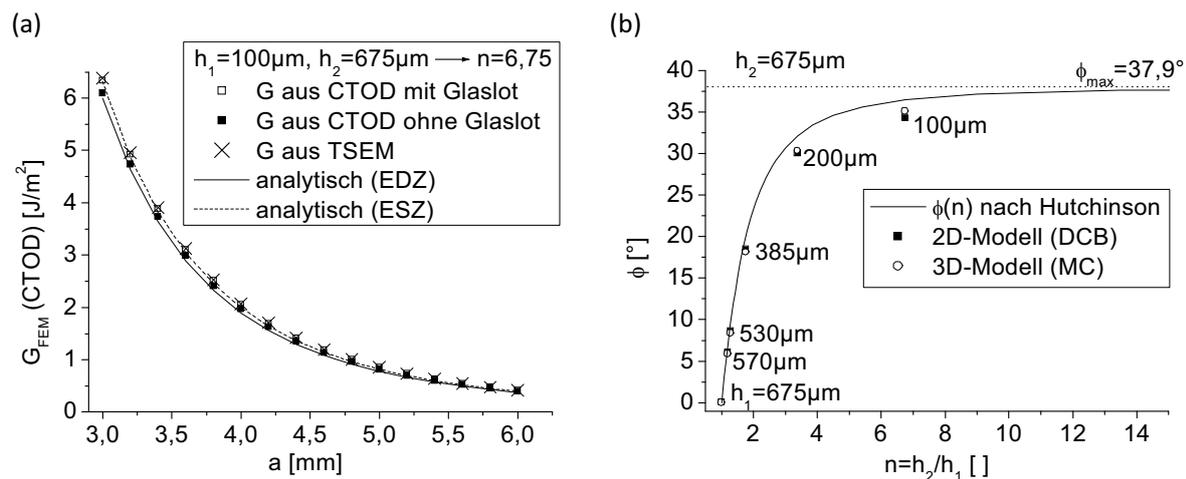


Abbildung 24: Vergleich des 2D-Modells beim Klingeneinschubtest mit analytischen Berechnungen: (a) Abhängigkeit der Energiefreisetzungsraten von der Risslänge für die asymmetrische Probe  $100/675\ \mu\text{m}$ . (b) Abhängigkeit der Phasenwinkel vom Verhältnis der Waferdicken.

### 4.2.3 Biegetest

Zur Charakterisierung von Bondverbindungen mittels Biegetest existieren nur sehr wenige Veröffentlichungen. Schwierigkeiten treten beim Biegeversuch vor allem dann auf, wenn der Riss bei erhöhten Scherbelastungen in das spröde Siliziumsubstrat abknickt und nicht die verbindende Schicht oder deren Grenzfläche zum Substrat versagen. Bondschichten mit einer verhältnismäßig hohen Festigkeit können daher im Biegeversuch oft nicht analysiert werden, da beim alleinigen Versagen des

Siliziums keine bruchmechanische Auswertung erfolgen kann. Turner [75] gibt im Fall von direkt gebondeten Wafern einen experimentell ermittelten Grenzwert von  $G_c < 2,5 \text{ J/m}^2$  an.

#### 4.2.3.1 Experimentelles Vorgehen

Die in dieser Arbeit entwickelte Teststruktur in Abbildung 25 ist bisher in der Literatur zur Charakterisierung von Waferbondverbindungen von anderen Forschungsgruppen nicht erwähnt. Einen sehr ähnlichen Ansatz verfolgen der Schwickerrath-Test zur Bestimmung der Verbundfestigkeit zwischen Dentalkeramik und metallischen Werkstoffen [44] sowie der Flip-Chip-Vierpunktbiegeversuch, bei welchem in elektronischen Anwendungen die Festigkeit des Siliziumchips oder die Haftung seiner Metallisierung auf einer Polymerunterfüllung untersucht werden [15, 51, 53]. Bei der Charakterisierung von Verbundwerkstoffen kommt eine äquivalente Teststruktur im Dreipunktbiegeversuch unter dem Begriff „Double End Notch Flexure“ (DENF) zum Einsatz [62].

Der hier entwickelte Test ermöglicht die Ermittlung der bruchmechanischen Schwellwerte  $G_{th}$  an einem typischen Glaslotbondrahmen. Dazu wird, wie Abbildung 25 zeigt, eine Teststruktur bestehend aus einem Siliziumstreifen mit einer mittig gebondeten Dummy-Kappe ohne Kaverne hergestellt und in einer Vierpunktbiegevorrichtung gebogen. Da der Riss in dieser Konfiguration an der oberen Grenzfläche zum Silizium verläuft, ist es möglich die Rissinitiierung und das darauf folgende Risswachstum mit einer Nahinfrarotkamera zu verfolgen. Der Phasenwinkel

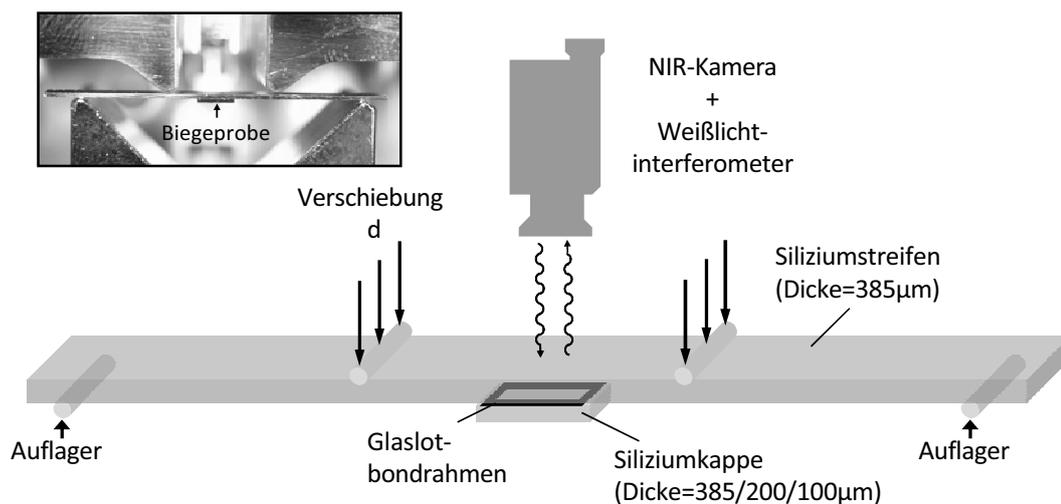


Abbildung 25: Aufbau des Vierpunktbiegeversuchs zur Ermittlung von bruchmechanischen Kennwerten an Bondrahmenstrukturen. Die Durchbiegung wird mit einem Weißlichtinterferometer ermittelt. Mit Hilfe der Nahinfrarotkamera können Delaminationen in Abhängigkeit von der Belastung detektiert werden.

kann durch die Kappendicke beeinflusst werden. Er beträgt für kleine Anrisse von  $40\ \mu\text{m}$  im Fall der Kombination  $385/385\ \mu\text{m}$   $\phi = 36,4^\circ$  und im Fall der Kombination  $100/385\ \mu\text{m}$  bis zu  $\phi = 47,2^\circ$ .

Die Proben werden in die Versuchsanlage eingelegt und möglichst exakt zentriert. Mit Hilfe des Interferometers wird zunächst der Nullpunkt, bei dem die oberen zwei Auflager die Probe gerade berühren, bestimmt. Anschließend werden die Proben mit einer Geschwindigkeit von  $250\ \mu\text{m}/\text{min}$  bis zu einer Durchbiegung, bei der noch kein Risswachstum auftritt, belastet. Für die Probengeometrie  $100/385\ \mu\text{m}$  liegt die Anfangsbelastung bei einer Verschiebung der oberen Auflager von  $140\ \mu\text{m}$ , für  $200/385\ \mu\text{m}$  bei  $100\ \mu\text{m}$  und für  $385/385\ \mu\text{m}$  bei  $90\ \mu\text{m}$ . Unter diesen Belastungen ist auch bei längeren Wartezeiten von 8 Stunden kein Riss erkennbar. Ausgehend von den jeweiligen Anfangsbelastungen wird die Belastung schrittweise um  $5\ \mu\text{m}$  erhöht bis die erste Delamination im Nahinfrarotbild erkennbar ist (siehe Abbildung 35). An diesem Punkt überschreitet die Energiefreisetzungsrate den Schwellwert:  $G \geq G_{\text{th}}$ . Die Zeitabstände zwischen den jeweiligen Belastungsschritten betragen  $\Delta t = 5\ \text{min}$  womit auch das unterkritische Risswachstum berücksichtigt wird. Die exakte Durchbiegung der Probe bei Anriss wird über das Weißlichtinterferometer ermittelt.

Die neue Methode bringt einige Vorteile mit sich: Da nur die beiden linear elastischen Materialien, Glaslot und Silizium, zum Einsatz kommen, ist das Testergebnis sehr exakt und die Auswertung mittels Finite-Elemente-Simulation weniger stark fehlerbehaftet als beim Test von Gesamtpackages, bei denen oft plastische oder viskoelastische Vorgänge eine entscheidende Rolle spielen. Aufgrund der Transparenz von Silizium im nahen Infrarot gestaltet sich die Detektion einer Delamination außerdem wesentlich einfacher als mit Ultraschallmethoden, womit im Vergleich zu gemoldeten Sensoren in-situ Messungen des Risswachstums während der Lastaufbringung durchgeführt werden können. Die Moldmasse muss nicht entfernt werden um beispielsweise nach einer Temperaturbehandlung Risse erkennbar zu machen. Weiterhin liegen die gemessenen Risslängen im Bereich von einigen  $10\ \mu\text{m}$ , was vergleichbar mit den Anrisslängen in realen Verpackungen auf Waferebene ist.

#### 4.2.3.2 FE-Simulationen am 2D- und 3D-Modell

Ein 3D-Viertelmodell ist hinsichtlich der Probensymmetrie ausreichend, um die oben beschriebene Teststruktur zu modellieren. In Abbildung 26a ist die Spannungsverteilung in einem Viertel des Glaslotbondrahmens dargestellt. Hohe Haupt- und Zugspannungen senkrecht zur Bondschichtebene befinden sich am äußeren Rand des Rahmens. In diesem Bereich startet auch der Delaminationsprozess im Experiment wie die Aufnahme der Nahinfrarotkamera in Abbildung 26c zeigt.

Zur Ermittlung der bruchmechanischen Kennwerte wurden Risse in der Mittelebene der Glaslotbondschiicht eingebracht. Die Rissfront läuft parallel zum äußeren Rand des Bondrahmens, wie die gestrichelte Linie in Abbildung 26b zeigt. Unter Einsatz der Submodellierung wird das Netz an verschiedenen Stellen der Rissfront verfeinert und überprüft, dass entlang der Rissfront die SIF und Gesamtenergiefreisetzungsraten konstant sind.

Die Komplexität des 3D-Modells kann jedoch in diesem Fall durch Einsatz eines 2D-Modells vereinfacht werden. Die Diagramme in Abbildung 27 zeigen einen Vergleich der Auswertung mittels 2D- und 3D-Modell. Beim 2D-Modell, welches das Problem auf einen schmalen Glaslotstreifen reduziert, ist die Belastung an der Risspitze für kleine Risslängen bis zu  $50\ \mu\text{m}$  im Falle eines  $450\ \mu\text{m}$  breiten Bondrahmens identisch mit dem 3D-Modell. Da schon kleine Anrisse von wenigen  $\mu\text{m}$  in realen Sensorstrukturen verhindert werden sollen, ist die Vereinfachung durch das 2D-Modell hinreichend genau. Je steifer die Probe, desto höher ist die Abweichung zwischen 2D- und 3D-Modell mit zunehmender Risslänge. Ein Vorteil des Einsatzes des 2D-Modells ist, dass eine separate Auswertung für jedes Experiment erfolgen kann. Somit konnte auch die Variation der Bondrahmenbreite in die Auswertung eingehen, wodurch der statistische Fehler bei der Messung verringert wird.

Wie Abbildung 27 zeigt, sind die berechneten Energiefreisetzungsraten  $G$  für kleine Risslängen  $40\ \mu\text{m} \leq a \leq 100\ \mu\text{m}$  nahezu konstant. Zur Berechnung der Schwellwerte  $G_{\text{th}}$  wird eine Risslänge von  $40\ \mu\text{m}$  eingebracht. Aus der angelegten Verschiebung  $d$ , welche der am Weißlichtinterferometer ermittelten Durchbiegung des Bondrahmens entspricht, wird der Schwellwert  $G_{\text{th}}$  bei Auftreten der ersten Delamination bestimmt. Die Energiefreisetzungsrates  $G(d)$  ist für alle drei Probenotypen in

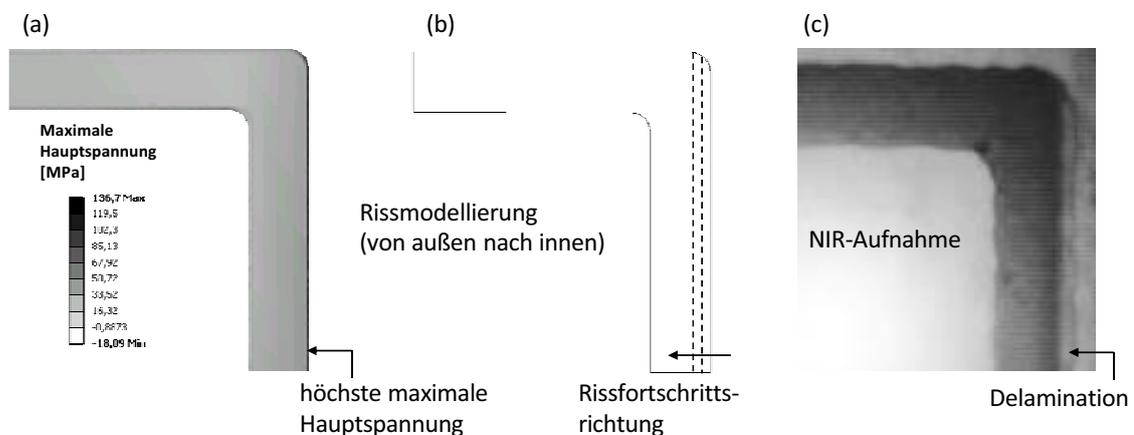


Abbildung 26: (a) Spannungsverteilung im Bondrahmen beim Biegeversuch (b) Modellierte Rissgeometrien (c) Vergleich mit einer Nahinfrarotaufnahme aus dem Experiment

Abbildung 28a für einen konstanten Anriss von  $40\ \mu\text{m}$  dargestellt. Die Fehlerbalken schließen eine Abweichung bei der Zentrierung der Probe von  $\pm 100\ \mu\text{m}$  ein. In die Fehlerberechnung (Diagramm 28b) geht weiterhin eine mögliche Abweichung von  $\pm 2,5\ \mu\text{m}$  bei der Bestimmung der anliegenden Verschiebung ein. In Abhängigkeit von der Steifigkeit der Probe beträgt der auf die Energiefreisetzungsrate bezogene Gesamtfehler 38,5% für den Probenotyp 385/385  $\mu\text{m}$ , 34,7% für 200/385  $\mu\text{m}$  und 28,9% für 100/385  $\mu\text{m}$ . Damit ist der Fehler beim Biegeversuch etwa so groß wie bei anderen Prüfverfahren. Glien [29] gibt für den Mikrochevrontest einen Gesamtfehler von 19% bezogen auf die SIF an. Wegen der quadratischen Abhängigkeit (Gleichung (11)) verdoppelt sich der Fehler, wenn die Energiefreisetzungsrate betrachtet wird.

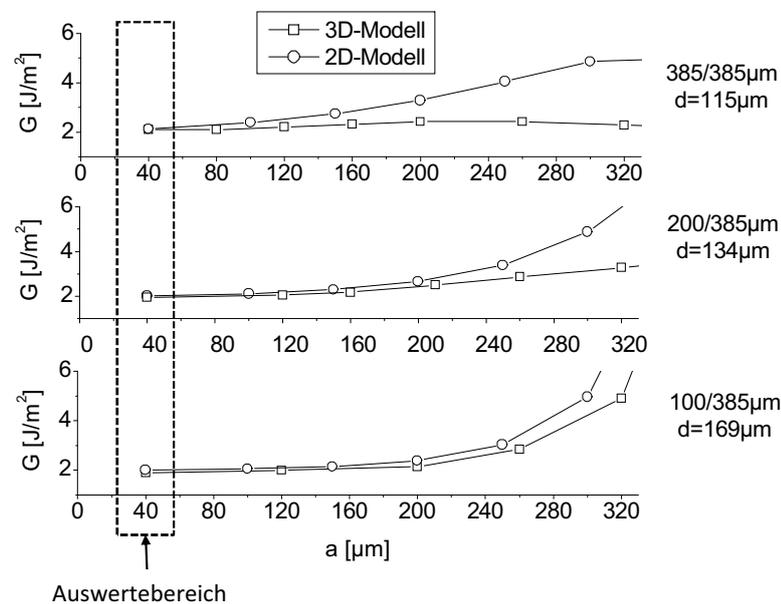


Abbildung 27: Energiefreisetzungsrate in Abhängigkeit von der Risslänge für das 2D- und 3D-Modell. Die beiden Modelle liefern die gleichen Bruchzähigkeiten bei Bewertung kleiner Anrisse im Bondrahmen.

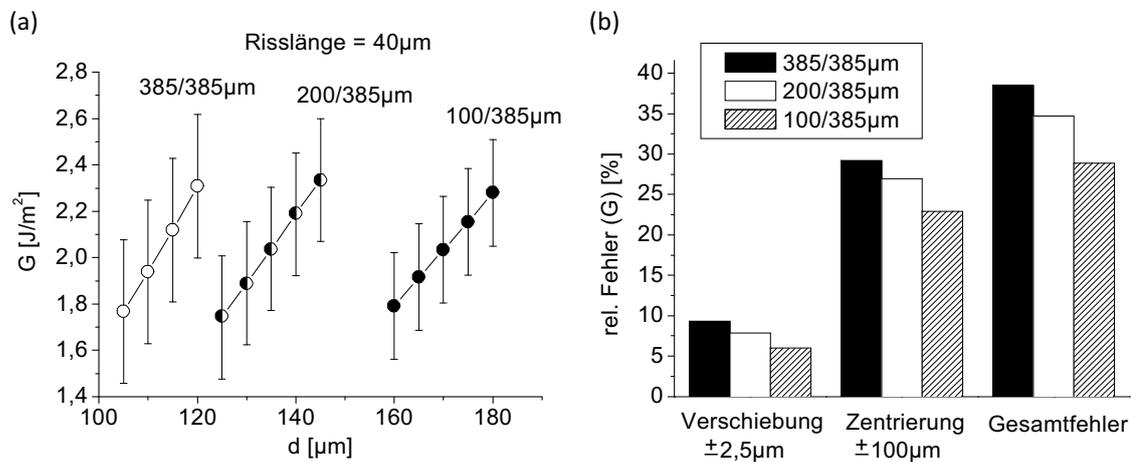


Abbildung 28: Fehlerberechnungen zum Biegeversuch: (a) Anstieg der Energiefreisetzungsrates in Abhängigkeit von der aufgetragenen Last  $d$ . Die Fehlerbalken stellen einen Zentrierungsfehler von  $\pm 100\mu\text{m}$  dar. (b) Der relative Gesamtfehler setzt sich aus dem Fehler bei Bestimmung der anliegenden Last  $d$  und dem Fehler bei Zentrierung der Proben zusammen. Er nimmt mit der Probensteifigkeit zu.

#### 4.2.4 Teststrukturen

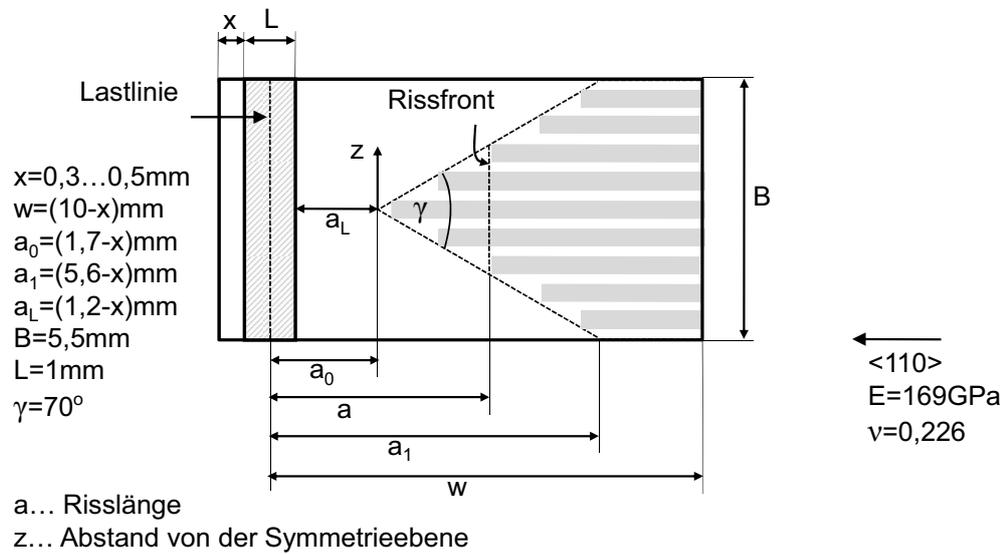
Nomenklatur und geometrische Abmessungen der drei Teststrukturen sind in Abbildung 29 zusammenfassend dargestellt. In Abhängigkeit von der Art der Probe und zur Einstellung eines bestimmten Phasenwinkels  $\phi$  werden einige Waferpaare nach dem Bondprozess einseitig geschliffen. Es kommen verschiedene Siliziumwaferdicken im Bereich von 100 bis 675  $\mu\text{m}$  zum Einsatz. Die Proben werden im nachfolgenden Text über die Kombination der Waferdicken (z.B. 100/675  $\mu\text{m}$ ) benannt. Falls nicht anders beschrieben, wird der gebondete Wafer rückgedünnt. Dieser erfährt nur einen Temperaturschritt während des Glaslotbondens, wie Abbildung 48 auf Seite 82 verdeutlicht.

Eine Aufsicht auf die MC- und DCB-Proben ist in Abbildung 29a bzw. b dargestellt. Die Chevronproben bestehen aus 9 nebeneinander angeordneten Glaslotstreifen mit der Druckbreite 290  $\mu\text{m}$ . Für den Klingeneinschubtest werden sowohl Proben mit den Linienbreiten 195  $\mu\text{m}$  (13 Streifen) und 290  $\mu\text{m}$  (9 Streifen) verwendet, da das Messergebnis im Fall des Klingeneinschubtests unabhängig von der Linienbreite ist. Während des Bondprozesses werden die Bondlinien auf das 1,2 bis 1,6-fache ihrer Druckbreite verquetscht, was durch den Korrekturfaktor  $1/f$  entsprechend Gleichung (38) berücksichtigt wird. Bei den Klingen im Einschubtest handelt es sich um handelsübliche Rasierklingen der Firma Wilkinson mit einer Klingenblattdicke von 100  $\mu\text{m}$ . Um ein Verbiegen der Klingen während des Einschubs zu vermeiden, werden diese mit der Wafersäge in kleinere Teilstücke zersägt. Die Ergebnisse waren unabhängig davon ob die Klinge zuerst mit der Schneide oder einer gesägten Seite eingeschoben wurde.

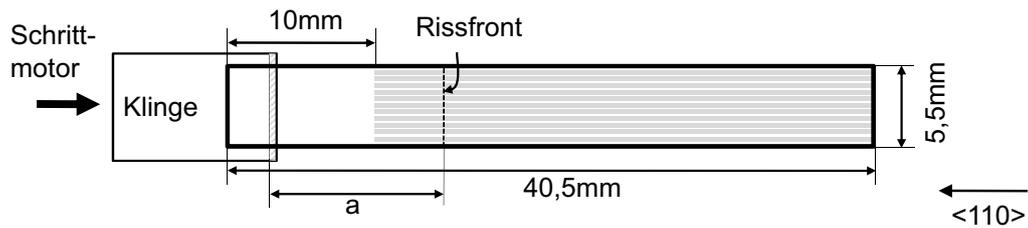
Abbildung 29c zeigt die Geometrie der Biegeproben. Die Druckbreite des Glaslotbondrahmens beim Biegeversuch beträgt ebenfalls 290  $\mu\text{m}$ . Nach der Verquetschung ergibt sich eine durchschnittliche Bondrahmenbreite von  $440 \mu\text{m} \pm 31 \mu\text{m}$ .

Glien [29] beschreibt die Bondtechnologie mit den Prozessparametern und der chemischen Zusammensetzung nach Tabelle 8 im Anhang. Bei den vorgestellten Simulationsergebnissen wird eine Glaslotdicke von 10  $\mu\text{m}$  angenommen. Für die einkristallinen Siliziumsubstrate werden nach Tabelle 9 im Anhang isotrope Materialparameter zugrunde gelegt. Nach [6] ist die Vereinfachung möglich, wenn der Elastizitätsmodul in Rissausbreitungsrichtung angenommen wird, da dort die hauptsächlichsten Dehnungen auftreten. Für die vorgestellten Teststrukturen ist das immer die Richtung  $\langle 110 \rangle$ . Die Kristallrichtung  $\langle 100 \rangle$  steht in jeden Fall senkrecht auf der Waferebene.

(a) Mikrochevronprobe



(b) DCB-Probe



(c) 4-Punkt-Biegeprobe

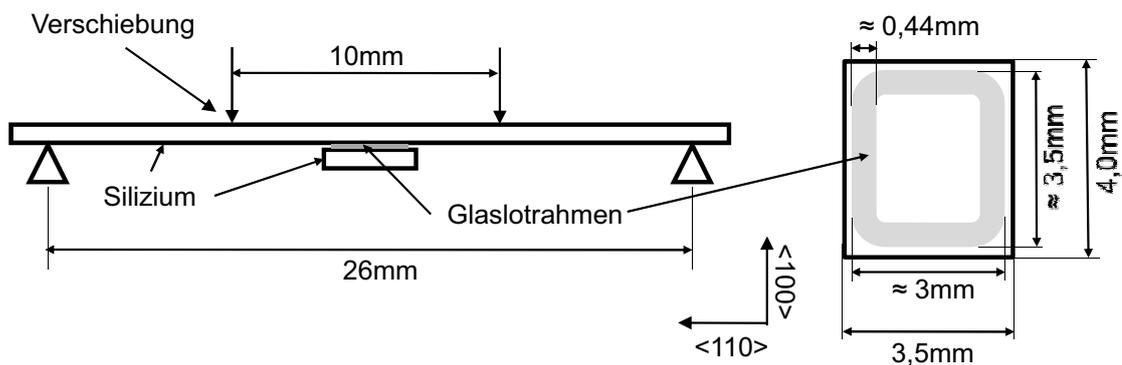


Abbildung 29: Geometrie der drei Teststrukturen. Die Dicke der Siliziumwafer ist variabel. Für die Berechnungen werden die Materialparameter in Rissausbreitungsrichtung  $\langle 110 \rangle$  verwendet. (a) Nomenklatur und Abmessungen der hier verwendeten Mikrochevronstruktur. Die Klebefläche der Stempel ist schraffiert gekennzeichnet. Die Stempelposition  $x$  ist variabel und wird an jeder Probe experimentell vermessen. (b) Teststruktur beim Klingeneinschubtest (c) Geometrie der Biegeprobe

## 5 Ergebnisse

### 5.1 Verhalten bei gemischter Beanspruchung im Klingeneinschub- und Mikrochevrontest

Der Einfluss der gemischten Belastung auf die Bruchzähigkeit wird mit Hilfe des asymmetrischen Klingeneinschub- und Mikrochevrontests, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, analysiert. Alle Messungen finden unter Laborbedingungen ( $T \approx 25^\circ\text{C}$ ,  $f_{\text{rel}} \approx 30\%$ ) statt.

#### 5.1.1 Kritische und unterkritische Grenzwerte des Risswachstums

Mit Hilfe des Klingeneinschubtests können sowohl der unterkritische Schwellwert  $G_{\text{th}}$  als auch der kritische Wert  $G_c$  untersucht werden.  $G_{\text{th}}$  wird aus der Risslänge nach Abstoppen des Risses ermittelt. Nach spätestens einer Minute ist im Bereich der Messgenauigkeit (Auflösung der Kamera von  $6\ \mu\text{m}$  Pixelbreite) die maximale Ausbreitung des Risses erreicht (siehe Abschnitt 5.1.3). Zwischen Einschub der Klinge bis zur Bestimmung der maximalen Risslänge lagen in jedem Fall mindestens zwei Minuten. Die längste Messdauer beträgt vier Monate für Proben der Dickenkombination  $385/385\ \mu\text{m}$ , wobei in dieser Zeit kein Rissfortschritt beobachtet wird. Damit muss die durchschnittliche Rissgeschwindigkeit unterhalb  $5,8 \cdot 10^{-13}\ \text{m/s}$  liegen. Bei den asymmetrischen Proben  $200/675\ \mu\text{m}$  wird der Rissfortschritt längstens 24 Stunden beobachtet, wobei auch hier kein weiteres Wachstum festgestellt wird. Die Endgeschwindigkeit muss in diesem Fall kleiner als  $7,0 \cdot 10^{-10}\ \text{m/s}$  sein.

Die Anzahl der zugrundeliegenden Klingeneinschub- und Mikrochevrontests ist im Diagramm der Abbildung 30 in Klammern angegeben. Aufgrund des geringeren Messaufwandes liegen dem Schwellwert  $G_{\text{th}}$  wesentlich mehr Messungen zugrunde als dem durch Klingeneinschub ermittelten  $G_c$ , da hier die gesamte Risswachstumskurve aufgenommen werden muss. Von jeder Dickenkombination werden mindestens fünf vollständige Risswachstumskurven aufgenommen. Die genaue Anzahl ist im Abschnitt 5.1.3 angegeben.

Beim Mikrochevrontest wird die TSEM (Abschnitt 4.1.1.1) zur Auswertung herangezogen, da hier eine bessere Übereinstimmung mit den aus dem Klingeneinschubtest ermittelten kritischen Werten erreicht wird. Eine ausführliche Diskussion zur Auswertung findet sich in Abschnitt 6.1.1.

Die Ergebnisse sind für acht verschiedene Dickenkombinationen in Abbildung 30 dargestellt, womit ein Bereich der Phasenwinkel von  $0^\circ \leq \phi \leq 34,2^\circ$  abgedeckt wird. Die mit dem Mikrochevrontest ermittelten kritischen Mittelwerte  $G_c$  liegen mit

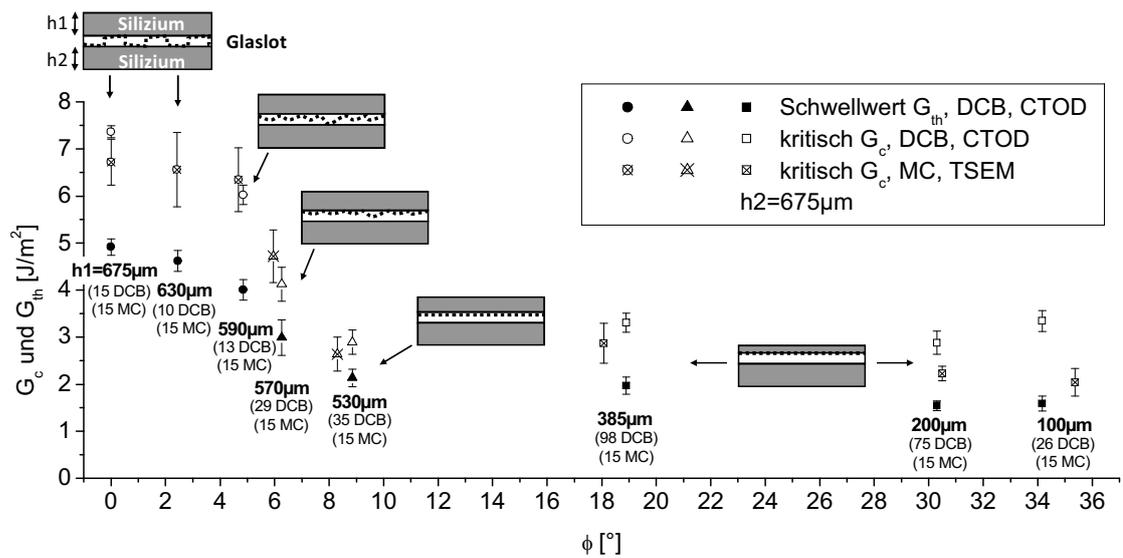


Abbildung 30: Kritische und unterkritische Grenzwerte bei gemischter Belastung in Abhängigkeit vom Phasenwinkel  $\phi$ . Die Werte werden mittels asymmetrischem Klingeneinschub- und Mikrochevrontest gemessen und stehen in engem Zusammenhang mit dem Risspfad durch die Bondschicht. Ein sehr großer Abfall der Bruchzähigkeiten  $G_{th}$  und  $G_c$  vollzieht sich in einem schmalen Intervall des Phasenwinkels von  $4^\circ \leq \phi \leq 9^\circ$ . In diesem Bereich geht der Rissverlauf kontinuierlich vom streng periodisch alternierenden Riss bei symmetrischer Konfiguration in einen Riss parallel zur Grenzfläche in der Ebene der Bleiausscheidungen über ( $530/675 \mu\text{m}$ ). Im Fall der Proben mit hoher Asymmetrie ( $200$  und  $100/675 \mu\text{m}$ ) läuft der Riss nicht mehr durch die Ausscheidungen, sondern vollständig in der Grenzfläche zwischen Silizium und Glaslot.

Ausnahme der Kombinationen  $570/675\ \mu\text{m}$  und  $590/675\ \mu\text{m}$  unterhalb der mittels Klingeneinschubtest ermittelten Werte. Die höheren Werte in den beiden Fällen  $570/675\ \mu\text{m}$  und  $590/675\ \mu\text{m}$  sind auf den Bondprozess zurückzuführen. Es war deutlich erkennbar, dass die Verquetschung im Bereich der Chevronproben höher war als im Bereich der DCB-Proben. Dies hat einen Einfluss auf die Bondqualität und damit auch die kritische Bruchzähigkeit wie Abschnitt 5.1.4 zeigt.

Beide Tests zeigen eine signifikante Abnahme der Bruchzähigkeiten mit zunehmender Scherbelastung, d.h. mit steigendem Phasenwinkel  $\phi$  an der Risspitze. Dabei ist der größte Abfall der Schwellwerte ( $\Delta G_{\text{th}} = -2,8 \pm 0,4\ \text{J/m}^2$ ) und der kritischen Werte ( $\Delta G_c = -4,3 \pm 0,6\ \text{J/m}^2$ ) auf ein verhältnismäßig kleines Intervall der Phasenwinkel von  $4^\circ \leq \phi \leq 9^\circ$  beschränkt. Für  $\phi \geq 9^\circ$  nimmt  $G_{\text{th}}$  nochmals um  $\Delta G_{\text{th}} = -0,6 \pm 0,3\ \text{J/m}^2$  ab, während  $G_c$  im Bereich des Messfehlers konstant bleibt. Für alle Fälle bei denen der Phasenwinkel den Wert  $\phi \geq 19^\circ$  überschreitet, müssen die Grenzwerte  $G_{\text{th}} = 1,5 \pm 0,1\ \text{J/m}^2$  und  $G_c = 2,8 \pm 0,2\ \text{J/m}^2$  als Versagenskriterium angenommen werden.

Für die hohen Asymmetrien ( $200$  und  $100/675\ \mu\text{m}$ ) läuft der Riss an der Grenzfläche zwischen dem dünneren Siliziumwafer und der Glaslotbondschiicht, wie die gestrichelte Linie in den Bildern der Abbildung 30 zeigt. Im Bereich des starken Abfalls der gemessenen Bruchzähigkeiten für  $\phi \leq 9^\circ$  vollzieht sich ein kontinuierlicher Übergang vom Schlangelriss zum Grenzflächenriss. Der Riss bewegt sich mit steigender Asymmetrie der Proben immer stärker an der Grenzfläche Glaslot/Silizium des dünneren Siliziumwafers wie Abbildung 31 zeigt.

Die Erhöhung der effektiven Bruchzähigkeiten im Fall des Schlangelrisses ist anschaulich nachvollziehbar, da:

- die wahre erzeugte Rissfläche wesentlich größer ist als die effektive Fläche bei der Auswertung in der Simulation
- sich die Richtung des Rissfortschritts ständig ändert
- Bereiche der Glaslotbondschiicht mit verschiedenen und möglicherweise im Vergleich zur Grenzfläche erhöhten Bruchzähigkeiten durchquert werden müssen

Für eine detaillierte Beschreibung wird auf den Abschnitt 6.3 in der Diskussion verwiesen.

### 5.1.2 Fraktographische Untersuchungen

Die Abhängigkeit der Versagenskriterien vom Phasenwinkel  $G_c(\phi)$  und  $G_{\text{th}}(\phi)$  ist auf den Risspfad durch die Bondschiicht zurückzuführen, welcher für jede Belastungsart

charakteristisch ist. Abbildung 31 zeigt rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der Bruchflächen der asymmetrischen Mikrochevronproben. Es ist erkennbar, dass der Rissfortschritt im Übergangsbereich von Schlängel- zu grenzflächennahem Riss für Phasenwinkel von  $\phi \leq 9^\circ$  sowohl teilweise im Volumenmaterial als auch durch die Ebene der Löcher läuft, die durch die Bleiausscheidungen gebildet werden. Diese Ebene soll im Weiteren als „grenzflächennaher Bereich“ beschrieben werden. Die Bleiausscheidungen, welche durch den Bruch weitestgehend unversehrt bleiben, weisen offensichtlich eine sehr geringe Bindung an die Glasmatrix auf. Ein großflächiges Wachstum in der Ebene der Bleiausscheidungen deutet darauf hin, dass sich der Riss an dieser Stelle der Bondverbindung relativ ungehindert ausbreiten kann. Die Ausscheidungen wirken damit tendenziell entfestigend und sind als Materialdefekte anzusehen.

Im Falle die Glaslot es kann eine ähnliche Klassifizierung der Bruchbilder vorgenommen werden wie in Abbildung 8 auf Seite 13:

- 675/675  $\mu\text{m}$ , 630/675  $\mu\text{m}$ , 590/675  $\mu\text{m}$  ( $0^\circ \leq \phi \leq 4,7^\circ$ ): Schlängelriss
- 570/675  $\mu\text{m}$  ( $\phi = 5,9^\circ$ ): aus dem grenzflächennahen Bereich ausbrechender Riss
- 530/675  $\mu\text{m}$  ( $\phi = 8,4^\circ$ ): grenzflächennaher Rissverlauf im Glaslot
- 385/675  $\mu\text{m}$  ( $\phi = 18,1^\circ$ ): aus der Grenzfläche ausbrechender Riss
- 200/675  $\mu\text{m}$ , 100/675  $\mu\text{m}$  ( $18,1^\circ \leq \phi \leq 35,1^\circ$ ): Grenzflächenriss

In den Bruchbildern sind keine Cordieritpartikel zu erkennen. Der Riss bewegt sich ausschließlich in der weicheren Glasmatrix. Für  $h_1/h_2 = 530/675 = 0,79$  verläuft der Riss vollständig grenzflächennah in der Ebene der Bleiausscheidungen. Das Bruchbild der Dickenkombination  $h_1/h_2 = 385/675 = 0,57$  zeigt einen Riss der unregelmäßig teilweise grenzflächennah und dann wieder in der Grenzfläche verläuft.

In Abbildung 32 ist für die Phasenwinkel  $\phi \leq 8,9^\circ$  die Änderung der Schlängelprofile im Bereich des Übergangs von Schlängel- zu grenzflächennahem Riss dargestellt. Die Profile werden mit dem Laserscanningmikroskop an Mikrochevronproben aufgenommen. Im symmetrischen Fall 675/675  $\mu\text{m}$  wird aufgrund der intrinsischen Zugspannungen ein sehr periodisches Bruchbild mit einer Schlängelperiode von 80 bis 90  $\mu\text{m}$  beobachtet. Wie ausführlich in [29] dargestellt, läuft der alternierende Riss in allen Fällen langsam aus der Grenzfläche aus und anschließend wieder steil in die Grenzfläche ein. In [29] wird im symmetrischen Fall nur die Hälfte der Periode ausgewertet und mit  $30 \pm 10 \mu\text{m}$  angegeben. Für die asymmetrischen Proben ist es

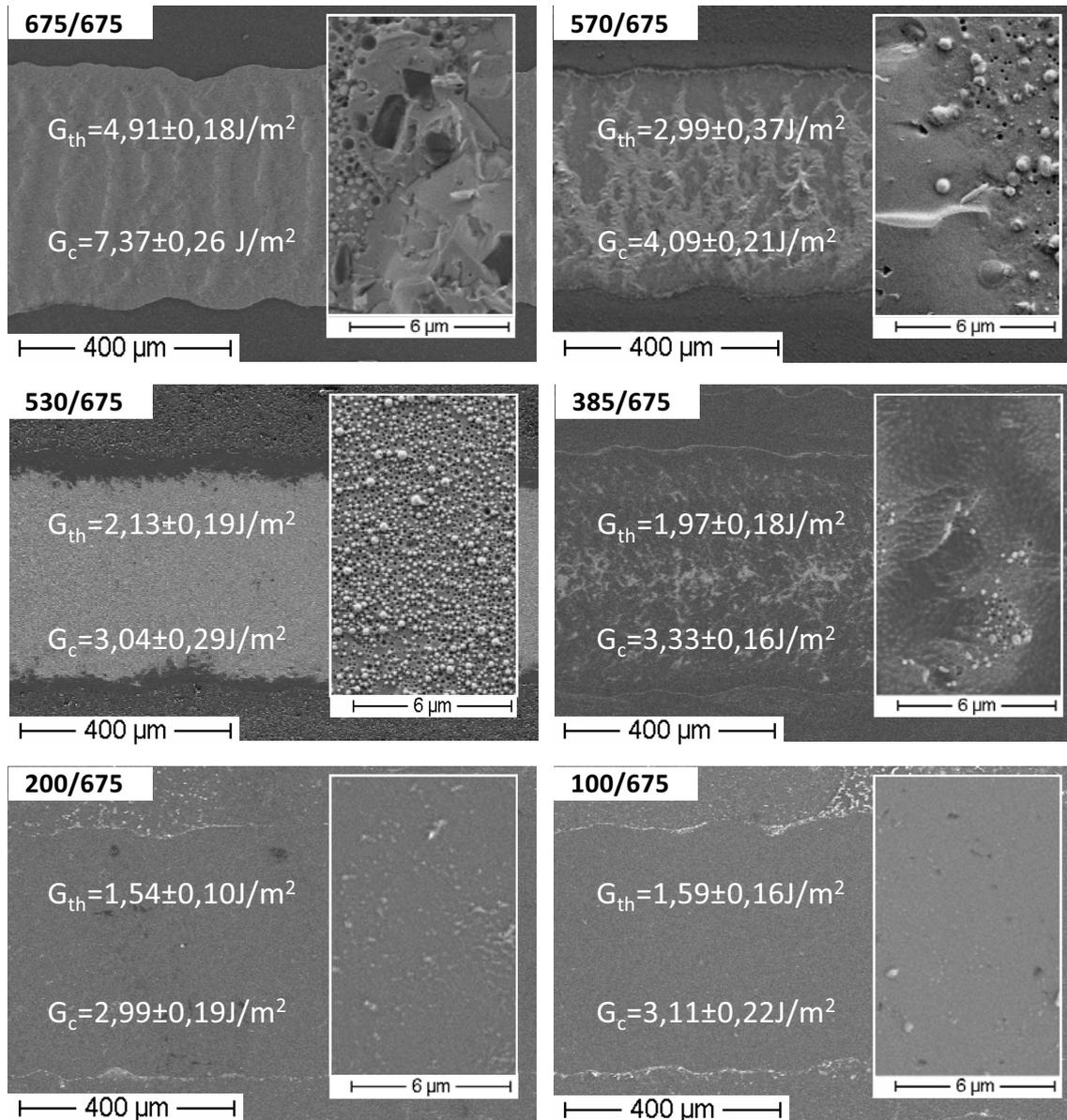


Abbildung 31: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der Bruchflächen bei gemischter Beanspruchung. Abgebildet ist die Seite zum dünneren Siliziumwafer, an welche sich der Riss mit zunehmender Asymmetrie annähert. Für die Fälle  $h_1/h_2 = 200/675 = 0,3$  und  $h_1/h_2 = 100/675 = 0,15$  läuft der Riss ausschließlich in der Grenzfläche.

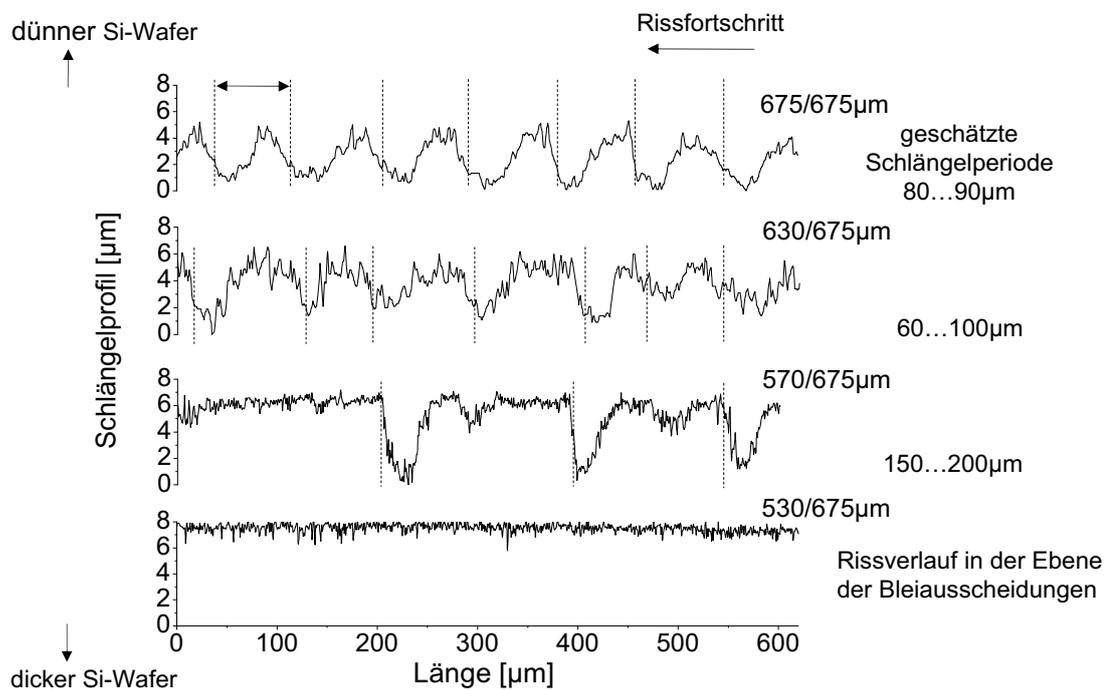


Abbildung 32: Laserscanning-Profilaufnahmen des verbleibenden Bruchprofils auf dem dickeren Siliziumwafer und die geschätzte Schlängelperiode. Die strenge Periodizität des Rissfortschritts im symmetrischen Fall nimmt deutlich ab und geht im Fall  $h_1/h_2 = 530/675 = 0,79$  in einen grenzflächennahen Riss über, der nicht mehr in die Glaslotbondschiicht ausbricht und in der Ebene der Bleiausscheidungen verläuft.

notwendig die Summe aus zwei aufeinanderfolgenden Rissabschnitten entlang der Grenzfläche des dünneren und des dickeren Wafers als Schlängelperiode einzuführen.

Eine geringe Abweichung der Symmetrie führt in Abbildung 32 bei Proben mit dem Dickenverhältnis  $h_1/h_2 = 630/675 = 0,93$  zu einer deutlich sichtbaren Störung der strengen Periodizität. Im Fall  $h_1/h_2 = 570/675 = 0,84$  bricht der Riss in unregelmäßigen Abständen von 150 bis 200  $\mu\text{m}$  aus dem grenzflächennahen Bereich in die Glaslotschicht aus und erreicht dabei den gegenüberliegenden grenzflächennahen Bereich des dickeren Siliziumwafers. Bei der Kombination  $h_1/h_2 = 530/675 = 0,79$  bleibt der Riss in der Ebene der Bleiausscheidungen gefangen. Es zeigen sich keine Ausbrüche mehr.

Statistische Untersuchungen zur Schlängelperiode für die unterschiedlichen Asymmetrien werden nicht durchgeführt. Die in Abbildung 32 angegebene geschätzte Schlängelperiode ist aus jeweils 3 Messungen am Laserscanningmikroskop im Bereich der kritischen Risslänge jeweils einer Mikrochevronprobe abgeschätzt. Es ist zu beachten, dass die Schlängelperiode weiterhin abhängig von der Schichtdicke [29] und von der Risswachstumsgeschwindigkeit ist. Bei langsamem Risswachstum ist ein Ausbruch des Risses in die Bondschicht wahrscheinlicher und das Schlängeln deutlicher als beim schnellen Risswachstum. Bei sehr hohen Einschubgeschwindigkeiten im Klingeneinschubtest von etwa 0,5 m/s (freier Fall eines Gewichtes auf die Klinge aus 3 cm Höhe) kann das Schlängeln im symmetrischen Fall gänzlich unterdrückt werden und tritt erst kurz vor dem Abstoppen des Risses auf.

### 5.1.3 Risswachstumskurven

Im Abschnitt 4.2.2 wurde gezeigt, dass die Rissuferverschiebung (CTOD) zur Auswertung des zweidimensionalen DCB-Modells herangezogen werden kann. Die Energiefreisetzungsraten  $G$  der Risswachstumskurven und der zugehörige Phasenwinkel  $\phi$  werden daher über die SIF  $K_I$  und  $K_{II}$  in der Mitte der Glaslotbondschicht ermittelt. Die zugrundeliegenden Gleichungen zur Ermittlung der SIF an der Riss Spitze sind in Abschnitt 4.1.1.3 dargestellt.

Im Folgenden sollen die mit dem Klingeneinschubtest ermittelten Risswachstumskurven für die unterschiedlichen asymmetrischen Proben beschrieben werden. Ein wichtiger Parameter ist das Verhältnis vom Schwellwert zum kritischen Wert der Bruchzähigkeiten  $K_{Ith}/K_{Ic}$  bzw.  $G_{th}/G_c$ , welche aus den gemessenen Risswachstumskurven ermittelt werden. Er gibt an, wie stark das unterkritische Risswachstumsverhalten bei der jeweiligen Konfiguration ausgeprägt ist.

Die charakteristischen Risswachstumskurven sind beispielhaft in Abbildung 33 dargestellt und können nach der Klassifizierung der Bruchbilder aus dem letzten Ab-

Tabelle 1: Zusammenfassung charakteristischer Kennwerte der Risswachstumskurven für die unterschiedlichen Dickenkombinationen

	100/675 $\mu\text{m}$	200/675 $\mu\text{m}$	385/675 $\mu\text{m}$	530/675 $\mu\text{m}$
$G_c - G_{th}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ]	$1,66 \pm 0,14$	$1,42 \pm 0,17$	$1,51 \pm 0,24$	$0,84 \pm 0,07$
$G_{th}/G_c$	$0,49 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,03$	$0,58 \pm 0,06$	$0,71 \pm 0,01$
$K_{Ith}/K_{Ic}$	$0,70 \pm 0,01$	$0,72 \pm 0,02$	$0,75 \pm 0,01$	$0,84 \pm 0,007$
	570/675 $\mu\text{m}$	590/675 $\mu\text{m}$	675/675 $\mu\text{m}$	
$G_c - G_{th}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ]	$1,04 \pm 0,20$	$1,76 \pm 0,16$	$2,50 \pm 0,12$	
$G_{th}/G_c$	$0,75 \pm 0,04$	$0,71 \pm 0,02$	$0,66 \pm 0,02$	
$K_{Ith}/K_{Ic}$	$0,86 \pm 0,02$	$0,84 \pm 0,01$	$0,81 \pm 0,01$	

schnitt unterschieden werden. Tabelle 1 fasst die wichtigsten Kennwerte der Kurven zusammen. Allgemein ist festzustellen, dass die Messungen sehr gut reproduzierbar sind. Die Quotienten  $K_{Ith}/K_{Ic}$  bzw.  $G_{th}/G_c$  weisen eine sehr geringe Streuung auf. Dies kann auch auf die geringe Anzahl der Proben, welche immer vom gleichen Wafer stammen, zurückzuführen sein.

Ausgehend vom Grenzflächenriss, werden in den folgenden Abschnitten die Veränderungen in der Rissgeschwindigkeit  $v(G)$  beschrieben, wenn der Riss infolge der abnehmenden Scherbelastung andere Bereiche der Glaslotbondschrift durchläuft. Anschließend fasst Tabelle 2 die wichtigsten Ergebnisse zum Risswachstum zusammen und gibt einen Überblick zum Einfluss der Mikrostruktur des Glaslotes auf die Risswachstumskurven.

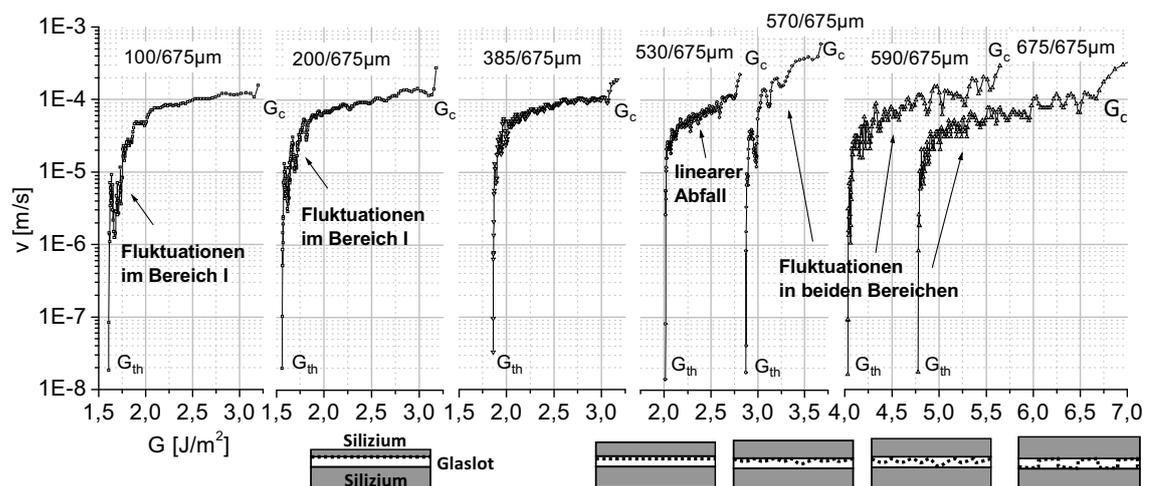


Abbildung 33: Risswachstumskurven bei gemischter Beanspruchung. Der Risspfad hat einen deutlichen Einfluss auf den Charakter der Risswachstumskurve.

### 5.1.3.1 Grenzflächenriss

Für die Dickenkombinationen 200/675  $\mu\text{m}$  und 100/675  $\mu\text{m}$  (jeweils fünf Messungen) wird das gleiche Risswachstumsverhalten beobachtet. Die angegebenen charakter-

istischen Werte in Tabelle 1 für den Grenzflächenriss sind für beide Dickenkombinationen im Bereich der Messunsicherheit gleich. Im Bereich II der Risswachstumskurve ist ein kontinuierlicher leichter Abfall der Rissfortschrittsgeschwindigkeit von  $150 \mu\text{m/s}$  auf  $50 \mu\text{m/s}$  zu beobachten wie Abbildung 33 zeigt. Dagegen sind deutliche Fluktuationen der Rissgeschwindigkeit im Bereich I der Risswachstumskurven erkennbar. Der Riss stoppt in diesem Fall mehrfach und läuft nach einigen Sekunden weiter.

### 5.1.3.2 Aus der Grenzfläche ausbrechender Riss

Für die Dickenkombination  $385/675 \mu\text{m}$  liegen sechs Messungen vor. Die charakteristischen Werte der Risswachstumskurve  $G_{\text{th}}/G_c$  und  $K_{\text{Ith}}/K_{\text{Ic}}$  entsprechen denen des Grenzflächenrisses. Der unregelmäßig wiederkehrende Ausbruch des Risses in die Ebene der Bleiausscheidungen führt zu einer erkennbaren Störung des Risswachstums: Der Schwellwert  $G_{\text{th}}$  liegt mit  $1,76 \pm 0,11 \text{ J/m}^2$  etwa 15 % höher als beim reinen Grenzflächenriss. In der Region I werden keine Fluktuationen in der Risswachstumsgeschwindigkeit mehr beobachtet. Sie erstreckt sich außerdem über einen schmaleren Bereich der Energiefreisetzungsrates und ist damit weniger deutlich ausgeprägt.

### 5.1.3.3 Grenzflächennaher Rissverlauf im Glaslot

Im Falle der Dickenkombination  $530/675 \mu\text{m}$  liegen elf Messungen vor. Die Differenz zwischen dem kritischen  $G_c$  und dem Schwellwert  $G_{\text{th}}$  beträgt  $58 \% \pm 2 \%$  von der des Grenzflächenrisses, wenn der Riss über die gesamte Rissfortschrittslänge grenzflächennah durch die Löcher in der Ebene der Bleiausscheidungen verläuft. Damit steigen auch die beiden Verhältnisse  $G_{\text{th}}/G_c$ ,  $K_{\text{Ith}}/K_{\text{Ic}}$ , d.h. der Riss wird nach dem Klingeneinschub stärker abgebremst als im Fall des Grenzflächenrisses. Der Schwellwert  $G_{\text{th}}$  liegt deshalb mit  $2,17 \pm 0,23 \text{ J/m}^2$  um den Faktor 1,4 höher als der unterkritische Schwellwert beim Grenzflächenriss. Auf der anderen Seite liegt der kritische Wert  $G_c$  mit  $3,04 \pm 0,29 \text{ J/m}^2$  bei dem gleichen Wert wie an der Grenzfläche. Die Risswachstumsgeschwindigkeit nimmt im Bereich II der  $v(G)$ -Kurve linear ab, wobei die Geschwindigkeiten am Anfang und am Ende dieser Region den gleichen Wert aufweisen wie beim Grenzflächenriss ( $150 \mu\text{m/s}$  und  $50 \mu\text{m/s}$ ). Die Region I des Risswachstums ist fast nicht mehr erkennbar. Es treten keine Fluktuationen in der Risswachstumsgeschwindigkeit auf.

### 5.1.3.4 Aus dem grenzflächennahen Bereich ausbrechender Riss

Im Fall dieser Ausbreitungsform liegen zwölf Messungen an der Dickenkombination  $570/675 \mu\text{m}$  vor. Bewegt sich der Riss grenzflächennah in der Ebene der Bleiausscheidungen und bricht unregelmäßig in das Glaslot aus, dann kommt es zu sehr starken Fluktuationen der Risswachstumsgeschwindigkeit über die gesamte Risswachstums-

kurve. Die Rissgeschwindigkeit in der Nähe von  $G_c$  nimmt Werte von bis zu  $300 \mu\text{m/s}$  an, weil der Rissfortschritt in der grenzflächennahen Schicht bei diesen Energiefreisetzungsraten sehr schnell ist. In den Abschnitten, wo sich der Riss in der Ebene der Bleiausscheidungen ausbreitet, ist bei  $G \geq 3 \text{ J/m}^2$  die kritische  $G_c$  überschritten und würde wahrscheinlich in deutlich höheren Risswachstumsgeschwindigkeiten als  $300 \mu\text{m/s}$  resultieren. Das Wachstum wird jedoch durch das ständige Ausbrechen ins Glaslot zeitweise erheblich gestört, was zu einer unregelmäßigen Risswachstumsgeschwindigkeit führt. Der Schwellwert  $G_{\text{th}}$  wird im Vergleich zum Wachstum in der Ebene der Bleikügelchen von  $2,17 \pm 0,23 \text{ J/m}^2$  auf  $2,99 \pm 0,37 \text{ J/m}^2$  und damit um einen Faktor von etwa 1,4 erhöht.

#### 5.1.3.5 Schlängelriss

Für den Schlängelriss liegen jeweils sechs Messungen an den Dickenkombinationen  $675/675 \mu\text{m}$  und  $590/675 \mu\text{m}$  vor. Starke Fluktuationen der Risswachstumsgeschwindigkeit über die gesamte Risswachstumskurve beim Schlängelriss wurden schon in [29] beobachtet. Da beim grenzflächennahen oder reinem Grenzflächenriss diese Fluktuationen im Bereich II nicht auftreten, sind sie auf das Schlängeln des Risses durch das Volumenmaterial zurückzuführen. Die Gründe dafür sind: die ständige Richtungsänderung des Risses und damit verbunden lokal verschiedene Bruchparameter sowie die in der Glasmatrix befindlichen Cordieritpartikel, die lokale Zugspannungen im umgebenden Glas hervorrufen und ständig vom Riss umgangen werden. Je frequenter der Riss die Grenzfläche wechselt, d.h. je symmetrischer die Probe, umso höher werden  $G_{\text{th}}$  und  $G_c$ , da das Volumenmaterial öfter durchquert werden muss.

#### 5.1.4 Unterschiede zwischen bedruckter und gebondeter Waferseite

Die zwei Grenzflächen zwischen den Siliziumwafern und dem Glaslot sind im Prozessverlauf unterschiedlichen Bedingungen ausgesetzt. Die bedruckte Seite erfährt nach dem Siebdruck und während des Bondens jeweils einen Temperaturschritt von etwa  $400^\circ\text{C}$ , während die gebondete Waferseite nur einmal während des Bondprozesses mit dem Silizium reagiert.

Zur Untersuchung, ob die unterschiedliche Behandlung der beiden Waferseiten einen Einfluss auf die Bruchzähigkeit hat, wird an gebondeten Wafern, die aus dem gleichen Prozess stammen, einmal der bedruckte und einmal der gebondete Wafer rückgedünnt. Damit läßt sich der Rissfortschritt an der bedruckten und der gebondeten Waferseite beobachten. Ein signifikanter Einfluss auf die gemessenen Risswachstumskurven konnte nicht nachgewiesen werden, aber die Schwellwerte an der gebondeten Seite fallen für beide untersuchten Kombinationen  $385/675 \mu\text{m}$  und

Tabelle 2: Überblick zum Einfluss der Mikrostruktur auf das Risswachstum. Vergleichende Bewertungen beziehen sich auf das Risswachstum an der Grenzfläche.

	Glaslotverbund (Schlängelriss)	Bleiausscheidungen	Grenzfläche (GF)
Risswachstums- geschwindigkeit	fluktuiert (gesamte Kurve)	nimmt linear ab (gesamte Kurve)	fluktuiert (Bereich I)
$G_{th}$	höher als GF $4,91 \pm 0,18 \text{ J/m}^2$	höher als GF $2,17 \pm 0,23 \text{ J/m}^2$	am niedrigsten $1,53 \pm 0,09 \text{ J/m}^2$
$G_c$	höher als GF $7,37 \pm 0,26 \text{ J/m}^2$	wie an der GF $3,04 \pm 0,29 \text{ J/m}^2$	– $3,05 \pm 0,21 \text{ J/m}^2$
$G_{th}/G_c$	höher als GF 0,64 ... 0,73	höher als GF 0,70 ... 0,72	am geringsten 0,48 ... 0,55
$K_{Ith}/K_{Ic}$	höher als GF 0,80 ... 0,85	höher als GF 0,83 ... 0,85	am geringsten 0,69 ... 0,74

200/675  $\mu\text{m}$  in Abbildung 34 niedriger aus als für die bedruckte Seite. Im Fall 200/675  $\mu\text{m}$  beträgt der Unterschied im Mittel  $\Delta G_{th} = 0,58 \text{ J/m}^2$ , was einen Faktor von 1,4 zwischen den beiden Seiten zur Folge hat. Im zweiten Fall 385/675  $\mu\text{m}$  beträgt  $\Delta G_{th} = 0,20 \text{ J/m}^2$  womit sich ein Verhältnis von 1,1 zwischen bedruckter und gebondeter Seite ergibt. Der Unterschied ist vermutlich nicht auf die unterschiedlichen Asymmetrien zurückzuführen, sondern auf die Bondqualität, die von Wafer zu Wafer aber auch auf dem gleichen Waferpaar in Abhängigkeit von der Position unterschiedlich sein kann. Das Waferpaar 200/675  $\mu\text{m}$  weist eine deutlich geringere Verquetschung (Flächenbedeckung) der Glaslotlinien auf, was im Durchschnitt eine schlechtere Bondqualität zur Folge hat und den Unterschied  $\Delta G_{th}$  zwischen bedruckter und gebondeter Seite erhöht.

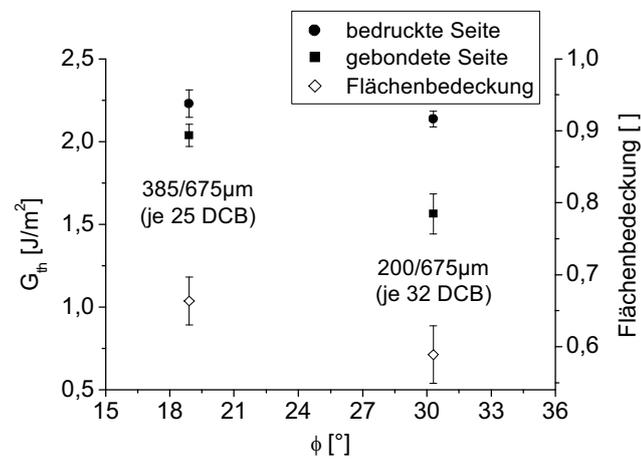


Abbildung 34: Schwellwerte der Risswiderstände  $G_{th}$  an der gebondeten und bedruckten Waferseite für zwei Dickenkombinationen. Der Grenzwert für unterkritisches Risswachstum  $G_{th}$  fällt an der gebondeten Seite durchschnittlich geringer aus. Das Ausmaß der ermittelten Differenz steht im Zusammenhang mit der Bondqualität der Wafer. Bei höherer Flächenbedeckung ist der Unterschied weniger ausgeprägt.

## 5.2 Verhalten bei gemischter Beanspruchung im Biegeversuch

Der hier verwendete Biegeversuch an realen Bondrahmenstrukturen ist in Abschnitt 4.2.3 beschrieben. In Abbildung 25 auf Seite 43 ist der Versuchsaufbau dargestellt.

Bei Belastung der Teststruktur entstehen Risse, die entlang der Silizium-Glaslot-Grenzfläche an der Seite zum oberen langen Siliziumstreifen verlaufen. Dabei wird die bedruckte Seite der Bondverbindung getestet. Die Risse sind im Auflicht mit der Nahinfrarotkamera deutlich erkennbar. In Abbildung 35 sind sie als helle Bereiche in der Aufnahme erkennbar. Sie laufen ausgehend von den Außenkanten des Bondrahmens mit der größten maximalen Hauptspannung nach innen, wobei die Bereiche, in welche das Glaslot während des Bondprozesses verquetscht wurde, bruchanfälliger sind als die bedruckten Bereiche, die während des Bondprozesses zwei Temperaturschritte durchlaufen haben. An der Grenze zum bedruckten Bereich stoppt der Riss und läuft erst bei weiterer Erhöhung der Last weiter. Dann versagt aufgrund der mit der Risslänge zunehmenden Triebkraft (Abbildung 27 auf Seite 46) der gesamte Bondrahmen innerhalb von wenigen Sekunden, was anschließend zum Bruch der Probe führt.

Abbildung 36a zeigt für die drei untersuchten Dickenkombinationen jeweils eine interferometrisch ermittelte Durchbiegungskurve bei Anriss des Glaslotes, welche

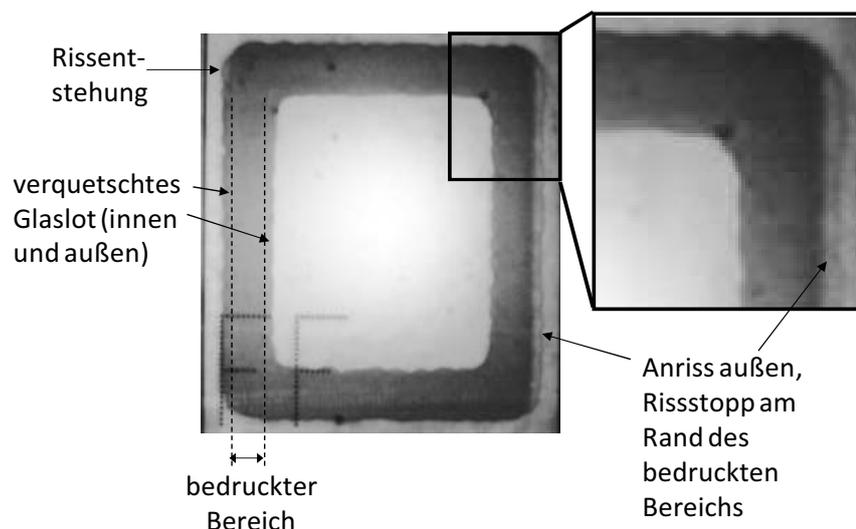


Abbildung 35: Nahinfrarotbild bei der Rissentstehung und -ausbreitung im Bondrahmen beim Biegeversuch. Das Versagen findet an der Seite zum langen Siliziumstreifen an der Grenzfläche zwischen Glaslot und Silizium statt. Die Delamination erscheint im Auflicht im nahen Infrarot hell. Sie beginnt in dem Bereich, in den das Glaslot während des Bondprozesses verquetscht wurde und stoppt an der Grenze zum bedruckten Bereich.

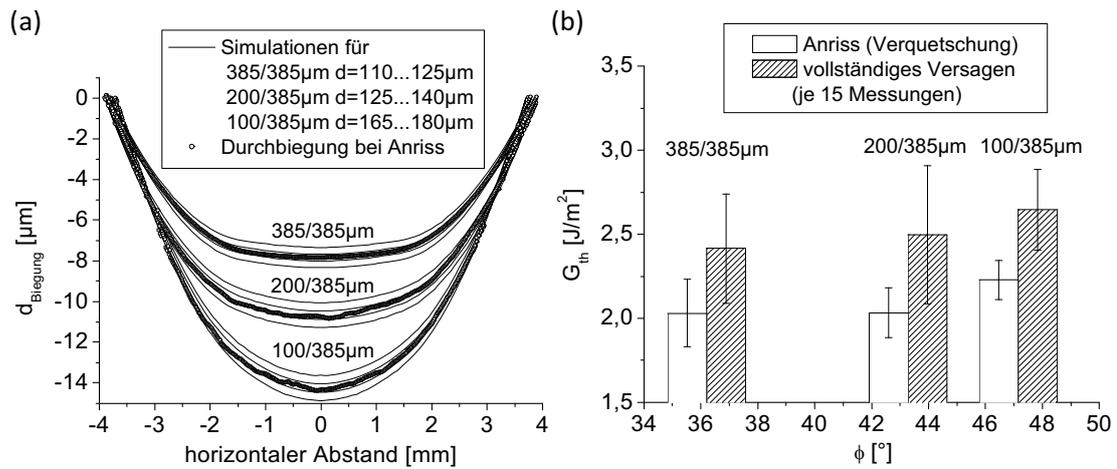


Abbildung 36: (a) Simulierte Biegekurven im Bereich des Anrisses für unterschiedliche Verschiebungen  $d$  der beiden oberen Auflager. Vergleichsweise ist je Probenotyp ein Beispiel für die interferometrisch gemessene Durchbiegung dargestellt. (b) Schwellwerte der Energiefreisetzungsraten  $G_{\text{th}}$  für alle drei Probenotypen bei Detektion des ersten Anrisses und für komplettes Versagen.

zwischen den beiden inneren Auflagern über eine horizontale Länge von etwa 8 mm vermessen wird. Die Durchbiegung wird mit den simulierten Biegekurven verglichen um die exakte Verschiebung der inneren Auflager, die im Experiment bei Anriss des Glaslotes aufgebracht war, zu bestimmen. Das Diagramm zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen modellierten und experimentell bestimmten Durchbiegungskurven. Die ermittelten Durchbiegungen sind symmetrisch mit Unterschieden in der Auslenkung zwischen rechter und linker Seite von weniger als  $1\ \mu\text{m}$ . Zur Ermittlung der Verschiebung  $d$  bei komplettem Versagen des Bondrahmens wird die Verschiebungsdifferenz zum ersten Anriss laut Anzeige an der Biegevorrichtung bestimmt, da die Probe bei konstanter Last innerhalb von wenigen Sekunden komplett versagt und eine Bestimmung der Durchbiegung im Experiment nicht mehr möglich ist.

Da die Energiefreisetzungsraten, wie in Abschnitt 4.2.3.2 gezeigt, für kleine Risslängen nahezu konstant sind, muss die exakte Risslänge nicht bestimmt werden. Zur Bestimmung der Schwellwerte der Bruchzähigkeiten  $G_{\text{th}}$  für den Anriss im verquetschten Bereich und für komplettes Versagen wird in der Simulation immer eine Initialrisslänge von  $40\ \mu\text{m}$  angenommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 36b dargestellt und basieren auf jeweils 15 Messungen pro Probenotyp. Im Rahmen der Messgenauigkeit und im betrachteten Bereich der Phasenwinkel sind die Schwellwerte konstant. Für ein Versagen im verquetschten Bereich betragen die Schwellwerte im Mittel  $2,11 \pm 0,18\ \text{J/m}^2$  und für den bedruckten Bereich  $2,53 \pm 0,33\ \text{J/m}^2$ .

### 5.3 Verhalten bei Modifikation der Grenzfläche

In den vorangegangenen Abschnitten wurde gezeigt, dass die Haftfestigkeit an der Grenzfläche zwischen dem Glaslot und dem Siliziumsubstrat bei Phasenwinkeln  $9^\circ \leq \phi \leq 48^\circ$  den limitierenden Faktor bei der Zuverlässigkeit von Glaslotbondverbindungen darstellt. Weiterhin führen die grenzflächennahen Bleiausscheidungen tendenziell zur Abnahme der kritischen Bruchzähigkeit. Eine gezielte Modifikation der Grenzfläche zur Steigerung des Risswiderstands ist daher naheliegend. Folgende drei Ansätze werden diesbezüglich untersucht:

- gezielte Unterdrückung der Bleiausscheidungen durch Abscheiden von 200 und 300 nm dicken Siliziumoxidschichten mittels PE-CVD auf den Waferoberflächen
- Aufsputtern zusätzlicher metallischer Haftschichten der Legierung AlSiCu (99%Al, 0,5%Si und 0,5%Cu) mit einer Dicke von 1300 nm auf die zu bondenden Wafer
- Erhöhung der Rauheit der Siliziumoberfläche durch Einsatz geläppter Wafer (Rauheitswerte mittels Weißlichtinterferometer:  $R_q = 0,33 \mu\text{m}$ ,  $R_a = 0,25 \mu\text{m}$ )

#### 5.3.1 Kritische Bruchparameter bei Modifikation der Grenzfläche

Mit Hilfe des Mikrochevrontests werden die drei Probensymmetrien  $385/385 \mu\text{m}$ ,  $385/675 \mu\text{m}$  und  $150/385 \mu\text{m}$  untersucht. Diese sind jeweils der gleichen Charge entnommen um eine bessere Vergleichbarkeit zu gewährleisten. Eine Zwischenschicht von 200 nm Siliziumoxid löst sich während des Bondprozesses vollständig im Glaslot.

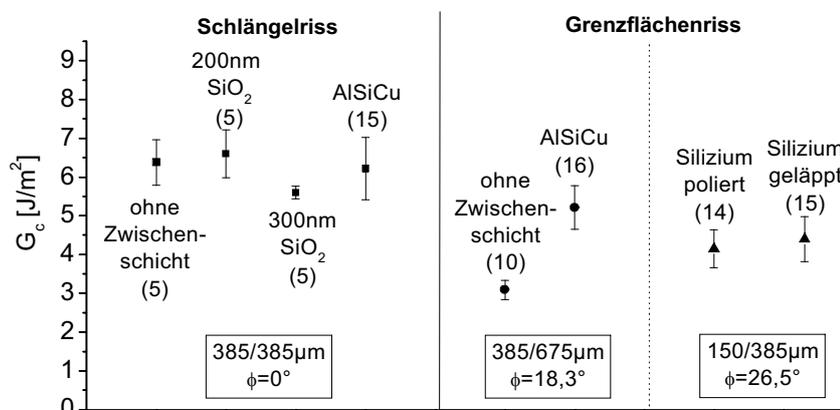


Abbildung 37: Ergebnisse des Mikrochevrontests bei drei verschiedenen Belastungsarten und unterschiedlicher Modifikation der Grenzfläche. Die Anzahl der zugrundeliegenden Messungen ist in Klammern vermerkt.

Sowohl im Querschliff als auch auf den Bruchflächen konnten mittels Elektronen- und Lichtmikroskopie keine Oxidreste mehr nachgewiesen werden. Im Fall der 300 nm dicken Schicht sind bei lichtmikroskopischen Untersuchungen Reste des dünnen Oxids sichtbar, die in Abbildung 37 eine geringfügige Schwächung der Verbindung bei den hier untersuchten symmetrischen Proben bewirken.

Eine Unterdrückung der Bleikugelausscheidung durch Siliziumoxid führt beim Schlängelriss nicht zur Verbesserung der Bruchzähigkeiten. Weiterhin zeigt Abbildung 37, dass für den hier betrachteten Phasenwinkel  $\phi = 26,5^\circ$  eine erhöhte Rauigkeit keinen Einfluss auf die Haftfestigkeit des Glases am Siliziumwafer hat.

Durch die metallische Legierung AlSiCu können die Festigkeitswerte beim Versagen an der Grenzfläche von  $3,1 \pm 0,3 \text{ J/m}^2$  auf  $5,2 \pm 0,6 \text{ J/m}^2$  gesteigert werden. Die durchschnittliche Festigkeitssteigerung beträgt damit 69% bezogen auf die Referenz ohne Haftschrift. Beim Schlängelriss tritt keine Verbesserung der Haftfestigkeit durch zusätzliches Einbringen einer metallischen Haftschrift auf. Dieses Ergebnis stimmt überein mit den Beobachtungen in [8]. Dort wird bei Modifikation der Grenzfläche nur beim Kappenabzugstest, nicht aber beim symmetrischen Mikrochevrontest, ein Einfluss auf die Bondstärke gemessen. Die Gründe werden in Abschnitt 6.2.2.2 dieser Arbeit ausführlicher diskutiert.

Die rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen einer asymmetrischen Mikrochevronprobe mit AlSiCu-Haftschrift in Abbildung 38 zeigt, dass im asymmetrischen Fall der Riss in der Nähe der Grenzfläche Glaslot/AlSiCu des dünneren Wafers verläuft. Es bleibt jedoch im Vergleich zur Probe ohne metallische Haftschrift wesentlich mehr Glaslot auf der dünneren 385  $\mu\text{m}$  dicken Seite zurück. Ohne Haftschrift läuft der Riss bei gleicher Asymmetrie großflächig an der Grenzfläche zum Silizium und teilweise durch die Bleiausscheidungen in Grenzflächennähe. Die erhöhten Festigkeitswerte beim Einfügen einer Metallschicht sind damit zurückzuführen auf:

- die deutlich verminderte Bleiausscheidung in der Nähe der Grenzfläche (kleinere und weit voneinander entfernte Bleiausscheidungen nahe der Grenzfläche AlSiCu/Glaslot)
- die bessere Haftfestigkeit zwischen Glaslot und AlSiCu im Vergleich zur Kombination Glaslot und Silizium

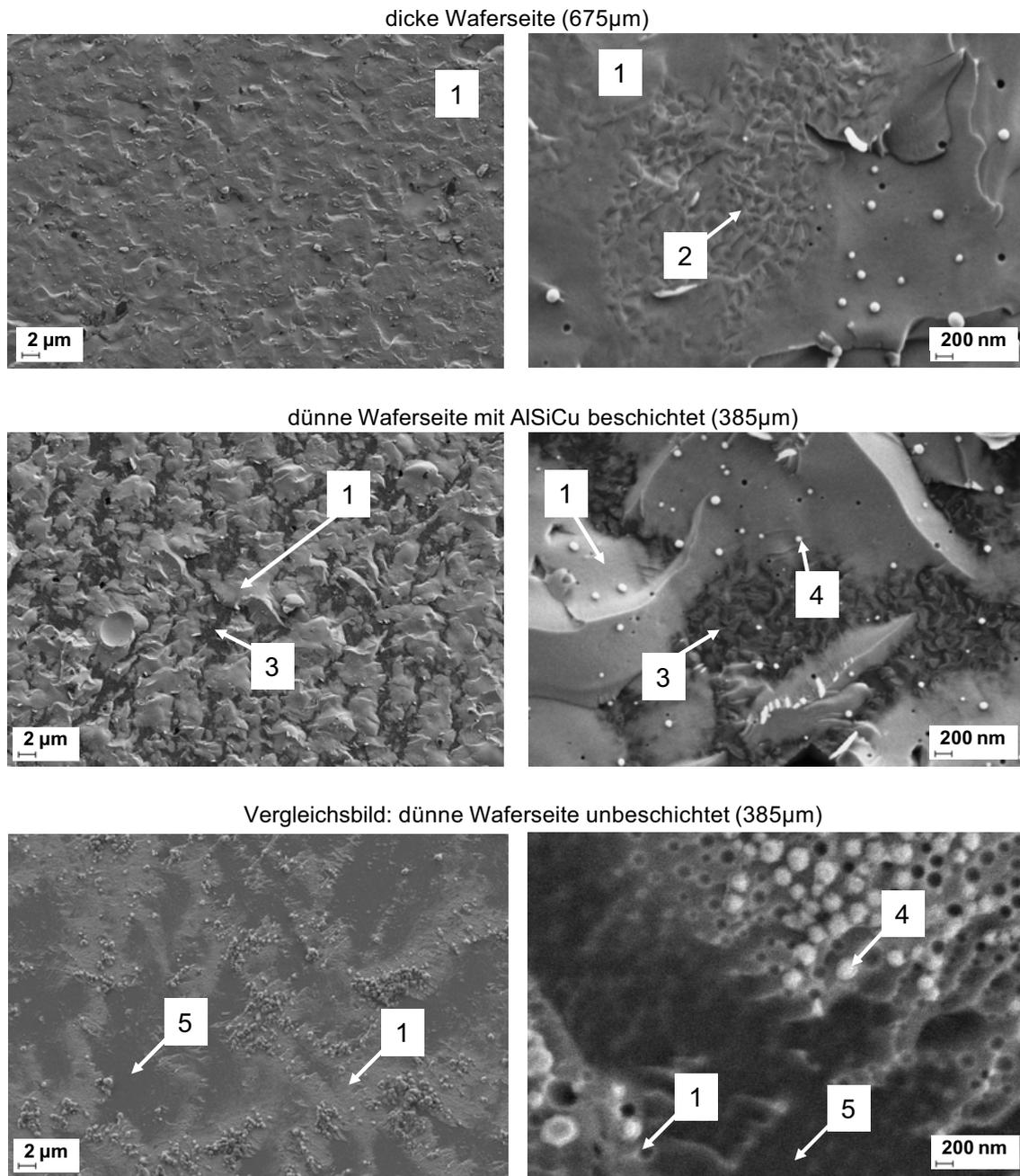


Abbildung 38: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Bruchfläche einer asymmetrischen Probe (385/675  $\mu$ m) mit und ohne AlSiCu-Haftschrift auf der gebondeten Seite. 1... Glasmatrix; 2... Abdruck der delaminierten AlSiCu Oberfläche auf dem Glas; 3... AlSiCu-Oberfläche; 4... Bleiausscheidungen (mit AlSiCu-Zwischenschicht kleiner als ohne); 5 ... Siliziumoberfläche

### 5.3.2 Risswachstumskurven bei Modifikation der Grenzfläche

Abbildung 39 zeigt die Risswachstumskurven für den Schlängel- und Grenzflächenriss für unterschiedliche Haftsichten. Die Kurvenform ist für die symmetrischen Proben  $385/385\mu\text{m}$  und für die asymmetrischen Proben  $385/675\mu\text{m}$  im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der jeweiligen Haftsicht. Ein Einfluss der Bleiausscheidungen auf die Charakteristik des Risswachstums beim Schlängelriss ist nicht nachweisbar.

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, läuft der Riss im asymmetrischen Fall beim Einbringen der metallischen Haftsicht im Glaslot und besitzt daher die gleiche Risswachstumscharakteristik wie die Referenzprobe ohne Metallschicht. Das erhöhte Rauschen bei den metallischen Haftsichten ist auf die schlechtere Bildqualität infolge der schlechten Transparenz der Metallschicht im nahen Infrarot zurückzuführen.

Beim Einbringen der  $200\text{ nm}$  dicken  $\text{SiO}_2$ -Zwischenschicht bei der Dickenkombination  $530/675\mu\text{m}$  werden die Bleiausscheidungen unterdrückt. Da die Barrierschicht  $\text{SiO}_2$  eine Reaktion zwischen Glaslot und Silizium verhindert, kommt es zur Schwächung der Verbindung an der Grenzfläche. Die Folge sind erhöhte Risswachstumsgeschwindigkeiten im Vergleich zur Referenzprobe sowie geringere Werte des Schwellwertes  $G_{\text{th}}$  und des kritischen Wertes  $G_c$ .

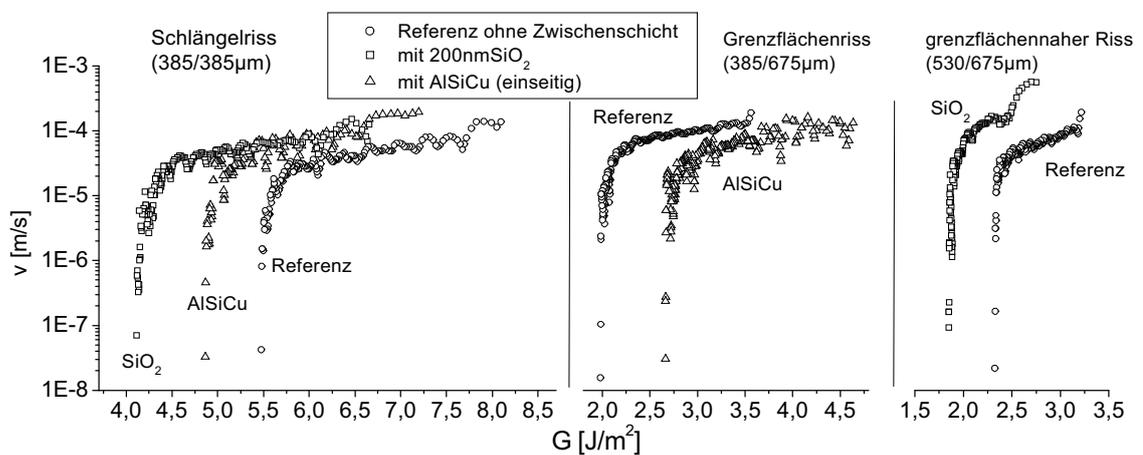


Abbildung 39: Risswachstumskurven für symmetrische ( $385/385\mu\text{m}$ ) und asymmetrische ( $385/675\mu\text{m}$  und  $530/675\mu\text{m}$ ) DCB-Proben mit unterschiedlichen Haftsichten.

## 5.4 Einfluss der Temperatur auf die Glaslotstabilität

Die Temperaturabhängigkeit der Bruchzähigkeiten wird mittels Mikrochevrontest an symmetrischen (385/385  $\mu\text{m}$ ) und asymmetrischen (200/675  $\mu\text{m}$ ) Proben untersucht. Sie werden im Temperaturbereich von  $-40^\circ\text{C}$  bis  $260^\circ\text{C}$  mit Hilfe einer Universalprüfmaschine in einer Temperatorkammer getestet. Um die Eisbildung bei Temperaturen unterhalb des Gefrierpunkts zu verhindern, werden die Proben in einem kontinuierlichen Stickstofffluss geprüft. Für die meisten anderen Temperaturen wurden Messungen mit und ohne Stickstoff durchgeführt.

### 5.4.1 Kritische Bruchzähigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur

Die ermittelten effektiven kritischen Energiefreisetzungsraten  $G_c$  in Abbildung 40a hängen stark von der Temperatur und dem Phasenwinkel  $\phi$  ab. Die Mittelwerte zeigen abnehmende Bruchzähigkeiten mit steigender Temperatur sowohl für die symmetrischen als auch die asymmetrischen Proben. Es ist kein Einfluss des Stickstoffflusses auf die ermittelten Bruchzähigkeiten erkennbar, wie Abbildung 40b zeigt.

Für die symmetrischen Proben wird ein besonders hoher Abfall der Werte von  $\Delta G = -3,15 \text{ J/m}^2$  in einem verhältnismäßig geringen Temperaturintervall von  $120^\circ\text{C} \leq T \leq 180^\circ\text{C}$  ermittelt. Bezogen auf den Mittelwert bei  $120^\circ\text{C}$  sind dies 41 %. Dagegen ist für die asymmetrischen Proben in diesem Temperaturintervall

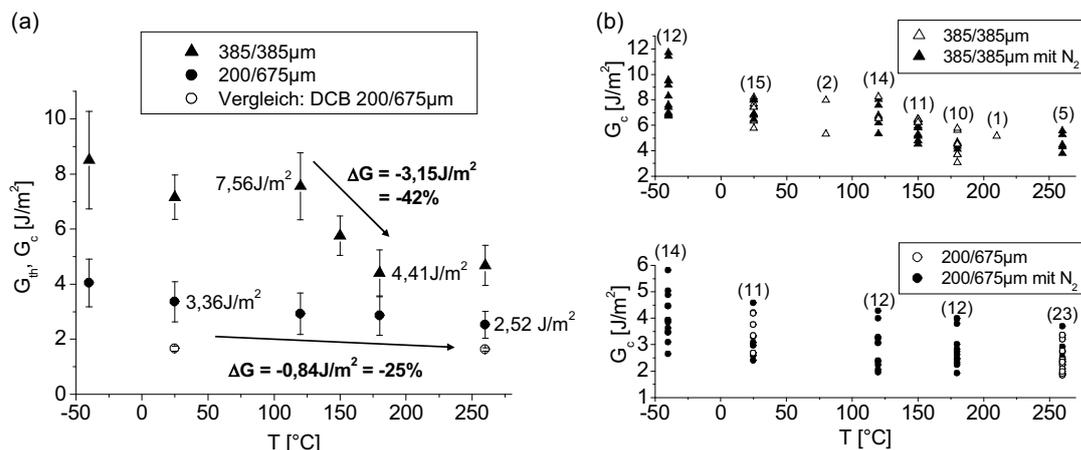


Abbildung 40: Mit dem Mikrochevrontest ermittelte kritische Risswiderstände  $G_c$  in Abhängigkeit von der Temperatur: (a) Mittelwerte (b) Einzelwerte. Es ist ein deutlicher Abfall des Risswiderstands für die symmetrischen Proben (Schlängelriss) im Temperaturbereich von  $120^\circ\text{C}$  bis  $180^\circ\text{C}$  erkennbar. Für die asymmetrischen Proben findet ein geringfügiger Abfall mit steigender Temperatur innerhalb des Temperaturbereichs von  $25^\circ\text{C}$  bis  $260^\circ\text{C}$  statt. Vergleichsweise sind die Mittelwerte  $G_{th}$  für vier Klingeneinschubtests bei Raumtemperatur und  $T = 260^\circ\text{C}$  für die asymmetrischen Proben dargestellt.

gar kein Unterschied sichtbar. Der Gesamtabfall der Werte im Temperaturbereich  $25^{\circ}\text{C} \leq T \leq 260^{\circ}\text{C}$  beträgt mit  $\Delta G = -0,84 \text{ J/m}^2$  nur 25 % bezogen auf die Bruchzähigkeit bei Raumtemperatur. In [81] wurden an Gläsern mit 61 % Bleioxid bei Temperaturen von  $25^{\circ}\text{C}$  und  $250^{\circ}\text{C}$  im Vakuum Risswachstumskurven aufgenommen und eine Abnahme des Risswiderstands von etwa 20 % ermittelt.

Vergleichend zu diesen Messungen wird für den asymmetrischen Fall der Klingeneinschubtest an vier Proben durchgeführt. Die Klinge wird bei Raumtemperatur unter Laborbedingungen eingeschoben und der Schwellwert  $G_{\text{th}}$  nach fünf Minuten bestimmt. Anschließend werden die Proben eine Stunde lang bei  $260^{\circ}\text{C}$  gelagert und danach wieder die Risslänge gemessen. Ein weiteres Risswachstum kann hier nicht nachgewiesen werden.

Sowohl im symmetrischen als auch im asymmetrischen Fall werden die höchsten kritischen Werte bei einer Temperatur von  $-40^{\circ}\text{C}$  gemessen. Die Einzelwerte der Bruchzähigkeiten in Abbildung 40b überlappen bei den tiefen Temperaturen in einem großen Bereich mit den Messungen bei Raumtemperatur. Außerdem ist die Standardabweichung der Bruchzähigkeiten bei  $-40^{\circ}\text{C}$  noch höher als bei den anderen Temperaturen. Es kann nicht eindeutig ausgeschlossen werden, dass zwischen die gebondeten Wafer kleine Mengen von Wasser gelangt sind, welche zu einer unbeabsichtigten Erhöhung der Werte führt.

#### 5.4.2 Fraktographische Untersuchungen

Die Bruchflächen der beiden Probenotypen  $385/385 \mu\text{m}$  und  $200/675 \mu\text{m}$  werden licht- und elektronenmikroskopisch sowie mit dem Laserscanningmikroskop untersucht. Im asymmetrischen Fall läuft auch hier der Riss für alle Temperaturen an der Grenzfläche. Dagegen zeigen die symmetrischen Proben einen Risspfad, der von der Temperatur abhängig ist. Der Pfad verändert sich kontinuierlich vom streng periodischen Schlängelriss bei  $-40^{\circ}\text{C}$  zu einem geraden Riss durch die Mitte der Bondschicht wie die lichtmikroskopischen Aufnahmen in Abbildung 41a zeigen. Die elektronenmikroskopischen Aufnahmen in Abbildung 41b zeigen, dass der Riss mit steigender Temperatur infolge der abnehmenden Amplitude zunehmend weniger durch die Ebene der Bleiausscheidungen verläuft. Die Cordieritpartikel werden vom Riss nicht durchquert.

Die Schlängelprofile in Abhängigkeit von der Temperatur sind mit dem Laserscanningmikroskop aufgenommen und in Abbildung 42 dargestellt. Während die Periodizität des Risses im symmetrischen Fall bei Temperaturen von  $T \leq 80^{\circ}\text{C}$  eher konstant bleibt, verringert mit steigender Temperatur sich vor allem die Amplitude des Risspfades durch die Glaslotbondsicht aufgrund der geringeren Eigenspannun-

gen in der Bondschicht. Für  $120^{\circ}\text{C}$  und  $150^{\circ}\text{C}$  existiert noch eine gewisse Welligkeit des Risses, die am besten licht- oder elektronenmikroskopisch in Abbildung 41 erkennbar ist, während für  $T \geq 180^{\circ}\text{C}$  der Riss gerade durch die Mitte der Bondschicht verläuft. Ausführliche Berechnungen zum Einfluss der Eigenspannungen auf die Bruchparameter werden in Abschnitt 6.3 vorgestellt.

Beim Vergleich der temperaturabhängigen kritischen Energiefreisetzungsraten  $G_c(T)$  mit den Bruchflächen der symmetrischen Proben stellt sich heraus, dass die Bruchzähigkeit im Mittel auf einem konstanten Niveau von  $G_c = 7,2 \text{ J/m}^2$  (Raumtemperatur) bis  $8,5 \text{ J/m}^2$  ( $T = -40^{\circ}\text{C}$ ) bleibt, solange der Riss von seinem geradlinigen Wachstum durch die Bondschicht infolge genügend hoher Eigenspannungen abgelenkt wird. Dies ist der Fall bis zu einer Temperatur von etwa  $120^{\circ}\text{C}$ . Die Temperatur  $T = 150^{\circ}\text{C}$  bildet den Übergang zwischen Schlängel- zum geradlinigen Riss, welcher für  $T \geq 180^{\circ}\text{C}$  wieder einen konstanten Wert von im Mittel  $G_c = 4,4$  bis  $4,7 \text{ J/m}^2$  annimmt.

Die Erhöhung des kritischen Wertes  $G_c$  bei abnehmenden Temperaturen läßt sich

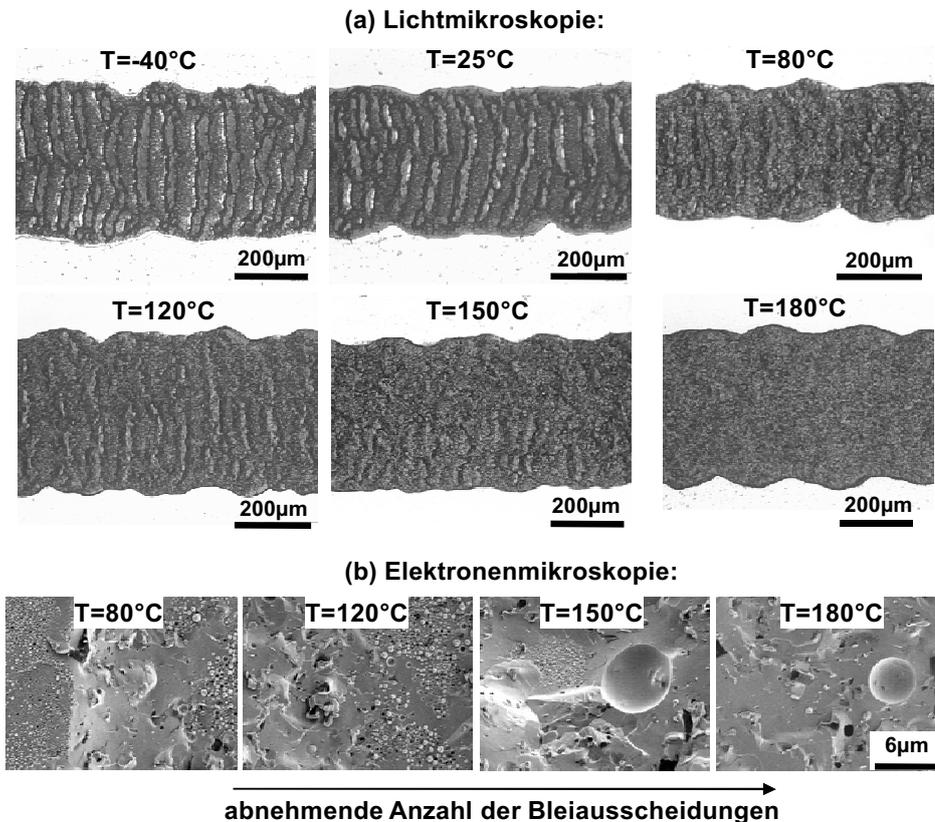


Abbildung 41: (a) Lichtmikroskopische und (b) elektronenmikroskopische Aufnahmen der Bruchflächen in Abhängigkeit von der Temperatur. Mit steigender Temperatur verringert sich die Amplitude des Schlängelrisses. Er läuft zunehmend weniger durch die grenzflächennahe Ebene der Bleiausscheidungen.

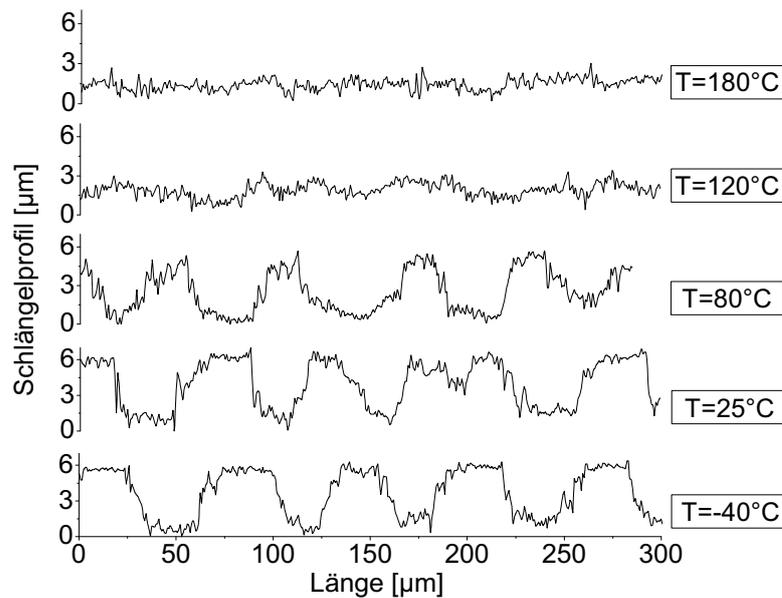


Abbildung 42: Laserscanningaufnahmen in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Periodenlänge eines Riss bleibt mit steigender Temperatur konstant, aber die Amplitude des Schlängelrisses nimmt deutlich ab.

nicht einfach mit der Erhöhung der Rissfläche durch den Schlängelriss begründen. Bei der Annahme einer Schlängelperiode von  $80\ \mu\text{m}$  und einer Schichtdicke von  $10\ \mu\text{m}$  beträgt das Verhältnis der Rissflächen von Schlängel- zum geraden Riss 1,25. Mit den in [29] (S. 104) ermittelten Werten der Schlängelperiode in Abhängigkeit von der Schichtdicke ergibt sich das gleiche Verhältnis. Dagegen beträgt das Verhältnis der mittleren Risswiderstände  $1,53$  ( $G_c(25^\circ\text{C}) = 7,2\ \text{J}/\text{m}^2$  und  $G_c(260^\circ\text{C}) = 4,7\ \text{J}/\text{m}^2$ ), was immer noch weit über dem Verhältnis der Rissflächen liegt. Zusätzlich ist zu bemerken, dass beim Schlängelriss zu einem beträchtlichen Anteil die schwachen grenzflächennahen Bereiche des Glaslotes mit  $G_c = 3,04\ \text{J}/\text{m}^2$  durchquert werden, was eher für ein Herabsetzen des Verhältnisses der Energiefreisetzungsraten im Vergleich zum Verhältnis der Rissflächen sprechen würde. Das hohe Verhältnis der mittleren Versagenskriterien von 1,53 kann deshalb nur auf die Richtungsänderung des Risses und damit verbunden lokal unterschiedlichen Triebkräften beim Schlängelriss zurückzuführen sein. In der Diskussion der Ergebnisse wird dieses Phänomen im Abschnitt 6.2.2.2 anhand von zwei Fallstudien nochmals genauer analysiert.

## 5.5 Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die Glaslotstabilität

In der vorangegangenen Arbeit [29] konnte anhand einzelner Risswachstumskurven nachgewiesen werden, dass die Rissausbreitung im Glaslot von der Luftfeuchte abhängig ist. Zur Ermittlung des Einflusses der umgebenden Feuchte auf den Schwellwert  $G_{\text{th}}$  wird der Klingeneinschubtest hier in folgenden drei Schritten durchgeführt:

1. Klingeneinschub unter Laborbedingungen ( $T = 25^\circ\text{C}$ ,  $f_{\text{rel}} \approx 30\%$ ), Messung des Schwellwertes  $G_{\text{th,Labor}}$
2. Lagerung der Proben unter Last – mit der im ersten Schritt eingeschobenen Klinge – im Klimaschrank bei  $T = 85/25^\circ\text{C}$ ,  $f_{\text{rel}} = 85\%$  für eine Stunde, Entnahme der Proben aus dem Klimaschrank, erneute Messung des Schwellwertes  $G_{\text{th,Klima}}$
3. schrittweise Erhöhung der Last an der Risspitze durch weitere Klingeneinschübe: Zunächst auf ein Verhältnis von  $G/G_{\text{th,Labor}} = 1,15$  und danach schrittweise Erhöhung des Lastverhältnisses  $G/G_{\text{th,Labor}}$  um  $+0,03$  bis  $+0,05$  in Zeitabständen von 30 Minuten bis  $G_{\text{th,Arrest}}$  erreicht ist, d.h. der Riss innerhalb dieser Wartezeit weitergelaufen ist, anschließend weiter mit 1.

Untersucht wird der Grenzflächenriss an asymmetrischen Proben ( $200/675\ \mu\text{m}$ ). Abbildung 43 und Tabelle 3 zeigen das Ergebnis der Messungen. Die einstündige Lagerung der DCB-Proben im Klimaschrank bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von  $f_{\text{rel}} = 85\%$  ergab unabhängig von der Temperatur einen Abfall des im Labor gemessenen Wertes  $G_{\text{th,Labor}} = 1,65 \pm 0,14\ \text{J/m}^2$  auf  $G_{\text{th,Klima}} = 1,38 \pm 0,15\ \text{J/m}^2$  im Klimaschrank.

Bei erneutem Einschieben der Klinge unter Laborbedingungen konnte die Risspitze wesentlich höher belastet werden als im ersten Schritt, was auf eine Risspitzenstabilisierung hindeutet. Für  $T = 85^\circ\text{C}$  wurde im Durchschnitt ein Wert von  $G_{\text{th,Arrest}} = 2,20 \pm 0,30\ \text{J/m}^2$  und für  $T = 25^\circ\text{C}$   $G_{\text{th,Arrest}} = 1,93 \pm 0,15\ \text{J/m}^2$  ermittelt, wobei dem letzten Wert nur vier Messungen zugrunde liegen.

Die Risspitzenstabilisierung wurde zum Teil auch bei Proben festgestellt, die länger als eine Stunde unter Laborbedingungen gelagert wurden, jedoch für diesen Fall nicht statistisch untersucht.

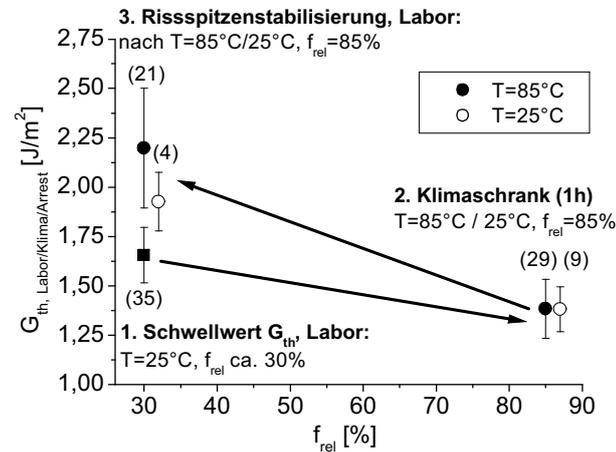


Abbildung 43: Feuchteabhängigkeit des Schwellwertes der Energiefreisetzungsrate  $G_{\text{th}}$ . Nach der Lagerung der DCB-Proben im Klimaschrank ist bei allen Proben eine Rissverlängerung zu beobachten. Bei anschließender schrittweiser Erhöhung der Last unter Laborbedingungen kann die Risspitze deutlich über den ursprünglichen Schwellwert  $G_{\text{th}}$  hinaus belastet werden. Die Anzahl der Messungen ist jeweils in Klammern vermerkt.

Tabelle 3: Schwellwerte  $G_{\text{th}}$  nach der Lagerung im Klimaschrank im Vergleich zu den Messungen unter Laborbedingungen

Lagerung im Klimaschrank bei	$G_{\text{th,Arrest}}$ [J/m <sup>2</sup> ]	$G_{\text{th,Labor}}$ [J/m <sup>2</sup> ]	$G_{\text{th,Klima}}$ [J/m <sup>2</sup> ]
$T = 85^{\circ}\text{C}$ , $f_{\text{rel}} = 85\%$ , 1h	$2,20 \pm 0,30$	$1,65 \pm 0,14$	$1,38 \pm 0,15$
$T = 25^{\circ}\text{C}$ , $f_{\text{rel}} = 85\%$ , 1h	$1,93 \pm 0,15$	$1,65 \pm 0,14$	$1,38 \pm 0,11$

## 6 Diskussion der Ergebnisse

### 6.1 Ermittlung der Bruchzähigkeit

Mit Hilfe der drei in dieser Arbeit angewandten Prüfverfahren können verschiedene Stabilitätsparameter ermittelt werden. Mikrochevron- und Klingeneinschubtest liefern beide die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c$  für instabiles Risswachstum. Beim Biegeversuch, wo die Proben schrittweise mit längeren Beobachtungszeiten belastet werden, findet unterkritisches Risswachstum statt, so dass der Schwellwert des subkritischen Risswachstums  $G_{th}$  analog zum Klingeneinschubtest bestimmt werden kann. Im Folgenden soll zunächst die jeweilige Eignung der Methoden diskutiert werden.

#### 6.1.1 Ermittlung kritischer Bruchparameter mit dem Chevrontest

Klingeneinschub- und Mikrochevrontest sind die zwei gängigsten Prüfverfahren zur Ermittlung eines bruchmechanischen Kriteriums an Bondverbindungen. Während beim Klingeneinschub die Bestimmung der Bruchparameter über das Vermessen der Risslänge im Infrarot erfolgt, ist der Mikrochevrontest eine Methode, bei der die Risslänge nicht bestimmt werden muss. Sie stimmt im Idealfall mit dem Minimum der Funktion  $G(a)$  und damit mit dem ermittelten Kraftmaximum in der gemessenen Kraft-Weg-Kurve überein.

Eine möglichst exakte Bestimmung von  $G_c$  ist für die Stabilitätsbewertung unter sehr kurzzeitigen Belastungen, bei denen kein subkritisches Risswachstum stattfinden kann, wichtig. Der Druckaufbau beim Molden der Sensoren beträgt beispielsweise nur wenige Millisekunden. Die Annahme des Schwellwertes  $G_{th}$  wäre in diesem Fall zu konservativ.

Ausgangspunkt für die weitere Diskussion von Klingeneinschub- und Mikrochevrontest an dieser Stelle der Arbeit sind die Abweichungen der beiden Methoden bezüglich des ermittelten kritischen Wertes  $G_c$ . Der Mikrochevrontest lieferte – insbesondere bei Auswertung des Modells mit der Rissuferverschiebung – wesentlich geringere Werte (Abweichung bis zu 50%) für den kritischen Parameter  $G_c$  im Vergleich zum Klingeneinschubtest.

Folgende Ursachen kommen für die Differenzen in Frage und sollen im Weiteren diskutiert werden:

1. technologische Gründe: Das Bondergebnis ist in einem bestimmten Toleranzbereich abhängig von der Position der Teststrukturen auf dem Wafer. Die DCB- und MC-Proben befinden sich auf unterschiedlichen Teilbereichen des Wafers.

2. experimentelle Fehler beim Mikrochevrontest: Position, Drehung oder leichte Verkipfung der manuell geklebten Stempel auf der Mikrochevronprobe können die gemessene Maximalkraft verringern.
3. Diskretisierung der Mikrochevronprobe aufgrund der Glaslotstreifen: Der Kraftanstieg kann nur bei Übergang der Rissfront zum nächstgelegenen Streifen stattfinden, womit die Maximalkraft unterschätzt werden kann.
4. experimenteller Fehler beim Klingeneinschubtest: In [6] wird eine Korrektur der im NIR-Durchlicht gemessenen Risslänge vorgenommen, wonach die tatsächliche Risslänge größer ist, als die gemessene. Dies würde eine Verschiebung der Risswachstumskurven zu geringeren Energiefreisetzungsraten und damit auch zu kleineren  $G_c$  bewirken.
5. Modellvereinfachung bei der FE-Simulation: Die ermittelten Bruchparameter stimmen im Gleichgewicht an jeder Position der Rissfront überein. Bei Annahme eines zur Lastlinie parallelen geraden Risses ist dies nicht der Fall.

Im Folgenden werden die einzelnen Aspekte genauer diskutiert.

Die Qualität der Bondverbindung läßt sich im Nahinfrarot durch die Verquetsungsbreite und durch die Intensität der Glaslotstreifen qualitativ gut beurteilen. Bei den getesteten Wafern sind in dieser Hinsicht keine Auffälligkeiten erkennbar, die eine große Abweichung zwischen Mikrochevronproben und DCB-Proben erklären würden.

Punkt 2 führt eher zu statistischen und weniger zu einem systematischen Fehler der gemessenen Werte. In [29] (S. 74) wurde der maximale Gesamtfehler hinsichtlich der Stempelposition mit 19 % (bezogen auf den Spannungsintensitätsfaktor) angegeben. Für die Energiefreisetzungsraten kann der Gesamtfehler damit 40 % betragen. Da in dieser Arbeit der Stempelversatz bei jeder Probe ausgemessen wurde, ist hier ein deutlich geringerer Fehler anzunehmen.

Durch eine feinere Diskretisierung (Verringerung der Linienbreite) von 290  $\mu\text{m}$  auf 195  $\mu\text{m}$  wurde eine Erhöhung des Spannungsintensitätsfaktors um etwa 5 % erreicht [29] (S. 88). Das entspricht einer Erhöhung der Energiefreisetzungsraten um 11 %. Damit kann Punkt 3 nicht der alleinige Grund für einen niedrigen kritischen Wert sein.

Der experimentelle Fehler beim Klingeneinschubtest ist wahrscheinlich gering, da eine gute Übereinstimmung mit dem Biegeversuch gefunden wurde. Eine Unterschätzung der gemessenen Risslänge wird als unwahrscheinlich angesehen, weil die Bruchflächenanalyse eine sehr gute Übereinstimmung mit dem im NIR gemessenen

Längen liefert (siehe Abschnitt 4.2.2). Dies wurde durch die vorangegangene Arbeit [29] bestätigt, obwohl [6] Abweichungen in der gemessenen Risslänge an direkt gebondeten Proben beschreibt. Dort wird jedoch eine Ultraschalluntersuchung in Wasser mit den im Infrarot gemessenen Risslängen verglichen.

Punkt 5 soll im Weiteren genauer betrachtet werden. Im vorliegenden Finite-Elemente-Modell [39] wurde eine vollflächige Glaslotbondschrift von  $10\ \mu\text{m}$  mit modelliert. In Abschnitt 4.2.1.2 wird eine gute Übereinstimmung des verwendeten Modells mit den in der Literatur angegebenen Geometriefunktionen gefunden. Der Riss verläuft in der Mitte des Glaslotes, womit eine Bestimmung der Energiefreisetzungsraten aus den Spannungsintensitätsfaktoren möglich ist. An der Risspitze, die mit singulären Elementen vernetzt ist, werden mit Hilfe des in ANSYS® implementierten Algorithmus die SIF im EDZ mit der CTOD für eine angelegte Last  $F = 1\ \text{N}$  ermittelt. Bei der in dieser Arbeit vorgenommenen Vernetzung wurde darauf geachtet, dass Knoten, die zur Bestimmung der bruchmechanischen Parameter herangezogen werden, in einer Ebene senkrecht zur Rissfront liegen. Am äußeren Glaslotrand ist eine Bestimmung der SIF nicht möglich, da die Knoten dort nicht senkrecht zur Rissfront verlaufen können. Bei Ermittlung der SIF entlang der Rissfront wird daher das Verhältnis  $z/z_0$  von maximal 0,993 erreicht. Gleichung (11) führt zu den Energiefreisetzungsraten  $G_{\text{CTOD}}$  und Gleichung (10) in Abhängigkeit von der Asymmetrie der Probe zu den Phasenwinkeln  $\phi$ .

Mit Hilfe von Glasprismen kann der Rissfortschritt während eines Mikrochevrontests beobachtet werden. Abbildung 44 zeigt das Prinzip nach Bagdahn [6], welches im Fall einer asymmetrischen Glaslotprobe ( $385/675\ \mu\text{m}$ ) auch im Aufsicht mit nur einem Prisma funktioniert. Bei den Chevronproben ist eine Krümmung der Rissfront nachweisbar, die im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht statistisch quantitativ ausgewertet wurde.

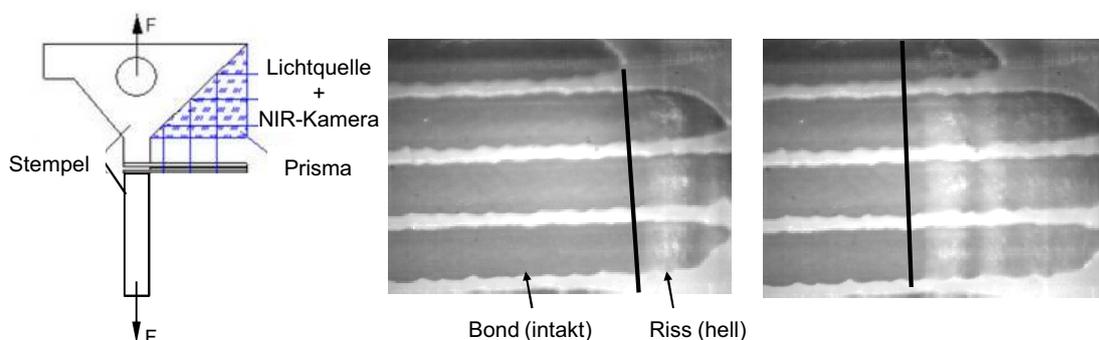


Abbildung 44: Im Aufsicht wird über das Prisma die Rissausbreitung an einer Mikrochevronprobe ermittelt. Es ist eine leichte Krümmung der Rissfront erkennbar.

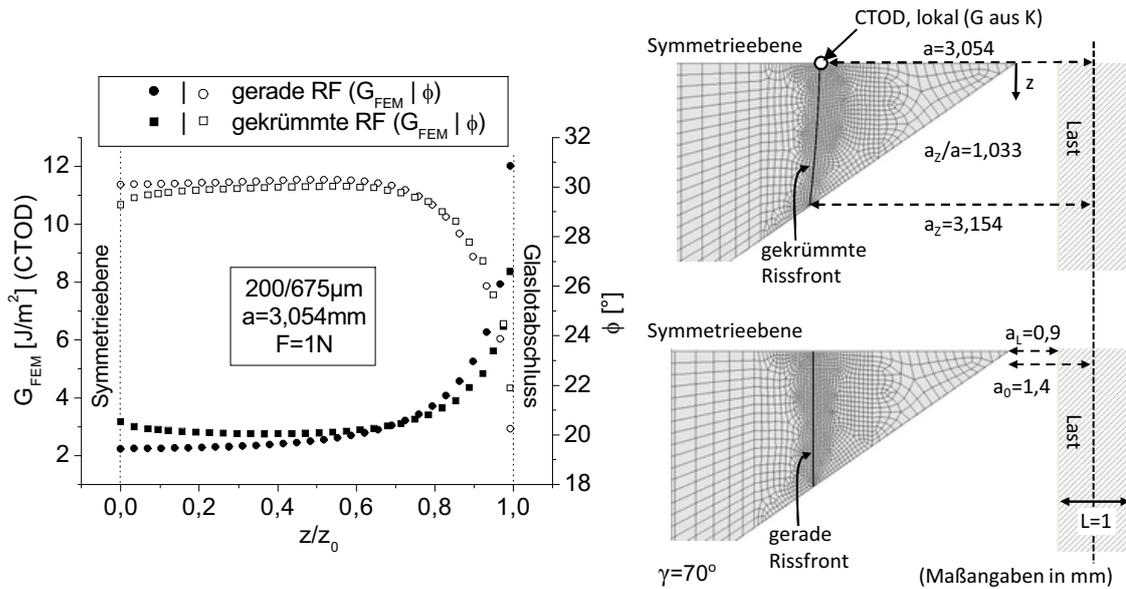


Abbildung 45: Einfluss der Rissgeometrie auf die ermittelten Energiefreisetzungs-raten  $G_{FEM}$  entlang der Rissfront. Eine geringfügige geometrische Änderung der Rissfront hat einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die ermittelten bruchmechanischen Parameter.

Die Bruchparameter  $G$  werden aus den Spannungsintensitätsfaktoren im beschriebenen FE-Modell für die asymmetrische Probe ( $200/675\mu\text{m}$ ) entlang einer geraden und einer leicht gekrümmten Rissfront ermittelt. Abbildung 45 zeigt die Ergebnisse und die Geometrieverhältnisse am FE-Netz des Glaslotes. Als Risslänge wird die kritische Risslänge am Minimum der Geometriefunktionen  $G_{TSEM}(a)$  von  $a = 3,054$  mm modelliert. Die gekrümmte Rissfront besitzt am Glaslotrand eine Risslänge von  $a_z = 3,154$  mm.

Die Form der Rissfront hat einen deutlichen Einfluss auf die mit der CTOD lokal ermittelten Spannungsintensitätsfaktoren und die daraus ermittelte Gesamtenergiefreisetzungsrate. An der Symmetrieebene des Modells liefert die leicht gekrümmte Rissfront deutlich höhere Werte als die gerade. Die Bruchparameter nehmen in beiden Fällen zum Glaslotrand hin zu, während die Phasenwinkel  $\phi$  abnehmen. Die Energiefreisetzungsrate für die gekrümmte Rissfront variieren zwischen  $G_{FEM} = 2,75$  und  $8,36 \text{ J/m}^2$  während für die gerade Rissfront ein deutlich größerer Bereich von  $G_{FEM} = 2,23$  bis  $12,0 \text{ J/m}^2$  eingeschlossen wird. Der gleiche Effekt zeigt sich in den Phasenwinkeln  $\phi$ . Damit kommt die gekrümmte Rissfront der theoretischen näher. Das Gleichgewichtskriterium, wonach alle Energiefreisetzungsrate entlang der Rissfront den gleichen Wert besitzen, wird jedoch nicht erfüllt. Um die exakte Rissgeometrie zu ermitteln wären umfangreichere Optimierungsrechnungen notwendig, wie sie zum Beispiel in [74] für die Ausbildung der Bondfronten beim direkten Waferbonden zu finden sind.

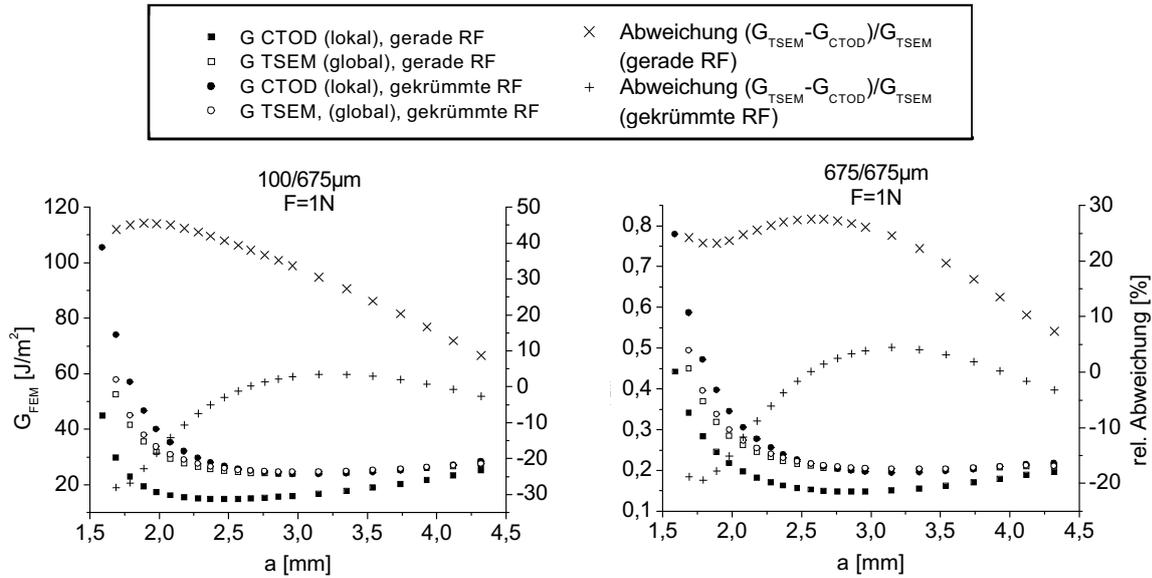


Abbildung 46: Die Diagramme zeigen für das asymmetrische 100/675  $\mu\text{m}$  und symmetrische 675/675  $\mu\text{m}$  Chevronmodell die  $G(a)$ -Abhängigkeit bei gekrümmter und gerader Rissfront sowie bei Anwendung der TSEM und der CTOD. Der Fehler bei Anwendung der CTOD an einer Position der Rissfront (hier an der Symmetrieebene) ist nicht vernachlässigbar.

Vergleichend zur lokalen CTOD an der Risspitze in der Symmetrieebene des FE-Modells wird an den selben Modellen für alle Dickenkombinationen zusätzlich die globale TSEM angewandt, bei welcher die Änderung der Verzerrungsenergie des Gesamtmodells mit Rissfortschritt ausgewertet wird. Die Ergebnisse sind in Abbildung 46 dargestellt. Es sind deutliche Abweichungen der mit den beiden Methoden berechneten Kurven  $G_{FEM}(a)$  zu erkennen. Der prozentuale Fehler

$$\frac{G_{TSEM} - G_{CTOD}}{G_{TSEM}} \cdot 100 \% \quad (47)$$

nimmt mit steigender Asymmetrie zu und ist stark abhängig von der Risslänge, da für jede Risslänge die Krümmung der Rissfront im Gleichgewicht verschieden ist. Die TSEM ist wesentlich unabhängiger von der angenommenen Rissgeometrie. In diesem Fall zeigen die beiden Kurven  $G_{FEM}(a)$  für die gekrümmte und gerade Rissfront einen sehr ähnlichen Verlauf (leere Symbole in den Diagrammen der Abbildung 46). Ebenso stimmen die Werte im relevanten Bereich des Minimums der Geometriefunktion bei Gegenüberstellung der TSEM und der CTOD an der gekrümmten Rissfront gut überein. Der Fehler liegt in diesem Fall für alle Probengeometrien unter 5,8 %.

Tabelle 12 im Anhang beinhaltet die Abweichungen der beiden Methoden bezogen auf das Minimum der Geometriefunktionen ( $G_{FEM}$  und  $K_{FEM}$  für  $F = 1N$ )

sowie die Mittelwerte des über die Risslängen an der Symmetrieebene ermittelten Phasenwinkels  $\phi$  und dessen Standardabweichung. Der Phasenwinkel ergibt sich aus den Rissöffnungsmoden der lokal ermittelten Spannungsintensitätsfaktoren. Er variiert nur geringfügig mit der Risslänge und stimmt für die beiden Rissgeometrien gut überein. Dagegen ist der Unterschied in den Geometriefunktionen zwischen den beiden Methoden TSEM und CTOD erheblich. Er nimmt bei höherer Asymmetrie (geringere Steifigkeit der Probe) zu: von 26,0% bei der Dickenkombination 675/675  $\mu\text{m}$  auf 38,3% für 100/675  $\mu\text{m}$  im Falle der minimalen Energiefreisetzungsraten  $G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$ .

Die erheblichen Unterschiede zwischen den beiden Methoden sind im Grunde auf die Ungenauigkeiten in der Rissfrontgeometrie zurückzuführen. Abbildung 47 zeigt für unterschiedliche Asymmetrien die Geometriefunktionen mit zunehmendem Abstand  $z$  von der Symmetrieebene für eine Risslänge  $a = 3,054 \text{ mm}$ , die für alle Probengeometrien der kritischen Risslänge nach der TSEM sehr nahe kommt. Die berechneten Verhältnisse  $K_{\text{IFEM}}(z)/K_{\text{IFEM}}(z = 0)$  stimmen zwar im Kurvenverlauf sehr gut mit denen von [6] und [59] überein, zeigen aber zum Glaslotrand hin einen deutlich größeren Anstieg. Bagdahn [6] ermittelte die Abhängigkeit  $K(z)$  ohne modellierte Zwischenschicht, für symmetrische Mikrochevronproben der Dicke  $h_1 = h_2 = 525 \mu\text{m}$  mit  $\alpha = 90^\circ$ . Am Chevronrand tritt dort bei ähnlicher Rissposition eine maximale Überhöhung des Spannungsintensitätsfaktors von  $K(z)/K(z = 0) = 1,45$  auf. Der hier bestimmte Wert für die symmetrische Probe  $h_1 = h_2 = 675 \mu\text{m}$  liegt bei  $K(z)/K(z = 0) = 1,85$  (oberes rechtes Diagramm der Abbildung 47).

Mit steigender Asymmetrie und damit geringerer Steifigkeit der Probe, zeigt sich eine größere Differenz zwischen den lokal ermittelten Werten  $G$  und  $K$  an der Symmetrieebene und am Glaslotrand. Dieser Effekt stimmt überein mit der Feststellung, dass mit zunehmender Asymmetrie der Proben die Unterschiede zwischen lokaler CTOD und globaler TSEM immer größer werden. Die mit der TSEM ermittelten Werte für  $G_{\text{FEM}}$  sind durch die Linie im unteren linken Diagramm der Abbildung 47 dargestellt und liegen zwischen den an der Symmetrieebene und am äußeren Rand des Glaslotes lokal ermittelten Werten.

Es ist anzunehmen, dass die globale TSEM im Falle des Mikrochevronmodells die besseren Ergebnisse liefert, da:

1. der Fehler bei Annahme einer Rissfront, die nicht im Gleichgewicht ist, im Falle der globalen TSEM wesentlich weniger zum Tragen kommt als bei der lokalen Bestimmung der Bruchparameter mittels CTOD.
2. die experimentellen kritischen Werte  $G_c$  beim Klingeneinschub- und Mikrochevrontest wesentlich besser übereinstimmen als bei Ermittlung über die CTOD.

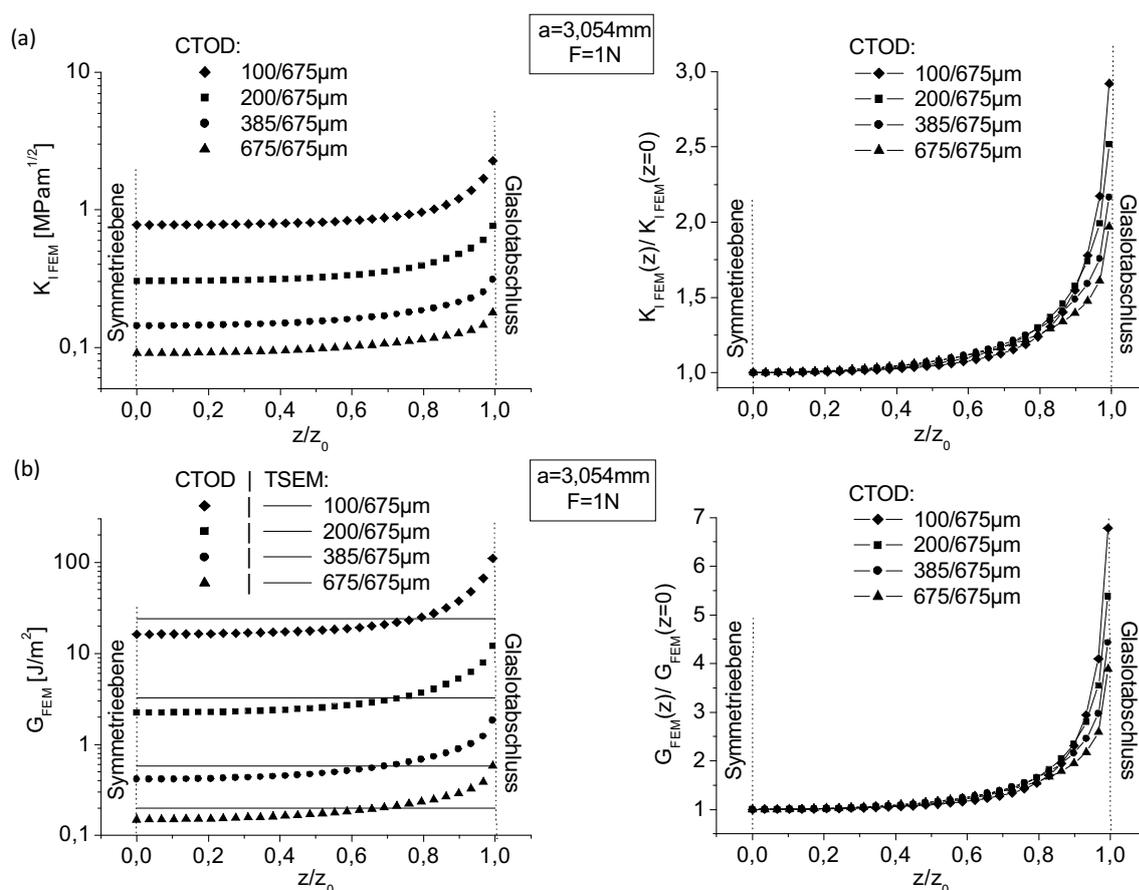


Abbildung 47: Abhängigkeit der Bruchparameter von der Position an der Rissfront beim Mikrochevronmodell. Die Relativwerte sind auf den an der Symmetrieebene ( $z = 0$ ) berechneten Wert bezogen. Im Bereich des Glaslotrandes nehmen die Simulationenwerte zu. Je größer die Asymmetrie desto deutlicher ist dieser Effekt ausgeprägt. (a) Darstellung für die SIF  $K_{\text{IFEM}}$  (b) Darstellung für die Energiefreisetzungsrate  $G_{\text{FEM}}$

Damit ist die TSEM auch ohne aufwendige Bestimmung der exakten Rissgeometrie der ingenieurtechnisch gesehen bessere und genauere Weg um  $G_c$  im Falle des Glaslotes am hier vorgestellten Mikrochevronmodell zu bestimmen. Der Phasenwinkel muss dennoch zusätzlich mit einer lokalen Methode wie CTOD an der Rissfront berechnet werden. Eine andere Methode zur Ermittlung der beiden Anteile der Rissöffnungsmoden ist die VCCT-Methode. Durch Mittelung entlang der geraden Rissfront im Mikrochevronmodell wird in [71] eine gute Übereinstimmung mit der TSEM festgestellt. In [6] wird als Spannungsintensitätsfaktor der Wert in der Probenmitte, also an der Symmetrieebene, definiert. Ein Vergleich mit der in [49] beschriebenen Compliance-Methode, die im Prinzip wie TSEM auch eine globale Methode ist, bei der die Geometriefunktion aus den Verschiebungen und Kräften an der Lasteinleitungslinie experimentell an der Probe oder im FE-Modell ermittelt

werden, liefert in [6] lediglich eine Abweichung von 3,7% und damit eine sehr gute Übereinstimmung mit der lokalen CTOD an der Symmetrieebene. Dies kann möglicherweise auf die verwendete Modellgeometrie ohne Bondschicht zurückgeführt werden.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass aufgrund der hier dargestellten Ergebnisse für die Ermittlung der kritischen Energiefreisetzungsrate am Mikrochevronmodell die TSEM herangezogen wurde. Trotzdem liegen die  $G_c$  des Mikrochevrontests immer noch unterhalb der mit dem Klingeneinschubtest ermittelten kritischen Werte (Abbildung 30, S. 51), wenn man von den Dickenkombinationen 570/675  $\mu\text{m}$  und 590/675  $\mu\text{m}$  absieht, bei denen eindeutig eine geringere Verquetschung der DCB-Proben im Vergleich zu den Mikrochevronproben nachgewiesen werden konnte. Eine leichte Unterschätzung des kritischen Wertes beim Mikrochevronmodell ist mit den auf Seite 74 benannten Ursachen zu begründen.

### 6.1.2 Vergleich der Biegeversuche mit dem Klingeneinschubtest

Biegeversuch und Klingeneinschubtest sollten ähnliche Bruchzähigkeiten liefern, da die Teststruktur im Biegeversuch schrittweise in Zeitabständen von  $\Delta t = 5$  min belastet wurde. Im Falle des Klingeneinschubtests konnte schon nach etwa  $\Delta t = 2$  min kein Risswachstum mehr beobachtet werden, so dass davon ausgegangen werden kann, dass auch der Biegeversuch den Schwellwert  $G_{th}$  liefert. Es zeigen sich jedoch Unterschiede bei den ermittelten Werten, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Abbildung 48 zeigt schematisch einen Teil des Glaslotbondrahmens. Es existieren Grenzflächen zwischen Glaslot und Silizium die nur einen Temperaturschritt bei der Prozessierung gesehen haben. Dies sind alle Grenzflächen auf dem gebondeten Wafer und die verquetschten Bereiche auf dem bedruckten Wafer. Weiterhin gibt es Grenzflächen, die zwei Temperaturschritte durchlaufen haben. Diese wiederum umfassen alle Bereiche, die durch den Siebdruck auf dem bedruckten Wafer entstanden sind.

Da, wie in Abbildung 48 dargestellt, zusätzlich die Richtung des Risswachstums bei den beiden Tests verschieden ist und deshalb unterschiedliche Bereiche nacheinander durchlaufen werden, müssen Unterschiede in den Schwellwerten  $G_{th}$  messbar sein. Wie schon in Abschnitt 5.1.4 gezeigt, sind die gebondeten Bereiche, welche einen Temperaturschritt erfahren haben, prinzipiell schwächer als die bedruckten Bereiche.

Beim Vergleich der beiden Versuche ist ein Anriss im verquetschten Bereich beim Biegeversuch mit dem Versagen der gebondeten Seite beim Klingeneinschubtest gleichzusetzen, wie dies in Tabelle 4 dargestellt ist. Weiterhin sind in der Tabelle das komplette Versagen des bedruckten Bereichs beim Biegeversuch und das Versagen

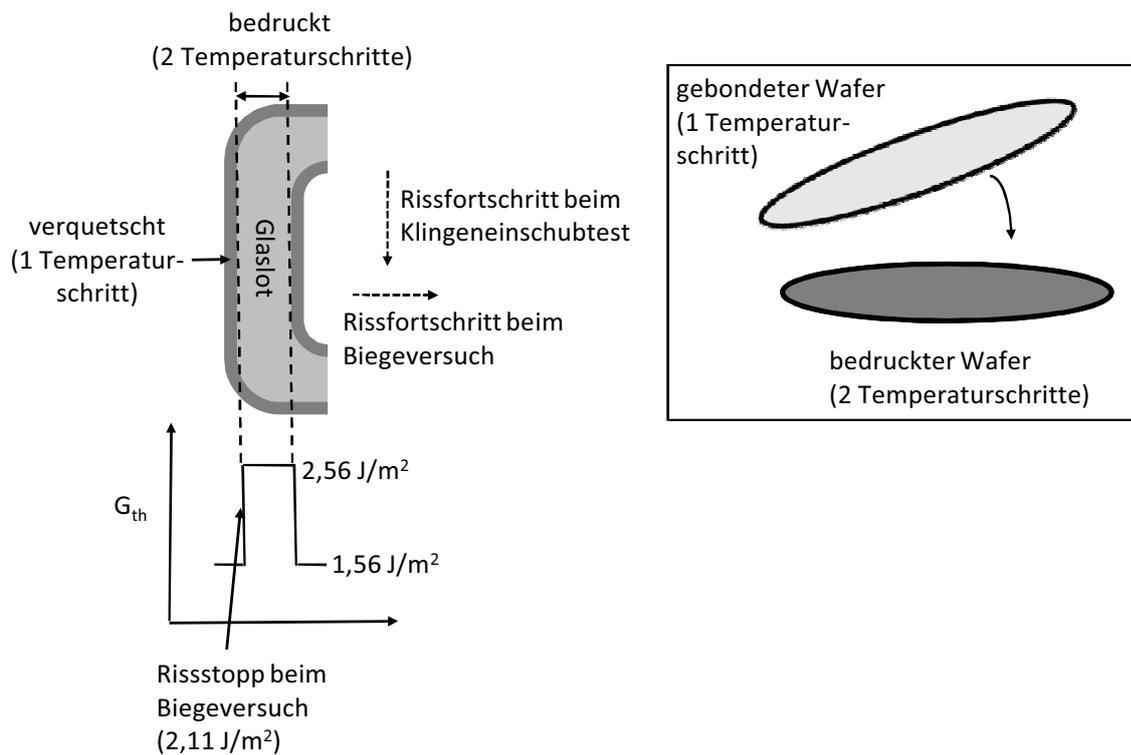


Abbildung 48: Schema zur Erläuterung der unterschiedlichen Schwellwerte des Risswachstums  $G_{th}$  beim Biegeversuch und Klingeneinschubtest. Die gemessenen Werte hängen mit der technologischen Verarbeitung der Glaslotes beim Bondprozess zusammen. Die Glaslotstrukturen durchlaufen zwei Temperaturschritte auf dem bedruckten Wafer (Vorschmelzen und Bonden). Beim Bondvorgang wird das Lot verquetscht und gelangt damit in Bereiche auf dem bedruckten Wafer, die nach dem Siebdruck nicht bedeckt waren und deshalb nur einen Temperaturschritt sehen. Ebenso erfahren die Strukturen an der Grenzfläche zum gebondeten Wafer nur einen Temperaturschritt.

der bedruckten Seite beim Klingeneinschubtest gegenübergestellt. Es ist erkennbar, dass die im Biegeversuch an realen Bondrahmenstrukturen ermittelten Werte tendenziell ein höheres Bruchkriterium  $G_{th}$  aufweisen. Insbesondere in der ersten Spalte beim verquetschten Bereich ergibt sich ein Verhältnis der beiden Kriterien von 1,35, was nicht allein auf versuchsbedingte oder statistische Abweichungen zurückzuführen sein kann.

Eine Erklärung für diese signifikante Abweichung verdeutlicht Abbildung 48. Beim Anriss im Biegeversuch handelt es sich um die Bildung eines sehr kurzen Initialrisses im verquetschten Bereich. Vor dem bedruckten Bereich kommt der Riss beim Biegeversuch aufgrund der höheren Bruchzähigkeit im bedruckten Bereich zum Stillstand. Daher liegt die gemessene Schwellwert  $G_{th}$  zwischen der des gebondeten Bereichs im Klingeneinschubtest von  $1,56 J/m^2$  und der des bedruckten Bereichs von  $2,53 J/m^2$ .

Tabelle 4: Gegenüberstellung der Ergebnisse beim Klingeneinschub- und Biegetest

	gebundene Seite/ verquetschter Bereich	bedruckte Seite / komplettes Versagen
Klingeneinschubtest	$1,56 \pm 0,12 \text{ J/m}^2$	$2,14 \pm 0,05 \text{ J/m}^2$
Biegeversuch	$2,11 \pm 0,18 \text{ J/m}^2$	$2,53 \pm 0,33 \text{ J/m}^2$
$G_{\text{th,Biegung}}/G_{\text{th,Klinge}}$	1,35	1,18

Das Verhältnis von 1,18 beim Vergleich der Ergebnisse der beiden Tests für die bedruckten Bereiche kann damit erklärt werden, dass sich der Rissfortschritt beim Klingeneinschubtest aufgrund der Richtung immer auch im verquetschten Bereich vollzieht. Da dies die schwächste Verbindung entlang der Rissfront ist, könnte der Rissfortschritt im Vergleich zum Biegeversuch, mit dem ausschließlich der bedruckte Bereich untersucht wird, begünstigen. Es kommt zu einem messbaren Abfall des Schwellwertes  $G_{\text{th}}$ .

Ein weiterer Grund für die tendenziell höheren Bruchzähigkeiten beim hier verwendeten Biegeversuch kann die Korrosion an der Rissspitze sein. Aufgrund der Ergebnisse zum Einfluss von Feuchte auf die Glaslotstabilität aus Abschnitt 5.5, könnte es beim Biegeversuch zu einer Rissspitzenstabilisierung während der Wartezeit zwischen den Belastungsschritten kommen. Ob dies bei Zeitabständen von  $\Delta t = 5 \text{ min}$  schon relevant ist, können jedoch nur weitere Versuche mit unterschiedlichen Belastungsgeschwindigkeiten zeigen.

## 6.2 Bruchzähigkeiten und Risswachstum unter gemischter Beanspruchung

Im Folgenden werden zunächst die physikalischen Gründe für das belastungsabhängige Bruchkriterium erläutert und die gemessenen Bruchzähigkeiten mit Werten aus der Literatur verglichen. Aufgrund der unterschiedlichen beobachteten Versagensmechanismen können im Weiteren Rückschlüsse auf mikrostrukturelle Einflüsse in Bezug auf die Glaslotstabilität gezogen werden.

### 6.2.1 Zusammenhang von Belastungssituation und Risswiderstand

Tabelle 5 fasst die wichtigsten Parameter im Überblick zusammen. Die Bruchzähigkeiten für den Schlängelriss stellen Effektivwerte dar, da im Finite Elemente Modell zwar die gleiche Last wie beim Versagen aufgebracht wird, der Riss jedoch gerade und in der Mitte des Glaslotes verläuft. In diesem Sinne sind die ermittelten Werte keine Materialparameter, können aber zur Bauteilauslegung verwendet und mit den Werten aus vorangegangenen Arbeiten zur Glaslotstabilität verglichen werden. Im

Rahmen der Messunsicherheit wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit den in Glien [29] bestimmten Bruchzähigkeiten  $G_{th}$  und  $G_c$  bei externer Mode I-Belastung für den Schlingelriss gefunden. Die kritischen Energiefreisetzungsraten im Falle des Grenzflächenrisses weichen dagegen stark voneinander ab und konnten in dieser Arbeit durch eine verbesserte Versuchsauswertung berichtigt werden.

Ein Vergleich mit Bruchzähigkeiten von Gläsern ähnlicher Zusammensetzung ist nur dann möglich, wenn der Riss – in Übereinstimmung mit der Simulation – gerade durch das Glaslot verläuft. Dieser Fall konnte, wie im Abschnitt 5.4.1 dargestellt, experimentell durch eine Erhöhung der Prüftemperatur auf  $T \geq 180^\circ\text{C}$  abgebildet werden. Die hier gemessenen kritischen Spannungsintensitätsfaktoren  $K_{Ic}$  stimmen sehr gut mit den Angaben in der Literatur überein. Wie Tabelle 5 zeigt, ermittelte Wiederhorn [81] die gleichen Werte bei Gläsern ähnlicher Zusammensetzung im Vakuum. Der Vergleich bezieht sich auf den Bereich III der dort gemessenen Risswachstumscharakteristik, da unter Vakuumbedingungen nur dieser existieren kann.

Die Grenzfläche stellt eine Schwachstelle im Materialverbund dar, was sich im Bruchbild durch eine unversehrte Siliziumoberfläche widerspiegelt (Abbildung 31, Seite 54). In Abbildung 49a sind die kritischen Bruchzähigkeiten bei geradem Rissverlauf durch die Mitte der Bondschicht im Vergleich zu den Effektivwerten beim Schlingelriss dargestellt. Das Schlingeln des Risses durch die Bondschicht führt zur Erhöhung der effektiv gemessenen Bruchzähigkeit. Der Unterschied zwischen den Bruchzähigkeiten verringert sich unter der Voraussetzung, dass dem Phasenwinkel

Tabelle 5: Gegenüberstellung der Bruchzähigkeiten für unterschiedliche Belastungssituationen und Vergleich mit Literaturwerten

Bruchbild	$G_{th}$ [J/m <sup>2</sup> ]	$G_c$ [J/m <sup>2</sup> ]	$G_{th}/G_c$	Literatur
Schlingelriss (effektiv)	$4,91 \pm 0,18$	$7,37 \pm 0,26$	0,67	$G_{th} = 5,10 \text{ J/m}^2$ [29] $G_c = 6,86 \text{ J/m}^2$ [29]
Grenzfläche ( $\phi \geq 30^\circ$ )	$1,52 \pm 0,08$	$3,00 \pm 0,73$	0,51	$G_c = 9,0 \text{ J/m}^2$ [29] (für $\phi = 18^\circ$ : $K_{Ic} = 0,67 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ $K_{IIc} = 0,22 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ )
gerader Riss ( $T = 180^\circ\text{C}$ )	–	$4,41 \pm 0,83$ $K_{Ic} = 0,49 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$	–	$K_{Ic} = 0,5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ [81] <sup>a</sup>

<sup>a</sup>gemessen im Vakuum bei  $T = 200^\circ\text{C}$ , Glas: 61 % PbO, 35 % SiO<sub>2</sub>, 4 % Na<sub>2</sub>O

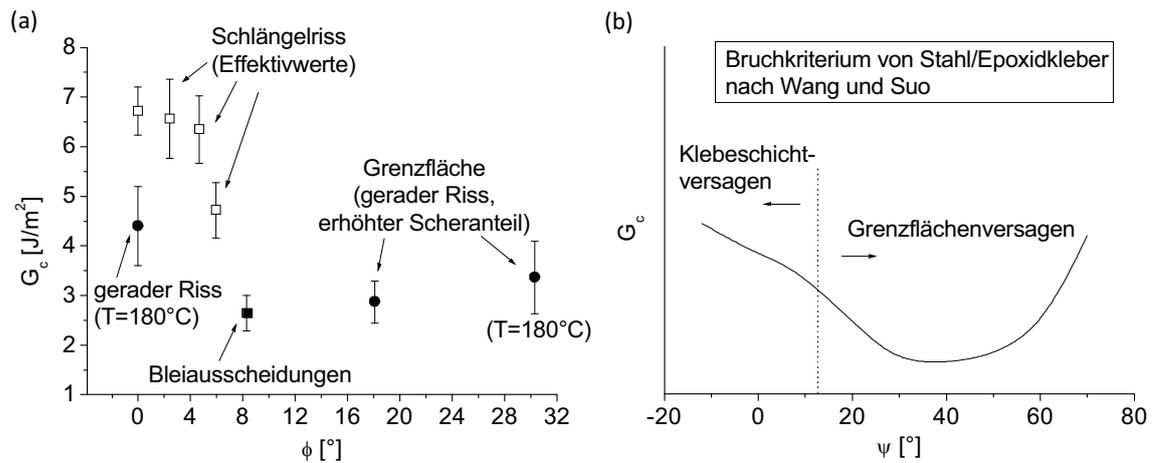


Abbildung 49: (a) Kritische Werte  $G_c$  des Mikrochevrontests in Abhängigkeit von der Belastungsart. Das Bruchkriterium ist abhängig vom Verlauf des Risses durch die Bondschicht und nimmt mit steigender Scherbelastung ab. (b) Schematischer Verlauf der Bruchzähigkeit in Abhängigkeit vom Phasenwinkel  $\psi$  für eine Epoxidklebeverbinding zwischen Stahlsubstraten. Wang und Suo [78] stellten einen ähnlichen Zusammenhang zwischen dem Bruchkriterium und dem Phasenwinkel an der Grenzfläche  $\psi$  fest. Die Grenzflächenfestigkeit nimmt bei hoher Scherbelastung wieder zu.

$\phi = 0^\circ$  nur der gerade Riss durch das Glaslot (im Falle einer symmetrischen Mikrochevronprobe bei  $T = 180^\circ\text{C}$ ) zugeordnet wird.

Trotzdem liegt die kritische Bruchzähigkeit des Glaslotes bei  $T = 180^\circ\text{C}$  mit  $4,41 \pm 0,83 \text{ J/m}^2$  deutlich über der an der Grenzfläche von  $3,00 \pm 0,73 \text{ J/m}^2$ . Der Riss bleibt also im Falle von äußerer Mode-I-Belastung in der Bondschicht „gefangen“, obwohl das Bruchkriterium hier deutlich höher liegt als beim Verlauf an der Grenzfläche. Dieses Phänomen wurde schon von Wang und Suo [78] an metallischen Substraten, welche mit einem spröden Epoxidkleber verbunden waren, beobachtet. Abbildung 49b zeigt schematisch den Verlauf der Bruchzähigkeit in Abhängigkeit vom Phasenwinkel an der Grenzfläche  $\psi$ . In Übereinstimmung mit den hier ermittelten Ergebnissen sind für kleine Phasenwinkel, bei denen der Riss in der Klebeschicht verlief, hohe Risswiderstände gemessen worden. Mit zunehmender Scherbelastung kommt es durch den Verlauf des Risses entlang der Grenzfläche zunächst zum Abfall der Bruchzähigkeit und anschließend bei höheren Scheranteilen ab  $\psi \geq 60^\circ$  wieder zum Anstieg.

Für die meisten Volumenmaterialien geht eine zunehmende Scherbelastung mit einer Zunahme des Risswiderstands einher, da sich Risse in der ersten Rissöffnungsart gewöhnlich am besten fortbewegen lassen [64, 65]. Damit kann der Anstieg der Bruchzähigkeiten im Falle des Metall-Epoxidkleber-Verbundes bei unverändertem Versagensmechanismus mit steigendem Scheranteil bei  $\psi \geq 60^\circ$  erklärt werden. Es

ist anzunehmen, dass bei hohen Scheranteilen die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c$  auch im Falle des Glaslotes ansteigt. Bei Versuchen derartige Scherbelastungen einzubringen – zum Beispiel über sogenannte Brazil-Nut-Teststrukturen [67], dem End-Notch-Flexure-Test [80] oder mit Hilfe von Scherapparaturen [48] – kam es jedoch zum unregelmäßigen Ausknicken des Risses in den Siliziumwafer, womit keine sinnvolle bruchmechanische Auswertung erfolgen konnte.

Die Erklärung für die im Experiment beobachteten Versagensmechanismen liefert die in Abschnitt 2.4 vorgestellte Theorie zum Risspfad durch eine spröde Klebeschicht. Damit kommt es aufgrund der elastischen Fehlanpassung der Verbundmaterialien zum entsprechenden Rissverlauf in der Bondschicht. Entsprechend der Abbildungen 10 und 11 auf Seite 16 gilt im Glaslot-Silizium-Verbund  $\delta K_{II}/\delta c > 0$ , womit bei äußerer Mode-I-Belastung in Abhängigkeit von  $T_{\text{stress}}$  entweder ein alternierender oder ein gerade durch die Bondschicht verlaufender Riss in Frage kommt. Da  $T_{\text{stress}}$  laut Gleichung (18) von den in der Bondschicht wirkenden Eigenspannungen abhängig ist, kommt es bei Temperaturen oberhalb  $180^\circ\text{C}$  zum geraden Rissverlauf durch die Bondschicht und darunter zum Schlangelriss.

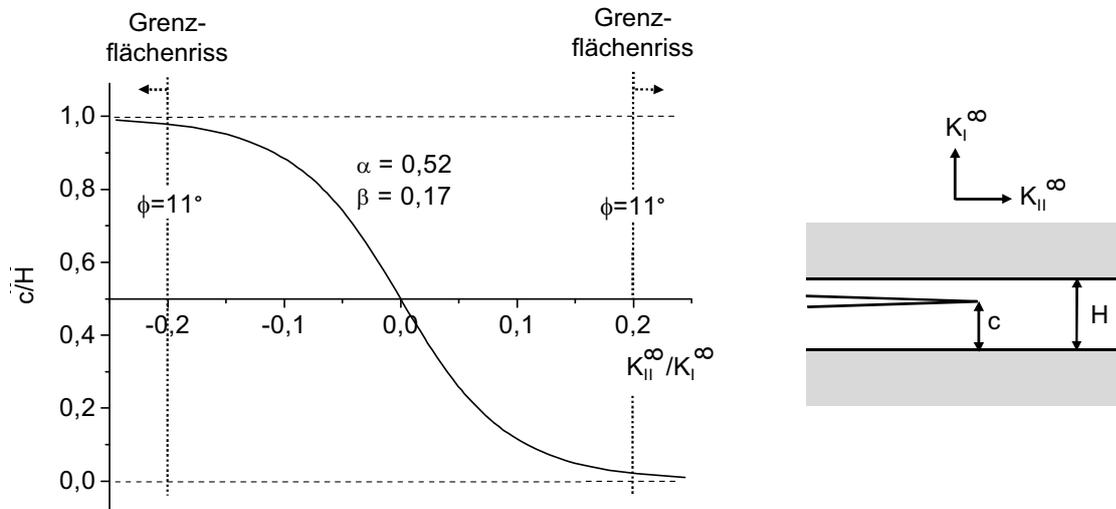


Abbildung 50: Theoretische Position des Risspfades bei Variation der äußeren gemischten Belastung für die Glaslotbondverbindung.  $H$  ist die Dicke der Bondschicht und  $c$  der Abstand des Risses vom Siliziumwafer. Die Kurve erfüllt die Bedingung  $K_{II} = 0$  und wurde nach Gleichung (20) für die Glaslotverbindung berechnet.

Der Übergang vom Rissverlauf in der Klebeschicht zum Verlauf des Risses an der Grenzfläche bei zusätzlich eingebrachter äußerer Scherbelastung vollzieht sich im Falle des Glaslot-Silizium-Verbundes im Bereich der Phasenwinkel von  $5^\circ \leq \phi \leq 10^\circ$ . Diese experimentelle Beobachtung stimmt sehr gut mit der theoretischen Vorhersage überein. In Abbildung 50 ist die Position des Risses in der Bondschicht in Abhängig-

keit von der gemischten Belastung nach Gleichung (20) dargestellt. Demnach sollte der Riss für  $\phi \geq 11^\circ$  nahe der Grenzfläche verlaufen.

### 6.2.2 Zusammenhang von Mikrostruktur und Bruchkriterium

Verantwortlich für das unterkritische Risswachstum sind im Wesentlichen Belastungen der Rissöffnungsart I [6]. Nur diese Öffnung des Risses lässt einen Transport des korrosiven Mediums zur Risspitze zu. Das Diagramm in Abbildung 51 zeigt daher die Risswachstumsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Verhältnis der Spannungsintensitätsfaktoren  $K_I/K_{Ic}$ .

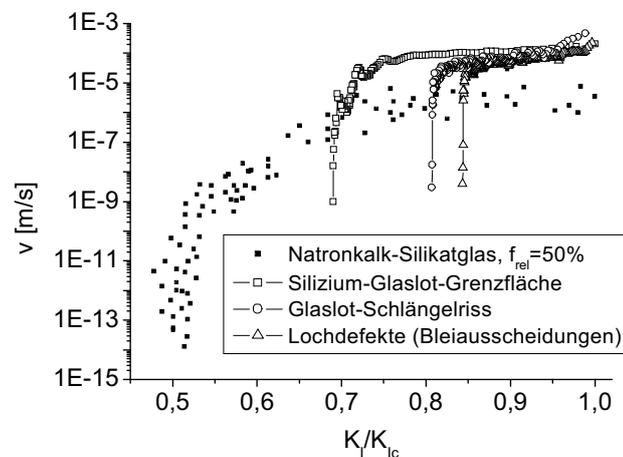


Abbildung 51: Ein Vergleich der hier gemessenen Risswachstumskurven mit den Ergebnissen aus [41] zum Natronkalk-Silikatglas. Bleiausscheidungen, alternierender Riss und beschleunigte korrosive Vorgänge an der Risspitze haben einen Einfluss auf die Charakteristik der Risswachstumskurven des Glaslotes und liefern Erklärungen für die Abweichungen zum Natronkalk-Silikatglas.

Die Risswachstumskurve ist sehr stark abhängig von der chemischen Zusammensetzung des untersuchten Glases [27, 83]. Alle Risswachstumskurven des Glaslotes zeigen im Vergleich zum Natronkalk-Silikatglas, dessen unterkritisches Risswachstum aufgrund seines verbreiteten Einsatzes sehr intensiv untersucht wurde, einen starken Abfall der Risswachstumsgeschwindigkeiten im Bereich I. Bei Belastungen im Bereich von  $K_I/K_{Ic} \leq 0,7$  wurde im Gegensatz zum Natronkalk-Silikatglas [41] für das Glaslot praktisch kein Risswachstum beobachtet. Der Grenzwert der Risswachstumsgeschwindigkeit liegt im Falle des Grenzflächenrisses bei einem Verhältnis der Spannungsintensitätsfaktoren  $K_I/K_{Ic}$  von 0,7. Beim Rissverlauf durch die grenzflächennahe Schicht mit den Bleiausscheidungen liegt der Wert bei 0,84 und damit im Durchschnitt sogar über dem Wert vom Schlängelriss an symmetrischen Proben von 0,82. Die in Abschnitt 3.1.1 vorgestellten drei Hypothesen zur Risswachstumscharakteristik des Glaslotes sollen an dieser Stelle weiter diskutiert werden:

1. Abrundung der Risspitze durch die Bleiausscheidungen
2. Vorzeitiges Abstoppen aufgrund des Schlängelrisses
3. „Abstumpfung“ der Risspitze durch hohe Korrosionsrate

Im Vergleich zur vorangegangenen Arbeit beinhalten die hier vorgestellten Ergebnisse zusätzlich Messungen an Rissen entlang der Grenzfläche und der bleihaltigen grenzflächennahen Schicht (siehe Abschnitt 5.1.3), was eine bessere Trennung der einzelnen Effekte ermöglicht. Damit lassen sich die zwei ersten Hypothesen direkt überprüfen, da sie im Falle des reinen Grenzflächenrisses nicht zum Tragen kommen können. Abbildung 51 zeigt, dass der Bereich I auch im Falle des Grenzflächenrisses nicht so deutlich ausgeprägt ist, wie beim Natronkalk-Silikatglas und mit einer starken Fluktuation der Risswachstumsgeschwindigkeit einhergeht. Dies spricht für die Gültigkeit der dritten Hypothese, weil beim Grenzflächenriss keine Bleiausscheidungen am Bruchvorgang beteiligt sind und der Riss nicht schlängelt, womit die erste und zweite Hypothese entfallen. Bei den Risswachstumskurven vom Schlängelriss ist der Bereich I weniger deutlich ausgeprägt als beim Grenzflächenriss und beim Riss durch die bleihaltige Schicht verschwindet er vollständig. Ebenso steigt das Verhältnis  $K_{Ith}/K_{Ic}$  für den Schlängelriss und bei Beteiligung der Bleiausscheidungen im Vergleich zum Grenzflächenriss, womit auch den ersten beiden Hypothesen eine Bedeutung beigemessen werden muss.

Abbildung 51 verdeutlicht, dass die Charakteristik der Risswachstumskurven eng mit den mikrostrukturellen Eigenschaften des Glaslots und den Eigenspannungen in der Bondschicht zusammenhängt. Daher zielt die folgende Diskussion nicht nur auf die Erläuterung der drei Hypothesen ab. Es wird auch auf den Einfluss der Mikrostruktur und des Rissverlaufs auf die Bruchkriterien  $G_c$  und  $G_{th}$  eingegangen.

### 6.2.2.1 Abrundung der Risspitze durch Bleiausscheidungen

Für die Dickenkombination 530/675  $\mu\text{m}$  läuft der Riss vollständig in der bleihaltigen Schicht, womit Schlussfolgerungen über deren Einfluss auf das Risswachstum gezogen werden können. Eine Unterdrückung der Bleiausscheidungen durch die Abscheidung von 200 nm  $\text{SiO}_2$  auf dem 530  $\mu\text{m}$  dicken Bondwafern wirkt sich negativ auf die Haftfestigkeit des Glaslotes auf dem Silizium aus und führt deshalb zu höheren Wachstumsgeschwindigkeiten wie Abbildung 39 auf Seite 67 zeigt. Wenn es darum geht, die Wirkung der Bleiausscheidungen auf das Risswachstum zu beschreiben, sind Vergleiche zwischen Proben mit und ohne Ausscheidungen in dieser Form daher nicht zielführend.

Stattdessen sind in Abbildung 52a eine typische Risswachstumskurve für den Grenzflächenriss und eine für den Riss in der Ebene der Bleiausscheidungen ge-

genübertgestellt. Es sind deutliche Unterschiede erkennbar. Risswachstumskurven, welche durch die Bleiausscheidungen beeinflusst sind, erstrecken sich über einen deutlich geringeren Bereich der Energiefreisetzungsraten im Vergleich zum Grenzflächenriss. Die Risslänge  $a$  nach Klingeneinschub ist in Abbildung 52b in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Sie zeigt, dass der Riss durch die Ausscheidungen nach etwa 30 s gestoppt wird, während an der Grenzfläche erst nach etwa 60 s ein endgültiges Abstoppen des Risses beobachtet wird.

Allerdings werden die beiden Grenzwerte  $G_c$  und  $G_{th}$  durch die Bleiausscheidungen nicht positiv beeinflusst. Der Wert  $G_c$  ist im Mittel mit  $3,04 \pm 0,29 \text{ J/m}^2$  genauso gering wie an der Grenzfläche und liegt damit niedriger als bei einem Riss, der geradlinig durch die Mitte der Bondschicht verläuft. In diesem Fall beträgt  $G_c = 4,41 \pm 0,83 \text{ J/m}^2$  wie Tabelle 5 zeigt. Der Wert  $G_{th}$  liegt im Mittel mit  $2,17 \pm 0,23 \text{ J/m}^2$  über dem an der Grenzfläche gemessenen Wert von  $1,52 \pm 0,08 \text{ J/m}^2$ , was mit dem schnelleren Abstoppen des Risses beim Durchgang durch die Ebene der Ausscheidungen im Zusammenhang steht.

Bruchbild und Schema zum Rissfortschritt in Abbildung 53 liefern eine Begründung für die beobachteten Ergebnisse. Augenscheinlich sind die Bleiausscheidungen nur sehr schwach an die Glasmatrix gebunden. Sie werden dadurch nicht vom Riss durchlaufen sondern liegen unbeschädigt auf der Bruchfläche vor. Damit bilden sie Poren, die wie im Schema dargestellt, „Glasstege“ in der Glasmatrix bilden, welche der Riss durchtrennt. Im Vergleich zu einem Riss, der in der Bondschicht ohne das Vorhandensein der Lochdefekte verläuft, wird die eigentliche spitze Rissfront durch die vorliegenden Poren deutlich verkürzt. Folglich wird effektiv außen an

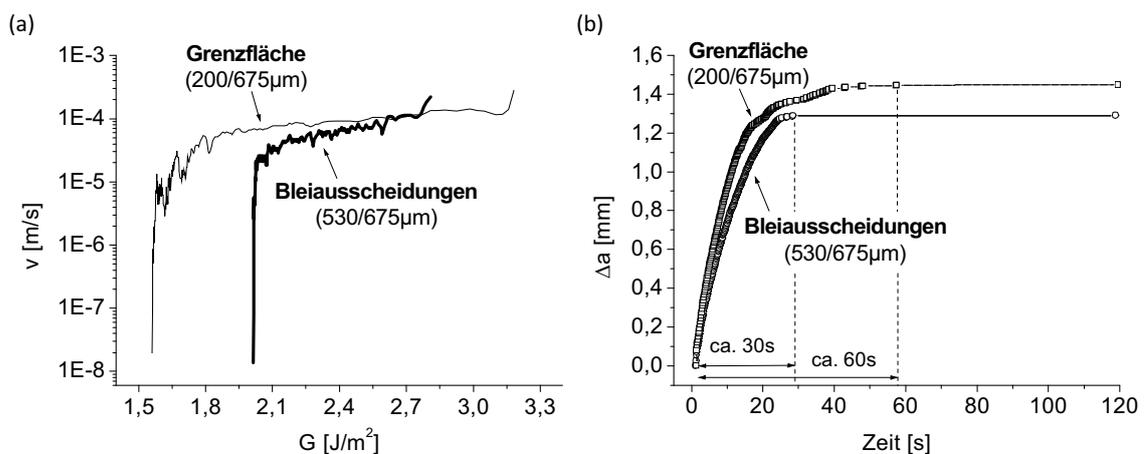


Abbildung 52: Wirkung der Bleiausscheidungen auf das Risswachstum. (a) Die Risswachstumskurve erstreckt sich über einen kleineren Bereich  $\Delta G$ . (b) Der Riss stoppt nach dem Klingeneinschub schon nach 30 s bei Wachstum in der bleihaltigen Schicht, aber erst nach etwa 60 s im Falle des Fortschritts an der Grenzfläche.

der Probe ein geringerer Risswiderstand gemessen als eigentlich an der spitzen Rissfront vorliegt. Die ermittelte makroskopische kritische Bruchzähigkeit ist damit geringer als bei einem Riss, der gerade durch die Bondschicht ohne Einfluss der Bleiausscheidungen verläuft.

Dennoch kommt der Riss schneller zum Stillstand als ein Grenzflächenriss und der Bereich I der Risswachstumskurve verschwindet nahezu. Dies ist neben der korrosiven Reaktion an der spitzen Rissfront (Hypothese 3) auf die lokale, dreidimensionale, starke Abrundung der Risspitze durch die Lochdefekte ( $\varnothing = 80\text{--}130\text{ nm}$ ) zurückzuführen. Die Spannungskonzentration der spitzen Rissfront ändert sich beim Übergang vom Glas in eine Pore. Dadurch ist von einem Anhaften des Risses an der Porenoberfläche auszugehen, die zu einem schnelleren Abstoppen des Risses, wie in Abbildung 52 dargestellt, führt.

Die mit den Rasterelektronenmikroskop aufgenommenen Bleiausscheidungen in Abbildung 53 zeigen auf einer Seite einen kleinen Einschnitt. Dieser steht jedoch nicht im Zusammenhang mit dem Bruchvorgang. An Querschliffuntersuchungen von Glaslotproben wurde in [7] nachgewiesen, dass dies Einschnürungen sind. Infolge der geringen Grenzflächenenergie zwischen Blei und Glasmatrix kommt es stellenweise zur Trennung der beiden Komponenten. Der erhebliche Unterschied in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Blei mit  $28,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  und der umgebenden Glasmatrix von  $7,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [7] führt zu einer lokalen Verformung der Ausscheidungen, welche hier sichtbar wird.

Es wurde damit nachgewiesen, dass Hypothese 1 für einen Riss, der komplett in der Ebene der Bleiausscheidungen verläuft, eine gewisse Bedeutung beigemessen

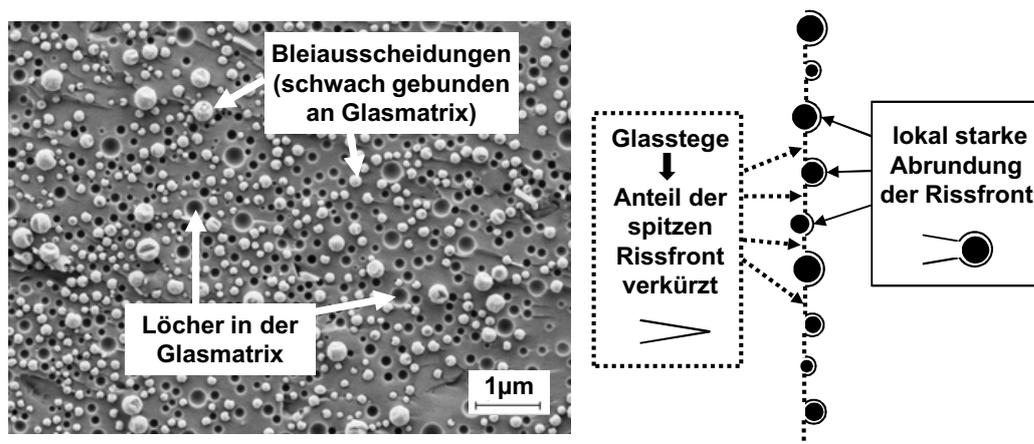


Abbildung 53: Risswachstum in der Ebene der Bondschicht: Die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme zeigt das Bruchbild, wenn der Riss in der Ebene der Bleiausscheidungen grenzflächennah verläuft. Die Skizze veranschaulicht die Veränderung der Rissfront durch die in der Glasmatrix auftretenden Löcher.

werden muss. Der Riss kommt nach einem Klingeneinschub an diesen DCB-Proben deutlich schneller zum Stillstand. Für alle anderen Fälle, an denen nur stellenweise (Schlängelriss) oder gar keine (Grenzflächenriss) Bleiausscheidungen am Rissfortschritt beteiligt sind, müssen andere Gründe für das schnelle Abstoppen des Risses von Relevanz sein.

### 6.2.2.2 Alternierender Risspfad

Beim Wachstum des alternierenden Risses treten periodisch Bereiche höherer und niedrigerer Triebkraft auf, was auf die Änderung der Rissfortschrittsrichtung zurückzuführen ist. Folge sind ständige geringe Änderungen in der gemessenen effektiven lateralen Rissgeschwindigkeit nach dem Klingeneinschub wie Abbildung 33 auf Seite 57 im Falle der symmetrischen Proben zeigt und wie sie auch schon in [29] deutlich nachgewiesen wurden. Einzelmessungen an Grenzflächenrissen deuteten in der vorangegangenen Arbeit darauf hin, dass das Schlängeln nicht der alleinige Grund für den hohen Grenzwert  $G_{th}$  sein konnte.

Der alternierende Riss kann auch nicht alleiniger Grund für das abrupte Abstoppen des Risses sein, was folgende Überlegung zeigen soll. Aufgrund der Periodizität des Schlängelrisses wird es nach dem Klingeneinschub wiederholt Bereiche entlang der Risspfades geben, an denen die Triebkraft minimal ist und wo der Riss mit hoher Wahrscheinlichkeit zum Stillstand kommt, sobald an dieser periodisch auftretenden Stelle der Grenzwert  $G_{th}$  erreicht ist. Dies geschieht allerdings bei den hier betrachteten Periodizitäten des Schlängelns von 20  $\mu\text{m}$  bis 40  $\mu\text{m}$  nicht abrupt, sondern quasi kontinuierlich mit zunehmender Risslänge. Wie bei einem geraden Riss muss die Korrosionsreaktion – unter der Voraussetzung, dass Feuchtigkeit an diese Orte der minimalen Triebkraft gelangen kann – auch an diesen Stellen beim Rissfortschritt in regelmäßigen Abständen stattfinden. Damit ließe sich ein reaktionsbedingter Bereich I, möglicherweise in seiner Ausprägung leicht verändern, jedoch nicht in dem hier beobachteten Maße unterdrücken.

Ein abrupter Stillstand des Risses wäre also nur dann möglich, wenn die Orte der minimalen Triebkraft wesentlich weiter auseinander lägen als 20  $\mu\text{m}$  bis 40  $\mu\text{m}$ . Der Effekt ist bei Teststrukturen mit geringer Asymmetrie von 570/675  $\mu\text{m}$  deutlich ausgeprägt. Hier wurden die Ausknicklängen bis zu 200  $\mu\text{m}$  gemessen, wie Abbildung 32 auf Seite 55 zeigt. Die entsprechenden Risswachstumskurven in Abbildung 33 weisen starke Fluktuationen über die gesamte Risswachstumskurve hinweg auf und das höchste Verhältnis  $K_{Ith}/K_{Ic} = 0,86$ . Die Erklärung dafür ist, dass der Riss zwischen den Orten minimaler Triebkraft eine erhebliche Strecke zurücklegt, welche allein schon zur Verminderung der Triebkraft aufgrund der steigenden Risslänge führt. Damit ist der Einfluss des alternierenden Risses auf die Risswachstumskurven abhängig von der Asymmetrie der Proben und den damit verbundenen Ausknicklängen.

Im Vergleich zur gemischten Beanspruchung (asymmetrische Proben) mit einer kritischen Energiefreisetzungsrate von  $G_c = 3,00 \pm 0,73 \text{ J/m}^2$  treten bei äußerer einachsiger Belastung (symmetrische Proben) sehr hohe Risswiderstände von  $G_c = 7,37 \pm 0,26 \text{ J/m}^2$  auf. Zu berücksichtigen ist dabei, dass es sich – wie in Abschnitt 6.2.1 beschrieben – um einen Effektivwert handelt. In Abschnitt 5.4.2 wurde festgestellt, dass das Verhältnis der Rissflächen für einen Schlängelriss zum geraden Riss in der Glaslotmitte von etwa 1,25 nicht mit dem Verhältnis der ermittelten kritischen Energiefreisetzungsraten von 1,53 übereinstimmt. Unter der Annahme, dass sich die mechanischen Materialeigenschaften im betrachteten Temperaturbereich für das Glaslot nicht signifikant ändern, kann damit keine einfache Beziehung zwischen den beiden Größen der generierten Rissfläche und der kritischen Bruchzähigkeit ermittelt werden. Die erhöhten Risswiderstände beim Schlängelriss können daher nur auf lokale Änderungen der Energiefreisetzungsraten (Triebkräfte) entlang des Risspfades in Kombination mit mikrostrukturellen Einflüssen (z.B. lokale Eigenspannungen durch Cordieritpartikel) zurückgeführt werden.

Die folgenden Berechnungen zum alternierenden Risspfad an symmetrischen Proben der Dickenkombination 385/385  $\mu\text{m}$  sollen einen halbquantitativen Eindruck davon vermitteln, an welchen Stellen des Rissfortschritts sehr geringe Triebkräfte für das Risswachstum vorliegen. Sie beziehen sich bei den angenommenen Risslängen und damit einhergehenden Energiefreisetzungsraten der Übersichtlichkeit halber ausschließlich auf das kritische Risswachstum.

Die Energiefreisetzungsrate an unterschiedlichen Positionen der Rissfront kann als Triebkraft für den Rissfortschritt betrachtet werden. Unterschreitet der Wert  $G$  entlang des Risspfades die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c$ , dann findet kein Risswachstum statt. Das Problem der lokal verschiedenen Energiefreisetzungsraten wurde ansatzweise schon in [29] diskutiert, indem die Änderung der Energiefreisetzungsrate entlang der Ausknicklänge an der Grenzfläche zwischen Silizium und Glaslot berechnet wurde. In dieser Arbeit wurde ein neues 2D-Modell bestehend aus zwei Siliziumstreifen und der Glaslotbondschiicht entwickelt. Wie Abbildung 54 zeigt, können zwei verschiedene Risskonfigurationen untersucht werden:

- Fall 1: Rissfortschrittsrichtung entlang der Grenzfläche wie in [29]
- Fall 2: ein ins Glaslot abknickender Riss

Die Energiefreisetzungsraten werden mit Hilfe der VCCT-Methode nach Abschnitt 4.1.1.2 jeweils für unterschiedliche Ausknicklängen bei gleicher Lastaufbringung berechnet. Zusätzlich wird die Temperaturlast bei Abkühlung der Probe von der Glasübergangstemperatur ( $T = 335^\circ\text{C}$ ) auf Raumtemperatur aufgebracht. Die

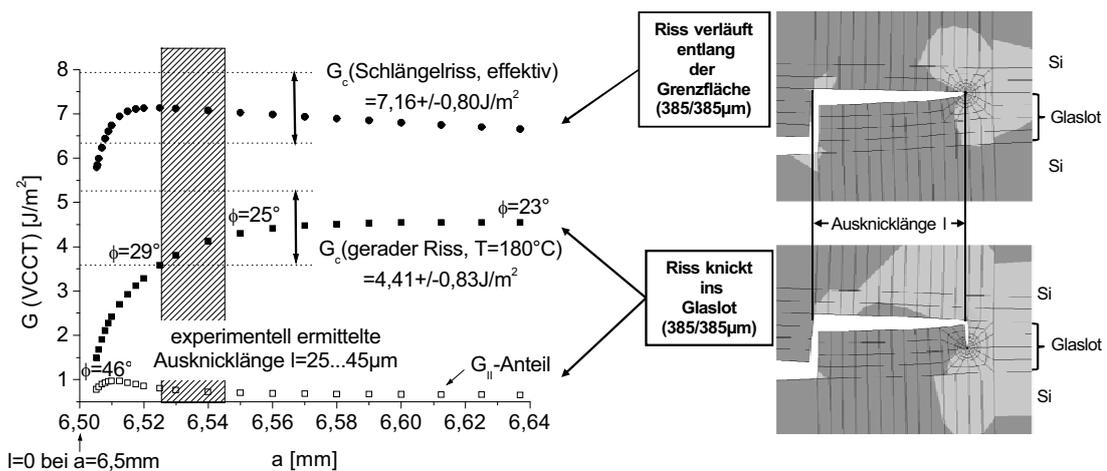


Abbildung 54: Lokale Energiefreisetzungsraten beim Schlingelriss in Abhängigkeit von der Ausknicklänge am 2D-Modell. Die Berechnungen wurden mit der VCCT durchgeführt. Zwei Fälle wurden bei gleichen Belastungen und gleichen Risslängen  $a$  betrachtet: Läuft der Riss entlang der Grenzfläche (senkrecht zur Belastungsrichtung), dann sind die Energiefreisetzungsraten (Triebkraft für den Rissfortschritt) deutlich höher als für den Fall dass der Riss ins Glaslot abknickt. Der  $G_{II}$ -Anteil für den abknickenden Riss ist gering.

Risslängen in Abbildung 54 von  $(6,5+l)$  mm sind für beide Fälle gleich und so gewählt, dass sich für den Fall 1 bei den experimentell ermittelten Ausknicklängen von  $l = 25 \dots 45 \mu\text{m}$  die effektiven  $G_c = 7,3 \pm 0,3 \text{ J/m}^2$  aus dem Mikrochevrontest ergeben.

Aus dem Diagramm in Abbildung 54 ist deutlich erkennbar, dass die Triebkraft  $G$  beim abknickenden Riss für alle Risslängen geringer ist, als für den an der Grenzfläche laufenden Riss. Anschaulich lässt sich das Ergebnis dadurch verstehen, dass ein Riss, dessen Fortschrittsrichtung parallel zur Belastungsrichtung verläuft (Abknicken ins Glaslot) stabiler ist, als ein Riss, der sich senkrecht zur Belastungsrichtung (z.B. entlang der Grenzfläche) ausbreitet. Der Verlauf der Kurven in Abbildung 54 zeigt, dass für kleine Ausknicklängen  $l$  die Energiefreisetzungsraten für beide betrachteten Fälle sinken. Die Nähe zum benachbarten Abknicken führt zu einer Relaxation an der Riss Spitze [52]. Im Fall des Grenzflächenrisses nimmt die Kurve einen maximalen Wert bei einer Ausknicklänge von  $25 \mu\text{m}$  an. Das lokale Maximum der Energiefreisetzungsraten beim ausknickenden Riss liegt bei  $113 \mu\text{m}$ . Die gemessenen experimentellen Ausknicklängen liegen zwischen beiden Maxima. Die Abnahme der Energiefreisetzungsraten nach dem lokalen Maximum ist bedingt durch die mit steigender Ausknicklänge einhergehende Zunahme der Risslänge.

Der Riss knickt in die Bondschicht, wenn das Kriterium nach Gleichung 21 erfüllt ist. Ein Nachweis, dass im Falle des Glaslotes diese Bedingung nach einer

theoretischen Ausknicklänge von etwa  $20\ \mu\text{m}$  erfüllt ist, wurde in [29] erbracht. Wenn der Riss abknickt, muss er außerdem die Bondschicht mit einem relativ hohen Risswiderstand  $G_c$  durchqueren, der (bei Vernachlässigung des Mode-II-Anteils) dem globalen  $G_c$  für geraden Rissfortschritt entspricht. Im Experiment wurde der kritische Wert eines durch die Glaslotmatrix laufenden geraden Risses mit  $G_c = 4,41 \pm 0,83\ \text{J/m}^2$  ermittelt, wie Tabelle 5 zeigt ( $T = 180^\circ\text{C}$ ,  $\phi = 0^\circ$ ). Dieser Wert ist im Diagramm der Abbildung 54 eingezeichnet und stimmt sehr gut mit den ermittelten Energiefreisetzungsraten für den in die Glasmatrix abknickenden Riss überein, wobei der Phasenwinkel von  $\phi = 25^\circ \dots 29^\circ$ , der auf den  $G_{II}$ -Anteil zurückzuführen ist, unberücksichtigt bleibt.

Es sind daher zwei Stellen des Risspfades, die ein Abstoppen des Risses bewirken können: Entweder beim Fortschritt an der Grenzfläche für sehr kleine Ausknicklängen, die unterhalb von  $1\ \mu\text{m}$  liegen müssten, oder beim Durchlaufen der Glaslotmatrix. Die Wahrscheinlichkeit an oder in der Nähe der Grenzfläche Materialdefekte von  $1\ \mu\text{m}$  vorzufinden, die eine Rissinitiierung im Fall 1 zusätzlich begünstigen würden, ist aufgrund von Grenzflächendefekten oder grenzflächennahen Poren der Bleiausscheidungen (siehe vorangehender Abschnitt) sehr hoch.

Als wesentlich wahrscheinlicher wird daher ein Rissabstoppen beim Abknicken in die Glasmatrix (Fall 2) angesehen. Im Experiment wird dies – wie oben beschrieben – durch die starken Fluktuationen in der Risswachsumskurve bei geringfügig asymmetrischen Proben der Dickenkombination  $570/675\ \mu\text{m}$  deutlich. Weiterhin erklärt ein Rissstopp in der Glasmatrix die Unabhängigkeit der Bruchzähigkeiten von der eingebrachten Haftschrift und der Bleikugelgröße bei symmetrischen Proben wie die Ergebnisse in Abbildung 37 bzw. von Boettge [8] in Abschnitt 3.2 zeigen. Die effektive Festigkeit ist unabhängig von der Bruchzähigkeit an der Grenzfläche, weil das Glaslot beim Einbringen einer Haftschrift unverändert bleibt und beim Abknicken in das Glaslot die geringste Triebkraft für den Rissfortschritt zur Verfügung steht.

### 6.2.2.3 Stabilisierung der Risspitze durch Korrosion

Eine Stabilisierung der Rissfront infolge chemischer Prozesse wird durch folgende experimentelle Beobachtungen gestützt:

1. den im Vergleich zum Natronkalk-Silikatglas hohen Verhältnis  $K_{Ith}/K_{Ic}$  an der Grenzfläche: In diesem Fall kann ein Einfluss der bleihaltigen Schicht und des Schlingelns (Hypothese 1 und 2) ausgeschlossen werden.
2. das Auftreten eines erhöhten Schwellwertes bei Wiederbelastung nach Feuchtelagerung der Proben wie in dieser Arbeit anhand des Klingeneinschubtests und in [40] (S. 172) anhand von Kappenabzugstests gezeigt.

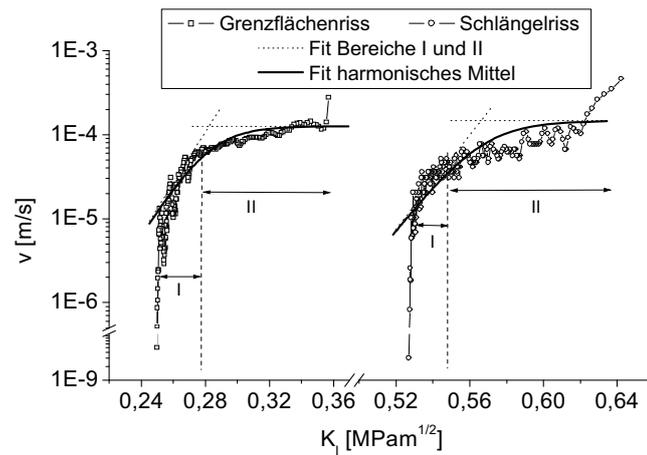


Abbildung 55: Näherungsfunktionen der Risswachstumskurven für Schlängel- und Grenzflächenriss mit den Parametersätzen aus Tabelle 7.

Diese zwei Gründe bekräftigen vor allem die dritte Hypothese, dass der hohe Grenzwert  $K_{Ith}$  auf eine reaktionsbedingte Eigenschaft des hier verwendeten Glaslotes zurückzuführen ist. Im Silizium, welches auch am Risswachstum entlang der Grenzfläche beteiligt ist, findet kein unterkritisches Risswachstum statt. In der Literatur wird dies mit der Bildung einer schützenden Siliziumoxidschicht begründet [42, 73].

In Hinblick auf die Messungen nach der Lagerung der Proben bei erhöhter Luftfeuchte ist das Verhältnis  $K_{Ith,Arrest}/K_{Ic}$  im Vergleich zu den Messungen von Gehrke an alkalihaltigen Silikatgläsern [27] erhöht. Die Werte für das Glaslot lauten nach Tabelle 6 bei Raumtemperatur  $K_{Ith,Arrest}/K_{Ic} = 0,78$  bzw. bei  $T = 85^\circ\text{C}$  sogar  $K_{Ith,Arrest}/K_{Ic} = 0,84$  während Gehrke bei Raumtemperatur und Lagerung der Proben in Wasser  $K_{Ith,Arrest}/K_{Ic} = 0,67$  angibt. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Risspitze beim Glaslot infolge der Korrosion offenbar stärker stabilisiert wird als bei den oft untersuchten Silikatglasgemischen.

Tabelle 6: Zusammenfassung der Ergebnisse der Feuchtelagerung und Vergleich mit Literaturdaten. Dazu werden die Verhältnisse der verschiedenen Schwellwerte ( $G_{th}$ ,  $K_{Ith}$ ) vor und nach der Lagerung im Klimaschrank, sowie bei Wiederbelastung zu den ermittelten kritischen Werten ( $G_c$ ,  $K_{Ic}$ ) gebildet. Die Bezeichnungen beziehen sich auf Abbildung 43.

Parameter	$\frac{G_{th,Arrest}}{G_c}$	$\frac{K_{Ith,Arrest}}{K_{Ic}}$	$\frac{K_{Ith,Labor}}{K_{Ic}}$	$\frac{G_{th,Labor}}{G_{th,Klima}}$	$\frac{G_{th,Klima}}{G_c}$
<b>Glaslot (<math>f_{rel} = 85\%</math>, 1h)</b>					
$T = 85^\circ\text{C}$	0,74	0,84	0,71	1,20	0,46
$T = 25^\circ\text{C}$	0,64	0,78	0,71	1,20	0,46
<b>26Na<sub>2</sub>O-11Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-63SiO<sub>2</sub> [27]</b>					
( $T = 25^\circ\text{C}$ , Wasser, 20min)		0,67			

Tabelle 7: Parametersatz für die Gleichungen (23) und (22). Die Risswachstumsparameter wurden mittels Monte-Carlo-Simulation nach [29] für den Grenzflächenriss bestimmt.

	$Q_I$ [kJ/mol]	$Q_{II}$ [kJ/mol]	$C_I$ [m/s]	$C_{II}$ [m/s]	$b$ [m <sup>5/2</sup> /mol]	$q$
Glaslot, Schlingelriss (extern Mode I) [29]	126	23,7	$3,4 \cdot 10^4$	57	0,16	1,5
Glaslot, Grenzfläche ( $\phi \geq 30^\circ$ )	82,7	18,0	$1,5 \cdot 10^4$	5	0,173	1,5
Phosphatglas	216	26	$2,96 \cdot 10^6$	8,21	0,469	1,19

Der Parametersatz für die Gleichungen (22) und (23) wird mit dem in [30] entwickelten Näherungsalgorithmus gefunden, bei dem die Parameter zufällig in physikalisch sinnvollen Bereichen variiert werden. Wie das Diagramm in Abbildung 55 zeigt, stimmen die Modelle gut mit den gemessenen Risswachstumscharakteristiken überein. Aus Tabelle 7 ist erkennbar, dass der Wert  $Q_I$  für die Reaktion an der Grenzfläche sogar unterhalb des Wertes für den Schlingelriss liegt. Das bedeutet, dass die Erklärung in der vorangegangenen Arbeit hier bestätigt wird. Die ermittelte Aktivierungsenergie für die korrosive Reaktion weist einen im Vergleich zu anderen Gläsern nur geringen Wert von  $Q_I = 82,7 \text{ J/m}^2$  auf, was auf eine hohe Korrosionsrate und damit einhergehende Stabilisierung der Risspitze hindeutet.

Die Vorgänge beim unterkritischen Risswachstum und die Ursachen für das Vorhandensein eines Grenzwertes  $G_{th}$  werden in der Literatur kontrovers diskutiert. In Abbildung 56 sind einige mögliche Gründe für den hohen Grenzwert  $G_{th}$  beim Glaslot zusammengefasst, welche im Folgenden unter Berücksichtigung der auf diesem Gebiet vorhandenen Literatur diskutiert werden sollen.

Verfechter der Charles-Hillig-Theorie führen den Grenzwert auf ein Abstumpfen der Risspitze und eine damit einhergehende Verringerung der Spannungskonzentration bei niedrigen Belastungen bzw. Rissgeschwindigkeiten zurück [11]. Die Abstumpfung entsteht danach durch die Ansammlung von Wasser in der Nähe der Risspitze wodurch es zur Auflösung des Glases infolge der Reaktion mit Hydroxidionen kommt.

Eine derartige Risspitzenverrundung von einigen Nanometern müsste durch hochauflösende Rasterkraftmikroskopie im Bruchbild nachweisbar sein. In der vorliegenden Arbeit wurden an asymmetrischen Proben, die erhöhten Feuchtigkeiten ausgesetzt waren – siehe Abschnitt 5.5 – derartige Untersuchungen durchgeführt. Die

Position des Rissstopps wurde im Infrarot bezogen auf das Ende der Probe ermittelt und anschließend an dieser Stelle die AFM-Untersuchung durchgeführt. Es konnten jedoch auf diese Weise keine Profilbilder an der Bruchfläche gewonnen werden, die eine Rissspitzenverrundung bekräftigen würden. In diesem Zusammenhang ist jedoch fraglich, ob für die hier untersuchten Proben eine exakte Lokalisierung der Rissspitze während der Untersuchung gegeben war. Erschwerend kam hinzu, dass durch lichtmikroskopische Untersuchungen keine Rastlinie des Rissstopps bei asymmetrischen Proben erkennbar ist. Bei Proben niedrigerer Asymmetrie (z.B. 385/675  $\mu\text{m}$ ) ist eine Rastlinie meist erkennbar. Jedoch sind in diesem Fall auch die Bleiausscheidungen teilweise am Bruchvorgang beteiligt, was wiederum die Interpretation der Ergebnisse erschwert und im Nanometerbereich zu einer sehr unebenen Bruchfläche führt.

Trotz wesentlich aufwendigerer AFM-Messungen, bei denen die Profile der unteren und oberen Bruchfläche sehr exakt in Übereinstimmung gebracht werden konnten, wurde auch von Guin [34] keine Verrundung der Rissspitze am Natronkalk-Silikatglas nachgewiesen. Stattdessen wurde ein Versatz der beiden freien Rissflächen vor der Rissspitze festgestellt, der unter anderem von der Belastungszeit während der Feuchtelagerung abhängig war. Ebenso schließt Gehrke [27] eine Rissspitzenverrundung für alkalihaltige Silikatgläser aus. Der Versatz, welcher sich als Lücke zwischen oberer und unterer Bruchfläche darstellt, wird auf einen Ionenaustausch bei der Reaktion des Glases mit Wasser zurückgeführt. Dieser kann sich in Abhängigkeit von der reagierenden Spezies in Druckspannungen [24] in der Nähe der Rissspitze

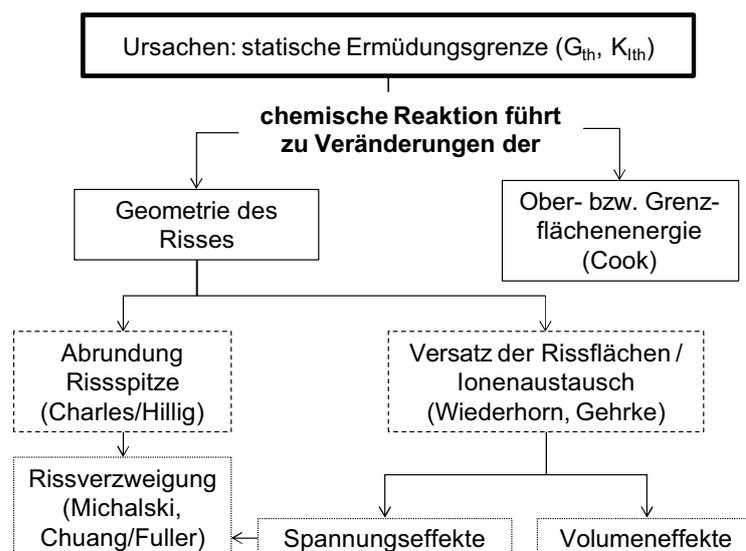


Abbildung 56: In der Literatur beschriebene Ursachen für die Existenz einer statischen Ermüdungsgrenze bei Gläsern. Diese Gründe können auch für den erhöhten Grenzwert  $G_{th}$  im Falle des Glaslotes verantwortlich sein.

auswirken oder zu Volumenveränderungen des Glases führen. Im Falle einer Ausdehnung des Glases durch Ionenaustausch würde keine Feuchtigkeit mehr zur Risspitze gelangen, die Korrosionsreaktion fände nicht mehr statt und der Riss stoppt.

Verzweigungen der Risspitze bei Wiederinitiierung des Risswachstums nach Feuchtelagerung werden oft als Folge von Rissspitzenverrundung [13] oder dem Spannungsaufbau [24] bei Ionenaustausch beschrieben. Sie würden auch das ständige Abstoppen des Risses im Bereich I erklären, da der Riss ein gewisse Zeit benötigt um eine neue spitze Rissfront zu bilden [46]. Eine Rissverzweigung wäre mit einem Ausknicken der Risspitze ins Glaslot verbunden und geht mit einer Veränderung der Bruchfläche einher, die unter Umständen sogar lichtmikroskopisch auf der Siliziumoberfläche nachweisbar sind oder während der Messung im Infrarot sichtbar werden könnte. Derartige Beobachtungen wie sie in [82] am Natronkalksilikatglas beschrieben oder auch für das Glaslot an symmetrischen Proben vermutet wurden [56], konnten an den asymmetrischen Proben in dieser Arbeit nicht bestätigt werden. Lichtmikroskopische Untersuchungen an Bruchflächen asymmetrischer Proben aus Abschnitt 5.5 zeigen keinerlei Unstetigkeiten an der Stelle der erneuten Rissinitiierung. Dies kann darin begründet liegen, dass der Riss im hier untersuchten Fall aufgrund der Asymmetrie sofort wieder an die Grenzfläche wandert. Damit läge auch die laterale Ausdehnung der eventuell vorhandenen „Rastlinie“ im Nanometerbereich und kann nur mit erhöhtem Aufwand durch hochauflösende Rasterkraftmikroskopie nachgewiesen werden.

Eine grundlegende und die theoretisch einfachste Vorstellung ist, dass beim Abstoppen des Risses die Oberflächenenergien der Rissflächen im Gleichgewicht stehen mit der von außen eingebrachten Last [14]. Damit entspricht am Schwellwert  $G_{th}$  die Arbeit der angelegten Last der Energie zur Erzeugung der neuen Oberflächen. Diese wiederum hängt von der Reaktion der Rissfläche mit den umgebenden Spezies ab. Da im Rahmen dieser Arbeit kein Hinweis auf eine Änderung der Rissgeometrie infolge der Korrosion gefunden werden konnte, ist auch eine Änderung der Ober- bzw. Grenzflächenenergie als Ursache für den erhöhten Grenzwert  $G_{th}$  in Betracht zu ziehen. Dafür spricht auch das wiederholte Abstoppen des Grenzflächenrisses im Bereich I, was vermutlich auf die Korrosionsreaktion in Rissspitzennähe zurückzuführen ist. Der hohe Wert bei Wiederinitiierung des Risswachstums nach Feuchtelagerung  $G_{th,Arrest}$  wäre dann auch mit dem veränderten Oberflächenzustand des Glaslots zu begründen. Zum Nachweis dieser Erklärung müsste eine detaillierte chemische Analyse zur Reaktion des Glaslotes mit Wasser durchgeführt werden.

Prinzipiell kommen alle oder auch Kombinationen der in Abbildung 56 aufgeführten Gründe für das vergleichsweise hohe Verhältnis  $K_I/K_{Ic}$  und den schwach ausgeprägten Bereich I beim Grenzflächenriss in Frage.

### 6.3 FE-Simulation zur Wirkung von Eigenspannungen auf den Risspfad

Die Unterschiede in den thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen dem Glaslot mit  $6,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  und Silizium mit  $2,3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  führen nach dem Abkühlen der gebondeten Wafer zu positiven Zugeigenspannungen  $\sigma_0$  in der Bondschicht. In Abschnitt 5.4 wurde experimentell gezeigt, dass das Schlängeln bei Erhöhung der Prüftemperatur nach und nach abgeschwächt und bei  $T \geq 180^\circ\text{C}$  vollständig unterdrückt werden kann, was zum plötzlichen Abfall des kritischen Risswiderstands führt. Im Falle des Grenzflächenrisses tritt dagegen nur eine geringfügige Abnahme der Bruchzähigkeiten über das gesamte Temperaturintervall auf.

Zunächst ist festzustellen, dass die Beobachtungen im Falle des alternierenden Risses sehr gut mit den theoretischen Erwartungen nach Abschnitt 2.4.1 übereinstimmen. Nach den Abbildungen 10 und 11 auf Seite 16 befindet sich der Glaslot-Silizium-Verbund bei  $T \geq 180^\circ\text{C}$  im Bereich A. Aufgrund der Dundurs-Parameter  $\alpha = 0,52$  und  $\beta = 0,16$  gilt  $\delta K_{II}/\delta c > 0$ , womit der Riss zur Mittellinie getrieben wird. Der T-Stress-Term ist  $T_{\text{stress}} < 0$ , was ein Vorherrschen von Druckspannungen parallel zur Rissebene bedeutet und damit keine weitere Auslenkung des Risses.

In [22] wird gezeigt, dass im Glaslot bei Raumtemperatur signifikante Eigenspannungen von etwa 100 MPa vorliegen. Die Eigenspannungen  $\sigma_0$  gehen in den T-Stress-Term  $T_{\text{stress}}$  der Gleichung (18) ein und bewirken dort einen Vorzeichenwechsel bei Temperaturänderung. Bei Temperaturanstieg wird  $T_{\text{stress}}$  aufgrund der abnehmenden Eigenspannungen negativ und der Riss wechselt deshalb nach dem Schema in Abbildung 11 vom alternierenden zum geraden Verlauf durch die Bondschicht.

An dieser Stelle soll nun mit Hilfe des 2D-Modells aus Abschnitt 6.2.2.2 die Wirkung der Eigenspannungen an symmetrischen und asymmetrischen Proben untersucht werden. Dazu wird eine Abkühlung des Modells von der Glasübergangstemperatur des Glaslots auf die entsprechende Prüftemperatur simuliert. Es wird angenommen, dass Elastizitätsmodul und thermischer Ausdehnungskoeffizient im betrachteten Temperaturbereich unabhängig von der Temperatur sind. Im symmetrischen Fall (385/385  $\mu\text{m}$ ) werden sowohl der ausknickende Riss als auch der Grenzflächenriss analysiert. Beim asymmetrischen Fall (200/675  $\mu\text{m}$ ) läuft der Riss vollständig an der Grenzfläche.

Die beiden Diagramme in Abbildung 57 zeigen, dass für den Fall eines Rissabknickens ins Glaslot die Temperatur einen starken Einfluss auf die Energiefreisetzungsraten hat. Bei sehr niedrigen Temperaturen von  $T = -40^\circ\text{C}$  sind die in der Bondschicht wirkenden Eigenspannungen am höchsten und führen zu einer

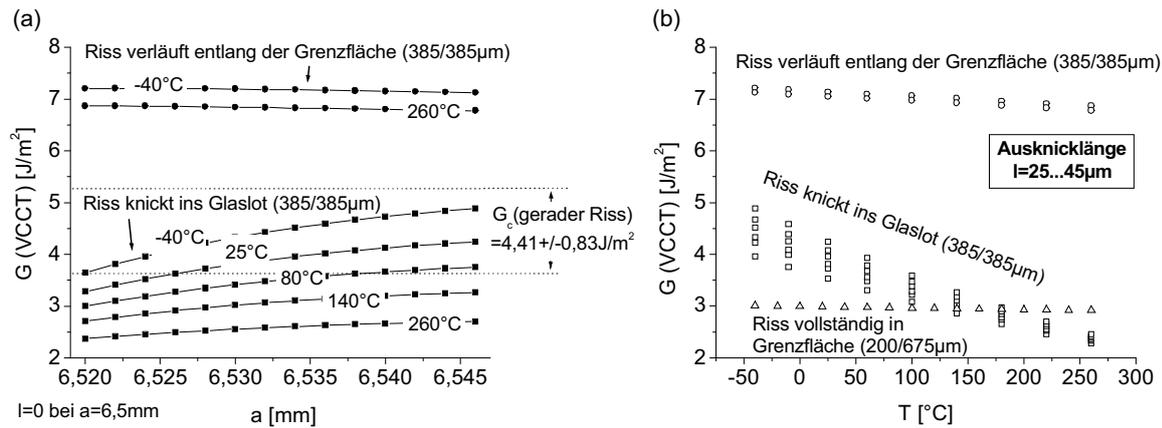


Abbildung 57: Auswirkung der Eigenspannungen auf die Energiefreisetzungsrate bei einem abknickenden Riss und einem Grenzflächenriss: (a) Darstellung in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$  bzw. Ausknicklänge  $l$  für verschiedene Temperaturen (b) Darstellung in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Ausknicklängen. Großen Einfluss haben die Eigenspannungen nur auf den Anteil des Schlangelrisses, welcher senkrecht zur Bondschicht verläuft.

zusätzlichen Öffnung an der Risspitze. Das heißt, je niedriger die Temperatur desto höher ist die Triebkraft für den senkrecht zur Bondschicht verlaufenden Anteil des Schlangelrisses.

Das regelmäßige Abknicken des Risses führt – wie in Abschnitt 6.2.2.2 ausführlich erläutert – zu einer Erhöhung der ermittelten effektiven kritischen Energiefreisetzungsrate. Im Diagramm der Abbildung 57a ist die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c$  für einen geraden Riss durch das Glaslot zusätzlich eingezeichnet. Demnach sind die Energiefreisetzungsrate für  $T > 80^\circ\text{C}$  nicht mehr ausreichend um den Riss regelmäßig senkrecht zur Ebene der Bondschicht zu bewegen. Dies stimmt gut mit dem Experiment überein, denn bei Temperaturen oberhalb von  $80^\circ\text{C}$  kann kein ausgeprägtes senkrecht abknickendes Risses in die Bondschicht mehr nachgewiesen werden. Dies verdeutlichen die Laserscanningaufnahmen in Abbildung 42 als auch die lichtmikroskopischen Untersuchungen in Abbildung 41.

In Diagramm 57b wird zusätzlich der Fall betrachtet, dass der Riss in einer asymmetrischen Probe (200/675  $\mu\text{m}$ ) vollständig in der Grenzfläche verläuft. Bei der symmetrischen Probe (385/385  $\mu\text{m}$ ) ist das vorherige Abknicken mit berücksichtigt. Im Vergleich zum abknickenden Riss ist die Wirkung der Eigenspannungen auf einen Grenzflächenriss – bei Annahme des mittleren homogenen Ausdehnungskoeffizienten im Glaslot – in beiden Fällen nahezu vernachlässigbar. Dies stimmt mit der Beobachtung überein, dass die ermittelten kritischen Energiefreisetzungsrate beim Grenzflächenriss nahezu unabhängig von der Temperatur sind (siehe Abschnitt 5.4.1).

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten temperaturabhängigen Mikrochevrontests zeigen, dass die exakte Ausprägung des Schlängelrisses keinen Einfluss auf die gemessenen kritischen Bruchzähigkeiten hat, denn das Diagramm in Abbildung 40 zeigt konstante Risswiderstände  $G_c$  im Temperaturbereich  $-40^\circ\text{C} \leq T \leq 120^\circ\text{C}$ , obwohl die Laserscanningmessungen und die lichtmikroskopischen Aufnahmen deutliche Unterschiede im Rissverlauf zeigen. Im Folgenden soll dieser Aspekt unter Berücksichtigung von Ergebnissen früherer Arbeiten zur Temperaturabhängigkeit des Gaslotes weiter diskutiert werden.

Dazu sei zunächst auf Abschnitt 6.2.2.2 verwiesen, wo der gemessene kritische Wert  $G_c$  des Schlängelrisses hauptsächlich auf das senkrechte Abknicken ins Glaslot zurückgeführt wird. Dies würde für einen regelmäßig senkrecht ins Glaslot abknickenden Riss ( $T \leq 80^\circ\text{C}$ ) bedeuten, dass der Riss bei geringeren Temperaturen aufgrund der erhöhten intrinsischen Spannungen eine zusätzliche Öffnung erfährt. Somit muss die von außen eingebrachte Energie, die zum Bruch führt, mit abnehmender Temperatur geringer werden. Diese Hypothese wird vor allem durch Messungen früherer Arbeiten nach Abbildung 58 bekräftigt. Sowohl beim Mikrochevrontest als auch beim Klingeneinschubtest wurde in [20] bzw. [29] ein lokales Maximum in der Temperaturabhängigkeit der Bruchzähigkeiten bestimmt. Tendenziell nehmen bei diesen Untersuchungen die Werte bei sehr niedrigen Temperaturen von  $-40^\circ\text{C}$  als auch bei erhöhten Temperaturen von 150 bis  $180^\circ\text{C}$  ab. Die Abnahme bei niedrigen Temperaturen könnte auf die hohen Eigenspannungen zurückzuführen

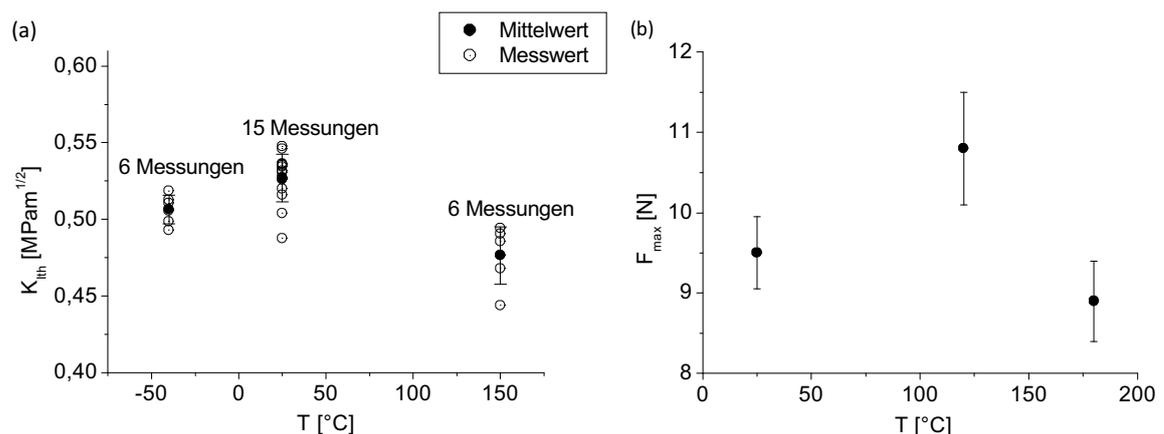


Abbildung 58: Ergebnisse für die Temperaturabhängigkeit der Glaslotstabilität bei symmetrischen Proben (a) Klingeneinschubtest nach [29] und (b) Kraftmaxima von Mikrochevronproben nach [20]. Die Ergebnisse zeigen in beiden Fällen ein Maximum der Glaslotstabilität, welche auf einer Zunahme der Eigenspannungen bei sinkenden Temperaturen und einer Abnahme der Eigenspannung bei erhöhten Temperaturen beruht.

sein, die dem Riss den senkrechten Weg durch die Bondschiicht erleichtern. Die beobachtete Abnahme bei hohen Temperaturen ( $T \geq 180^\circ\text{C}$ ) ist darauf zurückzuführen, dass kein permanentes Abknicken des Risses mehr stattfindet und damit die in Abschnitt 6.2.2.2 beschriebene Stabilisierung entfällt.

Der Anteil der am Bruch beteiligten Bleiausscheidungen kann ebenfalls einen Einfluss auf die gemessene Bruchzähigkeit haben, da diese die kritische Energiefreisetzungsrates im Vergleich zum Volumenmaterial lokal herabsetzen (siehe Abschnitt 6.2.2.1). Die starke Ablenkung des Risses bei geringen Temperaturen führt dazu, dass der Rissverlauf zu einem größeren Anteil in der Ebene der Bleiausscheidungen stattfindet, wie durch die elektronenmikroskopischen Aufnahmen in Abbildung 41 bestätigt wird. Dies trägt wiederum zur Abnahme von  $G_c$  bei sinkenden Temperaturen bei.

## 6.4 Konsequenzen für die Zuverlässigkeitsbewertung in der Praxis

### 6.4.1 Alternierender Riss

Das Bruchkriterium für das Glaslot ist sehr stark abhängig vom Anteil der Zug- zur Scherbelastung im Glaslot, wobei mit zunehmender Scherbelastung im betrachteten Bereich der Phasenwinkel  $\phi \leq 48^\circ$  die kritischen und unterkritischen Grenzwerte abnehmen. Aus der hier beschriebenen Erhöhung der effektiven kritischen Energiefreisetzungsrates bei geringen Phasenwinkeln von  $\phi \leq 9^\circ$  ergeben sich in Bezug auf das Bruchkriterium für reale Glaslotbondrahmen wichtige Erkenntnisse. Theoretisch wäre ein Abknicken des Risses ins Glaslot und eine damit einhergehende Stabilisierung bei diesen Belastungen möglich. Eine praktische Anwendung der Bruchkriterien des Schlangelrisses muss jedoch in Frage gestellt werden, weil:

1. bei Temperaturerhöhung kein Schlangeln stattfindet und
2. die Anrisslänge im realen Bondrahmen u.U. kleiner sein kann als die halbe Schlangelperiode

Der erste Punkt hängt mit den abnehmenden Zugeigenspannungen bei erhöhter Temperatur in der Ebene des Glaslotes zusammen und wurde in Abschnitt 6.3 diskutiert. Der zweite Punkt soll im Folgenden erläutert werden. Die Risslängen beim Mikrochevron- und Klingeneinschubtest liegen bei einigen Millimetern. Für kleine Phasenwinkel im Bereich von  $\phi \leq 9^\circ$  kommt es bei diesen verhältnismäßig langen Risslängen in regelmäßigen Abständen zum Abknicken des Risses in die Bondschiicht.

Beim Schlingelriss sind im Fall  $\phi = 0^\circ$  Ausknicklängen von 25 bis 40  $\mu\text{m}$  zu erwarten, für  $\phi \geq 0^\circ$  werden die Ausknicklängen noch größer, da der Rissverlauf entlang einer Grenzfläche mit zunehmender Scherbelastung bevorzugt ist. Wie die Laserscanning-Profile in Abbildung 32 zeigen, treten schon bei einem Phasenwinkel von  $\phi = 6^\circ$  wesentlich höhere Ausknicklängen von bis zu 200  $\mu\text{m}$  auf. Reale Bondrahmenbreiten, können heute bis auf 160  $\mu\text{m}$  minimiert werden. Damit liegen die vorliegenden Ausknicklängen in vielen zu betrachtenden realen Fällen unterhalb der Anrisslänge, die zur Bewertung der Bondrahmenstabilität herangezogen werden muss oder sogar über der Bondrahmenbreite. Ein zu betrachtender Anriss von 40  $\mu\text{m}$  liegt damit in Realität unter Umständen vollständig in der Grenzfläche. Erschwerend kommt bei einigen Belastungsfällen in der Praxis hinzu, dass bei kleinen Anrisslängen von 10 bis 50  $\mu\text{m}$  der Phasenwinkel und in Abhängigkeit von diesem auch das Bruchkriterium sehr stark variiert, womit – auch im Falle geringer Scherbelastungen – das wesentlich konservativere Grenzflächenkriterium zugrunde gelegt werden sollte. Das Problem wird am Beispiel eines Sensors in Abschnitt 6.5 erläutert.

#### 6.4.2 Einfluss von Bleiausscheidungen

Bleiausscheidungen bewirken einen deutlichen Abfall der Risswiderstände  $G_c$  und  $G_{th}$ . Im Vergleich zum geraden Riss durch die Bondschicht, bei dem die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c = 4,41 \pm 0,83 \text{ J/m}^2$  beträgt, ist diese bei einem Riss in der Ebene der Bleiausscheidungen mit  $G_c = 3,04 \pm 0,29 \text{ J/m}^2$  deutlich geringer.

Die Bleiausscheidungen erhöhen die Anrisswahrscheinlichkeit, da bei Kappenabzugstests an Proben mit großen Ausscheidungen die mittlere Festigkeit ebenfalls abnimmt [7]. Eine Unterdrückung der Bleikugelausscheidung durch  $\text{SiO}_2$ -Abscheidung auf den zu bondenden Wafer erwies sich als nachteilig, da damit die Reaktion zwischen dem Glaslot mit dem Silizium unterdrückt wird, was ebenfalls zu einem Festigkeitsabfall führt. Metallische Haftsichten bewirken dagegen bei Scherbelastungen einen Anstieg der Risswiderstände, wie in Abschnitt 5.3 dargestellt.

#### 6.4.3 Risswachstumscharakteristik

In Bezug auf die reine Zuverlässigkeitsbetrachtung am Glaslot spielt die Ausprägung der Risswachstumskurven im Falle des Glaslotes eine untergeordnete Rolle. In allen Fällen – beim Grenzflächen- oder Schlingelriss als auch beim Riss durch die bleihaltige Schicht – kann ein Langzeitversagen für Belastungen  $G > G_{th}$  ausgeschlossen werden. Sobald die Belastung an der Rissspitze den unterkritischen Wert, bzw. nach Feuchtelagerung den Wert  $G_{th,Arrest}$ , überschritten hat, ist mit minimalen Risswachstumsgeschwindigkeiten von  $10^{-6} \dots 10^{-5} \text{ m/s}$  zu rechnen. Bei

Bondrahmenbreiten von wenigen 100  $\mu\text{m}$  ist damit im Falle der Überschreitung des Bruchkriteriums ein Versagen innerhalb weniger Minuten zu erwarten. Die Unterschiede in den Risswachstumskurven sind also nicht zuverlässigkeitsrelevant im Sinne eines Langzeitversagens. Sie geben jedoch deutlich wieder, dass der für die Langzeitstabilität relevante positive Effekt offensichtlich eine intrinsische Eigenschaft des hier betrachteten Materialverbundes ist. Er tritt also auch im Falle des in der Praxis häufig beobachteten Grenzflächenrisses auf, bei dem es weder zum Schlingeln noch zur Rissausbreitung in der bleihaltigen Schicht (Hypothesen 1 und 2) kommt.

#### 6.4.4 Einfluss des Cordierits

Das Cordierit als Füllstoff des Glaslotes besitzt im Vergleich zur Glasmatrix einen sehr geringen Ausdehnungskoeffizienten von  $1 \dots 3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [68]. Für das bleihaltige Glaspulver wird ein Koeffizient von  $8 \dots 12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  angegeben [29, 31] und für Silizium  $2 \dots 3,2 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [31]. Daher entstehen lokale Zugeigenspannungen in der Glasmatrix, weil diese sich beim Abkühlen nach dem Bondvorgang wesentlich stärker zusammenzieht als die beiden anderen Materialien. Welche Rolle die Cordieritpartikel mit einer Größe von  $2 \dots 4 \mu\text{m}$  bei den lokalen Rissgeschwindigkeiten spielen, kann bei Aufnahme der Risswachstumskurven aufgrund der begrenzten Auflösung des Lichtmikroskops und der Kamera nicht bestimmt werden.

Für den Schlingelriss ist eine Trennung von lokalen (durch das Cordierit verursachten) und den in der gesamten Bondschicht über längere Distanzen wirkenden Eigenspannungen kaum möglich. Mit der Temperatur ändert sich in diesem Fall die Rissmorphologie und damit auch der effektive Risswiderstand. Ein messbarer Einfluss des Cordierits auf die Temperaturabhängigkeit der Bruchzähigkeit im Falle des Grenzflächenrisses wäre jedoch denkbar. Mit zunehmender Temperatur müssten dann aufgrund der abnehmenden lokalen Zugeigenspannungen zwischen Cordierit, Glasmatrix und Silizium die kritischen Bruchzähigkeiten steigen. Dieser Effekt kann jedoch experimentell nicht bestätigt werden. Im Fall der asymmetrischen Mikrochevronprobe, bei welcher sich der Risspfad mit der Temperatur nicht ändert, nimmt die kritische Energiefreisetzungsrate mit der Temperatur ab (Vergleiche Abbildung 40 auf Seite 68). Die Eigenspannungen leisten deshalb im Fall des Grenzflächenrisses nur einen sehr geringen Beitrag zur Bruchzähigkeit und andere Vorgänge an der Risspitze scheinen von höherer Relevanz zu sein.

## 6.5 Bruchmechanische Stabilitätsbewertung zweier Sensorvarianten

In diesem Abschnitt wird anhand eines praxisnahen Beispiels die Anwendung des Bruchkriteriums für die gemischte Beanspruchung beschrieben. Abbildung 59 zeigt zwei Aufbauvarianten eines Sensors mit unterschiedlichem Anschlussrahmen (Leadframe). Die drei Komponenten Sensor, ASIC und Anschlussrahmen werden über Heißklebefolien bei einer Temperatur von etwa 230 °C miteinander verbunden. Bei der Abkühlung kommt es aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Klebstoff, Silizium und Kupfer zu einer charakteristischen Verwölbung des Bauteils. Entsprechend der Abbildung 59 werden mit Ultraschallmikroskopie Ausfälle bei der Variante F mit asymmetrischem Bondrahmen beobachtet, während bei der optimierten Variante O keine Delaminationen auftreten. Die Bewertung der beiden Geometrien soll mit der entwickelten Methodik, die den Einbau eines Submodells in das globale Modell beinhaltet, erfolgen.

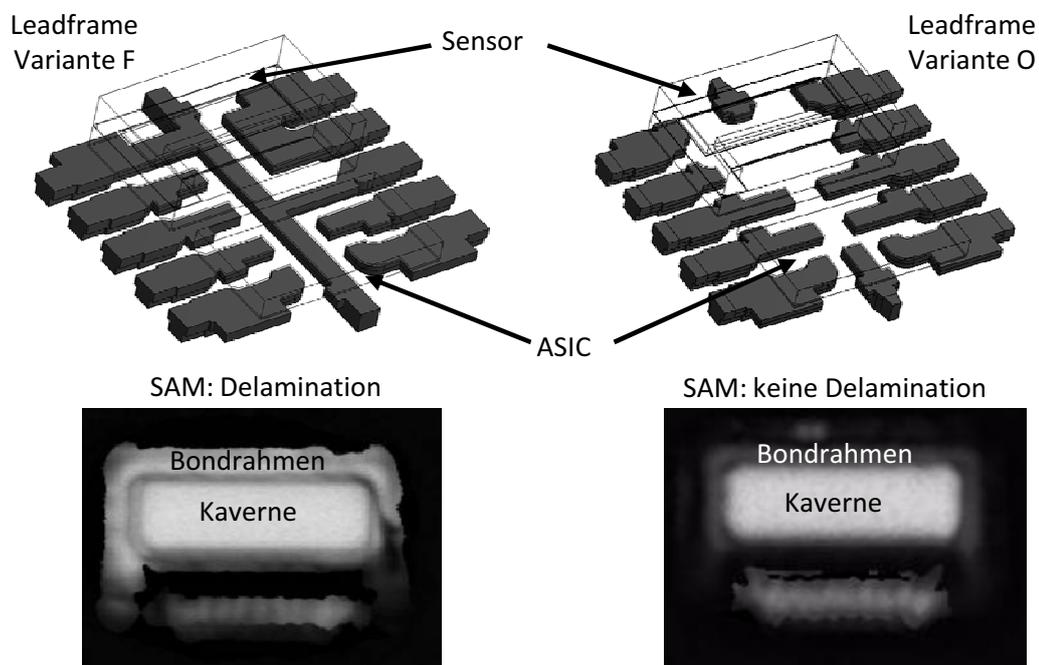


Abbildung 59: Zwei Aufbauvarianten nach dem Heißkleben von Sensor und ASIC auf unterschiedliche Leadframevarianten (sog. „Die attach“). Bei Variante F (links) werden mit SAM (Ultraschallmikroskopie) Ausfälle des Glaslotbondrahmens beobachtet, während bei Variante O (rechts) keine Delaminationen auftreten.

### 6.5.1 Ermittlung der Rissgeometrie

Für die bruchmechanische Bewertung sollte die Geometrie der Rissfront im Bondrahmen so gut wie möglich ermittelt werden. In Abschnitt 6.1.1 wurde am Mikrochevronmodell bereits gezeigt, dass schon geringe Änderungen am Verlauf der Rissfront Fehler in den durch die Simulation bestimmten Energiefreisetzungsraten zur Folge haben können.

Bei der Simulation der verschiedenen Verpackungsschritte spielen Erfahrungswerte zur Ermittlung der Rissgeometrie eine große Rolle. Wenn der gleiche Lastfall betrachtet wird, kann bei unterschiedlichen Designvorgaben oft eine ähnliche Rissfront angenommen werden. Weiterhin ist der bruchmechanischen Analyse eine intensive Analyse der Spannungsverteilung im Bondrahmen voranzustellen. Dabei liefern insbesondere die erste Hauptspannung und die Normalspannung senkrecht zur Bondrahmenfläche entscheidende Informationen über die zu erwartende Rissfront.

In Abbildung 60 ist die Verteilung der ersten Hauptspannung im Bondrahmen der beiden Varianten dargestellt. Erhöhte Spannungswerte treten in der Nähe der

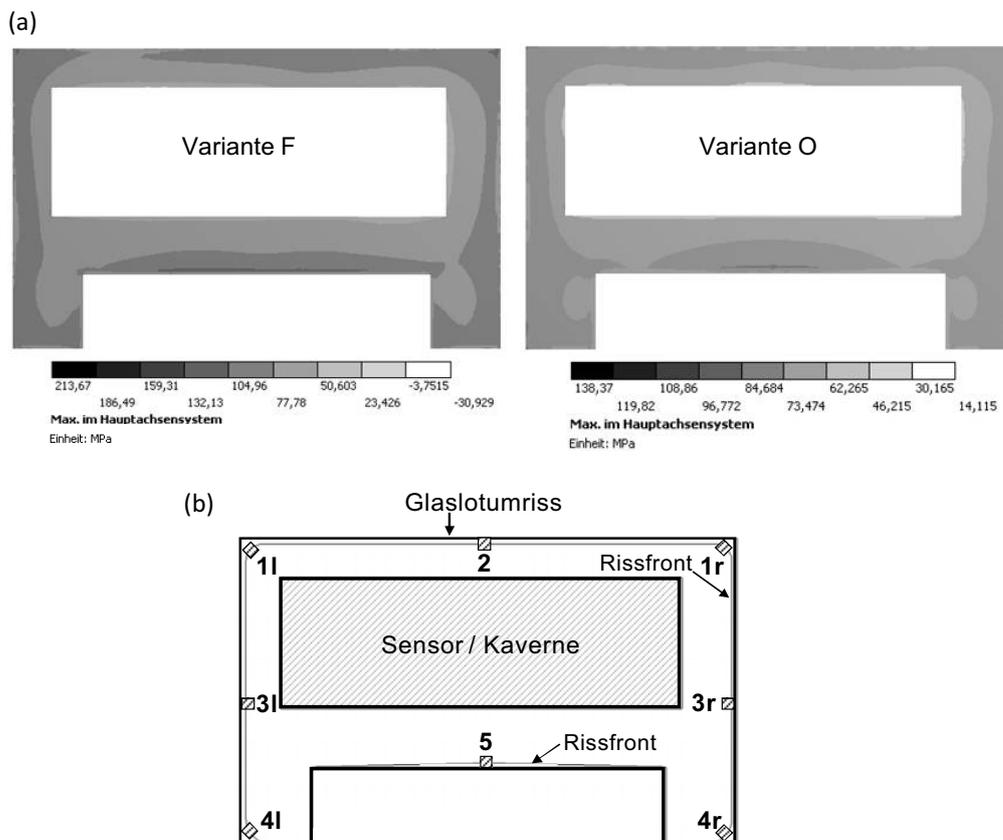


Abbildung 60: (a) Verteilung der ersten Hauptspannungen in den Bondrahmen der beiden Varianten. (b) Schema der daraus abgeleiteten ersten Rissgeometrie. Die schraffierten Quadrate geben die Positionen des Submodells entlang der Rissfront an.

Außenkanten des Bondrahmens auf. Für eine grobe Abschätzung der Rissanfälligkeit der beiden Aufbauvarianten und zur Ermittlung der exakten Rissfront werden zwei Anrisse eingebracht: ein erster kleiner Riss von  $20\ \mu\text{m}$  an den drei Außenkanten des Glaslotbondrahmens (Submodellpositionen 1(l/r) bis 4(l/r)) und ein weiterer elliptischer Anriss mit einer maximalen Risslänge von ebenfalls  $20\ \mu\text{m}$  in der Mitte zwischen den Kotletten des Bondrahmens (Submodellposition 5).

Die Energiefreisetzungsraten  $G$  sowie die zugehörigen Phasenwinkel  $\phi$  sind in den beiden Histogrammen der Abbildung 61 für die angegebenen Submodellpositionen dargestellt. In beiden Fällen zeigen die vier Ecken des Bondrahmens auffällig hohe Triebkräfte  $G$ . Bei Variante F besteht für die Positionen 1l und 1r eine sehr hohe Wahrscheinlichkeit des Anrisses. Dagegen ist die Variante O deutlich stabiler. Hier liegt kein Wert oberhalb des kleinsten Grenzwertes der Energiefreisetzungsrate  $G_{\text{th}} = 1,5\ \text{J}/\text{m}^2$ . Eine exakte Analyse des möglichen Rissfortschritts wird daher an den Eckpositionen 1l und 1r vorgenommen.

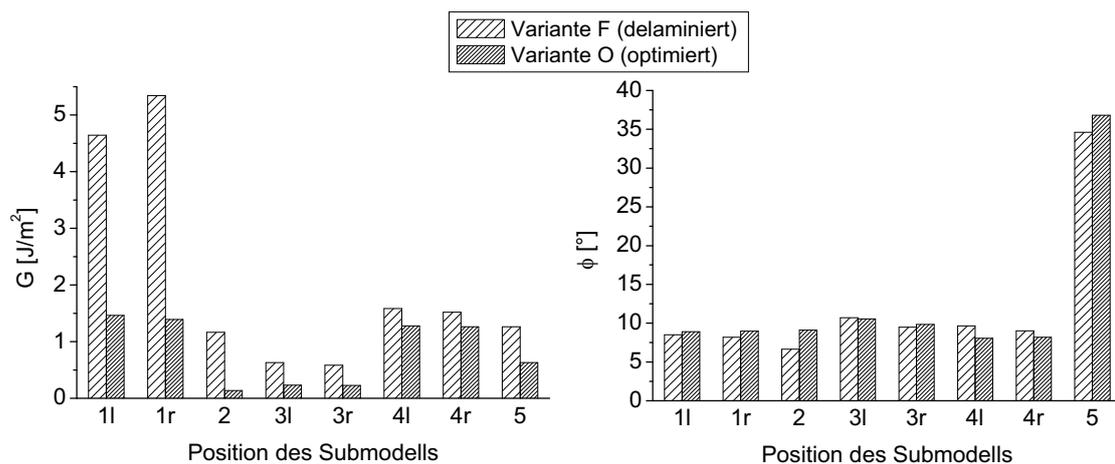


Abbildung 61: Darstellung der Energiefreisetzungsraten  $G$  und des Phasenwinkels  $\phi$  für die verschiedenen Submodellpositionen des ersten Anrisses

### 6.5.2 Simulationen zum Rissfortschritt

Wichtigstes Ziel der bruchmechanischen Analyse ist die Bewertung eines Sensors hinsichtlich des Auftretens von kleinen Anrissen im Bereich von  $20$  bis  $40\ \mu\text{m}$ . Das Bauteil gilt als defekt, sobald ein Anriss mit den üblichen Untersuchungsmethoden (Infrarot oder Ultraschall) im Bondrahmen sichtbar ist. Dennoch ist es sinnvoll die Abhängigkeit der Energiefreisetzungsraten von der Risslänge zusätzlich zu bestimmen um Aussagen darüber zu treffen, ob der Riss weiter in das Bauteil hineinwachsen wird oder ein Abstoppen zu erwarten ist.

Wie in Abbildung 62 schematisch dargestellt ist, werden an den kritischen Ecken des Bondrahmens für beide Aufbauvarianten unterschiedliche Risslängen eingebracht. An jeweils drei verschiedenen Stellen der Rissfront werden mit Hilfe des Submodells die Energiefreisetzungsraten  $G$  bestimmt. Die Standardabweichung der drei Ergebnisse ist als Fehlerbalken in die beiden Diagramme eingezeichnet. Entlang einer Rissfront nehmen die Energiefreisetzungsraten den gleichen Wert an, so dass die ermittelte Streuung der Energiefreisetzungsrate  $G(a)$  ein Maß für die Übereinstimmung mit der modellierten Rissfront ist. Eine sehr gute Übereinstimmung der Werte bei den jeweiligen Risslängen besteht für die symmetrische Variante O. Erwartungsgemäß unterscheiden sich die Energiefreisetzungsraten für die linke und rechte Seite beim asymmetrischen Design F. Die Variation der Bruchparameter entlang der Rissfront ist hier ebenfalls höher als bei Design O. Da die Stabilitätsvorhersage nach dem Kriterium  $G_{th}(\phi)$  für Design F eindeutig negativ ausfällt, ist die Annahme der eingezeichneten Rissfront trotzdem hinreichend exakt.

Im Fall der Variante F wird der Grenzwert  $G_{th}(\phi)$  insbesondere für alle Risslängen  $a > 70 \mu\text{m}$  deutlich überschritten. Dem geringen Phasenwinkel  $\phi = 6^\circ$  bei

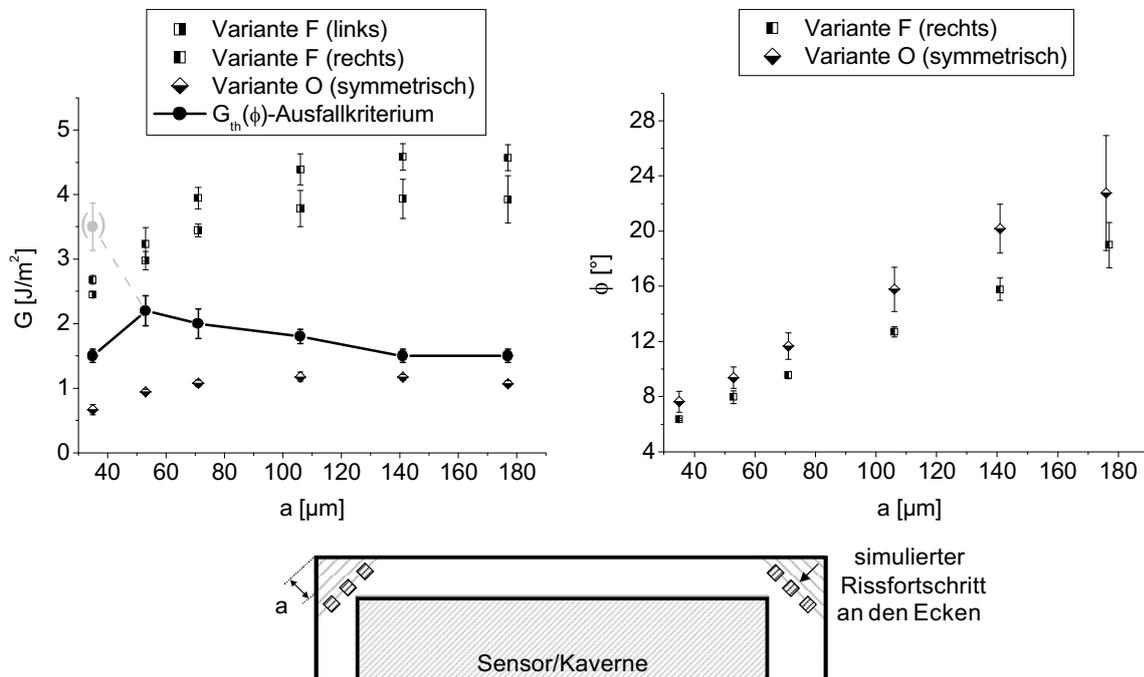


Abbildung 62: Mittelwerte und Standardabweichungen der Energiefreisetzungsrate  $G$  und des Phasenwinkels  $\phi$  in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$  an den kritischen Eckpositionen. Die Fehlerbalken sind auf die unterschiedlichen Positionen des Submodells zurückzuführen und stellen ein Maß für die Übereinstimmung der angenommenen mit der theoretischen Rissfront dar. Das Kriterium  $G_{th}(\phi)$  entspricht den mittels Klingeneinschubtest ermittelten Schwellwerten des Risswachstums.

einer Risslänge von  $35\ \mu\text{m}$  würde theoretisch der grau eingezeichnete Grenzwert  $G_{\text{th}} = 3,5\ \text{J}/\text{m}^2$  entsprechen. Für sehr kleine Risslängen bis zu  $40\ \mu\text{m}$  sollte jedoch in jedem Fall der konservative Wert  $G_{\text{th}} = 1,5\ \text{J}/\text{m}^2$  als Versagenskriterium zugrunde gelegt werden (siehe Abschnitt 6.4). Ein Abknicken des Risses in die Bondschicht und ein damit einhergehender höherer Grenzwert bei dieser Risslänge gilt als sehr unwahrscheinlich, da die Periode beim Schlingeln des Risses etwa  $80\ \mu\text{m}$  beträgt. Sowohl die  $G(a)$ -Kurve als auch der Phasenwinkel  $\phi(a)$  sind streng monoton wachsend, so dass ein potenzieller kleiner Anriss weiterwächst und zum Ausfall des Sensors führen würde. Damit wird mit den in dieser Arbeit entwickelten FE-Methoden und Versagenskriterien eine exakte Vorhersage der Sensorstabilität getroffen.

## 7 Ausblick

Die vorliegende Arbeit zeigt deutlich, dass die chemischen Prozesse an der Risspitze für das Langzeitverhalten des Glaslotes unter mechanischer Belastung verantwortlich sind. Zur Klärung der physikalischen oder chemischen Ursachen für das schnelle Abstoppen des Risses im Glaslot, müssten weitergehende Grundlagenuntersuchungen am Material durchgeführt werden:

1. Mit rasterkraftmikroskopischen Analysen kann die Geometrie der Risspitze nach Feuchtelagerung beschrieben werden [34]. Um die Position des Rissstopps bei der Analyse der Bruchflächen im AFM zu finden, könnten die Substrate mit einem eingätzten Massstab versehen werden. Denkbar wäre auch die Verwendung von Proben mit einer geringeren Asymmetrie, bei der die Rastlinie lichtmikroskopisch erkennbar ist.
2. Durch eine bruchmechanische Untersuchung von Volumenproben des Glases mit und ohne Cordierit würden weitere Erkenntnisse gewonnen werden. Außerdem wäre ein Vergleich mit Proben ähnlicher Zusammensetzung interessant, wobei der Einfluss von Alkalioxiden wie beispielsweise in [27] untersucht werden könnte.
3. Eine eingehende chemische Analyse zur Reaktion von Wasser mit dem Glaslot analog zu [84] würde Aufschluss über die ablaufende Korrosionsreaktion und die Veränderung der Oberfläche geben.

Ein Ansatzpunkt für weitere Untersuchungen ist zudem die Entwicklung des Stabilitätskriteriums für Phasenwinkel  $\phi \geq 47,2^\circ$ . Entsprechende Untersuchungen in der Literatur zeigen einen Anstieg der Bruchzähigkeiten bei Rissverlauf in der Grenzfläche. Dazu müsste der Entwurf geeigneter Teststrukturen gelingen. Hohe Scherbelastungen können mit sogenannten Brazil-Nut-Proben erzeugt werden, bei denen die beiden geklebten Substrate in definierten Winkeln auseinandergezogen werden. Eine Schwierigkeit beim Glaslot-Silizium-Verbund ist dabei, dass das Silizium im Bondprozess nur in Form von dünnen Wafern verarbeitet werden kann und außerdem sehr spröde und hart ist. Damit ist eine Lastaufbringung direkt über das Silizium-Substrat prinzipiell nicht möglich. Erste im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Experimente mit aufgeklebten metallischen Stempeln lassen vermuten, dass es bei hoher Scherbelastung zum Abknicken des Risses ins Silizium kommt, was eine bruchmechanische Auswertung erschwert.

## 8 Zusammenfassung

Mikromechanische Inertialsensoren werden mit einer Siliziumkappe über ein niedrig schmelzendes bleioxidhaltiges Glas hermetisch dicht verkapselt. Ein detailliertes Verständnis der Ausfallmechanismen der Glaslotbondsicht zwischen Kappe und Sensor ist notwendig um Ausfallraten während des Verpackungsprozesses so gering wie möglich zu halten. Stabilitätskriterien und Modellierungswerkzeuge stellen ein hilfreiches Werkzeug dar, um in der Sensorentwicklung Aussagen über stabile Aufbauvarianten treffen zu können.

### Prüfverfahren und Teststrukturen

Gegenstand der Arbeit ist die Entwicklung von Methoden, welche zu einem Stabilitätskriterium bei gemischter Beanspruchung der Glaslotverbindung (Zug- zu Scherbelastung) führen. Für den Bereich der Phasenwinkel  $36,4^\circ \leq \phi \leq 47,2^\circ$  wurde ein Biegeversuch mit einer neuartigen Teststruktur entwickelt. Der Aufbau ermöglicht die Ermittlung der bruchmechanischen Parameter an einem sich verbiegenden Sensor. Klingeneinschub- und Mikrochevrontest wurden mit asymmetrischen Proben, d.h. mit unterschiedlichen Substratdicken, durchgeführt. Damit können Phasenwinkel bis zu etwa  $34^\circ$  abgedeckt werden. In diesem Rahmen wurden vorhandene Versuchsaufbauten und Teststrukturen, die eine Extraktion der bruchmechanischen Stabilitätskriterien bei äußerer Mode-I-Belastung erlauben [29], entsprechend angepasst.

Die FE-Modellierung zur Berechnung der Teststrukturen wurde eingehend mit in der Literatur vorhandenen Modellangaben verglichen und kritisch hinterfragt. Beim Klingeneinschubtest konnte eine sehr gute Übereinstimmung mit den in der Literatur gegebenen analytischen Formeln gefunden werden. Im Falle des Mikrochevronmodells wurde ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Geometriefunktionen in der Literatur gefunden [6, 71]. Jedoch erwies sich hier die Anwendung einer globalen Methode über die Berechnung der Änderung der Verzerrungsenergien (TSEM) als zielführend bei Ermittlung der bruchmechanischen Parameter. Im Gegensatz zur lokalen Rissöffnungsmethode (CTOD) ist sie wesentlich unabhängiger von der angenommenen Rissfrontgeometrie.

### Beanspruchungssituation, Prüftemperatur und Feuchte

Für die in der Praxis relevanten gemischten Belastungszustände wurde ein signifikanter Abfall der Risswiderstände im Vergleich zur externen Mode-I-Belastung ermittelt. Damit liefert die Arbeit einen sehr wesentlichen Beitrag zur Zuverlässigkeit der

Glaslotbondverbindung. Die maximalen effektiven Energiefreisetzungsraten sinken von  $G_c = 7,4 \text{ J/m}^2$  ( $G_{th} = 4,9 \text{ J/m}^2$ ) bei  $\phi = 0^\circ$  auf  $G_c = 3,0 \text{ J/m}^2$  ( $G_{th} = 1,5 \text{ J/m}^2$ ) bei gemischter Beanspruchung von  $18^\circ \leq \phi \leq 34^\circ$ . Das beschriebene Festigkeitsverhalten ist typisch für spröde Klebeschichten [78].

Die äußere Belastungssituation (Anteil von Zug- und Scherbelastung) beeinflusst die lokale mechanische Beanspruchung an der Rissfront. Sie bestimmt den Rissverlauf durch die Bondschicht und steht mit den theoretischen Vorhersagen nach [26] in engem Zusammenhang. Im Ergebnis der Arbeit wurde ein deutlicher Einfluss der Rissmorphologie auf das effektive Bruchkriterium gefunden. Die Grenzflächenstabilität stellt das für die Zuverlässigkeit der Glaslotbondverbindung ausschlaggebende Kriterium dar. Hier wurden im betrachteten Bereich der Phasenwinkel die geringsten unterkritischen Energiefreisetzungsraten von  $G_{th} = 1,5 \text{ J/m}^2$  für die gebondete Waferseite und  $G_{th} = 2,1 \text{ J/m}^2$  für die bedruckte Waferseite ermittelt. Der Biegeversuch zeigt im Rahmen der Messunsicherheit ähnliche Werte von  $G_{th} = 2,1 \text{ J/m}^2$  bzw.  $G_{th} = 2,5 \text{ J/m}^2$ . Eine Steigerung der Festigkeit kann durch das Einbringen einer metallischen Haftschiicht erfolgen. Dabei kommt es zur Verbesserung der Haftfestigkeit an der Grenzfläche. Ein Versagen der metallischen Schicht wurde nicht beobachtet.

Der Einfluss der Prüftemperatur auf die Bruchzähigkeit  $G_c$  ist ebenso abhängig von der äußeren Belastung. Für symmetrische Proben ( $\phi = 0^\circ$ ) wurde ein signifikanter Abfall der kritischen Energiefreisetzungsraten mit steigender Temperatur ermittelt. Bei  $T = 180^\circ\text{C}$  beträgt  $G_c$  nur noch  $4,4 \text{ J/m}^2$ . Anhand von FE-Simulationen konnte gezeigt werden, dass der Abfall hauptsächlich auf die Wirkung der Eigenspannungen in der Ebene der Bondschicht und dem damit verbundenen Rissverlauf zurückzuführen ist. Der Risspfad ändert sich vom Schlingelriss bei niedrigen Temperaturen zu einem geradlinigen Risswachstum in der Mitte der Bondschicht bei höheren Temperaturen. Im Gegensatz dazu zeigen asymmetrische Proben, bei denen der Riss unabhängig von der Temperatur immer an der Grenzfläche verläuft, nur eine geringe Abnahme des Risswiderstands mit steigender Temperatur.

Die Alterung asymmetrischer Proben bei erhöhter Luftfeuchtigkeit (85 %) führt zur Abnahme des Schwellwertes  $G_{th}$  von  $1,7 \text{ J/m}^2$  auf  $1,4 \text{ J/m}^2$ . Andererseits führt die Reaktion des Wassers an der Risspitze offenbar zu einer deutlich erkennbaren Risspitzenstabilisierung, d.h. gealterte Proben sind bei erneuter Belastung der Risspitze wesentlich stabiler ( $G_{th,Arrest} = 2,2 \text{ J/m}^2$ ). Im Vergleich zu Messdaten von anderen Gläsern aus der Literatur [27] zeigt sich beim Glaslot eine sehr ausgeprägte Stabilisierung infolge der Reaktion mit Wasser.

Anhand eines Sensorbeispiels wird das prinzipielle Vorgehen bei der Stabilitätsbewertung erläutert. Die Anwendung des Stabilitätskriteriums führt zu plausiblen Aussagen über die Zuverlässigkeit der untersuchten Verpackungskonzepte.

## Risswachstumskurven

Die von der externen Belastungssituation abhängige Rissmorphologie bestimmt auch die Risswachstumscharakteristik ( $v$ - $G$ -Kurve). Aufgrund der unterschiedlichen Fehlermechanismen lassen sich die mikrostrukturellen Einflüsse auf das Risswachstum gut trennen. Somit können die in der vorangegangenen Arbeit aufgestellten Hypothesen für das geringe unterkritische Risswachstum des Glaslotes unter neuen Gesichtspunkten diskutiert werden. Allen drei Hypothesen muss nach den Ergebnissen dieser Arbeit eine Bedeutung beigemessen werden.

Das positive Langzeitverhalten der Glaslotverbindung ist im Grunde auf das Korrosionsverhalten des Glaslot-Silizium-Verbundes zurückzuführen. Dies bestätigen sowohl das Risswachstumsverhalten an der Grenzfläche des Glaslot-Siliziumverbundes als auch die Ergebnisse zur Alterung der Proben bei erhöhter Luftfeuchtigkeit.

Bleiausscheidungen und das Alternieren des Risses zeigen im Vergleich zur Grenzflächencharakteristik ein geringeres unterkritisches Risswachstum. Die Bleiausscheidungen weisen eine schwache Bindung zur Glaslotmatrix auf und bilden damit Lochdefekte im Material, welche eine deutliche Herabsetzung von  $G_c$  auf  $3,0 \text{ J/m}^2$  bewirken. Im Vergleich dazu beträgt bei geradem Rissverlauf durch das Glaslot  $G_c = 4,4 \text{ J/m}^2$ . Die Messungen lassen weiterhin vermuten, dass infolge der lokalen Rissspitzenverrundung das Verhältnis  $G_{th}/G_c$  auf 0,7 steigt. Für den Grenzflächenriss beträgt  $G_{th}/G_c$  nur 0,5.

Das Alternieren des Risses führt zu erhöhten effektiven Bruchzähigkeiten bei geringen Phasenwinkeln. Mit Hilfe der FE-Simulation konnte an 2D-Modellen deutlich gezeigt werden, dass die Ursache in der lokalen Herabsetzung der Energiefreisetzungsraten entlang des Schlingelpfades gesucht werden muss. Die Triebkraft beim Abknicken des Risses ins Glaslot ist deutlich geringer als beim Rissverlauf an der Grenzfläche. Damit kann die starke Fluktuation der Risswachstumskurven bei geringer Scherbelastung von  $\phi \approx 6^\circ$  erklärt werden.

## Literatur

- [1] Akisanya, A.R.; Fleck, A.N., „Brittle fracture of adhesive joints“, *International Journal of Fracture*, 58, S. 93–114, 1992
- [2] Akisanya, A.R.; Fleck, A.N., „Analysis of a wavy crack in sandwich specimens“, *International Journal of Fracture*, 55, S. 29–45, 1992
- [3] Anderson, T.L., „*Fracture Mechanics: Fundamentals and Applications*“, 3. Aufl., CRC Press, Boca Raton (2005)
- [4] ANSYS® Release 11.0, „*Documentation for Ansys*“, Theory Reference for ANSYS and ANSYS Workbench, Chapter 19.8. POST1 - Crack Analysis, 2009
- [5] ANSYS® Release 11.0, „*Documentation for Ansys*“, Advanced Analysis Techniques Guide, Chapter 9. Submodeling, 2009
- [6] Bagdahn, J., „Festigkeit und Lebensdauer direkt gebondeter Siliziumwafer unter mechanischer Belastung“, *Fortschrittberichte VDI*, Nr. 334, VDI Verlag, Düsseldorf (2001)
- [7] Boettge, B., „*Mechanische und mikrostrukturelle Eigenschaften von Silizium-Lotglas-Silizium und Silizium-Lotglas-Stahl Verbindungen*“, Diplomarbeit, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik Halle (2006)
- [8] Boettge, B.; Dresbach, C.; Graff, A.; Petzold, M.; Bagdahn, J., „Mechanical characterization and micro structure diagnostics of glass frit bonded interfaces“, *ECS Transactions*, 16 (8), S. 441–448, 2008
- [9] Boettge, B.; Graff, A.; Dresbach, C.; Bagdahn, J., „Untersuchung der mechanischen und mikrostrukturellen Eigenschaften von Glaslotverbindungen“, S. 537–540 in: *MST Kongress*, VDE Verlag GmbH, Berlin-Offenbach, 2007
- [10] Brown, K.R.; Baratta, F.I., „*Chevron-Notch Fracture Test Experience – Metals and Non-Metals*“, ASTM STP 1172, Ann Arbor (1992)
- [11] Charles, R.J.; Hillig, W.B., „The kinetics of glass failure by stress corrosion“, S. 511–527 in: „*Symposium on Mechanical Strength of Glass and Ways of Improving it.*“, Union Scientifique Continentale du Verre, Charleroi, Belgium, 1962

- [12] Chow, W.T.; Atluri, A.N., „Finite element calculation of stress intensity factor for interfacial crack using virtual crack closure integral“, *Computational Mechanics*, 16, S. 417–425, 1995
- [13] Chuang, T.; Fuller, E.R., „Extended Charles-Hillig theory for stress corrosion cracking of glass“, *Journal of the American Ceramic Society*, 75 (3), S. 540–545, 1992
- [14] Cook, R.F., „Crack propagation thresholds: A measure of surface energy“, *Journal of Materials Research*, 1 (6), S. 852–860, 1986
- [15] Cotterell, B.; Chen, Z.; Han, J.-B.; Tan, N.-X., „The strength of the silicon die in flip-chip assemblies“, *Transactions of the ASME*, 125, S. 114–119, 2003
- [16] Cotterell, B.; Rice, J.R., „Slightly curved or kinked cracks“, *International Journal of Fracture*, 16(2), S. 155–169, 1980
- [17] Crichton, S.N.; Tomozawa, M.; Hayden, J.S.; Suratwala, T.I.; Campbell, J.H., „Subcritical crack growth in a phosphate laser glass“, *Journal of the American Ceramic Society*, 81 (11), S. 3097–3104, 1999
- [18] De Roeck, G.; Abdel Wahab, M.M., „Strain energy release rate formulae for 3D finite element“, *Engineering Fracture Mechanics*, 50 (4), S. 569–580, 1995
- [19] Dresbach, C.; Krombholz, A.; Ebert, M.; Bagdahn, J., „Mechanical properties of glass frit bonded micro packages“, *Microsystem Technologies*, 12, S. 473–480, 2006
- [20] Dresbach, C., „*Festigkeit und Zuverlässigkeit von Silizium-Glaslot-Verbindungen*“, Diplomarbeit, Fraunhofer-Institut für Werkstoffmechanik Halle (2004)
- [21] Dundurs, J., „Edge bonded dissimilar orthogonal elastic wedges“, *Journal of Applied Mechanics*, 36, S. 650–652, 1969
- [22] Ebert, M.; Bagdahn, J., „Determination of residual stress in glass frit bonded MEMS by Finite Element Analysis“ in: *Proceedings of 5th EuroSimE*, S. 407–412 (2004)
- [23] Ernst, P., „*MEMS@BOSCH: Automotive applications and beyond*“, <http://www.mstbw.de/de/mst/mstbw/mikrosys/02906/03585/index.html> (Juli 2011)

- [24] Fett, T.; Guin, J.-P.; Wiederhorn, S.M., „Interpretation of effects at the static fatigue limit of soda-lime-silicate glass“, *Engineering Fracture Mechanics*, 72, S. 2774–2791, 2005
- [25] Field, L.A.; Muller, R.S., „Fusing silicon wafers with low melting temperature glass“, *Sensors and Actuators A*, 23 (1–3), S. 935–938, 1990
- [26] Fleck, N.A.; Hutchinson, J.W.; Suo, Z., „Crack path selection in a brittle adhesive layer“, *International Journal of Solids and Structures*, 27(13), S. 1683–1703, 1991
- [27] Gehrke, E.; Ullner, Ch.; Hähner, M., „Fatigue limit and crack arrest in alkali-containing silicate glasses“, *Journal of Materials Science*, 26, S. 5445–5455, 1991
- [28] Gerlach, G.; Dötzel, W., „Einführung in die Mikrosystemtechnik: ein Kursbuch für Studierende“, Carl Hanser Verlag, München Wien (2006)
- [29] Glien, K., „Dichtheit und Lebensdauer Glas-Frit gebondeter mikromechanischer Inertialsensoren“, Dissertation, Technische Universität Karlsruhe (2007), ISBN: 978-3-00-022042-5
- [30] Glien, K.; Graf, J.; Müller-Fiedler, R.; Ebert, M.; Bagdahn, J., „Subcritical crack growth in glass frit bonded micro packages – experimental approaches and lifetime prediction“, in: „2nd International Workshop on Wafer Bonding for MEMS Technologies“, IWM Halle/Germany, 2006
- [31] Granta Cambridge Engineering Selector EduPack (2010)
- [32] Griffith, A.A., „The phenomenon of rupture and flow in solids“, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, London, A221: S. 163–197, 1921
- [33] Gross, D.; Seelig, Th., „Bruchmechanik: Mit einer Einführung in die Mikromechanik“, 4. Aufl., Springer Verlag, Berlin (2006)
- [34] Guin, J.-P.; Wiederhorn, S.M.; Fett, T., „Crack-tip structure in soda-lime-silicate glass“, *Journal of the American Ceramic Society*, 88 (3), S. 652–659, 2005
- [35] He, M.-Y.; Bartlett, A.; Evans, A.G.; Hutchinson, J.W., „Kinking of a crack out of an interface: Role of in-plane stress“, *Journal of the American Ceramic Society*, 74 (4), S. 767–771, 1991

- [36] Hutchinson, J.W.; Suo, Z., „Mixed mode cracking in layered Materials“, *Advances in Applied Mechanics*, 29, S. 63–191, 1992
- [37] Hurd, D.S.; Caretta, R.; Gerberich, W.W., „An experimental fracture mechanics study of a strong interface: The silicon/glass anodic bond“, *Journal of Materials Research*, 10 (2), S. 387–400, 1995
- [38] Irwin, G.R., „Fracture“, in: *Handbuch der Physik*“, vol. 6, Berlin, Springer (1958)
- [39] Khurshid, S.F., „Fracture mechanical FE-simulation of glass-frit bonded micro-sensor packages“, Robert Bosch GmbH, interner Praktikumsbericht (2006)
- [40] Knechtel, R., „Halbleiterwaferbondverbindungen mittels strukturierter Glaszwischen-schichten zur Verkapselung oberflächenmikromechanischer Sensoren auf Wafer ebene“, Dissertation, Technische Universität Chemnitz, Dr. Hut Verlag, München (2005)
- [41] Kocer, C.; Collins, R.E., „Measurement of very slow crack growth in Glass“, *Journal of the American Ceramic Society*, 84 (11), S. 2585–2593, 2001
- [42] Lawn, B.R.; Marshall, D.B.; Chantikul, P., „Mechanics of strength-degrading contact flaws in silicon“, *Journal of Materials Science*, 16 (7), S. 1769–1775, 1981
- [43] Lawn, B.R., „Fracture of brittle solids“, 2. Aufl., Cambridge University Press (1993)
- [44] Lenz, J.; Schwarz, S.; Schwickerath, H.; Sperner, F.; Schäfer, A., „Bond strength of metal-ceramic systems in three-point flexure bond test“, *Journal of Applied Biomaterials*, 6, S. 55–64, 1995
- [45] Maugis, D., „Contact, Adhesion and Rupture of Elastic Solids“, 1. Aufl., Berlin, Springer (1999)
- [46] Michalske, T.A., „The stress corrosion limit: Its measurement and implications“, in: Bradt, R.C.; Evans, A.G.; Hasselman, D.P.H.; Lange, F.F., „Fracture Mechanics of Ceramics, Vol. 5, Surface Flaws, Statistics and Microcracking“, Plenum Press, New York, S. 277–289, 1977
- [47] Müller-Fiedler, R.; Knoblauch, V., „Reliability aspects of microsensors and micromechatronic actuators for automotive applications“, *Microelectronics Reliability*, 43, S. 1085–1097, 2003

- [48] Müller-Fiedler, R.; Nötzold, K.; Schneider, A.; Rank, H.; Graf, J., „Reliability aspects of microsystems for automotive applications“, *Advanced Engineering Materials*, 11 (4), S. 316–323, 2009
- [49] Munz, D.; Bubsey, R.T.; Srawley, J.E., „Compliance and stress intensity coefficients for short bar specimens with chevron notches“, *International Journal of Fracture*, 16 (4), S. 359–374, 1980
- [50] Newman Jr., J.C., „A review of chevron-notched fracture specimens“, in: Underwood, J.H.; Freiman, S.W.; Baratta, F.I., „*Chevron-notched Specimens: Testing and Stress Analysis*“, ASTM STP 855, Philadelphia, S. 5–31, 1984
- [51] Nied, H.F., „Mechanics of interface fracture with applications in electronic packaging“, *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, 3 (4), S. 129–143, 2003
- [52] Nötzold, K.; Dresbach, C.; Graf, J.; Böttge, B., „Temperature dependent fracture toughness of glass frit bonding layers“, *Microsystem Technologies*, 16 (7), S. 1243–1249, 2010
- [53] Noh, B.-I., „Reliability of Au bump flip chip packages with adhesive materials using four-point bending test“, *International Journal of Adhesion & Adhesives*, 29, S. 650–655, 2009
- [54] Paris, P.C.; Sih, C.G., „Stress analysis of cracks“, in: „*Fracture Toughness and Testing and its Applications*“, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, STP 381, S. 30–83, 1965
- [55] Petzold, M.; Bagdahn, J.; Katzer, D., „Quality and mechanical reliability assessment of wafer-bonded micromechanical components“, *Microelectronics Reliability*, 39, S. 1103–1108, 1999
- [56] Petzold, M.; Dresbach, C.; Ebert, M.; Bagdahn, J.; Wiemer, M.; Glien, K.; Graf, J.; Müller-Fiedler, R.; Hofer, H., „Fracture mechanical life-time investigation of glass frit-bonded sensors“, in: *10th Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronics Systems*, IThERM 2006: San Diego, IEEE: New York, S. 1343–1348, 2006
- [57] Quenzer, H.J.; Benecke, W., „Low-temperature silicon wafer bonding“, *Sensors and Actuators A*, 32 (1–3), S. 340–344, 1992

- [58] Rabold, M.; Doll, A.; Goldschmidtböing, F.; Woias, P., „The modified Blister Test Method: Versatile test strategies for a non-destructive strength-characterization of full-wafer bonds“, *Journal of The Electrochemical Society*, 154 (7), S. 647–652, 2007
- [59] Raju, I.S.; Newman Jr., J.C., „Three-dimensional finite-element-analysis of chevron notched Fracture specimens“, in: Underwood, J.H.; Freiman, S.W.; Baratta, F.I., „*Chevron-notched Specimens: Testing and Stress Analysis*“, ASTM STP 855, Philadelphia, S. 32–48, 1984
- [60] Raju, I.S., „Calculation of strain-energy release rates with higher order and singular finite elements“, *Engineering Fracture Mechanics*, 28 (3), S. 251–274, 1987
- [61] Raju, I.S.; Crews Jr., J.H.; Aminpour, M.A., „Convergence of strain energy release rate components for edge-delaminated composite laminates“, *Engineering Fracture Mechanics*, 30 (3), S. 383–396, 1988
- [62] Reyes V., G.; Cantwell, W.J., „The mechanical properties of fibre-metal laminates based on glass fibre reinforced polypropylene“, *Composites Science and Technology*, 60, S. 1085–1094, 2000
- [63] Rice, J.R., „Elastic fracture mechanics concepts for interfacial cracks“, *Journal of Applied Mechanics*, 55(1), S. 98–103, 1988
- [64] Richard, H.A.; Fulland, M.; Sander, M., „Theoretical crack path prediction“, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 28(1–2), S. 3–12, 2005
- [65] Richard, H.A., „*Bruchvorhersagen bei überlagerter Normal- und Schubbeanspruchung von Rissen*“, VDI-Forschungsheft 631/85, Düsseldorf, VDI-Verlag (1985)
- [66] SEMI MS5: „Test method for wafer bond strength measurements using micro chevron test structures“, Nov. 2007. (<http://www.semi.org/en/P001204>)
- [67] Scherzer, M., „Theoretische Grundlagen zur Festigkeitsbewertung von Grenzflächenrissen“, in: Kuna, M., „*Fortschritte in der Bruch- und Schädigungsmechanik*“, 38. Tagung des DVM-Arbeitskreises Bruchvorgänge, DVM-Bericht 238, Aachen, S. 41–59, 2006
- [68] Schreck, S., „*Thermische und elektrische Leitpfade in Cordierit durch laser-gestütztes Dispergieren von metallischen Hartstoffen und Wolfram*“, Dissertation, Technische Universität Karlsruhe (2003), ISSN 0947-8620

- [69] Sun, C.T.; Jih, C.J., „On strain energy release rates for interfacial cracks in bi-material media“, *Engineering Fracture Mechanics*, 28 (1), S. 13–20, 1987
- [70] Suo, Z.; Hutchinson, J.W., „Sandwich test specimens for measuring interface crack toughness“, *Materials Science and Engineering*, A107, S. 135–143, 1989
- [71] Tadepalli, R.; Turner, K.T., „A chevron specimen for the measurement of mixed-mode interface toughness of wafer bonds“, *Engineering Fracture Mechanics*, 75, S. 1310–1319, 2008
- [72] Tadepalli, R.; Turner, K.T.; Thompson, C.V., „Mixed-mode interface toughness of wafer-level Cu–Cu bonds using asymmetric chevron test“, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 56, S. 707–718, 2008
- [73] Thouless, M.D.; Cook, R.F., „Stress-corrosion cracking in Silicon“, *Applied Physics Letters*, 56 (20), S. 1962–1964, 1990
- [74] Turner, K.T., „*Wafer bonding: Mechanics-based models and experiments*“, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology (2004)
- [75] Turner, K.T.; Ayon, A.A.; Choi, D.; Miller, B.; Spearing, S.M., „Characterization of silicon fusion bonds using a four-point bend specimen“, *Materials Research Society Symposium Proceedings*, 657, EE6.3.1–EE6.3.6, 2001
- [76] Underwood, J.H.; Freiman, S.W.; Baratta, F.I., „*Chevron-notched specimens: Testing and stress analysis*“, ASTM STP 855, Philadelphia (1984)
- [77] Vallin, Ö.; Jonsson, K.; Lindberg, U., „Adhesion quantification methods for wafer bonding“, *Materials Science and Engineering R*, 50, S. 109–165, 2005
- [78] Wang, J.-S.; Suo, Z., „Experimental determination of interfacial toughness curves using Brazil-nut-sandwiches“, *Acta Metallurgica et Materialia*, 7, S. 1279–1290, 1990
- [79] Wang, H.Y.; Foote, R.S.; Jacobson, S.C.; Schneibel, J.H.; Ramsey, J.M., „Low temperature bonding for microfabrication of chemical analysis devices“, *Sensors and Actuators B*, 45, S. 199–207, 1997
- [80] Warrior, N.A.; Pickett, A.K.; Lourenco, N.S.F., „Mixed-mode delamination – experimental and numerical studies“, *Strain*, 39, S. 153–159, 2003
- [81] Wiederhorn, S.M.; Johnson, H.; Diness, A.M.; Heuer, A.H., „Fracture of glass in vacuum“, *Journal of The American Ceramic Society*, 57 (8), S. 336–341, 1974

- [82] Wiederhorn, S.M.; Dretzke, A.; Rödel, J., „Crack growth in soda-lime-silicate glass near the static fatigue limit“, *Journal of The American Ceramic Society*, 85 (9), S. 2287–2292, 2002
- [83] Wiederhorn, S.M.; Bolz, L.H., „Stress corrosion and static fatigue of glass“, *Journal of The American Ceramic Society*, 53 (10), S. 543–548, 1970
- [84] Wiederhorn, S.M., „A chemical interpretation of static fatigue“, *Journal of The American Ceramic Society*, 55 (2), S. 81–85, 1972
- [85] Wiederhorn, S.M., „Influence of water vapour on crack propagation in soda-lime glass“, *Journal of The American Ceramic Society*, 50 (8), S. 407–414, 1967
- [86] Wiemer, M.; Frömel, J.; Jia, C.; Gessner, T., „Bonding and contacting of MEMS-structures on wafer level“, in: Bengtsson, S.; Baumgart, H.; Hunt, C.E.; Suga, T., „*Semiconductor Wafer Bonding VII: Science, Technology and Applications*“, The Electrochemical Society, Inc., Pennington, New Jersey, S. 301–308, 2003
- [87] Zhang, G.Q.; van Driel, W.D.; Fan, X.J., „*Mechanics of Microelectronics*“, 1. Aufl., Springer, Dordrecht, Niederlande (2006)

## Anhang

Tabelle 8: Chemische Bestandteile der Glaslotpaste nach [29]

	Inhaltsstoffe	Feststoffanteil [Gew.-%]
Gaspulver	PbO, PbO <sub>2</sub> , Pb <sub>3</sub> O <sub>4</sub> , B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , SiO <sub>2</sub> , ZnO	70–80
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , SiO <sub>2</sub>	5–10
Füllstoff	Al <sub>2</sub> Mg <sub>4</sub> Si <sub>5</sub> O <sub>18</sub>	≈10
Binder, Lösungsmittel	Terpineol, Trimethyl- pentandiol, Monoiso- butyrat	

Tabelle 9: Materialeigenschaften von Glaslot und Silizium [29] und die daraus berechneten Dundurs-Parameter

	E [MPa]	$\nu$	$\mu$ [MPa]	$\kappa$ (EDZ)	$\kappa$ (ESZ)
Silizium	168956	0,226	68905	2,10	2,26
Glaslot	53000	0,26	21032	1,96	2,17
			$\alpha$	0,52	0,52
			$\beta$	0,16	0,19

Tabelle 10: Übersicht über die untersuchten Chevrongeometrien und Materialeigenschaften (isotrop) zur Validierung des 3D-Chevronmodells mit Literaturdaten

$h_1$ [ $\mu\text{m}$ ]	$h_2$ [ $\mu\text{m}$ ]	$x$ [mm]	$B$ [mm]	$a_0$ [mm]	$w$ [mm]	$\alpha_0$ [ $^\circ$ ]	$\gamma$ [ $^\circ$ ]	$E$ [GPa]	$\nu$ [ $^\circ$ ]
Bagdahn									
525	525	0	10	2;3;4	10	$\frac{2}{10}; \frac{3}{10}; \frac{4}{10}$	90	169,0	0,226
Tadepalli (symmetrisch)									
525	525	0	10	2;3;4	9	$\frac{2}{9}; \frac{3}{9}; \frac{4}{9}$	90	169,0 144,7 <sup>a</sup>	0,226
Tadepalli (asymmetrisch)									
200	500	0	10	2;3;4	9	$\frac{2}{9}; \frac{3}{9}; \frac{4}{9}$	90	s.o.	0,226

<sup>a</sup>Zur Umrechnung von  $G_{\text{FEM}}(a)$  in  $Y(a)$  wurde der im Paper angegebene effektive Elastizitätsmodul verwendet

Tabelle 11: Vergleich der Ergebnisse aus dem hier verwendeten Mikrochevronmodell mit den in der Literatur angegebenen Näherungsformeln. Die jeweils besser übereinstimmende Methode (TSEM/CTOD) ist fett gedruckt.

	$Y_{(I)\text{min}}^{\text{CTOD}}$	$Y_{(I)\text{min}}^{\text{TSEM}}$	$Y_{(I)\text{min}}^{\text{Formel}}$	$Y_{(I)\text{min}}^{\text{Formel}}/Y_{(I)\text{min}}^{\text{CTOD}}$	$Y_{(I)\text{min}}^{\text{Formel}}/Y_{(I)\text{min}}^{\text{TSEM}}$
$a_0 = 2 \text{ mm}$					
Bagdahn	4,73	5,84	4,96	<b>1,05</b>	0,85
Tadepalli (symm.)	138,1	157,9	173,4	1,26	<b>1,10</b>
Tadepalli (asymm.)	403,5	470,9	480,9	1,19	<b>1,02</b>
$a_0 = 3 \text{ mm}$					
Bagdahn	6,00	7,15	6,48	<b>1,08</b>	0,91
Tadepalli (symm.)	175,5	193,5	210,2	1,18	<b>1,09</b>
Tadepalli (asymm.)	523,3	584,5	583,1	1,11	<b>1,00</b>
$a_0 = 4 \text{ mm}$					
Bagdahn	7,22	8,35	8,01	1,11	<b>0,96</b>
Tadepalli (symm.)	211,0	225,8	247,1	1,17	<b>1,09</b>
Tadepalli (asymm.)	636,4	686,8	685,3	1,08	<b>1,00</b>

Tabelle 12: Gegenüberstellung der Minima der Funktionen  $G_{\text{FEM}}(a)$  bei Anwendung der beiden Methoden TSEM (Änderung des Verzerrungsenergie mit Rissfortschritt) und CTOD (Berechnung der Energiefreisetzungsraten aus den Spannungsintensitätsfaktoren  $K_{\text{I}}$  und  $K_{\text{II}}$ ) für die gerade und gekrümmte Rissfront

Probendicke [ $\mu\text{m}$ ]	100/675	200/675	385/675	530/675	570/675	675/675
<b>gerade RF:</b>						
$G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ] (TSEM)	23,9	3,3	0,58	0,29	0,26	0,20
$G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ] (CTOD)	14,8	2,1	0,40	0,21	0,19	0,15
Abweichung (G) [%]	38,3	35,8	30,8	27,9	27,3	26,0
Abweichung (K) [%]	21,4	19,8	16,8	15,1	14,8	13,9
$\phi$ [°]	35,1±0,5	29,9±1,0	17,6±1,0	8,1±0,6	5,7±0,4	0
<b>gekrümmte RF:</b>						
$G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ] (TSEM)	24,6	3,3	0,59	0,30	0,26	0,20
$G_{\text{FEM}}^{\text{min}}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ] (CTOD)	23,8	3,1	0,56	0,29	0,25	0,19
Abweichung (G) [%]	3,2	5,6	5,7	5,1	4,9	4,4
$\phi$ [°]	33,1±1,4	28,4±1,7	16,8±1,4	7,7±0,7	5,4±0,5	0

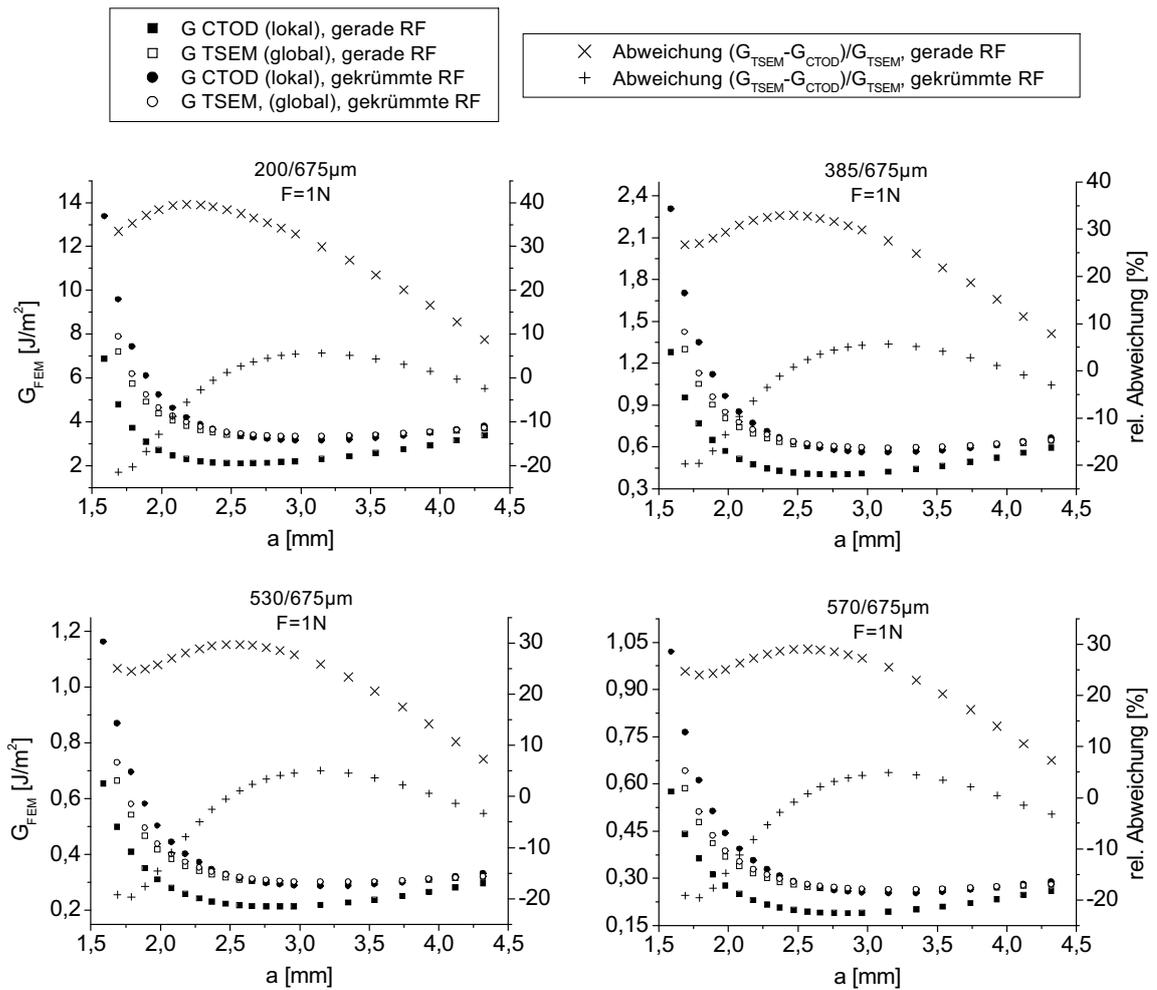


Abbildung 63: Die Diagramme zeigen für verschiedene Dickenkombinationen des Chevronmodells die  $G(a)$ -Abhängigkeit bei gekrümmter und gerader Rissfront sowie bei Anwendung der TSEM und der CTOD.