

# Zum Resttragverhalten von Verbundsicherheitsglas unter kombinierter Luftstoß-Temperatur-Belastung

## **Verfasser:**

Hptm Dipl.-Ing. Tim Bermbach  
Rothuberweg 11a  
81825 München  
E-Mail: tim.bermbach@unibw.de

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften der Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigten Dissertation.

## **Promotionsausschuss:**

Vorsitzender:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Geralt Siebert
Erster Gutachter:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Norbert Gebbeken
Zweiter Gutachter:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jens Schneider

Die Dissertation wurde am 10. Januar 2017 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften am 25. Januar 2017 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 27. Oktober 2017 statt.





# Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt unterschiedliche Aspekte des Trag- und insbesondere des Resttragverhaltens von Verbundsicherheitsglas unter Einwirkungen infolge einer Explosion. Die Schwerpunkte bilden dabei die experimentelle Untersuchung von Verbundsicherheitsglasstrukturen unter einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung und die Entwicklung einer Strategie zur ganzheitlichen, numerischen Simulation der diskreten Schädigung des Verbundwerkstoffes.

Im Rahmen einer Stoßrohrerprobung wird der Einfluss der Einwirkungsparameter bei Variation des Zwischenschichtmaterials, der Vorspannung der Einzelglasplatten sowie der Adhäsion zwischen den Komponenten auf das Nachbruchverhalten des Laminates untersucht. Bei der Versuchsauswertung werden die digitale Bildkorrelation zur Ermittlung kinematischer Größen und ein empirisches Verfahren zur Charakterisierung des Rissbildes genutzt. Mit einem entwickelten Ansatz kann die in einer Struktur gespeicherte bzw. dissipierte Energie bis zum Zeitpunkt der maximalen Auslenkung oder des Versagens näherungsweise bestimmt werden. Vor allem bei den Probekörpern mit Zwischenschichten, deren statische Glasübergangstemperatur im untersuchten Temperaturbereich liegt, wird eine, in Teilen signifikante, Temperaturabhängigkeit der ausgewerteten Größen festgestellt. Aus den Versuchsergebnissen werden Empfehlungen zur Erhöhung der Resttragfähigkeit von Verglasungen unter Explosionslasten abgeleitet.

In numerischen Untersuchungen werden der Bruchvorgang innerhalb der Glaskomponente, die Beschreibung des Materialverhaltens der Zwischenschicht sowie der Delaminationsvorgang zwischen den Komponenten als maßgebliche Prozesse im Nachbruch betrachtet. Die Simulation von Bruchvorgängen berücksichtigt die Entwicklung des Spannungsnahfeldes an einem Anriss über die Rissinitiierung beim Erreichen kritischer, bruchmechanischer Kennwerte bis zur stabilen und instabilen Risserweiterung. Zur räumlichen Diskretisierung des Glasgebietes wird dabei die elementfreie GALERKIN-Methode verwendet. Hinsichtlich der in der Literatur für die Zwischenschicht verwendeten Materialmodelle werden Defizite bei der Modellierung der Ratenabhängigkeit, des Entlastungspfadens sowie der anteiligen Zusammensetzung der elastischen, plastischen und viskosen Verzerrungen festgestellt. Der Verbund und die Interaktion der Komponenten werden durch eine Kohäsivzone modelliert, deren Traktions-Separations-Beziehung eine gemischte Beanspruchung in den Modi I und II berücksichtigt. Abschließend wird ein Meso-Modell für Verbundsicherheitsglas vorgestellt, welches die numerische Simulation von Teilaspekten der experimentellen Beobachtungen in Bezug auf die Fragmentierung der Glaskomponente ermöglicht.



# Abstract

The present work deals with different aspects of the structural behaviour and particularly the post-fracture behavior of laminated safety glass subjected to explosion loads. The main focus is on the experimental investigation under combined blast-temperature exposure and the development of a strategy for holistic numerical modelling of discrete damage within the composite.

A selection of laminated glass specimens differing in the interlayer material, the extent of tempering as well as the adhesion grade between the components is tested in shock tube experiments to examine the influence of exposure parameters on the composite behaviour after fracture. Kinematic variables are determined by the application of digital image correlation. Furthermore, an empirical method is used for the characterization of the crack pattern. The energy stored and dissipated by a structure can be approximated with a developed approach by the time of maximum deflection or failure. In particular, the specimens laminated with interlayers featuring a low static glass transition temperature within the investigated temperature range show an, in part severe, temperature dependence of the evaluated variables. Recommendations for increasing the residual load carrying capacity of glazing subjected to blast loading are derived from the test results.

The fracture process within the glass component, the delamination between the glass and the interlayer as well as the description of the polymer material behavior arise as crucial mechanisms to the composite behaviour in the damage configuration and are examined in a numerical analysis. The simulation of fracture processes takes into account the stress development in the near field of an initial crack, the crack initiation by exceeding a critical fracture mechanical value as well as the stable and unstable crack growth. For the spatial discretization of the glass domain, the element-free GALERKIN method is applied as it shows advantages in the numerical treatment of discontinuities. With regard to the polymer material models used in literature, a separate study reveals shortcomings in modelling the rate dependency, the unloading path and the proportional composition of the elastic, plastic and viscous strains. A cohesive zone approach represents the bond and interaction of the components. Assigned cohesive elements provide a traction-separation, which accounts for mixed-mode exposure in mode I and II. Finally, a meso-model of laminated safety glass is presented, which allows a qualified numerical simulation of experimental observations with respect to the fragmentation of the glass component.



# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand von Juli 2013 bis September 2016 im Rahmen meiner Tätigkeit als militärischer wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanik und Statik an der Universität der Bundeswehr München.

Zunächst möchte ich meinem Doktorvater Herrn Professor Norbert Gebbeken für seine freundliche, unkomplizierte Art der Betreuung sowie für sein Vertrauen danken. Er hat es verstanden, mich in der Entwicklung meines wissenschaftlichen Stiles zu unterstützen und mir zugleich die erforderliche Forschungsfreiheit zu gewähren. Unseren bereichernden, konstruktiven Austausch habe ich stets als Ermutigung und Motivation empfunden.

Ebenso gilt mein Dank Herrn Professor Jens Schneider für die Übernahme des Koreferates und das entgegengebrachte Interesse an meiner Arbeit, die durch seine fachliche Unterstützung hinzugewinnen konnte.

Herrn Professor Geralt Siebert danke ich für die Übernahme des Prüfungsausschussvorsitzes und die reibungslose Durchführung des Promotionsverfahrens, aber auch für die fachlichen Denkanstöße in verschiedenen Gesprächen.

Mein außerordentlicher Dank gilt Rainer Gündisch, Christof Haberacker und dem beteiligten Team der Wehrtechnischen Dienststelle 52 sowie Martien Teich und Michael Rieß, die den experimentellen Teil dieser Arbeit erst durch ihre hervorragende, professionelle Unterstützung ermöglicht haben.

Weiterhin möchte ich mich bei den Kolleginnen und Kollegen des Institutes, vor allem aber bei Lars Rüdiger, Steffen Gerke, Maximilian Garsch und Georgios Michaloudis, für die offenen Dialoge und Anregungen bedanken. Das freundschaftliche Arbeitsumfeld hat mir die intensive Zeit der Promotion sicherlich erleichtert. Mein Dank gilt dabei auch den studentischen Hilfskräften, die bei der Durchführung mitgewirkt haben.

Tief verbunden und dankbar bin ich meiner Familie und insbesondere meiner Frau Maria, die mir stets den Rückhalt gegeben haben und mir, auch in schwierigen Zeiten, verständnisvoll zur Seite standen.

München, im November 2017

Tim Bermbach



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Stand der Forschung . . . . .	2
1.3 Problemstellung und Zielsetzung . . . . .	9
1.4 Aufbau der Arbeit und Vorgehensweise . . . . .	11
<b>2 Kombination der Einwirkungen Luftstoß und Temperatur</b>	<b>15</b>
2.1 Explosion, Detonation und Deflagration . . . . .	15
2.2 Erhaltungsgleichungen und Entropiebilanz . . . . .	17
2.3 Die ungestörte Luftstoßwelle . . . . .	18
2.4 Die Reflexion einer Luftstoßwelle an Strukturen . . . . .	23
2.4.1 Senkrechte Reflexion . . . . .	24
2.4.2 Schiefer Stoß, reguläre und irreguläre Reflexion . . . . .	25
2.5 Thermische Einwirkungen während eines Explosionsszenarios . . . . .	29
2.5.1 Klimatische Temperatur und Sonneneinstrahlung . . . . .	30
2.5.2 Temperaturerhöhung aus Bränden . . . . .	30
2.5.3 Nicht-isentropen Zustandsänderung und isentrope Entlastung . . . . .	32
2.5.4 Deflagrative Verbrennungsvorgänge . . . . .	33
<b>3 Grundwerkstoffe von Verbundsicherheitsglas</b>	<b>37</b>
3.1 Materialspezifische Grundlagen zu Glas . . . . .	37
3.1.1 Zusammensetzung und Herstellung . . . . .	38
3.1.2 Mechanische Eigenschaften . . . . .	39
3.1.3 Praktische Glaszugfestigkeit . . . . .	40
3.1.4 Vorspannung von Glasprodukten . . . . .	44
3.2 Materialspezifische Grundlagen zu Polymeren . . . . .	45
3.2.1 Klassifizierung anhand der makromolekularen Struktur . . . . .	45

3.2.2	Aggregatzustände und Materialverhalten unter Belastung . . . . .	47
3.2.3	Materialgleichungen . . . . .	51
3.2.4	Mechanische Eigenschaften . . . . .	58
3.3	Verbund zwischen den Komponenten . . . . .	63
3.3.1	Herstellung . . . . .	64
3.3.2	Kritische Energiefreisetzungsrate als Eigenschaft der Grenzschicht .	66
<b>4</b>	<b>Mechanische Beschreibung der Strukturantwort</b>	<b>69</b>
4.1	Tragverhalten im intakten Zustand . . . . .	71
4.1.1	Schubverbund, Verbundzustand und Biegespannungszustand . . . . .	71
4.1.2	Membranspannungszustand . . . . .	72
4.2	Resttragverhalten ab dem Bruch der Glaskomponente . . . . .	74
4.2.1	Bruchmechanische Grundlagen . . . . .	75
4.2.2	Delamination als elastisch-plastischer Bruchvorgang . . . . .	82
4.3	Bilanz der verrichteten Arbeit, Energiedissipation und Energiespeicherung	86
<b>5</b>	<b>Experimentelle Untersuchung unter Luftstoß-Temperatur-Belastung</b>	<b>89</b>
5.1	Versuchseinrichtung . . . . .	89
5.1.1	Randbedingungen für die Lagerung des Probekörpers . . . . .	91
5.1.2	Instrumentierung . . . . .	93
5.1.3	Herstellung und Konfigurationen der Probekörper . . . . .	96
5.1.4	Voruntersuchung zum thermischen Verhalten des Probekörpers . . .	99
5.1.5	Auffangen von Sekundärtrümmern . . . . .	105
5.2	Durchführung, Versuchsprogramm und qualitatives Ergebnis . . . . .	106
5.3	Auswertung . . . . .	110
5.3.1	Verschiebung in Feldmitte . . . . .	110
5.3.2	Charakterisierung des Bruchbildes . . . . .	112
5.3.3	Beanspruchung in der Umgebung der Risszentren . . . . .	117
5.3.4	$V_{enc}$ - $t$ -Verläufe . . . . .	121
5.3.5	Verrichtete innere Arbeit im intakten und im geschädigten Zustand	124
5.3.6	Sekundärtrümmer im Splitterfang . . . . .	126
5.3.7	Statistische Aussagekraft der Versuchsergebnisse . . . . .	128
5.4	Zusammenfassung der Versuchsergebnisse . . . . .	129
<b>6</b>	<b>Simulationsstrategie zum Nachbruchverhalten von Verbundsicherheitsglas</b>	<b>131</b>
6.1	Numerische Methoden . . . . .	131



6.1.1	Räumliche Diskretisierung mit der Finite-Elemente-Methode . . . . .	134
6.1.2	Konnektivität mit der elementfreien GALERKIN-Methode . . . . .	136
6.1.3	Integration . . . . .	143
6.1.4	Zeitliche Diskretisierung . . . . .	145
6.1.5	Konvergenz . . . . .	147
6.1.6	Einheitensystem und Infrastruktur . . . . .	149
6.2	Bruchvorgänge als Erosion in einem EFG-Gebiet . . . . .	149
6.2.1	Beschreibung des numerischen Modelles . . . . .	149
6.2.2	Verifizierung des Spannungszustandes . . . . .	151
6.2.3	Spannungen im Nahfeld des Anrisses . . . . .	152
6.2.4	Prozesszone und Auswertung der kritischen Energiefreisetzungsrates . . . . .	157
6.2.5	Modellierung und Simulation von Risszuständen . . . . .	160
6.3	Materialverhalten der Zwischenschicht . . . . .	162
6.3.1	Beschreibung des numerischen Modelles . . . . .	162
6.3.2	Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe unter dynamischen Dehnraten . . . . .	167
6.3.3	Einfluss der Querverformungszahl bei Inkompressibilität . . . . .	170
6.4	Delaminationsvorgänge unter hohen Dehnraten . . . . .	171
6.4.1	Beschreibung des numerischen Modelles . . . . .	171
6.4.2	Spannungen im Zwischenschichtgebiet . . . . .	173
6.4.3	Kohäsivzonenerosion und kritische Energiefreisetzungsrates . . . . .	176
6.4.4	Beanspruchungsmodi und Spannungen in der Kohäsivzone . . . . .	178
6.4.5	Dehnraten im Zwischenschichtgebiet bei Delamination . . . . .	181
6.5	Zug-Dehnungs-Verhalten mit Schädigungsprozessen am Meso-Modell . . . . .	182
6.5.1	Beschreibung des numerischen Modelles . . . . .	183
6.5.2	Verlauf der Simulation und Erosionsprozess . . . . .	186
6.5.3	Einfluss der Temperatur und der Adhäsion auf die Erosionspfade . . . . .	188
6.5.4	Spannungen im fragmentierten Glasgebiet . . . . .	189
6.6	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse . . . . .	190
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>193</b>
7.1	Zusammenfassung der Arbeit . . . . .	193
7.2	Ausblick . . . . .	196
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>199</b>



# 1 Einleitung

Im einleitenden Kapitel wird zunächst die Relevanz des Dissertationsthemas hervorgehoben und in einen Kontext eingeordnet. Aus dem Stand der Forschung werden Problemstellungen identifiziert, aus denen sich die Zielsetzung dieser Arbeit ableiten lässt. Abschließend wird die Vorgehensweise zum Erreichen der Ziele beschrieben.

## 1.1 Motivation

Die jüngsten Anschläge in Frankreich und Belgien zeigen die verheerende Wirkung von Terror in sensiblen Stadtgebieten. Mit der Explosion am 24. Juli 2016 im bayrischen Ansbach liegt auch in Deutschland der erste, islamistisch motivierte Sprengstoffanschlag im öffentlichen Raum vor. Nach dem Verfassungsschutzbericht 2015 [50] wird, auch vor dem Hintergrund des militärischen Engagements der Bundeswehr im Nahen Osten, mit der Planung weiterer Anschläge durch den sogenannten Islamischen Staat gerechnet. Die Handlungen des nationalsozialistischen Untergrundes oder des norwegischen Einzeltäters Breivik lassen erkennen, dass Terror im Allgemeinen nicht ideologisch auf eine islamistische Ausprägung beschränkt ist. Ferner verschwimmen die Grenzen zwischen einem organisierten Anschlag und einem Amoklauf aus einer Kurzschlussreaktion heraus. Hinsichtlich der zu erwartenden außergewöhnlichen Einwirkungen treten somit neben den Szenarien aus Naturereignissen oder Unfällen die Belastungen aus Explosionen und Beschuss in den Vordergrund.

Die neue Dimension des Terrors hat das Sicherheitsgefühl der Menschen nachhaltig verändert. Insbesondere die Tatsache, dass der Terror nicht nur kritische Infrastrukturen, sondern auch gezielt gewöhnliche Orte des öffentlichen Lebens in das Fadenkreuz nimmt und sich grundsätzlich gegen die gesamte Gesellschaftsform richtet, führt zu einer, zumindest subjektiv empfundenen, Erhöhung der Gefährdung. Durch die Politik werden als Reaktion die Verschärfung von Gesetzen sowie verschiedene organisatorische, personelle wie technische Maßnahmen diskutiert und beschlossen, welche das Ziel der Sicherheit verfolgen. Im Diskurs einer offenen, liberalen Gesellschaft muss dabei stets abgewogen werden,

wieviel Sicherheit für die Gemeinschaft bei gleichzeitiger Einschränkung der individuellen Freiheiten geschaffen werden soll. Dieser Gegensatz kann auch auf die Architektur des öffentlichen Raumes übertragen werden. Ein ausschließlich nach militärischen Aspekten errichtetes Bauwerk besitzt zwar eine hohe Schutzwirkung, suggeriert im zivilen Stadtbild jedoch die allgegenwärtige Bedrohung. Konventionelle Bauweisen entsprechen dagegen optisch dem architektonischen Bedürfnis nach dezenten Strukturen, bieten aber in der Regel keinen konzeptionellen Schutz gegen außergewöhnliche Einwirkungen. In jedem Fall steht fest, dass die Physik nicht nach ziviler oder militärischer Infrastruktur unterscheidet. Dies führt zu dem Gedanken, den baulichen Schutz vorausschauend und unauffällig durch intelligente Lösungsansätze in Bereiche des öffentlichen Lebens zu integrieren.

Der Werkstoff Glas ist im urbanen Raum allgegenwärtig und steht für den architektonischen Ausdruck von Transparenz und Offenheit. Bei konstruktiven Anwendungen wird Glas in Kombination mit polymeren Folien als Verbundsicherheitsglas (VSG) eingesetzt, um den normativen Anforderungen an eine Versagensankündigung und an die Splitterbindung gerecht zu werden. Ohne lastabtragende Funktion finden auch monolithische Verglasungen in vielen anderen Bereichen Verwendung. In einem Explosionsszenario sind es eben diese Verglasungen, die nach ihrer Fragmentierung eine zusätzliche Gefährdung darstellen und durch die beschleunigten Sekundärtrümmer Verletzungen, auch in großen Abständen zum Explosionszentrum, hervorrufen [47, 200]. Der Abgang von Glassplittern wird bei VSG gehemmt; jedoch können im Bereich der Lagerung große Beanspruchungen auftreten, die dort zu einem Versagen der Verglasung führen und das gesamte Bauteil zu einem Geschoss werden lassen. Des Weiteren ist ein Versagen von Fenster- und Fassadenelementen gleichbedeutend mit einem Verlust der Schutzwirkung vor der auftretenden Luftstoßwelle sowie thermischer Einwirkungen und Verbrennungsprodukten auf der explosionsabgewandten Seite. In der Folge kann mit der explosionsgerechten Auslegung von Glasbauteilen ein wesentlicher Beitrag zur Sicherheit im urbanen Raum geleistet werden.

## 1.2 Stand der Forschung

Im Jahr 1914 lässt sich der Franzose Edouard Benedictus ein Patent auf eine mit einer Zelloschicht verstärkte Glasscheibe sowie deren Herstellung ausstellen [29]. Obwohl das erste VSG bereits früh und extensiv im Flugzeugbau sowie in der Automobilindustrie für Windschutzscheiben verwendet wird, findet erst in den Siebzigerjahren die Betrachtung von VSG als tragendes Element im Rahmen baulicher Anwendungen statt. So untersucht HOOPER [139] Verbundsicherheitsglas experimentell unter Biegebanspruchung bei variie-

render Belastungsdauer und Umgebungstemperatur.

Von 1983 bis zum Ende der Neunzigerjahre wird die Forschung an VSG von Forschungsgruppen der Texas Tech University und der University of Missouri-Rolla, der späteren Missouri University of Science and Technology, dominiert. In der ersten Hälfte dieses Zeitraumes stehen dabei die Beschreibung des Tragverhaltens im ungebrochenen Laminatzustand unter quasi-statischer Belastung und die analytische Modellbildung im Fokus der Bemühungen. LINDEN [175] und BEHR ET AL. [18, 19, 20] ordnen das Tragverhalten einer Verbundsicherheitsglasplatte mit einer Zwischenschicht aus PVB anhand experimenteller Ergebnisse für einen Temperaturbereich von 0 bis 77 °C zwischen dem einer monolithischen Platte und dem geschichteter Einzelplatten ein. Analog zu den experimentellen Untersuchungen erstellt die Forschungsgruppe um VALLABHAN analytische Modelle [68, 255, 256, 257]. Diese basieren auf der nichtlinearen Plattentheorie nach VON KÁRMÁN [118] und werden numerisch mit der Finiten-Differenzen-Methode behandelt. LINDEN ET AL. [176] sowie MINOR UND REZNIK [182] untersuchen in Versuchen die Bruchfestigkeit von VSG mit Einzelglasscheiben unterschiedlicher Vorspannungen im Vergleich zu monolithischen Probekörpern.

In den Neunzigerjahren konzentriert sich die Forschung auf die numerische und experimentelle Untersuchung von Impaktvorgängen an VSG. Dabei rückt zunehmend die Beschreibung des Resttragverhaltens nach Bruch der Glasplatten in den Mittelpunkt. PANTELIDES ET AL. [208] betrachten VSG mit zwei vorgespannten Einzelglasplatten und verschiedenen Zwischenschichten unter Trümmerimpakt und Windbelastung. ODA UND ZANG [203] nutzen die Diskrete Elemente Methode zur numerischen Beschreibung des Nachbruchverhaltens von VSG. Ergänzende Impaktversuche an VSG werden von KAISER ET AL. [149] durchgeführt. 1997 simulieren FLOCKER UND DHARANI [111] den typisch konischen Bruch am Ort eines Impaktes und dessen Einfluss auf die Spannungen an den Oberflächen der Schutzseite und der Schnittstelle Glas - Zwischenschicht. Für den konisch verlaufenden Bruch werden dabei die Rissorientierung, -geschwindigkeit und -tiefe durch empirische Gleichungen berücksichtigt und a priori vorgegeben. Bei Elementen im Riss werden die deviatorischen Spannungsanteile sowie die hydrostatischen Zugspannungen zu null gesetzt, sodass nur hydrostatische Druckspannungen durch das Element übertragen werden können. An der Schnittstelle Glas - Zwischenschicht liegen hohe Spannungskonzentrationen vor, die zur lokalen Delamination des Glases von der Zwischenschicht führen. In einer folgenden Veröffentlichung [112] wird dieser Aspekt weiter untersucht. Für die numerische Simulation wird ein Kriterium verwendet, das die lokale Delamination bei einer Überschreitung von Normal- oder Schubspannungen in der Schnittstelle vorsieht. Hin-

sichtlich des reinen Widerstandes gegen Impact hat die lokale Delamination jedoch einen vernachlässigbaren Einfluss. JI ET AL. [146] führen einen Schädigungsfaktor für die Modellierung der Glaskomponente auf der Angriffsseite ein. Dieser hängt von der Dauer der Einwirkung bis zum Glasversagen sowie der statischen und dynamischen Druckfestigkeit des Glases ab. Eine weitere Forschungsgruppe der Texas Tech University um NORVILLE beschäftigt sich mit dem Versagen von Verglasungen unter statischen [196, 201] und dynamischen Lastfällen [197, 200]. NORVILLE ET AL. [201] stellen ein analytisches Modell zur Berechnung der Biegespannungsverteilung über einen VSG-Querschnitt vor. Die Folgen des Versagens von Fensterelementen für Personen anhand einer Auswertung der Verletzungsbilder nach dem Anschlag auf das Alfred P. Murrah Federal Building im Jahr 1995 werden in einer folgenden Publikation veranschaulicht [200]. Der Anschlag auf das Alfred P. Murrah Federal Building im Jahr 1995 ist der Ausgangspunkt der Untersuchung von Fensterelementen unter Luftstoßeinwirkung infolge einer Explosion, welche sich den Folgejahren in der amerikanischen Normung niederschlägt. In weiteren Veröffentlichungen erläutern NORVILLE UND CONRATH die Möglichkeiten zur normativen Bemessung von Fensterelementen und Fassaden gegen eine Luftstoßeinwirkung [198, 199].

Ab 1999 erscheinen Veröffentlichungen zum Tragverhalten von VSG unter Beteiligung von Vertretern der Entwicklungsabteilung des US-amerikanischen Chemiekonzernes DuPont aus Wilmington. BENNISON ET AL. [31] untersuchen die Spannungsverteilung und die Bruchreihenfolge der Einzelglasplatten unter zweiachsialer Biegung in einem Temperaturbereich von  $-60$  bis  $50$  °C und bei einer Belastungsgeschwindigkeit von  $10^{-3}$  bis  $10^2$  mm/s, bezogen auf die Durchbiegung in Feldmitte. Die experimentellen Ergebnisse dienen der Validierung eines FE-Modelles, welches mit einer statistischen Beschreibung des Glasbruches gekoppelt ist. Die Simulation erfolgt isothermal, da der Temperatureinfluss auf das als viskoelastisch modellierte Materialverhalten der Zwischenschicht über die Anpassung der Relaxationszeiten nach der WLF-Beziehung [108] berücksichtigt wird. VAN DUSER ET AL. [100] wenden das FE-Modell zur Simulation der Versuche von VALLABHAN ET AL. [256] an. Dabei stellen Sie fest, dass die Zwischenschicht wesentlich zum Tragverhalten im Membranspannungszustand beiträgt. SESHADRI ET AL. [236] erstellen ein numerisches Modell einer gebrochenen VSG-Platte unter monotoner, quasi-statischer Lastaufbringung und validieren die Ergebnisse anhand von Experimenten. Das Modell kann das Nachbruchverhalten unter Berücksichtigung des Fragmentierungsgrades der Einzelglasplatten, der Verbundfestigkeit sowie den Materialeigenschaften der Zwischenschicht abbilden. Das Rissbild ist a priori gegeben und die an der Zwischenschicht haftenden Glasfragmente werden als Starrkörper idealisiert. Kohäsivelemente beschreiben die Schnittstelle der Glas-

mit der Zwischenschichtkomponente. In den delaminierten Bereichen wird die Reibung zwischen den Komponenten berücksichtigt. AMOS UND BENNISON [3] fassen Methoden zur Bestimmung der Spannungs- und Verformungsentwicklung an einer ungebrochenen VSG-Platte unter biaxialer Biegung und verschiedenen Temperaturen zusammen.

Im deutschsprachigen Raum werden zwischen 2000 und 2010 verschiedene Arbeiten publiziert, die das Trag- und Resttragverhalten von VSG unter verschiedenen Aspekten analysieren. An der Technischen Universität München untersucht SCHULER [231] den Einfluss des Verhaltens polymerer Materialien auf das Tragverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur, der Belastungscharakteristik und der Alterung. Die Belastungsgeschwindigkeiten sind quasi-statisch. Die Temperatur des Zwischenschichtmaterials liegt in den Versuchen bei 0 bis 60 °C. Weitere experimentelle Untersuchungen zur Rolle der Zeit- und Temperaturabhängigkeit des Zwischenschichtmaterials beim Tragverhalten von VSG werden durch KASPER und SOBEK ET AL. [151, 244] unternommen. Die Abhängigkeit des Tragverhaltens von der Alterung durch Strahlung, Temperatur, Luftfeuchtigkeit und zyklischer Dauerbelastung werden experimentell durch SACKMANN [220], ebenfalls Angehöriger der Technischen Universität München, und ENSSLEN [103, 104] von der Ruhr-Universität Bochum behandelt. Eindringende Feuchte kann in den Randbereichen zu einer Delamination der VSG-Komponenten führen und damit wesentlich das Tragverhalten des Komposites beeinflussen. Die Veröffentlichungen von KOTT UND VOGEL [160, 161] beschreiben elementare Untersuchungen der Resttragfähigkeit von Verbundsicherheitsglas an der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich. Dabei werden hinsichtlich der Definition von Schädigungszuständen Parallelen zum Stahlbeton gezogen, bei dem ebenfalls eine spröde Materialkomponente nach Schädigung mit einer duktilen Komponente im Verbund wirkt. In Versuchen wird das Last-Verformungs-Verhalten in den verschiedenen Schädigungszuständen analysiert. Ist der Glasquerschnitt komplett gerissen, hängt die Kapazität zur weiteren Lastaufnahme von den ausgeprägten Bruchlinien ab, die als sogenannte Fließgelenklinien wirken. An der Technischen Universität Darmstadt erläutert FAHLBUSCH [107] eine mögliche Vorgehensweise zur rechnerischen Ermittlung der Resttragfähigkeit von VSG. Dabei werden Zugversuche an einem Zwischenschichtmaterial und im Speziellen an gebrochenen VSG-Proben bei quasi-statischer Belastungsgeschwindigkeit durchgeführt. Die Resttragfähigkeit wird unter Einbezug der ermittelten Materialkennwerte anhand eines Stabwerksmodells abgeschätzt.

Von 2000 an erscheinen zahlreiche Veröffentlichungen durch verschiedene Einrichtungen, oft in Kooperation mit Partnern aus dem automotiven Bereich, zur numerischen Simulation von VSG unter einer Belastung aus Impakt. Dabei treten insbesondere die

Forschungsgruppen an der Universität Leipzig zusammen mit der Technischen Universität Cottbus-Senftenberg, der South China University of Technology und der Fachhochschule Gießen-Friedberg hervor. Das FEM-Programm LS-DYNA<sup>®</sup> [128] besitzt ein vorgegebenes Materialmodell für Verbundsicherheitsglas, welches an die Verwendung von Schalenelementen gebunden ist. Den Integrationspunkten werden entsprechend ihrer Lage in Dickenrichtung der Schale die Materialeigenschaften der Glas- oder der Zwischenschichtkomponente zugewiesen. Die Modellierungsweise wird als numerisch instabil und wenig flexibel bewertet [132]. DU BOIS ET AL. [98] verwenden in Dickenrichtung zwei koinzident verknüpfte Schalenelemente. Einem Element wird ein linear elastisches Materialverhalten mit einem Erosionskriterium nach der maximalen Hauptdehnung zugeordnet, wodurch die Glaskomponente modelliert wird. Nach Erosion des erstgenannten Elementes bildet das verbleibende Element, welches ein hyperelastisches Materialverhalten aufweist, die Zwischenschicht ab. Diese Modellierungstechnik vernachlässigt das Mitwirken der an der Zwischenschicht haftenden Glasbruchstücke nach dem Bruch der Einzelglasplatten. SCHNEIDER ET AL. [225] und TIMMEL ET AL. [252] wandeln das Modell ab, indem die Materialeigenschaften der beiden Schalenelemente für eine verschmierte Darstellung der Tragwirkung im ungerissenen und der Resttragwirkung im gerissenen Zustand angepasst werden. Die Kombination von Kontinuums- mit Schalenelementen und weitere, mehrschalige Ansätze zur Modellierung von VSG werden durch verschiedene Autoren (z.B. LARCHER ET AL., PENG ET AL., SUN ET AL. sowie WEI ET AL. [171, 210, 248, 260] angewandt. ZANG ET AL. [268, 267] simulieren den Sekundärtrümmerabgang von VSG nach einer Impaktbelastung. Dazu wird eine Einzelglasplatte mit SPH-Partikeln abgebildet und mit konventionellen Finiten Elementen gekoppelt. Des Weiteren sind die Knoten an der Schnittstelle zwischen den Glasgebieten und dem Zwischenschichtgebiet verknüpft. Die Verbindung besitzt ein Erosionskriterium, welches von dem Verhältnis der vorliegenden Spannungen zu den experimentell ermittelten Verbundfestigkeiten in normaler und tangentialer Richtung zur Schnittstelle abhängt. Diese kinematische Kopplung der Knoten wird auch durch ZHANG ET AL. [269] angewandt. PYTTEL ET AL. [211] führen ein nicht-lokales Versagenkriterium zur Modellierung des Glasversagens ein. Hierbei muss unabhängig von den ermittelten Spannungen eine kritische Energie in einem Teilgebiet überschritten werden, um die Elementerosion zu initiieren.

Ab Mitte der 2000er-Jahre fokussiert sich die Forschung zunehmend auf das Verhalten von VSG unter den Einwirkungen aus einer Explosion. Die Anzahl der Veröffentlichungen, welche Ergebnisse aus experimentellen Untersuchungen beinhalten, ist hierbei überschaubar. Dies liegt sowohl am Aufwand, der mit Sprengversuchen im Originalmaßstab



verbunden ist, als auch an der vertraulichen Einstufung der Informationen. Als Vertreter für die Durchführung von Experimenten seien auf deutscher Seite BURMEISTER UND KRANZER und KUNTSCHKE [53, 164] sowie HOOPER, MORISON und WILKINSON ET AL. [140, 185, 263] auf britischer Seite genannt. In den USA führen NAWAR ET AL. [190] eigene Stoßrohrversuche an VSG durch. HOOPER [141] nutzt das Messprinzip der digitalen Bildkorrelation, um die Entwicklung der Verformungsfigur des Probekörpers als im Raum gekrümmte Oberfläche in Abhängigkeit von der Zeit zu bestimmen. Auf der gebrochenen Schutzseite werden dabei Verzerrungen von 15 % und Verzerrungsraten im Bereich von 10 bis 40  $1/s$  gemessen. Die Versuchsergebnisse dienen in den Veröffentlichungen von CORMIE ET AL. und PASCOE ET AL. [64, 209] der Validierung numerischer Simulationen. Eine Möglichkeit zur Abschätzung der Strukturantwort von VSG-Strukturen liefern Ein-Massen-Schwinger-Modelle, die in verschiedenen Veröffentlichungen [140, 185, 242, 260] behandelt werden. MORISON [186] entwickelt darüber hinaus Mehr-Massen-Schwinger-Modelle zur verbesserten Vorhersage der Strukturantwort von Isolierverglasungen oder bei elastischer Lagerung im Verbundsystem. Die Einfachheit der Modellbildung durch die Reduktion auf eine Massepunktverschiebung begrenzt jedoch die Prognosefähigkeit auf den intakten Bereich. In der Folge ergeben sich verschiedene Forschungsgebiete, die sich mit den Prozessen im Nachbruchverhalten des Verbundwerkstoffes beschäftigen.

Ein wesentlicher Bestandteil ist dabei die experimentelle Charakterisierung des Zwischenschichtmaterials von VSG unter dynamischen und hochdynamischen Verzerrungsraten sowie in Abhängigkeit von der Temperatur. BARREDO ET AL. und KOTHE [14, 159] untersuchen die Zeit- und Temperaturabhängigkeit von PVB in sogenannten dynamisch-mechanisch-thermischen Analysen in Bereichen kleiner Verzerrungen. Das Zugspannungs-Dehnungs-Verhalten von polymeren Werkstoffen unter hohen Abzugsgeschwindigkeiten und großen Verzerrungen wird in den einaxialen Zugversuchsreihen von BENNISON ET AL., IWASAKI ET AL. und MORISON [30, 144, 185] erforscht. Ausführliche experimentelle Untersuchungen zum Verhalten unterschiedlicher Zwischenschichtmaterialien werden durch KUNTSCHKE [164] vorgenommen.

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt ist die Fragmentierung der Glaskomponente. NIELSEN ET AL. [194, 195] beschäftigen sich mit der Charakterisierung des Spannungszustandes und dem Bruchprozess in vorgespannten Gläsern. An der Technischen Universität Darmstadt untersucht zunächst SCHNEIDER [226] die Kurzzeitfestigkeit von stoßbeanspruchten Gläsern, bevor HILCKEN und SCHULA [230, 138] die Rissinitiierung und das Risswachstum in Glas vor dem Hintergrund der Kratzanfälligkeit sowie der zyklischen Ermüdung betrachten. MOLNÁR ET AL. [183] stellen einen energetischen Ansatz vor,

der einen Zusammenhang zwischen der Glasvorspannung und der Dichte der Fragmente bei Glasversagen herstellt. Die Fragmentierung monolithischer Verglasungen unter Explosionsbelastungen wird durch CHEN ET AL. sowie COLLINS UND CLUBLEY [58, 63] untersucht.

Der Aspekt der lokalen Delamination der Zwischenschicht von Glasfragmenten wird bereits um die Jahrtausendwende von MURALIDHAR ET AL. und SHA ET AL [189, 237] in Zugversuchen an gebrochenem Verbundsicherheitsglas untersucht. FRANZ und IWASAKI ET AL. [115, 144] greifen den Versuchsaufbau auf, um den Adhäsionsgrad zwischen den Komponenten auch in dynamischen Beanspruchungssituationen bruchmechanisch zu quantifizieren. Bei der numerischen Simulation des Delaminationsvorganges verwendet FRANZ für die Modellierung der Komponentenschnittstelle Kohäsivelemente und Kontaktformulierungen mit unterschiedlichen Traktions-Separations-Gesetzen. KUNTSCHKE [164] führt numerische Simulationen durch, in denen der Übergang einer VSG-Struktur vom intakten in den geschädigten Zustand unter diskreter Berücksichtigung des Glasbruches und der lokalen Delamination modelliert wird.

Ein weiterer Forschungsschwerpunkt liegt auf der Optimierung der Lagerungsbedingungen sowie Möglichkeiten der Energiedissipation in den Verbindungselementen zwischen der Verglasung und der Primärkonstruktion für ein Explosionsszenario. WEGGEL UND ZAPATA [259] analysieren die Abminderung der hochdynamischen Beanspruchung durch eine elastische Lagerung der Verglasung auf Silikondichtungen. Die Ausnutzung der Fluid-Struktur-Interaktion und der aerodynamischen Dämpfung bei der Bemessung leichter, flexibler Fassadenstrukturen gegen Explosionseinwirkungen wird in TEICH [251] diskutiert. NEUGEBAUER [192] stellt eine Edelstahlanbindung vor, durch welche ein Herausziehen der Verglasung aus der Lagerung vermieden werden soll.

Mit normativen Zertifizierungsversuchen kann der Widerstand von Verglasungen gegen die Einwirkungen aus einer Explosion eingestuft werden. In Europa sind dabei die Anforderungen an Verglasungen als Bauprodukt in DIN EN 13541 [86] sowie für Fenster als Bauart in DIN EN 13123 und DIN EN 13124 [79, 80] festgelegt. Die Einordnung in eine Widerstandsklasse richtet sich nach den gemessenen Eigenschaften des Luftstoßes oder der Sprengmasse und deren Abstand, unter denen ein Probekörpertyp in drei Versuchen die vorgegebenen Bedingungen an die Gebrauchstauglichkeit erfüllt. Hinsichtlich einer Gefährdung auf der Schutzseite wird lediglich unterschieden, ob ein Abgang von Sekundärtrümmern stattfindet oder die Rückseite des Probekörpers unfragmentiert bleibt. Diese Angabe ist jedoch optional. Die Gefährdungsbewertung wird in dem amerikanischen Standard ASTM F1642 [8] der AMERICAN SOCIETY OF TESTING AND MATERIALS

(ASTM) ausführlicher vorgenommen. Auf der Schutzseite des Probekörpers sind hierzu verschiedene Zielbereiche in einem Testraum definiert, die in Abhängigkeit von der Energie der abgehenden Glassplitter erreicht werden. Die Zielbereiche sind nach Abstand und Höhe zum getesteten Probekörper definiert. Der Standard ASTM F2248 [9] regelt die Herleitung von Bemessungslasten für VSG unter Einwirkungen aus einer Explosion. Für die bauliche Infrastruktur im Verantwortungsbereich des US-Verteidigungsministeriums gelten die UNIFIED FACILITIES CRITERIA (UFC) [253, 254] als Leitfaden zur Erhöhung des Widerstandes von Strukturen gegen Explosionsbelastungen. Für Verglasungen werden Empfehlungen hinsichtlich des Aufbaus und der Geometrie des Glasproduktes, der Vorspannung der Einzelglasplatten sowie der Rahmenkonstruktion und deren Verankerung am primären Tragwerk ausgesprochen. Der Verbund Zwischen VSG-Komponenten, die Variation der Materialkennwerte unterschiedlicher Zwischenschichtmaterialien und deren Temperaturabhängigkeit werden hierbei nicht berücksichtigt. Mit den Standards ISO 16933 und ISO 16934 [81, 82] werden Verglasungen als Bauprodukt unter Explosionseinwirkungen international geregelt. Die Zertifizierung und die Klassifikation entsprechen den europäischen Standards, wobei aber die Gefährdungsbewertung in einem schutzseitigen Testraum nach dem US-amerikanischen Vorbild aufgegriffen wird.

## 1.3 Problemstellung und Zielsetzung

Die experimentelle Forschung an großformatigen VSG-Platten kann unter drei Schwerpunkten zusammengefasst werden:

- Der Übergang vom intakten in den geschädigten Zustand und das Resttragverhalten des gebrochenen Laminates,
- die Temperaturabhängigkeit der Verbundtragwirkung sowie
- das Verhalten unter außergewöhnlichen Einwirkungen (Impakt, Luftstoß infolge Explosion) und bei verschiedenen Beanspruchungsgeschwindigkeiten (quasi-statisch bis hochdynamisch).

In den Erprobungen werden maximal zwei der drei Schwerpunkte zusammenhängend untersucht. Während das Nachbruchverhalten von VSG in Sprengversuchen zunehmend in den Fokus gerät, bleibt der Einfluss der Temperatur in einem Explosionsszenario unerforscht. Die Temperatur und die Verzerrungsrate haben eine gegenteilige Wirkung auf

das Materialverhalten der Zwischenschicht. Aufgrund der hohen Belastungsgeschwindigkeiten wird bisher davon ausgegangen, dass der Temperatureinfluss vom Verzerrungsrateneffekt übersteuert wird und nur eine Nebenrolle einnimmt. Dieser Standpunkt ist jedoch unweigerlich zu hinterfragen. Zum einen besitzen die üblicherweise verwendeten Zwischenschichtmaterialien Glasübergangstemperaturen, die, zum Teil deutlich, unterhalb der bemessungsrelevanten, klimatischen Temperatur einer Außenfassade liegen können. Der Gedanke kann für Temperaturerhöhungen, welche im Kontext mit dem Explosions-szenario stehen, fortgeführt werden. Zum anderen ist die Belastungsgeschwindigkeit nicht gleichbedeutend mit der Verzerrungsrate. Vor allem im fragmentierten VSG sind große Beanspruchungsunterschiede zwischen den intakten und den geschädigten Bereichen zu erwarten. In der Folge kann auch unter hochdynamischen Einwirkungen im Material ein breites Spektrum von quasi-statischen bis hochdynamischen Verzerrungsraten vorliegen. Wesentliche Ziele dieser Arbeit sind daher, das Verhalten einer VSG-Struktur in einer eigenen Erprobung unter einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung experimentell zu untersuchen und Zusammenhänge zwischen der Temperaturabhängigkeit des Materiales, der anliegenden Temperatur und der Strukturantwort des Komposites abzuleiten.

In Abschnitt 1.2 wird bereits festgestellt, dass die experimentelle Untersuchung von VSG unter Einwirkungen infolge einer Explosion bislang nur in wenigen Publikationen behandelt wird. Folglich ist der Forschungsbedarf auf diesem Gebiet noch lange nicht erschöpft. Werden Sprengversuche an VSG durchgeführt, liegt der Fokus meist auf der Zertifizierung bestimmter Aufbauten oder anderer Elemente der konstruktiven Durchbildung von Fenstern oder Fassadenelementen. Das Nachbruchverhalten wird lediglich qualitativ, z.B. durch Einstufung der sichtbaren Schädigung oder im Rahmen der Gefährdungsbeurteilung durch das Auffangen von Sekundärtrümmern in Zielbereichen, bewertet. Ferner besitzen die geprüften Aufbauten in der Regel mehr Schichten als der triviale Aufbau Glas - Zwischenschicht - Glas, sodass eine gezielte Untersuchung der Schädigungsprozesse im Laminat durch die verschiedenen Interaktionsmöglichkeiten erschwert wird. Im Rahmen der eigenen Erprobung wird daher ein trivialer, optimierter VSG-Aufbau gewählt, in dem die verschiedene Schädigungszustände bei inkrementeller Steigerung der Einwirkung sukzessive und klar abgegrenzt erreicht werden sollen. Mit der gewählten Sensorik können die Schädigungsprozesse vom intakten Zustand bis zum Versagen des Laminates nachverfolgt werden. Als weitere Ziele der Arbeit werden die Quantifizierung des Nachbruchverhaltens durch mechanische Kenngrößen und die Angabe von Empfehlungen zur Erhöhung der Resttragfähigkeit unter Explosionslasten benannt. Hierzu wird der Einfluss des Zwischenschichtmateriales, der Vorspannung der Einzelglasplatten, der Adhäsion der

Komponenten und des Herstellungsverfahrens auf das Resttragverhalten bewertet.

Die numerische Simulation des Nachbruchverhaltens von VSG bei Impaktvorgängen ist durch den Einsatz elementfreier Verfahren und der Entwicklung komplexer Erosionskriterien bereits fortgeschritten, da die mechanischen und thermodynamischen Problemstellungen bei der lokalen Lasteinleitung simulationsintensive Lösungsansätze erfordern. Im Vergleich dazu erscheint die Modellierung der Schädigungsprozesse für VSG unter Luftstoßbelastung, auch vor dem Hintergrund der kontinuierlich steigenden Rechnerleistung, eher konventionell. Vor allem die bereits in Erprobungen untersuchten Vorgänge des Glasbruches und der lokalen Delamination der Komponenten können mit den derzeit verwendeten Ansätzen nicht oder nur bedingt modelliert werden. Bisher wird die experimentell festgestellte Strukturantwort in numerischen Simulationen lediglich rekonstruiert; ein verifiziertes und validiertes VSG-Modell, das die Schädigungsprozesse und die Strukturantwort über die Bruchgrenze hinaus vorab beschreiben kann, existiert nicht. Dies führt zu den folgenden Zielen: Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Strategie zur ganzheitlichen Simulation der diskreten Schädigung von VSG vorgestellt. Die verschiedenen Schädigungsprozesse werden zunächst separat untersucht und Einflussmöglichkeiten bei der Modellbildung benannt. Ein wichtiger Aspekt ist dabei, inwiefern die numerische Erosion bruchmechanisch interpretiert werden kann. Ferner wird die Brauchbarkeit vorhandener Materialmodelle zur Beschreibung des Verhaltens der Zwischenschicht diskutiert.

## 1.4 Aufbau der Arbeit und Vorgehensweise

Die vorliegende Arbeit ist nach der Einleitung in fünf weitere, aufeinander aufbauende Kapitel gegliedert.

Das zweite Kapitel legt den Fokus auf die Luftstoßeinwirkung infolge einer Explosion und auf die Temperatureinwirkungen. Zunächst wird die Entwicklung von der Umsetzung eines Sprengstoffes bis zur Entstehung einer Luftstoßwelle erläutert, um die Begriffe Explosion, Detonation und Deflagration voneinander abzugrenzen sowie die Luftstoßeinwirkungen im Rahmen dieser Arbeit auf Ferndetonationen zu beschränken. Die thermodynamische Beschreibung von Detonationsvorgängen wird aus den vorgestellten Erhaltungsgleichungen und Bilanzsätzen abgeleitet. Sowohl im Stoßrohrversuch als auch im Anschlagsszenario führt die Reflexion einer Luftstoßwelle zu einer signifikanten Änderung der Zustandsgrößen. Zur Veranschaulichung wird der reflektierte Druck nach einer einfachen MACH-Reflexion beispielhaft hergeleitet. Die Betrachtungen münden in ein mechanisches Belastungsmodell, welches den Luftstoß als reflektierten Überdruck-Zeit-Verlauf

idealisiert. Der zweite Teil des Kapitels befasst sich mit möglichen thermischen Einwirkungen während eines Explosionsszenarios, die zu einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung führen können. Für die Temperaturerhöhung aus Bränden und die Wärmestrahlung aus Deflagration werden im Speziellen Belastungsmodelle vorgestellt. Ferner wird der Wertebereich genannt, in denen sich die jeweilige thermische Einwirkung quantitativ bewegen kann.

Die materialspezifischen Grundlagen zu den VSG-Komponenten werden im dritten Kapitel aufgeführt. Nach einem kurzen Exkurs zur Herstellung und Zusammensetzung werden die mechanischen Eigenschaften des Werkstoffes Glas betrachtet. Die Aspekte der praktischen Glaszugfestigkeit und der Glasvorspannung nehmen eine zentrale Rolle ein und werden daher gesondert diskutiert. Das Materialverhalten polymerer Werkstoffe in verschiedenen Aggregatzuständen wird aus der makromolekularen Struktur abgeleitet. Zur mechanischen Modellbildung findet eine Erläuterung der Begriffe der Hyperelastizität und der Viskoelastizität statt. Des Weiteren erfolgt die Vorstellung eines Materialmodelles für Polymere, welches im weiteren Verlauf der Arbeit verwendet wird. Schließlich werden die mechanischen Eigenschaften von Polymeren und deren Abhängigkeit von der Verzerungsrate, der Temperatur sowie den Umwelteinflüssen behandelt. Der Verbund zwischen den Komponenten ist Gegenstand eines zusätzlichen Abschnittes. Dabei stehen das Herstellungsverfahren von VSG und mögliche Einflussfaktoren auf die Verbundfestigkeit im Vordergrund. Abschließend wird der Verbund im Sinne der Bruchmechanik interpretiert und quantifiziert.

Im vierten Kapitel wird die gewählte mechanische Idealisierung der Strukturantwort einer VSG-Platte vorgestellt. Eingangs erfolgt eine Betrachtung des Biegespannungszustandes und des Membranspannungszustandes, die das Tragverhalten im intakten Zustand des Laminates beschreiben. Für die Modellierung des Resttragverhaltens ab dem Bruch der Glaskomponente ist zunächst eine Einführung in die bruchmechanischen Grundlagen erforderlich. Dabei werden die Konzepte der Energiefreisetzung und der Spannungsintensität sowie der Einfluss der Geometrie auf den Spannungszustand in der Rissumgebung erläutert. Des Weiteren werden Risszustände definiert und eine Differenzierung des Rissfortschrittes vorgenommen. Die Delamination der VSG-Komponenten wird durch die elastisch-plastische Bruchmechanik wiedergegeben. Hierzu erfolgt eine Vorstellung der Kohäsivzonenmodellierung unter Berücksichtigung der kombinierten Schnittstellenbeanspruchung in unterschiedlichen Modi. Im letzten Abschnitt wird ein Ansatz aufgezeigt, mit dem die durch eine Struktur gespeicherte und dissipierte Energie als Potential der inneren Kräfte als Maß für das Nachbruchverhalten näherungsweise aus der Belastung

sowie der Verformungsfigur bestimmt werden kann.

Das fünfte Kapitel behandelt die experimentelle Untersuchung von Verbundsicherheitsglas unter einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung. Hierzu wird zunächst die Versuchseinrichtung beschrieben. Dabei stehen die Realisierung der Lagerungsbedingungen im Versuch und die Instrumentierung unter Einbezug der digitalen Bildkorrelation im Vordergrund. Der gewählte Aufbau, die Vorbereitung der Probekörper und das Versuchsprogramm werden aus den Untersuchungszielen abgeleitet. Des Weiteren wird eine Übersicht über die verschiedenen Probekörperkonfigurationen gegeben. In einer Voruntersuchung zum thermischen Verhalten des Probekörpers erfolgt die Bestimmung eines Referenz-Erwärmungs-Abkühlungs-Vorganges, welcher der Ermittlung des Temperaturzustandes im Laminat zum Zeitpunkt der Sprengung dient. Ohne Zuhilfenahme der Sensorik werden zunächst die qualitative Strukturantwort und die Schädigung der Probekörper zusammengefasst. Zur Charakterisierung der Fragmentierung wird ein Verfahren entwickelt, welches zur Beschreibung der unterschiedlichen Rissbilder genutzt wird. Hiernach findet eine Auswertung der Hochgeschwindigkeitsvideoaufnahmen statt, in denen verschiedene mechanische Kenngrößen an der Schutzseite der Probekörper ermittelt werden können. Mit dem im vorangegangenen Kapitel vorgestellten, energetischen Ansatz wird das Nachbruchverhalten verschiedener Probekörperkonfigurationen bei unterschiedlichen Belastungskonfigurationen verglichen. Abschließend werden die Versuchsergebnisse hinsichtlich ihrer statistischen Aussagekraft diskutiert. Nachgeordnet wird der Abgang von Sekundärtrümmern qualitativ bewertet.

Die numerischen Untersuchungen zum Nachbruchverhalten von VSG werden im sechsten Kapitel behandelt. Im ersten Abschnitt findet eine Einführung in die numerischen Methoden statt, die im Rahmen der Simulationsstrategie zum Einsatz kommen. Ein wichtiger Baustein ist dabei die elementfreie GALERKIN-Methode (EFG-Methode), deren Ansatzpunkt im Rahmen der räumlichen Diskretisierung mit der Finite-Elemente-Methode erläutert wird. Zudem erfolgt eine Vorstellung der Verfahren zur zeitlichen Diskretisierung und zur numerischen Integration. Darüber hinaus wird auf die nachzuweisende Konvergenz des Verfahrens und auf Möglichkeiten zur Schätzung einer verbesserten Näherungslösung bei nicht vorhandener, analytischer Lösung eingegangen. Im zweiten Abschnitt werden Glasbruchvorgänge, die Materialmodelle zur Idealisierung des Zwischenschichtverhaltens sowie Delaminationsvorgänge in drei Teilmodellen getrennt voneinander untersucht. Der Glasbruch wird als Erosion in einem EFG-Gebiet modelliert. Hierzu findet eine Analyse des Spannungszustandes um einen Anriss, der Initiierung des Rissfortschrittes und der Risszustände statt. Bei der Untersuchung der Zwischenschichtmaterialmodelle steht die Eignung

zur Modellierung des Materialverhaltens bei großen Dehnungen und hohen Dehnraten im Vordergrund. Ferner wird der Einfluss der Querverformungszahl in einer Grenzwertbetrachtung bei annähernder InkompRESSIBILITÄT überprüft. Anhand der Simulation des Delaminationsvorganges zwischen zwei Komponenten kann die Interaktion zwischen dem Zwischenschichtgebiet und der Kohäsivzone analysiert werden. Außerdem wird die Änderung des Verzerrungszustandes bei fortschreitender Delaminationsfront erforscht. Die drei Teilmodelle fließen in eine Meso-Modell für VSG unter Zugbeanspruchung ein, welches die Erzeugung der verschiedenen Schädigungsprozesse zusammenhängend ermöglicht. Es wird dabei ein Weg vorgestellt, wie das numerische Modell mit den experimentellen Ergebnissen aus dem vorangegangenen Kapitel validiert werden kann. Anhand der näheren Betrachtung der Glasgebietsfragmentierung werden die Grenzen des Modelles aufgezeigt.

Die Arbeit schließt mit einem letzten Kapitel ab, in dem die eigenen Erkenntnisse zusammengefasst werden und ein Ausblick auf offene Fragestellungen sowie weiterführende Untersuchungen gegeben wird.

Teile dieser Arbeit sind bereits in BERMBACH ET AL. [35, 36, 38] sowie BERMBACH UND GEBBEKEN [37] vorveröffentlicht.



# 2 Kombination der Einwirkungen

## Luftstoß und Temperatur

Das Spektrum der Einwirkungen auf eine Struktur infolge einer Explosion ist vielfältig. Liegt ein gewisser Abstand zwischen einer Sprengladung und der betrachteten Struktur vor, können sich beispielsweise die mechanischen Einwirkungen aus einer Luftstoßwelle und dem folgenden Impakt von Trümmern mit den thermischen Einwirkungen aus Verbrennungsvorgängen gegenseitig beeinflussen. Bei einer geringen Entfernung der Struktur zur Sprengladung können Schockwellen in die Struktur eingeleitet werden, was eine thermodynamische Betrachtung des Strukturmaterials erforderlich macht. Ferner besitzen die Umgebungsbedingungen einen Einfluss auf die Strukturantwort. In dieser Arbeit wird die kombinierte Einwirkung aus Luftstoß und Temperatur betrachtet. Für die Analyse einer Struktur ist daher ein Explosionsszenario festzulegen, aus welchem die Bemessungslasten und das weitere Vorgehen abgeleitet werden. In diesem Kapitel wird zunächst auf die Charakteristiken einer Explosion eingegangen. Die Grundlagen zur Entstehung und Ausbreitung von Luftstoßwellen sowie deren Reflexion an starren Oberflächen werden erläutert. Des Weiteren werden die Prozesse und die Zustände betrachtet, die bei einer Explosion zu einer thermischen Einwirkung auf eine Struktur führen. In einem realen Explosionsszenario können sich die beschriebenen Einwirkungen zu einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung überlagern.

### 2.1 Explosion, Detonation und Deflagration

In der Literatur werden die Begriffe Explosion, Detonation und Deflagration oft inkonsistent verwendet. KINNEY UND GRAHAM [156] grenzen diese, wie im Folgenden beschrieben, ab: Eine Explosion ist durch einen plötzlichen Anstieg der Temperatur und des Druckes infolge einer reaktiven Umwandlung der chemischen Energie eines Sprengstoffes in freigesetzte, kinetische Energie gekennzeichnet. Charakteristisch ist hierbei die intensive, aperiodische Stoßbelastung von kurzer Dauer im Millisekundenbereich. Die Explosionsenergie

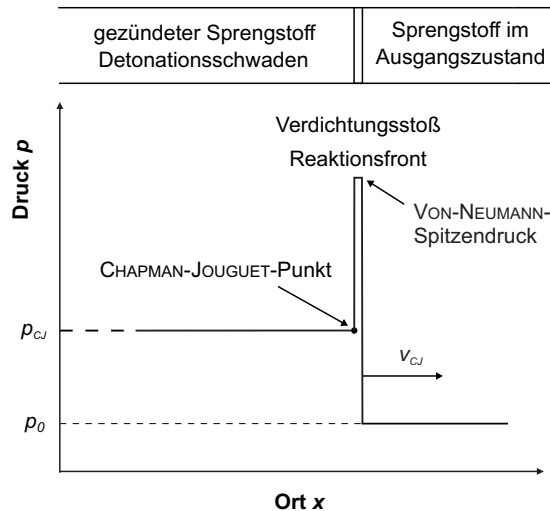


Abbildung 2.1: Darstellung einer eindimensionalen, stationären Detonationswelle im Sprengstoff nach CHAPMAN [56] und JOUGUET [148]

entspricht der freigesetzten Energie in Joule. Üblicherweise wird die Explosionsenergie auch relativ als eine trinitrotoluol- (TNT) äquivalente Masse in Kilogramm angegeben. Die Energieumwandlung erfolgt als Kettenreaktion im Sprengstoff, die auf zwei Weisen aktiviert werden kann. Wird die Kettenreaktion mechanisch durch Kompressionen ausgelöst, so wird von einer Detonation gesprochen. Eine Detonation ist als adiabatischer Prozess weitestgehend unabhängig von den Umgebungsbedingungen und breitet sich mit Überschallgeschwindigkeit aus. Die Schallgeschwindigkeit bezieht sich dabei auf das Medium, in welchem der Vorgang stattfindet. Wird die Kettenreaktion infolge eines Temperaturtransfers ausgelöst, liegt eine Deflagration vor. Die Ausbreitung einer Deflagration hängt stark von den Umgebungsbedingungen ab und erfolgt in Unterschallgeschwindigkeit. Die Bezeichnung Explosion ist damit ein Überbegriff für die Detonation und die Deflagration.

Die aus einer Detonation resultierende Schockfront in einem Sprengstoff setzt sich aus einem Verdichtungsstoß und einer nachlaufenden Reaktionsfront zusammen. Sie breitet sich mit einer konstanten Geschwindigkeit  $v_{CJ}$ , der sogenannten CHAPMAN-JOUGUET-Geschwindigkeit nach CHAPMAN [56] und JOUGUET [148], im Sprengstoff aus. Der thermodynamische Zustand eines Systemes wird mit Zustandsgrößen, wie beispielsweise dem Druck, der Temperatur, der Dichte und der inneren Energie, beschrieben. Über eine Schockfront hinweg liegen diskontinuierliche Änderungen der Zustandsgrößen vor. Die für die Zustände unmittelbar vor und hinter der Schockfront formulierten Erhaltungsgleichungen werden als RANKINE-HUGONIOT-Gleichungen nach RANKINE [213] und HUGONIOT [142] bezeichnet. Der CHAPMAN-JOUGUET-Punkt ist charakteristisch für den Übergang der Schockfront, welche sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet, zu den nachfol-

genden Reaktionsschwaden, die sich mit Unterschallgeschwindigkeit bewegen. Der VON-NEUMANN-Spitzendruck bildet die obere Grenze des Schockfrontdruckes. Abbildung 2.1 beinhaltet die beschriebene, modellhafte Darstellung einer eindimensionalen, stationären Detonationswelle.

## 2.2 Erhaltungsgleichungen und Entropiebilanz

Für die Berechnung eines Detonationsvorganges werden Erhaltungs- und Bilanzsätze [4, 59] als axiomatische Beziehungen benötigt. Die Erhaltung der Masse eines Mediums wird nach EULER und D'ALEMBERT durch die Gleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$\rho = \rho(x, y, z, t)$  Dichte an einer Stelle  $x, y, z$  zum Zeitpunkt  $t$

$\mathbf{v} = \mathbf{v}(x, y, z, t)$  Geschwindigkeit des Mediums an einer Stelle  $x, y, z$  zum Zeitpunkt  $t$

formuliert. Die räumliche Impulserhaltung wird für ein reibungsloses Fluid durch

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}(\rho \mathbf{v}) + \rho \mathbf{v} \operatorname{div} \mathbf{v} + \operatorname{grad} p = \mathbf{0} \quad (2.2)$$

$p = p(x, y, z, t)$  Druck an einer Stelle  $x, y, z$  zum Zeitpunkt  $t$

formuliert und die Energieerhaltung ergibt sich in einem abgeschlossenen System nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik zu

$$\frac{\partial(\rho e + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}|^2)}{\partial t} + \operatorname{div} \left( \left( \rho e + \frac{1}{2} \rho |\mathbf{v}|^2 + p \right) \mathbf{v} \right) = 0 \quad (2.3)$$

$e = e(x, y, z, t)$  spezifische innere Energie an einer Stelle  $x, y, z$  zum Zeitpunkt  $t$ .

Die Entropie  $s$  ist ein Maß für die Variationsmöglichkeit bei der Anordnung von Atomen und Molekülen. Nach dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik nimmt die Entropie in einem abgeschlossenen System nicht ab, wodurch eine Prozessrichtung der Energie

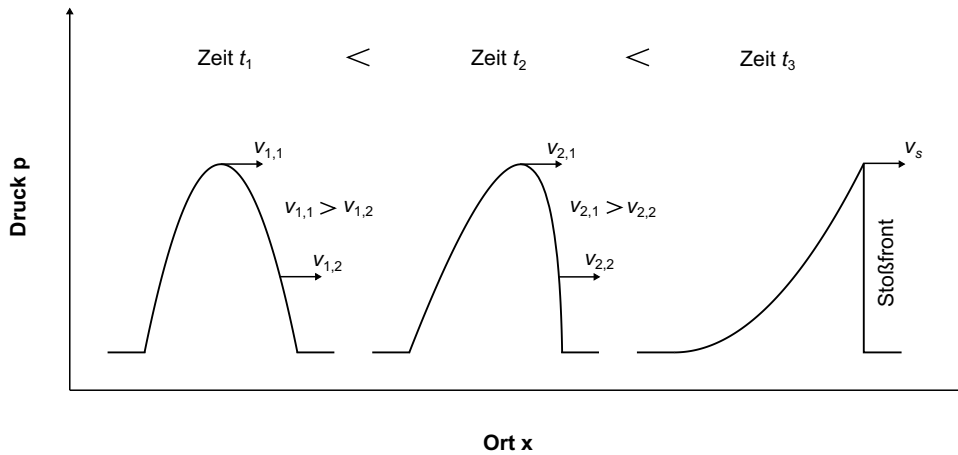


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Entstehung einer Stoßfront in Anlehnung an DÖGE [95]

vorgegeben wird [188]. Ist die Änderung der Entropie  $\Delta s = 0$ , liegt ein reversibler Prozess vor. Ein irreversibler Prozess weist eine positive Entropieänderung auf. Ferner folgt aus der Drehimpulserhaltung die Symmetrie des CAUCHY-Spannungstensors [250].

## 2.3 Die ungestörte Luftstoßwelle

Aus einer Detonation resultiert im Medium Luft eine Luftstoßwelle, die sich mit den Reaktionsprodukten vom Explosionszentrum her radial ausbreitet. Die Anteile der Luftstoßwelle besitzen in unterschiedlichen, thermodynamischen Zuständen verschiedene Geschwindigkeiten. Die Druckwellenanteile auf einem höheren Temperatur- und Druckniveau überlagern sich aufgrund ihrer höheren Geschwindigkeit mit voranlaufenden Anteilen, so dass sich eine Stoßfront ausbildet. Die progressive Ausbildung der Stoßfront ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Die Auswirkungen einer Detonation lassen sich nach der Distanz  $r_{ec}$  zu einer Sprengstoffmasse mit einer Explosionsenergie  $E_{TNT}$  abschätzen. Eine zentrale Kenngröße ist dabei der skalierte Abstand

$$Z = \frac{r_{ec}}{\sqrt[3]{E_{TNT}}} \quad (2.4)$$

$r_{ec}$  Radius ausgehend vom Explosionszentrum [m]

$E_{TNT}$  Explosionsenergie in äquivalenter TNT-Masse [kg].

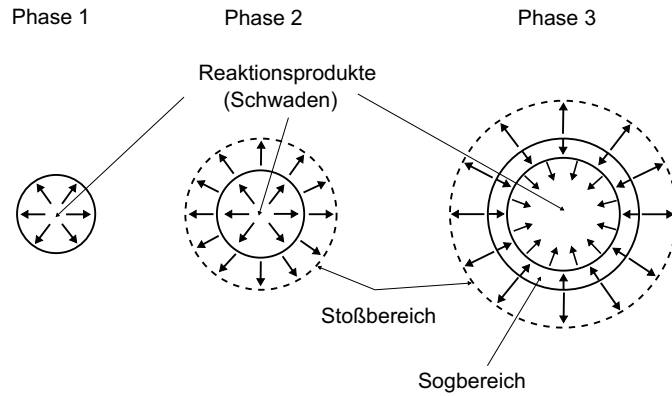


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung einer Detonation und der Entkopplung der Reaktionsprodukte von der Stoßfront in Anlehnung an HENRYCH [135]

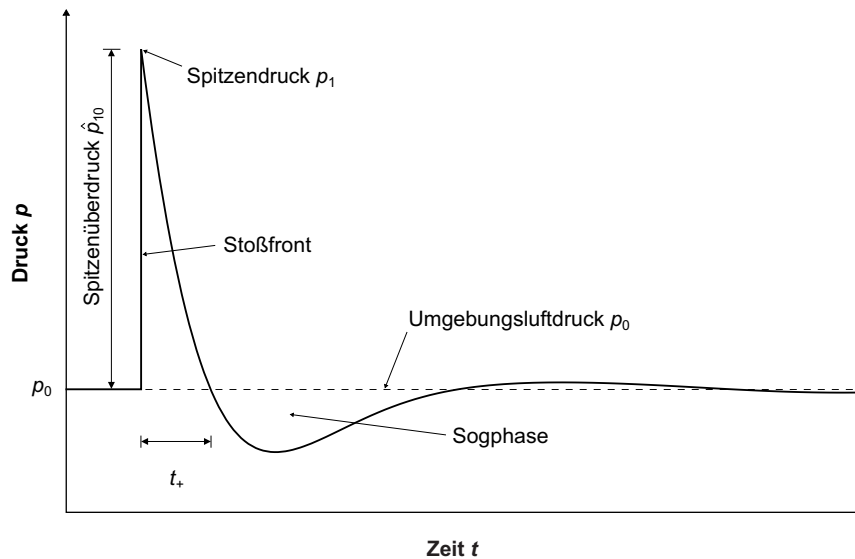


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Druck-Zeit-Verlaufes einer TNT-Detonation in dem Medium bei ungestörter Stoßwellenausbreitung in Anlehnung an TEICH [251]

Des Weiteren wird eine Detonation nach ihrem skalierten Abstand in eine Nah-, Kontakt- oder Ferndetonation unterschieden. Ab einem skalierten Abstand von  $Z > 0,5 \text{ m}/\sqrt[3]{\text{kg}}$  wird beispielsweise von einer Ferndetonation gesprochen [181]. Eine Ferndetonation wird dadurch charakterisiert, dass die Stoßfront nahezu eben ist und nicht in die Struktur eingebracht wird.

Die Ausbreitung einer Detonation im Medium Luft und der resultierende Druck-Zeit-Verlauf  $p(t)$  sind schematisch in den Abbildungen 2.3 und 2.4 dargestellt. Der Druck steigt sprunghaft innerhalb weniger Nanosekunden von dem Umgebungsdruck  $p_0$  um den Wert des Spitzenüberdruckes  $\hat{p}_{10}$  auf den Spitzendruck  $p_1$  an, der bei konventionellen Sprengstoffen bis zu 1000 bar betragen kann. Die Dauer der Überdruckphase  $t_+$  beträgt 0,1

bis 20 ms [135]. Der Impuls kann als Integral des Druckes über die Zeit ermittelt werden. Mit zunehmender Entfernung zum Detonationszentrum nimmt die Druckintensität ab. Die Reaktionsprodukte entkoppeln sich aufgrund der niedrigeren Geschwindigkeit und des niedrigeren Druckes von der Luftstoßwelle.

Durch Massenträgheitseffekte entsteht ein Unterdruck, der zu einer Sogphase führt. Die entstandene Druckanomalie wird von der Umgebungsluft wieder auf das Normalniveau gedämpft, was an einem Ort nach Durchgang der Luftstoßwelle zu Druckoszillationen um den Wert des Umgebungsdrucks führt. Diese Druckänderungen werden in der Regel bei einer Bemessung vernachlässigt, sodass hinsichtlich des Impulses nur der spezifische positive Impuls  $i_+$  der Überdruckphase pro  $m^2$  Wellenfront berücksichtigt wird.

Der Überdruck-Zeit-Verlauf kann durch eine linear abfallende Funktion unter Vernachlässigung der Sogphase oder durch ein Polynom höherer Ordnung angenähert werden. Eine weitere Möglichkeit der Approximation bietet der exponentielle Ansatz

$$p_{Friedlander}(t) = \hat{p}_{10} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) e^{-b_F \frac{t}{t_+}} \approx p(t) \quad (2.5)$$

$b_F$  FRIEDLANDER-Parameter

nach FRIEDLANDER [117].

Bei der thermodynamischen Betrachtung von Luftstoßwellen können in der Regel die vereinfachenden Annahmen getroffen werden, dass sich die Umgebungsluft wie ein ideales Gas verhält und die Wärmekapazität als konstante Größe aufgefasst wird [156]. Eine Zustandsgleichung beschreibt den funktionalen Zusammenhang zwischen thermodynamischen Zustandsgrößen. Durch die thermische Zustandsgleichung

$$p = \rho R T \quad (2.6)$$

$p$  Druck [ $N/m^2$ ]

$\rho$  Dichte [ $kg/m^3$ ]

$R$  massenbezogene Gaskonstante [ $J/kg \cdot K$ ], für Luft  $R = 287 J/kg \cdot K$

$T$  Temperatur [K]

und die kalorische Zustandsgleichung

$$U = m c_V T \tag{2.7}$$

$U$  innere Energie [J]

$m$  Masse [kg]

$c_V$  spezifische Wärmekapazität bei einem konstanten Volumen [ $\text{m}^2/\text{s}^2\cdot\text{K}$ ]

$T$  Temperatur [K]

wird der thermodynamische Zustand eines idealen Gases eindeutig beschrieben. Die spezifische Enthalpie ist ein Maß für die Energie eines thermodynamischen Systems und ergibt sich für ein ideales Gas zu

$$h = c_p T \tag{2.8}$$

$h$  spezifische Enthalpie [ $\text{J}/\text{kg}$ ]

$c_p$  spezifische Wärmekapazität bei einem konstanten Druck [ $\text{m}^2/\text{s}^2\cdot\text{K}$ ].

Mit der spezifischen inneren Energie

$$e = \frac{U}{m} = c_V T \tag{2.9}$$

und der massenbezogenen Gaskonstante

$$R = c_p - c_V \tag{2.10}$$

sowie dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten

$$\gamma = \frac{c_p}{c_V} \tag{2.11}$$

ergibt sich die Zustandsgleichung

$$p = (\gamma - 1) \rho e \tag{2.12}$$

für ein ideales Gas. Eine isentrope Zustandsänderung liegt vor, wenn sich die Entropie eines thermodynamischen Systemes nicht verändert. Für ideale Gase kann die Entropie  $s$  nach Gleichung 2.13 formuliert werden.

$$s = c_p \ln T - R \ln P \tag{2.13}$$

Für isentrope Zustandsänderungen idealer Gase gilt

$$p V^\gamma = \text{konstant}, \tag{2.14}$$

sodass der Parameter  $\gamma$  auch Isentropenexponent genannt wird. Er beträgt für Luft im Normzustand [72]  $\gamma \approx 1,402$ .

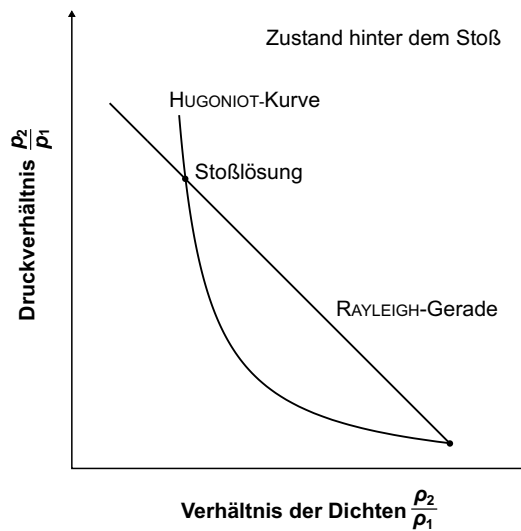


Abbildung 2.5: HUGONIOT-Kurve und Schnittpunkte mit der RAYLEIGH-Geraden in Anlehnung an OERTEL [204]

Die Stoßfront im Medium Luft wird im Weiteren als Zustandsänderung in einer ein-dimensionalen, stationären und reibungsfreien Strömung betrachtet. Die Schallgeschwindigkeit  $c_s$  kann nach Gleichung 2.15 beschrieben werden.



$$c_s^2 = \gamma RT \quad (2.15)$$

Die Mach-Zahl  $M$  ist das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  zur Schallgeschwindigkeit  $c_s$ . Für einen senkrechten Verdichtungsstoß wird die Änderung des Ausgangszustandes 1 zum Zustand 2 nach Durchgang der Stoßfront mit den Erhaltungssätzen 2.1 - 2.3 formuliert. Durch wenige mathematische Operationen lässt sich ein funktionaler Zusammenhang zwischen dem Verhältnis der Dichten und dem Verhältnis der Drücke aus den beiden Zuständen herstellen, der als HUGONIOT-Kurve bezeichnet wird.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \frac{\rho_1}{\rho_2}}{\frac{\rho_1}{\rho_2} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \quad (2.16)$$

$p_i$  Druck im Zustand  $i$

$\rho_i$  Dichte im Zustand  $i$

Aus der isolierten Betrachtung der Masse- und Impulserhaltung lässt sich die Gleichung der RAYLEIGH-Geraden ableiten. Diese beschreibt für eine gegebene Strömungsgeschwindigkeit alle möglichen Druckzustände.

$$\frac{p_2}{p_1} - 1 = -\gamma M_1^2 \left( \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1 \right) \quad (2.17)$$

$M_1$  Mach-Zahl im Zustand 1

Wie in Abbildung 2.5 dargestellt, schneidet die RAYLEIGH-Gerade die HUGONIOT-Kurve an zwei Punkten, wobei lediglich der höhere Funktionswert die Stoßlösung repräsentiert. Die integrierte Fläche zwischen den Stellen der beiden Schnittpunkte entspricht der inneren Energie des Stoßes.

## 2.4 Die Reflexion einer Luftstoßwelle an Strukturen

Die freie Ausbreitung einer Luftstoßwelle wird in der Regel durch Hindernisse eingeschränkt. Im Folgenden werden in den Abbildungen zwei Darstellungsweisen gebraucht.

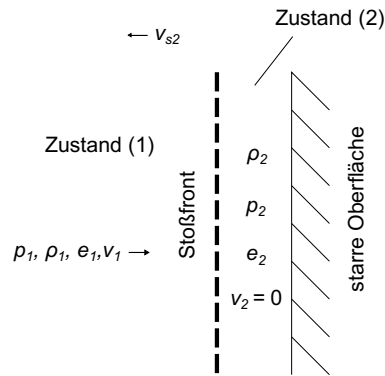


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der senkrechten Reflexion eines Luftstoßes an einer starren Oberfläche in Anlehnung an DÖGE [95]

In der stationären Betrachtung besitzen die als durchgezogene Linie gekennzeichneten Stoßfronten Geschwindigkeiten; der Beobachter ist ortsfest. Die instationäre Betrachtung geht hingegen von einem Beobachter aus, der sich mit dem Reflexionsbereich der Stoßfronten bewegt. Die Luft strömt dann von rechts nach links durch die ortsfesten Stoßfronten und nimmt die angegebenen Zustände an.

### 2.4.1 Senkrechte Reflexion

Zunächst wird auf die senkrechte Reflexion eingegangen. Fällt eine Luftstoßwelle auf eine ideal starre Oberfläche ein, wird sie an ihr abrupt gebremst, verdichtet und reflektiert. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Die Erhaltungsgleichungen 2.1 - 2.3 für Masse, Impuls und Energie können auf den Zustand 1 hinter der einfallenden Luftstoßwelle und den Zustand 2 nach erfolgter Reflexion angewandt werden. Nach wenigen Umformungen kann der reflektierte Druck zu

$$p_2 = p_1 \frac{(3\gamma - 1) - p_0 (\gamma - 1)}{p_1 (\gamma - 1) + p_0 (\gamma + 1)} \quad (2.18)$$

$p_0$  Druck im Zustand 0 (Ausgangszustand, Umgebungsdruck)

$p_1$  Druck im Zustand 1 (hinter einfallender Stoßfront)

$p_2$  Druck im Zustand 2 (hinter reflektierter Stoßfront)

berechnet werden. Das Verhältnis des Spitzenüberdruckes der reflektierten Stoßwelle zum Spitzenüberdruck der einfallenden Stoßwelle wird als Reflexionsfaktor  $c_r$  definiert.

$$c_r = \frac{\hat{p}_{ro}}{\hat{p}_{so}} \quad (2.19)$$

$\hat{p}_{ro}$  Spitzenüberdruck hinter reflektierter Stoßfront

$\hat{p}_{so}$  Spitzenüberdruck hinter einfallender Stoßfront

Durch die Annahme eines konstanten Isentropenexponenten wird die Ermittlung der Zustandsgrößen vereinfacht. Aufgrund dieser Vereinfachung entsteht jedoch ein Fehler, dessen Größe vom einfallenden Spitzenüberdruck abhängt. Aus Ferndetonationen resultieren einfallende Überdrücke von bis zu 4 MPa [95]. Bei Annahme eines konstanten Isentropenexponenten für Luft im Normzustand von  $\gamma = 1,4$  ergibt sich der Reflexionsfaktor zu

$$c_r = \frac{8p_1 + 6p_0}{p_1 + 6p_0}. \quad (2.20)$$

Der nach Gleichung 2.20 ermittelte Reflexionsfaktor nähert sich bei geringen Druckänderungen an den Wert zwei an und konvergiert für große, einfallende Spitzenüberdrücke gegen den Wert acht. Eine Ermittlung des Reflexionsfaktors unter Berücksichtigung der Abhängigkeit vom Isentropenexponenten führt zu der Erkenntnis, dass der reflektierte Spitzenüberdruck für den Bereich der Ferndetonationen um bis zu sechs Prozent unterschätzt wird [95]. Für geringere skalierte Abstände verringert sich der Wert des Isentropenexponenten bis auf 1,17 [70], sodass der Reflektionsfaktor Werte jenseits von acht annehmen kann. In Abbildung 2.7 ist der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit vom einfallenden Spitzenüberdruck resultierend aus einer Ermittlung nach Gleichung 2.20 und aus einer Berechnung nach *UFC-3-340-01* [70] unter Berücksichtigung der Abhängigkeit des Isentropenexponenten dargestellt.

### 2.4.2 Schiefer Stoß, reguläre und irreguläre Reflexion

Die senkrechte Reflexion ist ein Sonderfall. Das Modell wird nun erweitert, indem der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung der Stoßfront und der starren Oberfläche weniger als  $90^\circ$  beträgt. In Abbildung 2.8 trifft eine Strömung in einer Überschallgeschwindigkeit  $v_0$  auf eine um den Anstellwinkel  $\theta_w$  geneigte, starre Oberfläche. Der Winkel  $\varphi_1$  beschreibt den Winkel zwischen der Strömungsrichtung und der Stoßfront. Die Bewegungsrichtung

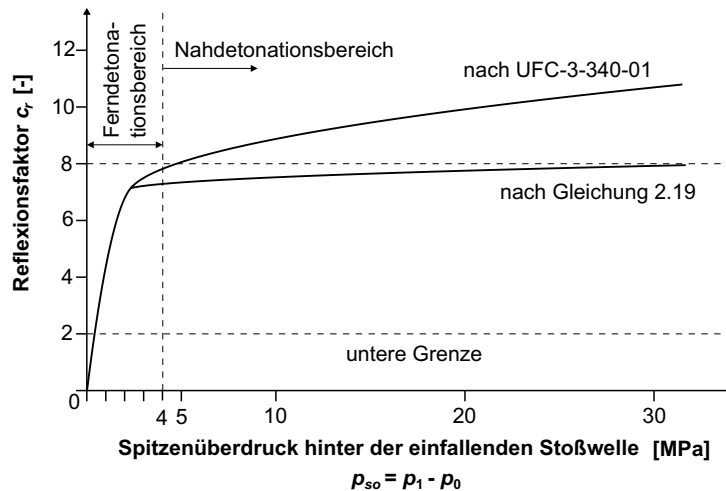


Abbildung 2.7: Reflexionsfaktor in Abhängigkeit vom einfallenden Spitzenüberdruck in Anlehnung an DÖGE [95]

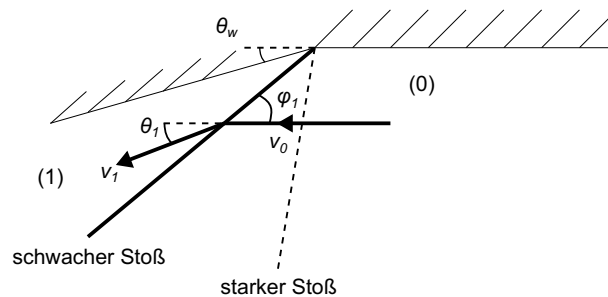


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung eines schiefen Stoßes, stationäre Darstellung in Anlehnung an DÖGE [95]

der Strömung wird durch die Stoßfront um den Winkel  $\theta_1$  abgelenkt.

Mit der Anwendung der Erhaltungssätze auf die Zustände 0 und 1 ergeben sich mathematisch zwei mögliche Lösungen für den Zustand 1 hinter der Stoßfront. Eine Lösung repräsentiert den starken Stoß, bei dem sich die Strömung hinter der Stoßfront unter einem niedrigeren Druck in Überschallgeschwindigkeit bewegt. Der starke Stoß stellt sich nur unter bestimmten Bedingungen ein [27]. Die zweite Lösung bezieht sich auf den schwachen Stoß. Die Strömung fließt dann in Unterschallgeschwindigkeit auf einem höheren Druckniveau.

Die Reflexionen, welche aus dem beschriebenen, schiefen Stoß resultieren, werden in reguläre und irreguläre Reflexionen differenziert. Bei einer regulären Reflexion schneiden sich die einfallende und die reflektierte Stoßfront in der zweidimensionalen Darstellung an der starren Oberfläche in einem Punkt  $R$ . Die Strömungsrichtung vor der einfallenden Stoßfront ist identisch mit derjenigen hinter der reflektierten Stoßfront. Die reguläre Reflexion ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

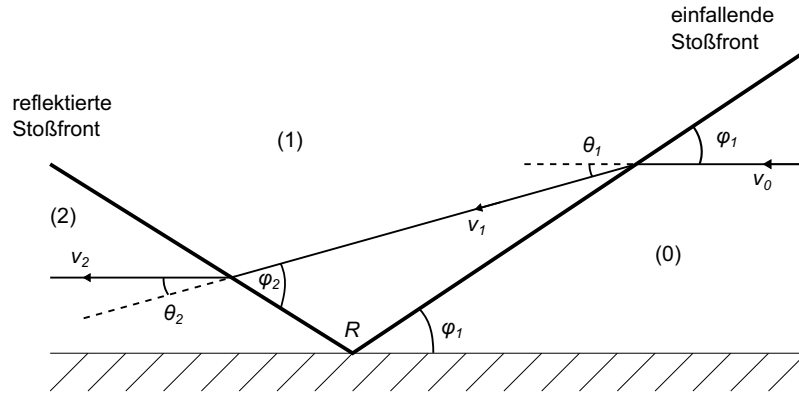


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung einer regulären Reflexion, stationäre Darstellung in Anlehnung an DÖGE [95]

Der Winkel  $\varphi_2$  zwischen der Strömungsrichtung im Zustand 1 und der reflektierten Stoßfront ergibt sich zu

$$\varphi_2 = \arcsin \frac{M_r}{M_1} \quad (2.21)$$

$M_r$  MACH-Zahl hinter reflektierter Stoßfront nach HENDERSON [134].

Der reflektierte Druck kann dann durch

$$p_2 = \frac{2(v_1 \sin \varphi_2)^2 \rho_1 + p_1(\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (2.22)$$

$v_1$  Strömungsgeschwindigkeit im Zustand 1 (hinter einfallender Stoßfront)

$\varphi_2$  Winkel zwischen Strömungsrichtung hinter einfallender Stoßfront und reflektierter Stoßfront

ausgedrückt werden.

Eine irreguläre Reflexion ist dadurch gekennzeichnet, dass sich die einfallende und die reflektierte Stoßfront nicht auf der reflektierenden Oberfläche schneiden. Aus dieser allgemeinen Beschreibung resultieren verschiedene Arten irregulärer Reflexionen. Für die Abgrenzungen dieser Reflexionsarten voneinander sei an dieser Stelle auf die Veröffentlichungen von BEN-DOR [27, 28] verwiesen. Die folgenden Betrachtungen fokussieren sich auf die einfache MACH-Reflexion, da sie den Ausgangspunkt für komplexere MACH-

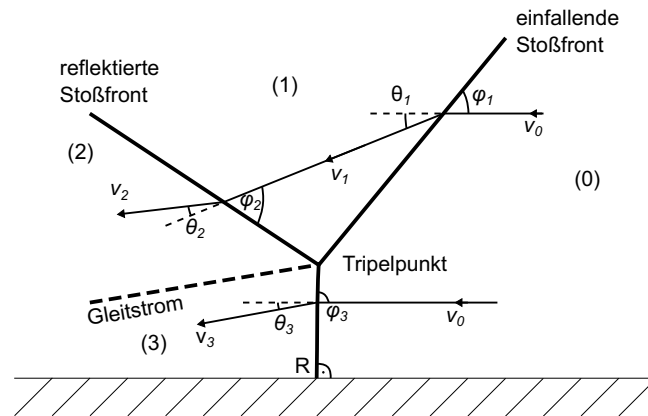


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung einer einfachen MACH-Reflexion, stationäre Darstellung in Anlehnung an DÖGE [95]

Reflexionen bildet. Das Wesentliche einer einfachen MACH-Reflexion ist die Entstehung einer weiteren, gekrümmten Stoßfront, welche als MACH-Stamm bezeichnet wird und mit der einfallenden und der reflektierten Stoßfront im sogenannten Tripelpunkt zusammenfällt. Die Strömung hinter dem Reflexionsbereich ist damit nicht zwangsläufig parallel zur reflektierenden Oberfläche gerichtet. Eine schematische Darstellung der einfachen MACH-Reflexion findet sich in Abbildung 2.10.

Die Strömungen der Zustände unmittelbar hinter der reflektierten Stoßfront (2) und unmittelbar hinter dem MACH-Stamm (3) besitzen im Gleitstrom den gleichen Druck und bewegen sich zu diesem parallel. Der Gleitstrom grenzt weiterhin ab, ob die Zustandsänderung der Strömung vom Ausgangszustand zum Zustand nach abgeschlossener Reflexion direkt in einem Schritt oder in zwei Schritten über den Zwischenzustand 1 erfolgt. Aus der Parallelität der Strömungsrichtungen folgt

$$\theta_1 \pm \theta_2 = \theta_3. \quad (2.23)$$

$\theta_i$  Ablenkungswinkel der Strömungsrichtungen diesseits und jenseits einer Stoßfront

Die Rechenoperation richtet sich nach den Drehrichtungen der Ablenkungswinkel  $\theta_i$ . KINNEY UND GRAHAM [156] nehmen hinter dem Reflexionsbereich unter Vernachlässigung des Ablenkungswinkels  $\theta_3$  eine parallel zur reflektierenden Oberfläche verlaufende Strömung an. Dadurch kann der Druck unmittelbar hinter dem MACH-Stamm näherungsweise wie bei einem senkrechten Verdichtungsstoß ermittelt werden:

$$p_3 = \frac{p_0 (\gamma - 1) (1 - \sin^2 \varphi_1) + p_1 (\gamma + 1)}{(\gamma + 1) (\sin \varphi_1)^2} \quad (2.24)$$

Die Charakteristika Spitzenüberdruck  $\hat{p}$ , Dauer der Überdruckphase  $t_+$  und spezifischer, positiver Impuls  $i_+$  beziehen sich im Folgenden auf den reflektierten Überdruck-Zeit-Verlauf

$$p_{ro}(t) = p_3(t) - p_0 \quad (2.25)$$

bei einer hemisphärischen Ausbreitung der Stoßwelle im Freifeld.

Für die Unterscheidung, ob eine schiefe Reflexion regulär oder irregulär erfolgt, existieren in der Literatur [27, 102, 134, 156] diverse Kriterien, deren Anwendbarkeit und Genauigkeit unterschiedlich bewertet werden und auf die an dieser Stelle nicht im Speziellen eingegangen wird.

Bisher wurde ausschließlich die Reflexion an einer starren Oberfläche betrachtet. Für den weiter verallgemeinerten Fall einer Reflexion an nachgiebigen Materialien und der Interaktion zwischen Luft und der Baustruktur wird auf die Arbeiten von DÖGE [95] und TEICH [251] verwiesen.

## 2.5 Thermische Einwirkungen während eines Explosionsszenarios

Die thermische Einwirkung auf eine Struktur in einem möglichen Explosionsszenario lässt sich in vier wesentliche Anteile aufschlüsseln:

- Die klimatische Temperatur im Ausgangszustand  $T_0$  und die Intensität  $q_{i,S}$  der Sonneneinstrahlung,
- die Temperaturerhöhung  $\Delta T_{Brand}$  infolge eines vorhergehenden Brandes,
- die Temperaturerhöhung  $\Delta T_{Det}$  infolge einer nicht-isentropen Zustandsänderung mit isentroper Entlastung,
- die Intensität  $q_{i,Def}$  der Einstrahlung aus deflagrativen Verbrennungsvorgängen.

In Abhängigkeit vom Szenario sind diese vorhanden und ausgeprägt. Bei einem Sprengstoffanschlag kommen neben  $T_0$  die Anteile  $\Delta T_{Det}$  und  $q_{i,Deflag}$  zum Tragen. MUELLER ET AL. [187] untersuchen das Szenario einer Entgleisung eines Güterzuges mit petrochemischer Ladung im urbanen Gebiet. Dabei werden sowohl die Einwirkung infolge der Explosion eines Kesselwagens als auch die thermische Einwirkung des Ladungsbrandes berücksichtigt. In diesem beispielhaften Fall kann zum Zeitpunkt einer Explosion auch  $\Delta T_{Brand}$  vorliegen.

Die klimatische Temperatur  $T_0$  sowie die Temperaturerhöhungen  $\Delta T_{Brand}$  und  $\Delta T_{Def}$  beschreiben den Wärmezustand des Mediums, welches die betrachtete Struktur umgibt. Die Intensitäten  $q_{i,S}$  und  $q_{i,Def}$  führen der betrachteten Struktur Wärmeenergie je Flächen- und Zeiteinheit zu, ohne ein Medium zur Übertragung zu nutzen. Aus ihnen resultieren weitere Temperaturerhöhungen in der Struktur, welche vom Material und der Strahlungswellenlänge abhängen.

Im Folgenden werden die genannten Anteile der thermischen Einwirkung erläutert. Ferner werden Modellierungsansätze zur Bestimmung von  $\Delta T_{Brand}$  und  $q_{i,Def}$  vorgestellt.

### 2.5.1 Klimatische Temperatur und Sonneneinstrahlung

Die klimatische Temperatur des Umgebungsmediums und die Sonneneinstrahlung hängen von verschiedenen Parametern ab. So sind beispielsweise die klimatischen Verhältnisse vor Ort, die Tages- sowie Jahreszeit oder die geografische Lage wichtige Einflussfaktoren. Durch die klimatische Temperatur in Verbindung mit der Sonneneinstrahlung sind an einer Struktur Oberflächentemperaturen in einem Bereich von -90 bis 80 °C realistisch. Die Solarkonstante  $q_{i,S,0}$  beschreibt die Sonneneinstrahlung bei einem senkrechten Einfall ohne Berücksichtigung des atmosphärischen Durchlässigkeitsgrades. Sie beträgt 1,4 kW/m<sup>2</sup> [239].

### 2.5.2 Temperaturerhöhung aus Bränden

Um die Temperatureinwirkung infolge eines Brandes auf eine Struktur abschätzen zu können, müssen geeignete Modellierungsansätze gewählt werden. Die wesentlichen Eingangsvariablen sind dabei die Brandlastdichte  $Q_{fl}$  sowie die Wärmestromdichte  $q_{loc}$  im Flambereich. STERN-GOTTFRIED, REIN und LAW [174, 245, 246, 247] erweitern mit ihrer Methodologie der wandernden Brände die klassische Brandbemessung. Die Methodologie beinhaltet eine dynamische Modellierung der Brandphasen in Abhängigkeit von Ort und Zeit.



Ein stationärer Brand wird in die Bereiche des Nahfeldes und des Fernfeldes unterteilt. Das Nahfeld ist durch maximale Temperaturen zwischen 800 und 1200 °C [66, 223] bei offenen Flammen gekennzeichnet. Die konservative Annahme einer konstanten Spitzentemperaturerhöhung  $\Delta T_{Brand,nf,max}$  im Nahfeld ist nicht realistisch, sodass RACKAUSKAITE ET AL. [212] den in Gleichung 2.26 aufgezeigten Ansatz entwickeln, um die Temperaturerhöhung  $\Delta T_{Brand,nf}$  im Brandnahfeld in Abhängigkeit von einer charakteristischen Flammgeometrie zu beschreiben.

$$\Delta T_{Brand,nf} = \frac{T_{nf,max} (2 r_{x1} + l_f) - 2 T_0 r_{x2}}{l_{fu}} + \frac{32,2 q_{tot}^{\frac{2}{3}}}{h_{cv} l_{fu}} (r_2^{\frac{1}{3}} - r_{x2}^{\frac{1}{3}}) \quad (2.26)$$

$T_{Brand,nf,max}$	maximale Temperatur im Brandnahfeld [K]
$l_{fu}$	Länge des Flambereiches auf oberer Kontrollraumbegrenzung [m]
$l_f$	in Flammen stehenden Länge [m]
$q_{tot}$	absolute Wärmestromdichte [kW/m <sup>2</sup> ]
$h_{cv}$	Höhe des Kontrollraumes [m]
$r_{x1}, r_{x2}, r_2$	Parameter der Flammgeometrie nach RACKAUSKAITE ET AL. [212]

Für den Verlauf der Temperaturerhöhung  $\Delta T_{Brand,ff}(x,t)$  im Fernfeld variieren RACKAUSKAITE ET AL. die Beziehung nach ALPERT [1] für eine eindimensionale Brandausbreitung in  $x$ -Richtung zu

$$\Delta T_{Brand,ff}(x,t) = \frac{5,38}{h_{cv}} \left( \frac{l_{cv} l^*(t) w_{cv} q_{loc}}{x + 0,5 l_{cv} l^*(t) - x_{le}(t)} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (2.27)$$

$l_{cv}$	Länge des Kontrollraumes [m]
$l^*(t)$	Anteil der Flambereichlänge bezogen auf die Kontrollraumlänge [-]
$w_{cv}$	Breite des Kontrollraumes [m]
$q_{loc}$	Wärmestromdichte im Flambereich [kW/m <sup>2</sup> ]
$x_{le}(t)$	Ort der Front des Flambereiches [m],

sodass die dynamische Natur eines Brandes berücksichtigt wird. Die Beziehung

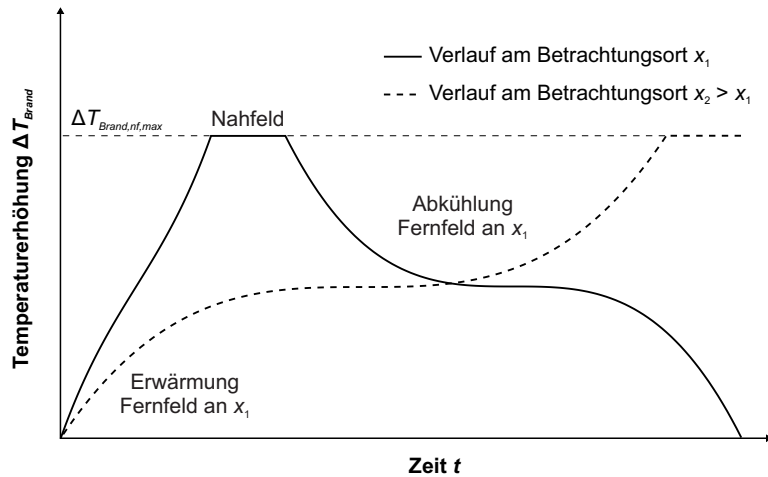


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Verläufe  $\Delta T_{Brand}$  über die Zeit an zwei verschiedenen Orten in einem Kontrollraum in Anlehnung an STERN-GOTTFRIED UND REIN [247]

$$\Delta T_{Brand,ff} = \Delta T_{Brand,nf} \begin{cases} \text{wenn } \Delta T_{Brand,ff} > \Delta T_{Brand,nf} \\ \text{wenn } x + 0,5 l_{cv} l^*(t) - x_{le}(t) \leq l_f \end{cases} \quad (2.28)$$

stellt den Übergang der Temperaturerhöhung vom Fern- in das Nahfeld her.

In Abbildung 2.11 sind die Temperaturerhöhungs-Zeit-Verläufe an zwei verschiedenen Betrachtungsorten  $x_1$  und  $x_2$  für eine eindimensionale Brandausbreitung in einem gegebenen Kontrollraum schematisch dargestellt.

### 2.5.3 Temperaturerhöhung infolge einer nicht-isentropen Zustandsänderung mit isentroper Entlastung

Die Ausbreitung einer Luftstoßwelle geht mit Änderungen des thermodynamischen Zustandes einher. In den verschiedenen Zuständen besitzt das Medium Luft unterschiedliche Temperaturen. Ausgehend vom Normzustand steigt die Temperatur der komprimierten Luft in einer Stoßfront schlagartig auf bis zu 5000 °C an [119]. Da sich die Stoßfront mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet, kann mit der Umgebung praktisch kein Wärmeaustausch stattfinden. Die Zustandsänderung infolge dieses Verdichtungsstoßes ist nicht isentrop, sodass aufgrund der vorgegebenen Prozessrichtung eine sprunghafte Zunahme der Entropie erfolgen muss. Die Entropieänderung über eine Stoßwelle wird von SALAS UND IOLLO [221] ausführlich behandelt. Nach einer isentropen Entlastung vom Niveau des

Stoßzustandes nimmt die Luft wieder den Umgebungsluftdruck an. Durch die Entropiedifferenz ist die Temperatur nach Durchgang der Stoßwelle erhöht und sinkt nicht auf die vor dem Stoß vorherrschende Umgebungstemperatur ab. Die Entropiedifferenz zwischen den Zuständen  $i - 1$  und  $i$  kann mit Gleichung 2.29 berechnet werden.

$$\Delta s = \left( \frac{1}{\gamma} \ln \frac{e_i}{e_{i-1}} + \left( 1 - \frac{1}{\gamma} \right) \ln \frac{\rho_{i-1}}{\rho_i} \right) c_p \quad (2.29)$$

Wenn der Umgebungsluftdruck und die Entropiedifferenz bekannt sind, kann die Temperaturerhöhung nach isentroper Entlastung bestimmt werden. Beispielsweise wird für den Durchgang einer Stoßwelle mit einem einfallenden Spitzenüberdruck  $\hat{p}_{so} = 2000$  kPa nach isentroper Entlastung eine Temperaturerhöhung von  $\Delta T_{Det} = 247$  K berechnet [95].

KINNEY UND GRAHAM [156] geben zur Berechnung der bleibenden Temperatur  $T_2$  im Zustand 2 nach isentroper Entlastung aus dem Zustand 1 hinter der einfallenden Stoßfront in einem idealen Gas die Gleichung

$$\frac{T_2}{T_0} = \frac{\left( \frac{p_1}{p_0} + 6 \right) \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{5}{7}}}{6 \frac{p_1}{p_0} + 1} \quad (2.30)$$

an. Für das oben genannte Beispiel ergibt sich bei einem Ausgangszustand mit Normbedingungen nach 2.30 eine Temperaturerhöhung von  $\Delta T_{Det} = 238$  K.

### 2.5.4 Einstrahlung aus deflagrativen Verbrennungsvorgängen

Bei einer Explosion finden bis zu einer gewissen Entfernung zum Explosionszentrum hinter der Stoßfront deflagrative Verbrennungsvorgänge statt. Die Wärmequelle wird als Feuerball bezeichnet, welcher Wärmestrahlung emittiert. In Versuchen von LUKETA werden Intensitäten emittierter Strahlung von Pool-Feuern gemessen. Diese erreichen Werte von bis zu  $373 \text{ kW/m}^2$  [178]. Der Feuerball kann über einen Zeitraum von mehreren Sekunden wirksam sein, sodass ein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet. Die Intensität der Wärmestrahlung eines Feuerballes kann auch in Abständen, die einem Vielfachen des Feuerballdurchmessers entsprechen, erheblich sein und zu Verbrennungen sowie Schäden an einer Struktur führen. Verschiedene Quellen [130, 131, 179, 217] stellen die Veränderlichkeit der Wärmestrahlung und der Position des Feuerballes über die Zeit fest.

Die Intensität  $q_{i,Def}$  der auf den Ort an einer betrachteten Struktur bezogenen Ein-

strahlung ergibt sich nach Gleichung 2.31.

$$q_{i,Def} = q_{e,Def} F_P \tau_{atmos} \quad (2.31)$$

- $q_{e,Def}$  Intensität der durch den Feuerball emittierten Strahlung [W/m<sup>2</sup>]  
 $F_P$  dimensionsloser Perspektivfaktor [-]  
 $\tau_{atmos}$  atmosphärischer Durchlässigkeitsgrad [-]

Die Strahlung wird vom Feuerball durch das Medium Luft zum Ziel transmittiert, wobei Verluste durch Absorption auftreten. Diese sind insbesondere von der Luftfeuchtigkeit und der Lufttemperatur abhängig [178]. Die Strahlungsverluste werden durch den atmosphärischen Durchlässigkeitsgrad  $\tau_{atmos}$  berücksichtigt. Der Perspektivfaktor  $F_P$  berücksichtigt die Orientierung der Strukturoberfläche zum Feuerballmittelpunkt.

Der wesentliche Parameter eines Feuerballmodelles ist die Masse der beteiligten Brandlast  $m_{B,b}$ . Die gesamte Energie des Explosivstoffes wird anteilig im adiabatischen Prozess der Stoßfrontbildung und bei deflagrativen Verbrennungsvorgängen umgesetzt. Letzterer Energieanteil geht von  $m_{B,b}$  aus. Für den Zusammenhang zwischen  $m_{B,b}$  und der gesamten, umgesetzten Explosivmasse sind in der Literatur unterschiedliche Ansätze verfügbar [55, 67, 217]. Die Dauer der Strahlungsexposition  $t_{d,fb}$  ist abhängig von der Masse der beteiligten Brandlast und besitzt als empirischer Zusammenhang die Form

$$t_{d,fb} = k m_{B,b}^n \quad (2.32)$$

- $k, n$  Parameter in Abhängigkeit von der Masse der Brandlast [-]  
 $m_{B,b}$  Masse der beteiligten Brandlast [kg].

Die Parameter  $k$  und  $n$  können nach CLAY [62] oder den Berichten der NIEDERLÄNDISCHEN ORGANISATION FÜR ANGEWANDTE NATURWISSENSCHAFTLICHE FORSCHUNG [193] gewählt werden.

MARTINSEN UND MARX [180] stellen das nachfolgend aufgeführte, dynamische Feuerballmodell vor. Die Form des Feuerballes wird als Kugel idealisiert. Der Durchmesser des Feuerballes wächst bis zum Ende des ersten Drittels der Strahlungsexpositionsdauer  $t_{d,fb}$  auf ein Maximum

$$d_{fb,max} = 5,8 m_{B,b}^{0,33} \quad (2.33)$$

an und behält diesen Durchmesser bis zum Zeitpunkt  $t_{d,fb}$  bei. Während seiner Wachstumsphase gilt für den Durchmesser des Feuerballes

$$d_{fb}(t) = 8,664 m_{B,b}^{0,25} t^{0,33}. \quad (2.34)$$

Bis zum Erreichen des maximalen Durchmessers bildet die Geländeoberfläche eine Tangentialebene an den wachsenden Feuerball, was einem Aufsteigen des Feuerballmittelpunktes entspricht. Nachdem der maximale Durchmesser eingenommen ist, bewegt sich der Mittelpunkt des Feuerballes weiter mit konstanter Geschwindigkeit aufwärts, bis er zum Zeitpunkt  $t_{d,fb}$  erlischt. Der Strahlungsanteil  $f_{rad}$  der gesamten Wärmeenergie kann nach der empirischen Gleichung 2.35 ermittelt werden.

$$f_{rad} = 0,27 \hat{p}_{10,c}^{0,32} \quad (2.35)$$

$\hat{p}_{10,c}$  Spitzenüberdruck im Explosionszentrum [MPa]

In Versuchen konnte festgestellt werden, dass die maximale Intensität der emittierten Strahlung  $q_{e,Def,max}$  mit zunehmender Masse der beteiligten Brandlast nicht beliebig ansteigt, sondern eine Obergrenze von etwa 400 kW/m<sup>2</sup> besitzt [147], sodass MARTINSEN UND MARX  $q_{e,Def,max}$  mit

$$q_{e,Def,max} = 0,0133 f_{rad} H_c m_{B,b}^{0,0833} \leq 400 \quad (2.36)$$

$H_c$  Verbrennungswärme der Brandlast [J/g]

formulieren. Die Intensität der emittierten Wärmestrahlung ist zeitlich veränderlich. Bis zum Erreichen des maximalen Feuerballdurchmessers zum Zeitpunkt  $t_a/3$  wird eine konstante Intensität  $q_{e,Def,max}$  angenommen, die dann bis zum Zeitpunkt  $t_{d,fb}$  linear auf null abfällt.



# 3 Grundwerkstoffe von Verbundsicherheitsglas

In diesem Kapitel werden die Grundwerkstoffe von VSG vorgestellt. Die mechanischen Eigenschaften von Glas und polymeren Zwischenschichtmaterialien werden wesentlich von der makromolekularen Struktur geprägt, sodass diese den Ausgangspunkt für die Materialbeschreibung darstellt. Ferner kann der Verbund zwischen den Komponenten als Grenzschicht bruchmechanisch charakterisiert werden. Die Ausführungen beschränken sich auf die im Rahmen dieser Arbeit notwendigen Zusammenhänge hinsichtlich des Materiales. Eine vertiefende Behandlung des Werkstoffes Glas findet sich in Literatur wie SEDLACEK, SIEBERT UND MANIATIS und WÖRNER ET AL. [235, 240, 266]. Hinsichtlich der polymeren Werkstoffe werden ASHBY ET AL., BRINSON, EHRENSTEIN und SCHWARZL [6, 46, 101, 234] als weiterführende Literatur genannt.

## 3.1 Materialspezifische Grundlagen zu Glas

In der Literatur sind verschiedene Definitionen für Glas gebräuchlich. Eine Möglichkeit ist die Beschreibung von Glas als amorphen Festkörper [97]. Das Material besitzt demnach keine strukturierte Fernordnung der Moleküle. Durch diese Definition wird weder ein bestimmtes Herstellungsverfahren festgelegt, noch die chemische Zusammensetzung eingegrenzt. Mit Bezug auf den thermodynamischen Zustand kann Glas auch als erstarrte, unterkühlte Schmelze bezeichnet werden [227].

In diesem Abschnitt wird zunächst auf die chemische Zusammensetzung und die Herstellung von Glas eingegangen. Der Werkstoff wird dann durch seine mechanischen Eigenschaften charakterisiert. Die praktische Glaszugfestigkeit wird gesondert beschrieben, da sie keinen mechanischen Materialkennwert darstellt, aber dennoch zur Charakterisierung des Werkstoffes Glas genutzt wird. Abschließend wird die Möglichkeit der Vorspannung von Glas vorgestellt.

### 3.1.1 Zusammensetzung und Herstellung

Mehrere Rohstoffe bilden die Grundlage für die Glasherstellung. Quarzsand besteht vorwiegend aus Siliciumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) und stellt den Hauptbestandteil von Glas dar. Metalloxide können im Quarzsand als Verunreinigungen vorliegen oder bewusst hinzugeführt werden. Sie führen zu einer Färbung des Glases, sodass ihr Masseanteil nach den Anforderungen an das Glasprodukt begrenzt werden muss. So stellt sich beispielsweise bei der Zugabe von Eisenoxid ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) eine charakteristische Grünfärbung des Glases ein. Der Masseanteil ist dabei für Standardanwendungen auf 0,1 % beschränkt [240]. Der Herstellungsprozess, die chemische Zusammensetzung und die aus ihr resultierenden Materialeigenschaften des Glasproduktes können durch die gezielte Änderung der Rohstoffzusammensetzung für die jeweilige Anwendung optimiert werden. Im Bauwesen wird in der Regel Kalk-Natron- und Borosilicatglas verwendet. Tabelle 3.1 zeigt beispielhaft die chemische Zusammensetzung von einem im Floatverfahren hergestellten Kalk-Natronsilicatglas nach DIN EN 572-1 [88] und die Effekte der einzelnen Bestandteile. Die Unterscheidung und Einteilung von Glas und Glasprodukten ist nicht einheitlich geregelt und kann beispielsweise nach Geometrie, Herstellungsverfahren oder speziellen Eigenschaften vorgenommen werden [240].

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung von im Floatverfahren hergestellten Kalk-Natronsilicatglas nach DIN EN 572-1 [88] und Effekte der Bestandteile nach SIEBERT UND MANIATIS [240] sowie SCHMIDT [224]

Bestandteile	Massenanteil [%]	Effekt
$\text{SiO}_2$	69 - 74	
$\text{Na}_2\text{CO}_3$	12 - 16	Reduzierung der Schmelztemperatur
$\text{CaO}$	5 - 12	Erhöhung der chemischen Beständigkeit, der Härte und der Zugfestigkeit
$\text{MgO}$	0 - 6	Reduzierung der Schmelztemperatur
$\text{Al}_2\text{O}_3$	0 - 3	Erhöhung der chemischen Beständigkeit und der Zähigkeit bei tiefen Temperaturen
Andere Oxide	< 0,1	z. B. Färbung

Für die industrielle Produktion von Flachglas hat sich das Floatverfahren etabliert, welches in der Fachliteratur [235, 240, 266] wie folgt beschrieben wird: Die gemischten Rohstoffe werden in der Schmelzwanne auf 1.550 °C erhitzt. Zur Läuterung wird die Schmelze über einen Wall gezogen. Dadurch werden Gasblasen ausgetrieben, welche zu Fehlern im Glasprodukt führen. Die Schmelze kühlt in der Abstehwanne auf eine Formgebungstemperatur von etwa 1.050 °C ab und wird dann auf ein Zinnbad geführt. Aufgrund der



geringeren Dichte schwimmt (englisch: to float) die Glasschmelze auf dem ebenen Zinnbad auf und breitet sich zu einem planen Glasband aus. Dieser Prozess findet in einer Schutzatmosphäre aus Stickstoff und Wasserstoff statt, um die Bildung von Zinnoxid zu vermeiden [262]. Durch die Abziehggeschwindigkeit und die Verhinderung der seitlichen Ausbreitung auf dem Zinnbad können Glasdicken zwischen 0,8 und 28 mm produziert werden. Die Bandbreite wird durch die Größe der Floatanlage begrenzt, sodass üblicherweise Scheibenbreiten von 3,2 m geliefert werden können. Am Ausgang der Floatkammer besitzt das Glasband eine Temperatur von 600 °C und wird in einem Kühlkanal langsam abgekühlt, sodass die durch den Abkühlungsprozess eingebrachten mechanischen Spannungen gering gehalten werden. Am Ende des Transportbandes wird das abgekühlte Glasband geschnitten.

Bedingt durch das Herstellungsverfahren besitzen die Glasoberflächen der Gasseite und der Zinnseite eine ungleiche Qualität. Die Zinnseite weist bei der Weiterverarbeitung und in Materialversuchen schlechtere Eigenschaften auf. Zum einen steht sie im Kontakt mit den Transportrollen, wodurch die Oberfläche beim Transport mikroskopisch geschädigt wird. Diese Oberflächenschädigung führt zu einer geringeren praktischen Glaszugfestigkeit [235], welche in Abschnitt 3.1.3 ausführlich behandelt wird. Zum anderen weist diese Seite Zinneinschlüsse auf, deren Eindringtiefe in Abhängigkeit von der Kontaktdauer mit dem Zinn zwischen 0,01 mm und 0,02 mm beträgt [240]. Neben etwaigen optischen Mängeln kann die Zinnseite schlechtere Eigenschaften hinsichtlich der Haftung aufweisen. Aus diesem Grund wird bei einer Weiterverarbeitung mit Beschichtungen die Gasseite verwendet.

### 3.1.2 Mechanische Eigenschaften

Glas kann als homogener, isotroper und spröder Werkstoff beschrieben werden, der sich bis zum Versagen annähernd ideal linear-elastisch verhält. Die elastischen Kennwerte sind im Allgemeinen unter Zug und Druck voneinander verschieden. Im Rahmen dieser Arbeit steht die Beanspruchung von Glas auf Zug im Vordergrund, sodass die im Folgenden angegebenen Werte des Elastizitätsmodules und der Querverformungszahl für den Zugbereich gelten. In Abhängigkeit von der im Herstellungsprozess erzielten Molekülstruktur und der chemischen Zusammensetzung liegt der Elastizitätsmodul  $E_{Glas}$  für Glas in einem Wertebereich zwischen 45.000 und 78.000 N/mm<sup>2</sup> und die Querverformungszahl  $\nu_{Glas}$  in einem Wertebereich zwischen 0,17 und 0,30 [240]. Tabelle 3.2 zeigt die nach DIN EN 572-1 und DIN 1249-10 anzunehmenden Kennwerte für Floatglas aus Kalk-Natronsilicatglas [88, 71].

Die Glaszugfestigkeit wird durch einen theoretischen und einen praktischen Wert be-

Tabelle 3.2: Kennwerte für Floatglas aus Kalk-Natronsilicatglas nach DIN EN 572-1 [88] und DIN 1249-10 [71]

Materialkennwert	DIN EN 572-1	DIN 1249-10
Dichte $\rho_{Glas}$	$2,5 \cdot 10^{-3} \text{ g/mm}^3$	$2,5 \cdot 10^{-3} \text{ g/mm}^3$
Elastizitätsmodul $E_{Glas}$	70.000 N/mm <sup>2</sup>	73.000 N/mm <sup>2</sup>
Querverformungszahl $\nu_{Glas}$	0,2	0,23
Mittlerer thermischer Längenausdehnungskoeffizient $\alpha_{T,Glas}$	$9 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$	$9 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$
Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{Glas}$	$1,0 \cdot 10^{-3} \text{ W/mm}\cdot\text{K}$	$0,8 \cdot 10^{-3} \text{ W/mm}\cdot\text{K}$

schrieben. Für die theoretische Zugfestigkeit  $\sigma_{Bruch,th}$  von Glas ist die Stärke der chemischen Bindung maßgebend. Je nach dem verwendeten Ermittlungsansatz kann sie Werte von 5.000 bis 30.000 N/mm<sup>2</sup> annehmen [235, 240]. Im eingebauten Zustand wird ein Glasprodukt vorwiegend auf Biegung beansprucht. Die praktische Zugfestigkeit  $\sigma_{Bruch}$  eines nicht-vorgespannten Glasproduktes wird daher experimentell in Doppelring-Biegeversuchen oder im Vierschneiden-Verfahren als Biegezugfestigkeit ermittelt [74, 75, 76]. Sie ist wesentlich geringer als  $\sigma_{Bruch,th}$  und unterliegt einer, im Vergleich mit kristallinen Werkstoffen, starken Streuung. Für Floatglas aus Kalk-Natronsilicatglas gibt die DIN 1249-10 eine zu erreichende Biegezugfestigkeit von 45 N/mm<sup>2</sup> an [71]. Die Charakterisierung der praktischen Glaszugfestigkeit und ihre Abhängigkeit von Einflussgrößen wird in Abschnitt 3.1.3 weiterführend behandelt.

Für die Druckfestigkeit von Floatglas wird ein Bereich von 700 bis 900 N/mm<sup>2</sup> angegeben [71]. In Versuchen von FINK [109] zeigt sich eine Zunahme der Glasdruckfestigkeit mit steigender Belastungsrate, die als Spannung pro Zeiteinheit angegeben ist. Aufgrund der, im Vergleich zur praktischen Glaszugfestigkeit, hohen Glasdruckfestigkeit tritt ein Materialversagen in der Praxis immer unter Zug ein.

SIEBERT [238] stellt in Versuchen eine Abhängigkeit der Glasfestigkeit vom mehraxialen Spannungszustand fest, bei der die ermittelten Festigkeiten um bis zu zwanzig Prozent variieren können.

### 3.1.3 Praktische Glaszugfestigkeit

Die praktische Glaszugfestigkeit  $\sigma_{Bruch}$  ist nicht als Materialkennwert zu verstehen. Das Versagen von Glas unter Zug kann vielmehr im Sinne der linear-elastischen Bruchmechanik, welche in Abschnitt 4.2.1 vorgestellt wird, veranschaulicht werden.  $\sigma_{Bruch}$  kann in der Folge als Maß für den Widerstand einer Glasoberfläche gegen die Erweiterung von mikroskopischen Schädigungen zu Rissen interpretiert werden. Dieser Widerstand hängt

im Wesentlichen von

- der Oberflächen- und Kantenqualität,
- der Größe der belasteten Fläche,
- der Alterung, dem umgebenden Medium und der Temperatur,
- sowie der Belastungsgeschwindigkeit

ab.

### **Oberflächen- und Kantenqualität**

Die Umleitung von Spannungen um eine mikroskopische Schädigung an der Glasoberfläche führt zu lokalen Spannungsspitzen. Die Ursachen für solche Defekte sind vielfältig. In Abschnitt 3.1.1 wird beispielsweise auf die mikroskopischen Schädigungen während des Herstellungsprozesses hingewiesen. Die Kanten weisen in Abhängigkeit von der Bearbeitungsstufe ebenfalls Defekte auf. ERNSBERGER [105] ermittelt auf einer Glasoberfläche etwa 50.000 Defekte pro  $\text{cm}^2$ . Mit der Beseitigung der mikroskopischen Schädigungen durch eine Behandlung der Glasoberfläche können kurzfristig praktische Glaszugfestigkeiten von bis zu  $4000 \text{ N/mm}^2$  erzielt werden. Neu entstehende Risse mindern  $\sigma_{Bruch}$  jedoch über einen kurzen Zeitraum wieder ab, sodass diese Methode keine dauerhafte Erhöhung der praktischen Glaszugfestigkeit gewährleisten kann [235].

### **Größe der belasteten Fläche**

Die statistische Wahrscheinlichkeit, einen maßgebenden Defekt für die Erweiterung zu einem Riss auf einer gleichmäßig zugbeanspruchten Oberfläche vorzufinden, steigt mit der Größe der Oberfläche. Es ist statistisch wahrscheinlicher bei einer großen, gleichmäßig auf Zug beanspruchten Prüffläche auf einen maßgebenden Defekt, von dem der Riss ausgeht, zu treffen als bei einer kleinen Prüffläche. Die praktische Zugfestigkeit  $\sigma_{Bruch,1}$  auf einer Flächengröße  $A_1$  kann nach Gleichung 3.1 mit  $\sigma_{Bruch,0}$  auf einer Fläche der Größe  $A_0$  in Bezug gesetzt werden [41].

$$\frac{\sigma_{Bruch,1}}{\sigma_{Bruch,0}} = \left( \frac{A_0}{A_1} \right)^{\left( \frac{1}{\beta_W} \right)} \quad (3.1)$$

Der Formparameter  $\beta_W$  wird im Folgenden zur statistischen Beschreibung der praktischen Glaszugfestigkeit verwendet.

### Alterung, umgebendes Medium und Temperatur

Durch eine chemische Reaktion des Umgebungsmediums mit Glas kann sich eine mikroskopische Oberflächenschädigung ohne mechanische Einwirkung unterkritisch zu einem Riss entwickeln. Über die Nutzungsdauer hinweg wird dabei Gel gebildet. Die Ausprägung dieser chemischen Reaktion hängt von der Temperatur und der Feuchtigkeit ab. Der Einfluss auf die praktische Glaszugfestigkeit richtet sich nach der Änderung der Rissgeometrie und kann sowohl positiv als auch negativ ausfallen [240]. Die Rissgeschwindigkeit  $v_{Riss}$  kann auch für ein überkritisches, stabiles Risswachstum nach Gleichung 3.2 beschrieben werden:

$$v_{Riss} = S_R K^{n_R} \quad (3.2)$$

$S_R, n_R$  Rissausbreitungskonstanten  
 $K$  Spannungsintensität.

BLANK, EXNER und KERKHOF ET AL. [40, 41, 106, 154] geben Werte für  $S_R, n_R$  in Abhängigkeit von dem umgebenden Medium an. Auf die Definition der Spannungsintensität und den genannten Arten des Risswachstums wird in Abschnitt 4.2.1 explizit eingegangen.

### Belastungsgeschwindigkeit

Die praktische Glaszugfestigkeit ist abhängig von der Verzerrungsrate. CICOTTI und SCHNEIDER [60, 226] untersuchen den Einfluss der Belastungsgeschwindigkeit auf  $\sigma_{Bruch}$ . Je höher die Belastungsgeschwindigkeit ist, desto weniger Zeit besitzt ein Defekt zum Fortschreiten als Riss, was in einer höheren praktischen Glaszugfestigkeit resultiert. Dieser Zusammenhang wird als materialspezifische Rissgeschwindigkeits-Spannungsintensitäts-Beziehung im einfach-logarithmischen Maßstab dargestellt. Eine solche Beziehung ist in Abbildung 3.1 skizziert. Der Begriff der Spannungsintensität wird in Abschnitt 4.2.1 eingeführt.

Die maximale Rissgeschwindigkeit für Flachglas wird mit 1.520 m/s angegeben [153]. Die DIN 18008-1 sieht einen Modifikationsbeiwert zur Berücksichtigung der Lasteinwirkungsdauer vor [84].

Die praktische Zugfestigkeit eines spröden, amorphen Werkstoffes unterliegt einer, im Vergleich zu kristallinen Werkstoffen, hohen Streuung und ist nicht normalverteilt. Das globale Versagen eines solchen Werkstoffes hängt lokal von einem Ort ab, an dem eine

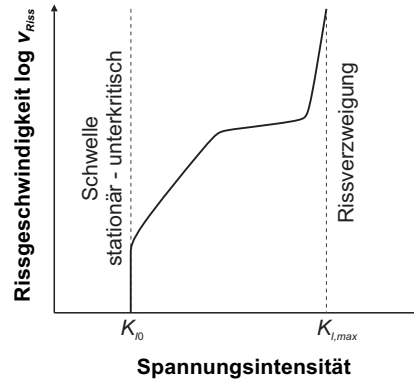


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Rissgeschwindigkeits-Spannungsintensitäts-Beziehung in Anlehnung an CICOTTI [60]

geringe Festigkeit mit einer hohen Spannung kritisch zusammenfällt. Die zweiparametrische WEIBULL-Verteilungsfunktion nach WEIBULL [261]

$$G(X) = \begin{cases} 0 & \text{für } X \leq 0 \\ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{X}{\theta_W} \right)^{\beta_W} \right] & \text{für } X \geq 0. \end{cases} \quad (3.3)$$

- $X$  Zufallsvariable
- $\theta_W$  Skalenparameter
- $\beta_W$  Formparameter

beschreibt dieses „Prinzip des schwächsten Kettengliedes“ und wird daher zur statistischen Beschreibung der Zufallsvariable der praktischen Glaszugfestigkeit verwendet. Der Skalenparameter  $\theta_W$  entspricht bei einer Versuchsserie der praktischen Glaszugfestigkeit, bei der 63,21 % aller Versuchskörper versagen [240]. Der Formparameter  $\beta_W$  ist bereits in den Betrachtungen zur Größe der belasteten Fläche eingeführt worden und kann als Maß für die Streuung der Werte interpretiert werden. Je größer dieser Parameter ist, desto geringer ist die Streuung. Für die Bestimmung der Verteilungsparameter muss eine ausreichend große Stichprobe vorliegen. Die statistische Auswertung von Versuchsergebnissen im Allgemeinen sowie ein Beispiel für die Ermittlung der praktischen Glaszugfestigkeit im Speziellen ist in der DIN 61649 [83] beschrieben.

### 3.1.4 Vorspannung von Glasprodukten

Die Vorspannung erhöht den chemischen und mechanischen Widerstand einer Glasoberfläche, was global zu einer Erhöhung der Tragfähigkeit des Glasproduktes führt. Ferner beeinflusst die Vorspannung das Bruchbild. Vorgespanntes Glas besitzt einen Eigenspannungszustand, bei dem über den Querschnitt oberflächennahe Druckspannungen im Gleichgewicht mit Zugspannungen im Inneren des Glasproduktes stehen (Abbildung 3.2 (b)). Dieser Zustand wird in der Baupraxis überwiegend durch eine thermisch, seltener durch eine chemisch erzeugte Aufweitung der molekularen Struktur an den Glasoberflächen erreicht. Ein Defekt an der Glasoberfläche kann sich erst nach Überwindung der entgegenwirkenden Druckspannung als Riss erweitern, während Zugspannungen im Inneren des Glasproduktes unter dem Aspekt der Risserweiterung unkritisch sind (Abbildung 3.2 (a)). Nach Abschluss des Vorspannungsprozesses ist eine weitere mechanische Bearbeitung der Glasscheibe, welche in der Zugzone Mikrorisse hervorruft, ausgeschlossen, da diese zum Versagen des Glasproduktes führt [240].

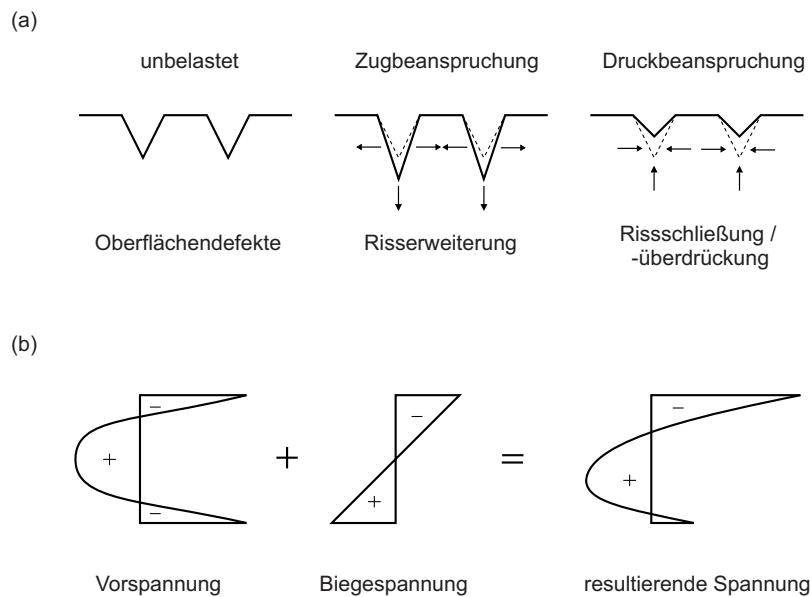


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Auswirkungen der Beanspruchung von Defekten an einer Glasoberfläche (a) und der Spannungsverteilung über die Querschnittshöhe (b) in Anlehnung an SIEBERT [240]

Erreicht ein Riss die Zugspannungszone im Inneren des Glasproduktes, beschleunigt die gespeicherte elastische Energie dessen Ausbreitung bis zur maximalen Rissgeschwindigkeit, bei der sich der Riss verzweigt. Je stärker die Vorspannung, desto feiner bildet sich das Bruchbild aus. Mit zunehmender Scheibendicke stellt sich ein gröberes Bruchbild ein [240]. Die Größe der Vorspannung kann sowohl numerisch durch die Simulation des Ab-

schreckungsprozesses als auch messtechnisch mit spannungsoptischen Verfahren ermittelt werden. Sie variiert über die Glasoberfläche und kann insbesondere für die Bereiche der Kanten, Ecken, Bohrungen und im Feld unterschieden werden, wobei die Vorspannung in den Ecken abfällt [172, 173].

Einscheibensicherheitsglas (ESG) wird in DIN EN 12150-1 [94] geregelt. Bei Versagen stellt sich ein feines Bruchbild mit stumpfkantigen Bruchstücken ein. Ein Spontanversagen durch Nickelsulfideinschlüsse kann durch die nach DIN EN 14179-1 [92] durchgeführte Heißlagerung weitestgehend ausgeschlossen werden. Teilvorgespanntes Glas (TVG) wird in DIN EN 1863-1 [87] geregelt, besitzt eine geringere Vorspannung als ESG und bildet daher bei Versagen wesentlich größere Bruchstücke aus.

Die in Versuchen ermittelten Prüfzugfestigkeiten vorgespannter Glasprobekörper sind von der praktischen Zugfestigkeit der Glasoberfläche abzugrenzen. Die praktische Glaszugfestigkeit bezieht sich auf ein Glasprodukt ohne einen Eigenspannungszustand und kann in bruchmechanischen und den zuvor erläuterten statistischen Betrachtungen verwendet werden [240]. Aus der Überlagerung der praktischen Glaszugfestigkeit mit dem Eigenspannungszustand des Glasproduktes ergibt sich die Prüfzugfestigkeit. Dies bedeutet, dass sich der bruchmechanische Widerstand der Glasoberfläche durch die Vorspannung nicht global erhöht, sondern die Beanspruchung des Materials lokal reduziert wird.

## 3.2 Materialspezifische Grundlagen zu Polymeren

Da die Kunststoffe eine große Werkstofffamilie darstellen, findet zunächst eine Klassifizierung und Abgrenzung der betrachteten Polymere anhand der makromolekularen Struktur statt. Aus dieser Betrachtungsweise lassen sich ferner die Aggregatzustände der Polymere erläutern, die das phänomenologische Materialverhalten unter Belastung bestimmen. Die Materialgleichungen, welche das Materialverhalten der Polymere im Wesentlichen beschreiben, werden vorgestellt. Schließlich erfolgt eine Diskussion der mechanischen Eigenschaften polymerer Werkstoffe unter verschiedenen Aspekten.

### 3.2.1 Klassifizierung polymerer Werkstoffe anhand der makromolekularen Struktur

Polymere können anhand ihrer makromolekularen Struktur klassifiziert werden. Ein Makromolekül setzt sich aus durchschnittlich  $10^3$ - $10^5$  gleichartigen Molekülen, die als Monomere bezeichnet werden, zu einer linienförmigen Kette im Mikrometerlängenbereich zu-

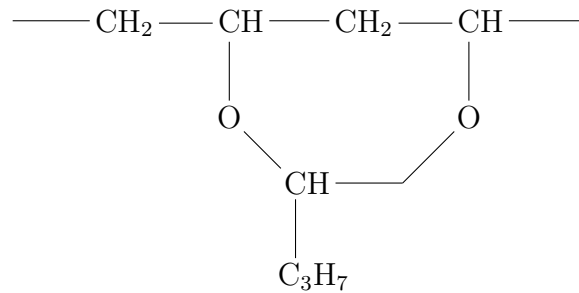


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung eines PVB-Monomeres

sammen [218]. Die Länge des Makromoleküles korreliert mit dem Polymerisationsgrad, der direkt mit der Viskosität eines Polymeres zusammenhängt [113, 114, 234]. Die Monomere bilden untereinander kovalente Bindungen, bei der eine möglichst günstige Elektronenkonfiguration der Moleküle erzielt wird. Abbildung 3.3 zeigt beispielhaft den chemischen Aufbau eines Polyvinylbutyral- (PVB) Monomeres.

Die mikrobrown'sche Bewegung beschreibt die möglichen Gestaltskonfigurationen eines Moleküles, welche durch die Rotation der Wasserstoffmoleküle um die Kohlenstoffachse hervorgerufen wird. Ein Monomer kann demnach sowohl in einer gestreckten Konfiguration, als auch in einer statistisch wahrscheinlicheren, geknäuelten Konfiguration vorliegen. Die Gestaltsänderung wird als Konformationsänderung bezeichnet und ist temperaturabhängig [234].

Die Makromoleküle können chemisch, beispielsweise durch Vernetzungen, und physikalisch durch Verschlaufungen miteinander verbunden sein. Wenn der Aufbau einer Seitengruppe des Makromoleküles mit dem der Hauptkette übereinstimmt, liegt eine Vernetzung als kovalente Bindung vor. Des Weiteren können zwischen den Makromolekülen schwächere Dipol-Bindungen, VAN-DER-WAALS'sche Anziehungskräfte oder Wasserstoffbrückenbindungen bestehen. Aufgrund der Knäuelung der Moleküle liegen die Makromoleküle im Verband ineinander und verhaken sich bei einer Belastung [234]. Diese Verbindungsart wird als Verschlaufung bezeichnet. Verschlaufungen sind verschieblich und stellen im Vergleich zu Vernetzungen eine schwächere Verbindung dar [101]. Die Vernetzungs- und die Verschlaufungsdichte als Anzahl der Bindungen pro Volumeneinheit haben einen maßgebenden Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften des Polymeres. Thermoplaste besitzen eine weitgehend unvernetztes Struktur der Makromolekülketten, während Elastomere bereits eine niedrige Vernetzungsdichte von  $10^{-4}$  bis  $10^{-3}$  Verzweigungsstellen, bezogen auf die Gesamtzahl der Monomere, aufweisen [218, 234]. Die engmaschig vernetzten Duroomere besitzen hinsichtlich der Anwendung als Zwischenschichtmaterial in VSG keine Bedeutung, sodass im Weiteren nur Thermoplaste und Elastomere unter dem Begriff der



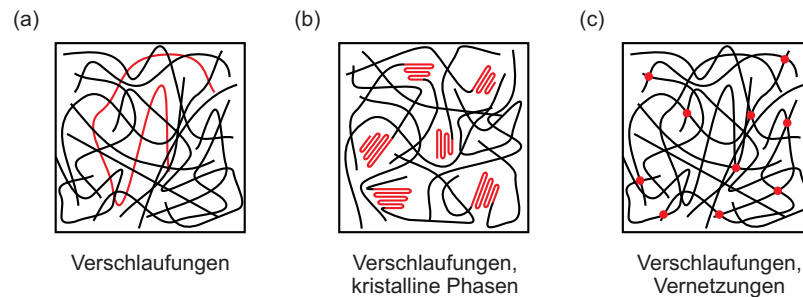


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung makromolekularer Strukturen: amorpher (a) und teilkristalliner Thermoplast (b), Elastomer (c)

polymeren Werkstoffe betrachtet werden.

Ein weiteres Charakteristikum polymerer Werkstoffe ist der Kristallisationsgrad, welcher den Anteil kristalliner Phasen an der gesamten makromolekularen Struktur beschreibt. Polymere besitzen auf makromolekularer Ebene eine amorphe oder eine teilkristalline Struktur. In kristallinen Phasen liegen stärkere intermolekulare Bindungen vor als in amorphen Phasen. Teilkristalline Polymere können mesomechanisch durch ein Zwei-Phasen-Modell beschrieben werden [234].

Abbildung 3.4 stellt die Unterschiede der makromolekularen Struktur hinsichtlich der Vernetzungen, der Verschlaufungen sowie amorphen und kristallinen Phasen schematisch dar.

Die Polymere, welche üblicherweise als Zwischenschichtmaterial in VSG verwendet werden, können den Klassifizierungsmerkmalen zugeordnet werden. PVB gehört der Gruppe der amorphen Thermoplaste an. Ethylen-Vinylacetat (EVA) wird als teilkristalliner Thermoplast klassifiziert [150]. Das von KURARAY hergestellte Zwischenschichtmaterial SentryGlas verhält sich ähnlich wie ein teilkristalliner Thermoplast [48, 49]. Thermoplastisches Polyurethan (TPU) ist ein teilkristallines, thermoplastisches Elastomer [206].

### 3.2.2 Aggregatzustände und Auswirkungen auf das phänomenologische Materialverhalten unter Belastung

Polymere Werkstoffe weisen bereits für den konventionellen baupraktischen Anwendungsbereich eine starke Temperatur- und Verzerrungsratenabhängigkeit auf, sodass auf die Aggregatzustände und die mit ihnen verbundenen Prozesse auf makromolekularer Ebene eingegangen werden muss.

In tiefen Temperaturbereichen nahe des absoluten Nullpunktes ist die makromolekulare Struktur eines Polymeres fixiert (Abbildung 3.6(a)). Die Deformationen infolge einer

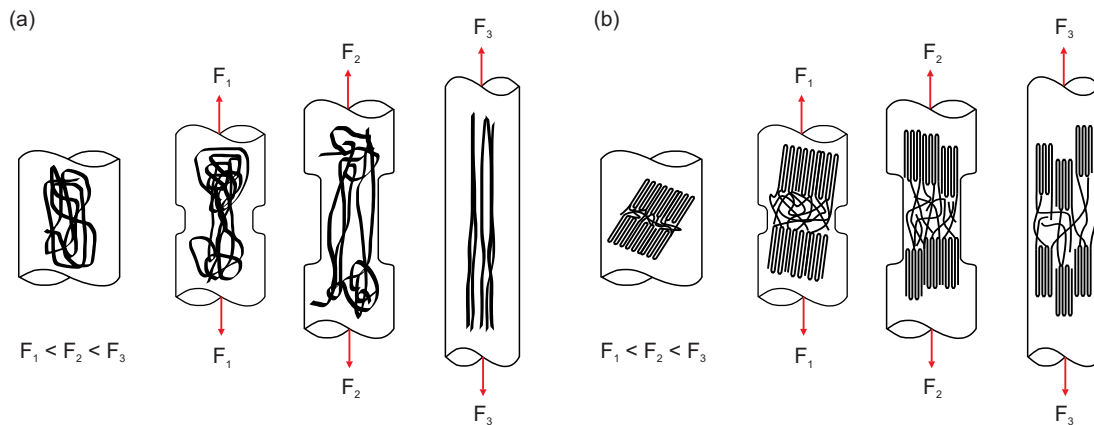


Abbildung 3.5: Orientierung der makromolekularen Struktur unter Belastung in amorphen (a) und teilkristallinen Phasen (b) in Anlehnung an EHRENSTEIN und ASHBY ET AL. [101, 6]

mechanischen Beanspruchung sind auf die Dehnung der intermolekularen Bindungen zwischen den Makromolekülen beschränkt. Die Makromoleküle bewegen sich bei einer Entlastung wieder zurück in ihre Ausgangslage. Kovalente Bindungen sind nahezu starr, sodass sie praktisch keinen Einfluss auf das Verformungsverhalten besitzen. Das Polymer verhält sich energieelastisch. Der Aggregatzustand des Polymeres wird als glasartig bezeichnet.

Mit zunehmender Temperatur und zunehmender Belastungsdauer steigt die Wahrscheinlichkeit, dass innerhalb der makromolekularen Struktur Relaxationsprozesse in Gestalt von einer eingeschränkten Umlagerung von Makromolekülabschnitten thermisch aktiviert werden. Abbildung 3.5 zeigt diese Orientierung der makromolekularen Struktur unter Belastung in amorphen und teilkristallinen Phasen. Die teilkristallinen Phasen können dabei in kleinere Blöcke zerfallen. Nach der abgeschlossenen Orientierung der makromolekularen Struktur in Belastungsrichtung wird eine anisotrope Verfestigung festgestellt, da nun vorwiegend die stärkeren kovalenten Bindungen der ausgerichteten Makromoleküle beansprucht werden.

Die Relaxationsmechanismen sind abhängig von der chemischen Zusammensetzung des Polymeres und besitzen unterschiedliche Relaxationszeiten. Sie setzen nach der Art des Relaxationsmechanismus bei unterschiedlichen Temperaturen ein. Die Relaxationsprozesse sind verantwortlich für ein phänomenologisch viskoelastisches Materialverhalten [218].

Die Glasübergangstemperatur  $\theta_G$  ist für amorphe Polymere und die amorphen Phasen teilkristalliner Polymere relevant. Wird  $\theta_G$  überschritten, wird das Lösen der Dipol-Bindungen, VAN-DER-WAALS'sche Anziehungskräfte oder Wasserstoffbrückenbindungen zwischen den Molekülketten ermöglicht und der Abstand der Makromoleküle untereinander nimmt zu (Abbildung 3.6(b)). In diesem freien Volumen findet die mikrobrown'sche

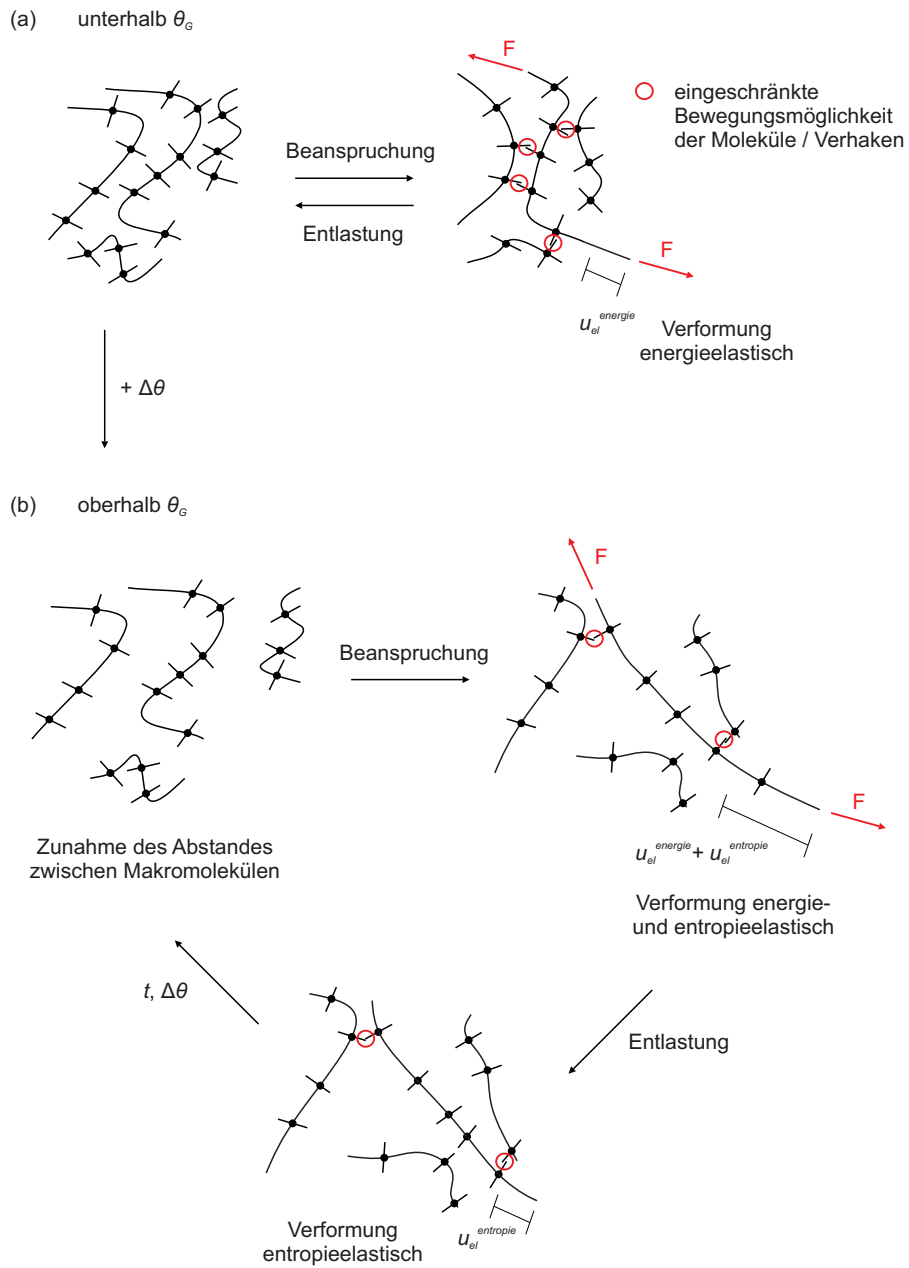


Abbildung 3.6: Änderung der makromolekularen Struktur bei Beanspruchung und Entlastung unterhalb (a) und oberhalb (b) der Glasübergangstemperatur

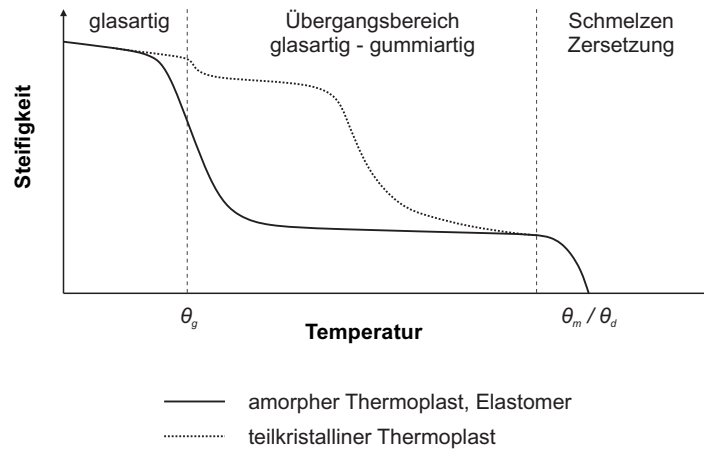


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Steifigkeit von Thermoplasten und Elastomeren in Abhängigkeit von der Temperatur nach RÖSLER [218]

Bewegung verstärkt uneingeschränkt statt, sodass die Makromoleküle aneinander abgleiten und das Polymer sich viskos verhält. Das Polymer wechselt von dem glasartigen in den gummiartigen Aggregatzustand.

Auch in diesem Aggregatzustand bewegt sich ein infolge einer Belastung im Verband abgeglittenes, gestrecktes Makromolekül nach einer Entlastung wieder zurück in seine Ausgangslage, obwohl an ihm keine Spannung anliegt. Dies geschieht durch die Bewegungen der umgebenden Makromoleküle und die eigene Bestrebung des Makromoleküles, wieder eine geknäuelte Konfiguration einzunehmen, womit ein Zustand höherer Entropie erreicht wird. Der Vorgang muss thermisch aktiviert werden und ist daher zeitabhängig. Diese Form der Elastizität wird als Entropieelastizität bezeichnet.

Mit dem Erreichen der Schmelztemperatur  $\theta_m$  ist genug thermische Energie vorhanden, um auch die intermolekularen Bindungen in den kristallinen Bereichen zu lösen. Vernetzte Polymere können aufgrund der beständigen, kovalenten Verbindungen nicht schmelzen und zersetzen sich bei einer Temperatur  $\theta_d$ .

Die Aggregatzustände der Thermoplaste und Elastomere werden in Abbildung 3.7 schematisch als Steifigkeits-Temperatur-Verlauf dargestellt. Die Steifigkeit steht hier allgemein für die Schub- und die Dehnsteifigkeit.

Sind die Makromoleküle nicht vernetzt, können diese aus dem Verband gezogen werden, was zu plastischen, nichtlinear viskosen und viskoplastischen Verzerrungsanteilen führt. Die makromolekularen Vorgänge, die ein solches Materialverhalten verursachen, sind in BRINSON ET AL., RÖSLER und SCHWARZL [46, 218, 234] beschrieben und werden aufgrund ihrer Nachrangigkeit gegenüber dem viskoelastischen Verhalten hier nicht weiter betrachtet.

### 3.2.3 Materialgleichungen

Thermoplaste und Elastomere sind in der Lage, große elastische Verformungen zu ertragen. Durch die in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Relaxationsprozesse sind die Verformungen teilweise mit einer Zeitabhängigkeit behaftet. Im Vergleich zu Glas ist die Formulierung des Materialverhaltens ungleich komplexer. Im Folgenden werden die Materialgleichungen für ein Zwischenschichtmaterial hinsichtlich der Hyperelastizität und der linearen Viskoelastizität exemplarisch aufgeführt. Schließlich wird ein in dieser Arbeit verwendetes Modell zur Beschreibung des Materialverhaltens von Polymeren vorgestellt.

#### Hyperelastizität

Während die Hypoelastizität die Materialgleichungen in Spannungs- und Verzerrungsraten inkrementell formuliert, sieht die Hyperelastizität eine Potentialfunktion  $W(\mathbf{F})$  vor. Die Potentialfunktion setzt die Spannungen eindeutig in Relation zu der Kontinuumsbewegung und kann beispielsweise als Funktion der Verzerrungsenergie aufgestellt werden.

$$\mathbf{P} = \frac{\partial W(\mathbf{F})}{\partial \mathbf{F}} \quad (3.4)$$

$\mathbf{P}$  LAGRANGE'scher Spannungstensor, konjugiert zu  $\mathbf{F}$

$\mathbf{F}$  materieller Deformationsgradient (Gradient des Ortsvektors)

Für ein isotropes, elastisches Material, welches zur Idealisierung der verwendeten Zwischenschichtmaterialien mit hinreichender Genauigkeit angenommen werden kann, wird die Potentialfunktion allgemein mit

$$W(\mathbf{E}_{(m)}) = \mu \mathbf{E}_{(m)} \cdot \mathbf{E}_{(m)} + \lambda \frac{1}{2} (\text{tr } \mathbf{E}_{(m)})^2 \quad (3.5)$$

$\mathbf{E}_{(m)}$  generalisierter LAGRANGE'scher Verzerrungstensor  $m$ -ter Ordnung

$\lambda = 2G\nu/1-2\nu$  erste LAMÉ-Konstante

$\nu$  Querverformungszahl

$\mu = G$  zweite LAMÉ-Konstante, Schubmodul

formuliert, wobei  $\text{tr } \mathbf{E}_{(m)}$  der ersten und  $1/2 \mathbf{E}_{(m)} \cdot \mathbf{E}_{(m)}$  der zweiten Invariante von  $\mathbf{E}_{(m)}$  entspricht. In der Literatur sind verschiedene Potentialfunktionen verfügbar, die nichtlinear-

elastisches Materialverhalten beschreiben, wie z.B. in den Modellen nach MOONEY UND RIVLIN [184, 216], Ogden [205] oder BLATZ UND KO [42].

Die lineare Elastizität nach HOOKE ergibt sich für die Materialgleichungen

$$\mathbf{J}_{(sym)} = 2 \mu \mathbf{E}_{(1)} + \lambda \operatorname{tr} \mathbf{E}_{(1)} \mathbf{1} \quad (3.6)$$

- $\mathbf{J}_{(sym)}$  symmetrischer JAUMANN'scher Spannungstensor  
 $\mathbf{E}_{(1)}$  BIOT'scher Verzerrungstensor (Ingenieurverzerrungsmaß)  
 $\mathbf{1}$  Einheitstensor.

Das Ingenieurverzerrungsmaß ist jedoch nur zur Beschreibung kleiner Deformationen geeignet. Für die Beschreibung großer, elastischer Deformationen ist ein logarithmisches Verzerrungsmaß erforderlich.

### Viskoelastizität

In diesem Abschnitt wird die Viskoelastizität eindimensional in Normalenrichtung betrachtet, sodass die Variablen Normalspannung  $\sigma$ , Verzerrung in Normalenrichtung  $\varepsilon$  und Elastizitätsmodul  $E$  verwendet werden. Die Überlegungen sind auf den Schub mit den Variablen Schubspannung  $\tau$ , Scherung  $\gamma$  und Schubmodul  $G$  übertragbar. Die Viskoelastizität beschreibt einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der Verzerrungsrate  $\dot{\varepsilon}$  und der Spannung  $\sigma$  in einem Material.

$$\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{1}{\eta} \sigma \quad (3.7)$$

$\eta$  Dämpfung

Ist die Dämpfung  $\eta$  konstant, so liegt lineare Viskosität vor. Der zeitliche Verlauf der Spannungen  $\sigma(\bar{\varepsilon}, t)$  beim Aufbringen einer konstanten Verzerrung  $\bar{\varepsilon}$

$$\sigma(\bar{\varepsilon}, t) = \bar{\varepsilon} E(t) \quad (3.8)$$

wird durch die Relaxationsfunktion  $E(t)$  als zeitabhängige Steifigkeit beschrieben. Das Materialverhalten wird als linear viskoelastisch bezeichnet, wenn sowohl die Elastizität

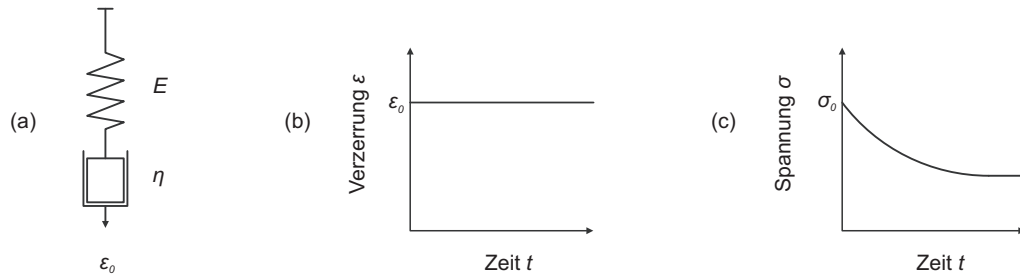


Abbildung 3.8: MAXWELL-Element unter konstanter Verzerrung  $\varepsilon_0$  (a) mit qualitativen Verzerrungs-Zeit- (b) und Spannungs-Zeit-Beziehungen (c)

als auch die Viskosität linear auftreten. Die Spannung kann unter Anwendung des Superpositionsprinzipes nach BOLTZMANN, welches bei linearer Viskoelastizität Gültigkeit besitzt, aus der Verzerrungshistorie mit

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^t E(t - \xi) \dot{\varepsilon}(\xi) d\xi = E_0 \varepsilon(t) + \int_{-\infty}^t \dot{E}(t - \xi) \varepsilon(\xi) d\xi \quad (3.9)$$

- $E(t - \xi)$  Momentansteifigkeit zum Zeitpunkt  $t - \xi$
- $E_0$  Ausgangssteifigkeit
- $t$  betrachteter Zeitpunkt
- $\xi$  Zeitvariable

abgeleitet werden. Analog wird beim Anlegen einer konstanten Spannung das Kriechverhalten durch eine Retardationsfunktion beschrieben, aus der die Kriechverzerrungen bei Superposition der Spannungshistorie erhalten werden.

Eine serielle Feder-Dämpfer-Kombination wird als MAXWELL-Element bezeichnet. Das Element wird durch die Federsteifigkeit  $E$  und die Dämpfungskonstante  $\eta$  charakterisiert. Es verhält sich initial wie ein Festkörper und besitzt ein viskoses Endverhalten, sodass es sich zur Formulierung eines Relaxationsprozesses eignet. Das MAXWELL-Element unter einer konstanten Verzerrung  $\varepsilon_0$  ist in Abbildung 3.8 mit den qualitativen Verzerrungs-Zeit- und Spannungs-Zeit-Beziehungen dargestellt. Die Differentialgleichung

$$\frac{1}{E} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta} = 0 \quad (3.10)$$

beschreibt das Elementverhalten. Die Feder und der Dämpfer besitzen die gleiche Spannung. Die Gesamtverzerrung entspricht der Summe der Einzelverzerrungen in der Feder

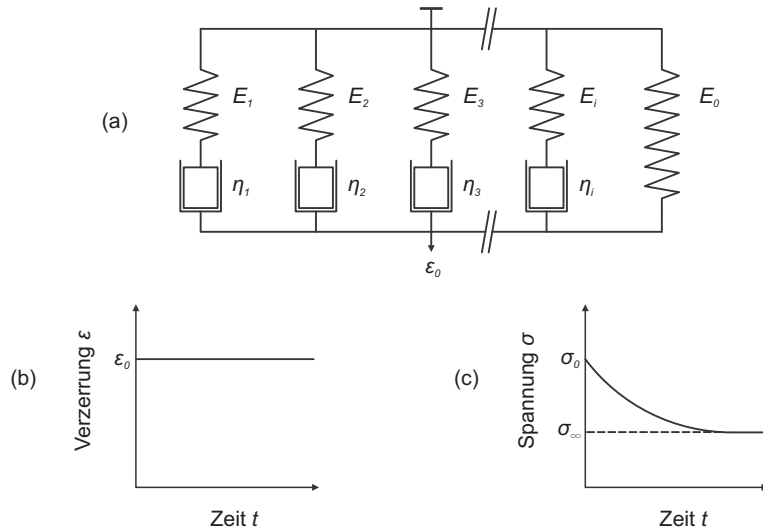


Abbildung 3.9: Verallgemeinertes MAXWELL-Modell zur Darstellung unterschiedlicher Relaxationsmechanismen (a) mit qualitativen Verzerrungs-Zeit- (b) und Spannungs-Zeit-Beziehungen (c)

und im Dämpfer. Genauso verhält es sich mit den Verzerrungsraten. Aus der Gleichung 3.10 wird der zeitabhängige Spannungsverlauf

$$\sigma(t) = \varepsilon_0 E e^{-\frac{E}{\eta} t} \quad (3.11)$$

erhalten. Das Verhältnis  $\eta/E$  entspricht der Relaxationszeit  $\tau_{Rel}$  des Mechanismus.

Abbildung 3.9 zeigt das verallgemeinerte MAXWELL-Modell. Durch die Parallelschaltung von  $i$  MAXWELL-Elementen mit unterschiedlichen Eigenschaften  $E_i$  und  $\eta_i$  sowie einer Feder mit der Steifigkeit  $E_0$  können verschiedene Relaxationsmechanismen mit unterschiedlichen Relaxationszeiten  $\tau_{Rel,i}$  dargestellt werden. Die Spannung läuft gegen den Wert  $\sigma_\infty$ . Aus dem Verlauf der Spannung

$$\sigma(t) = \varepsilon_0 \left( E_0 + \sum_{i=1}^n E_i e^{-\frac{E_i}{\eta_i} t} \right) \quad (3.12)$$

ergibt sich direkt die Relaxationsfunktion

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} = E_0 + \sum_{i=1}^n E_i e^{-\frac{E_i}{\eta_i} t}. \quad (3.13)$$



Eine parallele Feder-Dämpfer-Kombination wird als KELVIN-VOIGT-Element bezeichnet. Es verhält sich initial wie eine Flüssigkeit und besitzt ein festkörperartiges Endverhalten, sodass es sich zur Formulierung eines Retardationsprozesses eignet. Durch die Reihenschaltung von  $i$  KELVIN-VOIGT-Elementen mit unterschiedlichen Eigenschaften  $E_i$  und  $\eta_i$  sowie einer Feder mit der Steifigkeit  $E_0$  kann analog zur Herleitung der Relaxationsfunktion eine Kriechfunktion mit verschiedenen Retardationszeiten ermittelt werden.

Kann eine konstante Querverformungszahl  $\nu$  angenommen werden, so ist die Implementierung von Viskosität in die allgemeine Potentialfunktion nach Gleichung 3.5 einfach, da nur der Schubmodul als Relaxationsfunktion zeitabhängig beschrieben wird.

### Materialmodell für Polymere

In dieser Arbeit wird das Materialmodell für polymere Werkstoffe nach BOYCE ET AL. und ARRUDA UND BOYCE [5, 45] verwendet. Es verwendet zwei parallel wirkende Mechanismen, die das Verhalten des makromolekularen Verbandes unter Zug beschreiben. Der erste Mechanismus (Index A) beschreibt den Verbund zwischen den Makromolekülen und die eingeschränkte Umlagerung der Makromolekülabschnitte.

$$\mathbf{T}_{H,A} = \frac{1}{J_A} \mathbb{C} \mathbf{E}_{(0),A} \quad (3.14)$$

- $\mathbf{T}_{H,A}$  gedrehter KIRCHHOFF'scher Spannungstensor
- $\mathbb{C}$  Tensor vierter Ordnung mit elastischen Konstanten
- $\mathbf{E}_{(0)}$  HENCKY'scher Verzerrungstensor (logarithmisches Verzerrungsmaß)

Der räumliche Geschwindigkeitsgradient  $\mathbf{L}_A$  kann additiv in einen elastischen Anteil  $\mathbf{L}_A^{el}$  und in einen Anteil mit sowohl elastischen, als auch plastischen Eigenschaften,  $\tilde{\mathbf{L}}_A^{pl}$  aufgespalten werden. Weiterhin wird durch die erneute additive Aufspaltung von  $\tilde{\mathbf{L}}_A^{pl}$  der Verzerrungsgeschwindigkeitstensor  $\tilde{\mathbf{D}}_A^{pl}$  und der Spintensor  $\tilde{\mathbf{W}}_A^{pl}$  erhalten. Mit dem Ansatz  $\tilde{\mathbf{W}}_A^{pl} = 0$  wird eine eindeutige Lösung für die entlastete Konfiguration gefunden. Die Viskosität ist im Tensor  $\tilde{\mathbf{D}}_A^{pl}$  berücksichtigt, der mit

$$\tilde{\mathbf{D}}_A^{pl} = \dot{\gamma}_A^{pl} \mathbf{N}_A \quad (3.15)$$

$\dot{\gamma}_A^{pl}$	plastische Verzerrungsrate
$\mathbf{N}_A = 1/\sqrt{2J_{2,A}} \mathbf{T}_{A,H}^{Dev}$	normierter Deviator
$J_{2,A}$	zweite Invariante von $\mathbf{T}_{A,H}^{Dev}$
$\mathbf{T}_{H,A}^{Dev}$	deviatorischer Spannungsanteil von $\mathbf{T}_{H,A}$

formuliert ist. Die plastische Verzerrungsrate

$$\dot{\gamma}_A^{pl} = \dot{\gamma}_{0A} e^{-\frac{\Delta E_r \left(1 - \frac{\sqrt{J_{2A}}}{s}\right)}{kT}} \quad (3.16)$$

$\dot{\gamma}_{0A}$	Vorfaktor
$\Delta E_r$	Energiebarriere gegen eingeschränkte Umlagerung
$s = 0,15 G$	Scherfestigkeit
$G$	Schubmodul
$k$	BOLTZMANN-Konstante
$T$	Absoluttemperatur

ist abhängig von einer thermischen Aktivierung, welche im Exponenten beschrieben wird.

Der zweite Mechanismus (Index B) beschreibt den mit zunehmender Deformation ansteigenden, anisotropen Widerstand des Materials durch die Ausrichtung der Makromoleküle und das uneingeschränkte Abgleiten dieser voneinander nach dem Überschreiten der Glasübergangstemperatur. Der Deformationsgradient des seriellen Mechanismus wird multiplikativ aufgespalten.

$$\mathbf{F}_B = \mathbf{F}_B^o \mathbf{F}_B^f \quad (3.17)$$

$\mathbf{F}_B^o$	Deformationsgradient infolge der Makromolekülausrichtung
$\mathbf{F}_B^f$	Deformationsgradient infolge des Ableitens der Makromoleküle

Die Spannungs-Verzerrungs-Beziehung ist mit

$$\mathbf{T}_{H,B} = \frac{kT n_t \sqrt{n_n}}{3 J_B \bar{\lambda}^o} L^{-1}(x) (\bar{\mathbf{B}}^o - (\bar{\lambda}^o)^2 \mathbf{1}) \quad (3.18)$$

$J_B^o$	JACOBI-Determinante von $\mathbf{F}_B^o$
$n_t$	Dichte der Vernetzungen und Verschlaufungen
$n_n$	Dichte der Vernetzungen
$\bar{\lambda}^o = \sqrt{1/3 \operatorname{tr} \mathbf{B}^o}$	normierte Streckung aus Makromolekülausrichtung
$L^{-1}(x)$	Inverse der LANGEVIN-Funktion
$\bar{\mathbf{B}}^o$	normierter linker CAUCHY-GREEN'scher Strecktensor aus $\bar{\mathbf{F}}_B^o$
$\bar{\mathbf{F}}_B^o = 1/\sqrt[3]{J_{3,B}} \mathbf{F}_B^o$	normierter Deformationsgradient $\mathbf{F}_B^o$

gegeben. Die Inverse der LANGEVIN-Funktion

$$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (3.19)$$

wird zur mathematischen Beschreibung der drastischen Spannungszunahme nach erfolgter Orientierung der Molekülketten verwendet. Das Argument  $x$  der Funktion ist dabei das Verhältnis der normierte Streckung aus der Makromolekülausrichtung zur Wurzel aus der Dichte der Vernetzungen,  $\bar{\lambda}^o/\sqrt{n_n}$ . Analog zum ersten Mechanismus wird der Verzerungsgeschwindigkeitstensor  $\tilde{\mathbf{D}}_B^f$ , der die Anteile aus dem Ableiten der Makromoleküle beinhaltet, über die plastische Verzerrungsrate

$$\dot{\gamma}_B^f = C \left( \frac{1}{\lambda_f - 1} \right) \sqrt{J_{2,B}} \quad (3.20)$$

$C$	Variable nach BERGSTRÖM UND BOYCE [34]
$\lambda_f = \sqrt{1/3 \operatorname{tr} \mathbf{F}_B^f \mathbf{F}_B^{fT}}$	Streckung aus Ableiten der Makromoleküle
$J_{2,B}$	zweite Invariante von $\mathbf{T}_{H,B}^{Dev}$
$\mathbf{T}_{H,B}^{Dev}$	deviatorischer Spannungsanteil von $\mathbf{T}_{H,B}$

in Beziehung zu dem normierten Deviator  $\mathbf{N}_B$  gesetzt. Dadurch wird die Viskosität infolge des Makromolekülableitens berücksichtigt. Die Variable  $C$  ist abhängig von einer thermischen Aktivierung.

Die gesamte Spannung setzt sich schließlich aus der Summe der Anteile  $\mathbf{T}_{H,A}$  und  $\mathbf{T}_{H,B}$  zusammen.

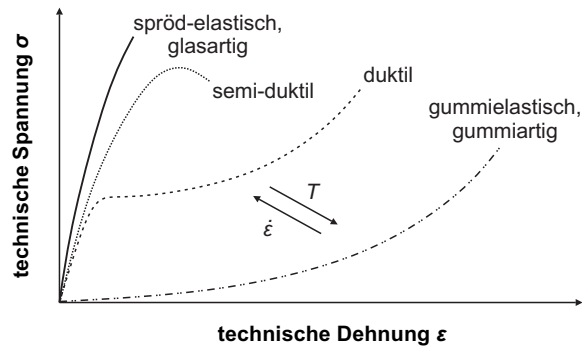


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe für Polymere in unterschiedlichen Aggregatzuständen in Anlehnung an BRINSON ET AL. und DIN EN ISO 527-1 [46, 89]

### 3.2.4 Mechanische Eigenschaften

Die Dichte  $\rho_{Polymer}$  der polymeren Zwischenschichtmaterialien, die bei der Herstellung von VSG eine Rolle spielen, bewegt sich in einem Bereich von  $0,95 - 1,07 \cdot 10^{-3} \text{ g/mm}^3$ . Der mittlere thermische Verformungskoeffizient  $\alpha_{T,Polymer}$  liegt zwischen  $1,0 - 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$ . Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{Polymer}$  beträgt etwa  $0,2 \cdot 10^{-3} \text{ W/mm K}$  [165, 167]. In dieser Arbeit nimmt das Verhalten des Zwischenschichtmaterials auf Zug eine bedeutende Rolle ein, weshalb das Zugspannungs-Dehnungs-Verhalten genauer betrachtet wird. Die Druckfestigkeit polymerer Werkstoffe besitzt im Folgenden keine Relevanz. Des Weiteren wird auf den Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit sowie auf die Umgebungseinflüsse eingegangen, welche die mechanischen Eigenschaften der betrachteten Polymere maßgeblich beeinflussen.

#### Zugspannungs-Dehnungs-Verhalten

Die wesentlichen mechanischen Kennwerte, mit denen die Hersteller ihre Zwischenschichtmaterialien charakterisieren, sind die Reißfestigkeit  $\sigma_{Rei\beta}$  und die Reißdehnung  $\varepsilon_{Rei\beta}$  im Ingenieurverzerrungsmaß. Sie werden in einem einaxialen Zugversuch nach DIN EN ISO 527-1 [89] ermittelt. Ein Prüfklima und eine Abzugsgeschwindigkeit sind dabei grundsätzlich nicht fest vorgegeben, sodass bei einer seriösen Versuchsdokumentation immer das Prüfklima mit der Temperatur  $\theta_{Prüf}$  und der relativen Luftfeuchte  $\phi_{Prüf}$  sowie die auf eine Probekörpergeometrie bezogene Abzugsgeschwindigkeit  $v_{Prüf}$  anzugeben sind. Das bevorzugte Prüfklima liegt bei einer Temperatur von  $23 \pm 2 \text{ °C}$  und einer Luftfeuchte von  $50 \pm 10 \text{ %}$ . Mit Blick auf die in Abschnitt beschriebenen Aggregatzustände lässt die bloße Angabe von  $\sigma_{Rei\beta}$  und  $\varepsilon_{Rei\beta}$  einen Interpretationsspielraum hinsichtlich des Zugspannungs-Dehnungs-Verlaufes und der mit ihm verbundenen Verzerrungsenergie des

Probekörpers zu. Abbildung 3.10 zeigt schematisch die Unterschiede der Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe in den jeweiligen Aggregatzuständen. Mit zunehmender Verzerrungsrate oder abnehmender Temperatur prägt sich ein duktiler Übergangsbereich aus.

In einer umfangreichen Versuchskampagne von KUNTSCHE [164] wird das Verhalten verschiedener Zwischenschichtmaterialien unter einaxialem Zug bei unterschiedlichen Abzugsgeschwindigkeiten untersucht. Für  $\theta_{Prüf}$  wird ein Bereich von 22 bis 23 °C angegeben. Die relative Luftfeuchte  $\phi_{Prüf}$  liegt bei 30 bis 50 %. Die Dehnungen sind für den einaxialen Zugversuch in einem logarithmischen Verzerrungsmaß als natürliche oder wahre Dehnungen

$$\varepsilon = \ln \frac{l}{l_0} \quad (3.21)$$

$l$  aktuelle Länge

$l_0$  Ausgangslänge

angegeben, welche mit den Spannungen

$$\sigma = \frac{F}{A_0} \left( 1 + \frac{l - l_0}{l_0} \right)^{2\nu} \quad (3.22)$$

$F$  äußere Kraft

$A_0$  Ausgangsquerschnittsfläche

$\nu$  Querverformungszahl

ein arbeitskonjugiertes Paar bilden. In Abbildung 3.11 sind die ermittelten Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe für die Zwischenschichtmaterialien TROSIFOL BG (PVB), BRIDGESTONE EVAsafe G71 (EVA), KURARAY SentryGlas (Ionoplast) und der TPU-Folie PE399 (TPU) bei dynamischen bis hochdynamischen Verzerrungsraten dargestellt.

Für alle betrachteten Materialien wird ein Anstieg der Steifigkeit mit zunehmender Verzerrungsrate beobachtet. Dieser fällt für die Materialien EVA und TPU, die sich gummielastisch verhalten, geringer aus als für PVB und das Ionoplast-Material. Mit zunehmender Verzerrungsrate ändert sich das PVB-Verhalten von gummielastisch zu duktil mit einem Übergangsbereich bei etwa 14 N/mm<sup>2</sup>. Das Ionoplast-Material zeigt ein duktileres Verhalten bei einem Übergangsbereich von bis zu 50 N/mm<sup>2</sup>. Unter dynamischen bis hochdynamischen

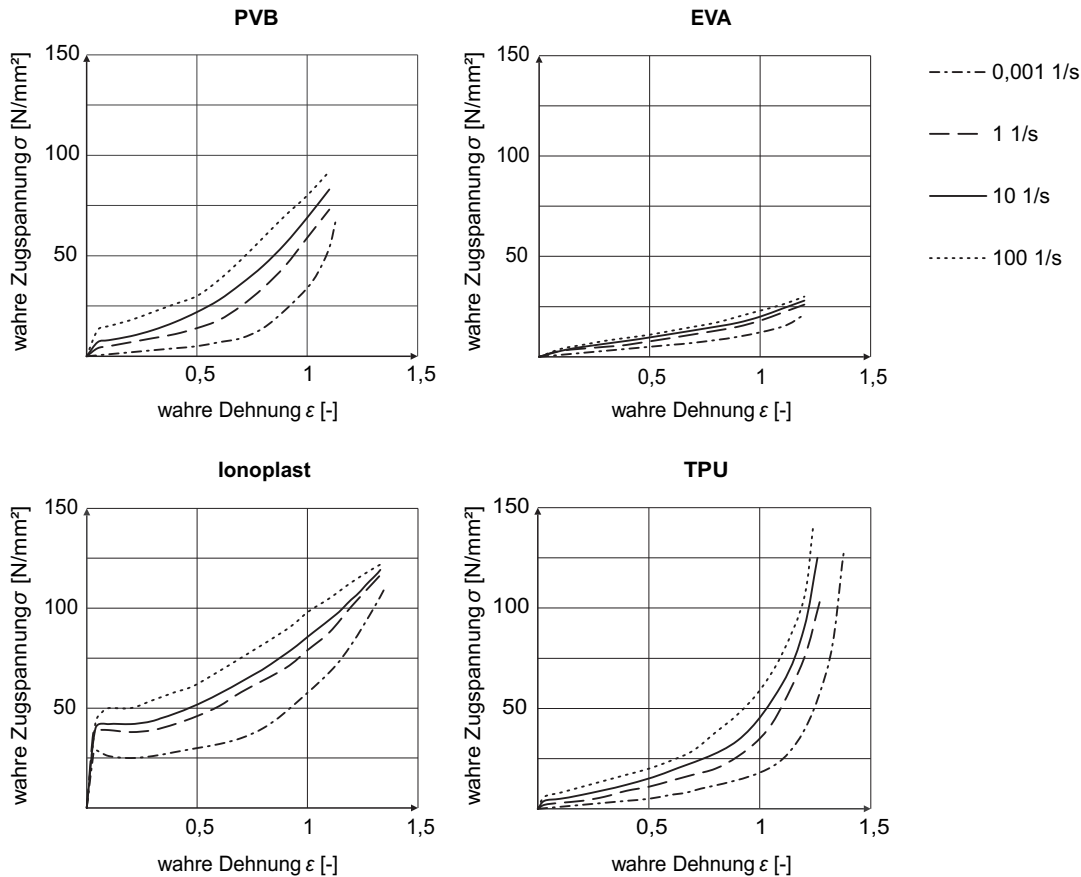


Abbildung 3.11: Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe für unterschiedliche Verzerrungsraten und verschiedene Zwischenschichtmaterialien in Anlehnung an KUNTSCHKE [164]

Verzerrungsraten werden keine Werte für  $\sigma_{Rei\beta}$  und  $\epsilon_{Rei\beta}$  angegeben, da die Verzerrungen am Versuchsende nicht mehr durch das gewählte, optische Messverfahren ermittelt werden können.

Zusätzlich wird die Querverformungszahl in den Versuchen aus dem Verhältnis der natürlichen Stauchung in Querrichtung zur natürlichen Dehnung in Belastungsrichtung dynamisch ermittelt. Tabelle 3.3 fasst die Beobachtungen in der Versuchskampagne von KUNTSCHKE hinsichtlich der qualitativen Ausprägung der Verzerrungsratenabhängigkeit, der ermittelten Querverformungszahl sowie der Verformungsqualität nach Entlastung und dem Abwarten der viskoelastischen Rückverformung zusammen.

Für den Bereich kleinerer Dehnungen in Belastungsrichtung von weniger als 10 % werden geringere Werte für  $\nu_{Polymer}$  ermittelt. Die EVA-Folie stellt in der Versuchsreihe eine Ausnahme dar, da in diesem Dehnungsbereich Querverformungszahlen  $> 0,5$  gemessen werden. Bei größeren Dehnungen läuft  $\nu_{Polymer}$  für alle betrachteten Zwischenschichtmaterialien gegen den Wert 0,5.

Tabelle 3.3: Zusammenfassung der Ergebnisse aus einaxialen Zugversuchen nach KUNTSCHKE [164]

Material	Verzerrungsraten-abhängigkeit	Querverformungs-zahl $\nu_{Polymer}$	Verformungsqualität
BG (PVB)	ausgeprägt	$\approx 0,3 - 0,5$	rein elastisch
G71 (EVA)	wenig ausgeprägt	$\approx 0,5 - 0,55$	elastisch mit plastischen Anteilen bei großen Dehnungen
SentryGlas (Ionoplast)	stark ausgeprägt	$\approx 0,3 - 0,5$	elastisch mit plastischen Anteilen bei niedrigen Abzugsgeschwindigkeiten
PE399 (TPU)	wenig ausgeprägt	$\approx 0,4 - 0,5$	rein elastisch

Die Versuchsergebnisse von KUNTSCHKE decken sich mit den Ergebnissen aus dynamischen und hochdynamischen Zugversuchen anderer Autoren, wie beispielsweise BENNISON ET AL., IWASAKI, KOTT UND VOGEL oder MORISON [30, 144, 161, 185]. Manche der genannten Autoren stellen aufgrund eines Spannungs-Verzerrungs-Verlaufes mit Übergangsbereich fälschlicherweise ein elastisch-plastisches Verhalten fest, ohne jedoch eine Entlastung durchzuführen, welche zur Aufschlüsselung der Verzerrungsanteile notwendig ist.

### Zusammenhang von Temperatur und Belastungsgeschwindigkeit

In Abschnitt 3.2.4 wird das viskose Verhalten eines Polymeres auf thermisch aktivierte Relaxationsprozesse in der makromolekularen Struktur zurückgeführt. Wenn die unterschiedlichen Relaxationsprozesse die gleiche Temperaturabhängigkeit aufweisen, wird das Material als thermo-rheologisch einfach bezeichnet und das Zeit-Temperatur-Verschiebungsprinzip kann angewandt werden [233]. Bei einem Referenzversuch mit einer Referenztemperatur  $\theta_{Ref}$  wird der Relaxationsprozess  $i$  mit einer Relaxationszeit  $\tau_{Rel,i}(\theta_{ref})$  festgestellt. Durch das Zeit-Temperatur-Verschiebungsprinzip kann der Zusammenhang

$$\tau_{Rel,i}(\theta) = \alpha_{ZTV}(\theta, \theta_{ref}) \tau_{Rel,i}(\theta_{ref}) \quad (3.23)$$

$\alpha_{ZTV}(\theta, \theta_{ref})$  Verschiebungsfunktion

zwischen der Relaxationszeit  $\tau_{Rel,i}(\theta)$  des gleichen Prozesses bei einer beliebigen Temperatur  $\theta$  und  $\tau_{i,Rel}(\theta_{ref})$  hergestellt werden. Für die Bestimmung von  $\alpha_{ZTV}(\theta, \theta_{ref})$  existieren

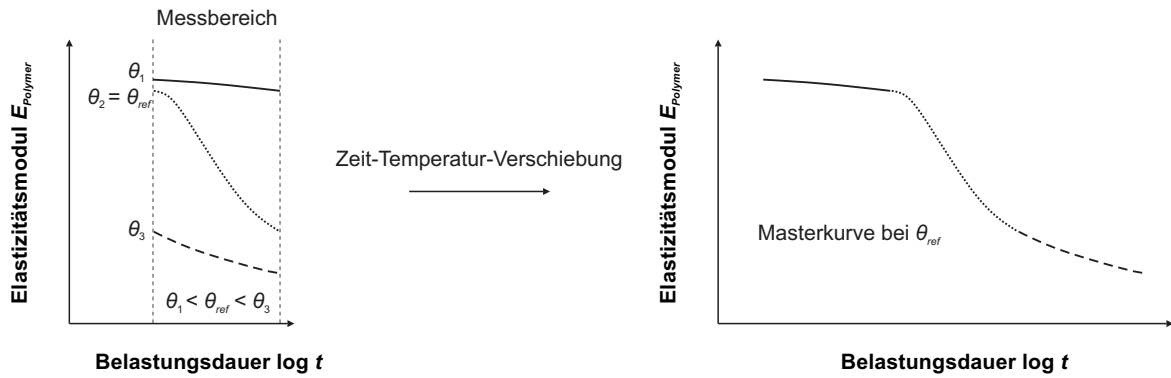


Abbildung 3.12: Konstruktion einer Masterkurve unter Ausnutzung der Temperatur-Zeit-Verschiebung in Anlehnung an DIN EN 16613 und GRELLMANN ET AL. und [91, 123]

verschiedene Ansätze, welche für bestimmte Aggregatzustände und die ihnen zugehörigen Relaxationsprozesse geeignet sind [234]: WILLIAMS, LANDEL UND FERRY [265] stellen den Ansatz

$$\lg \alpha_{ZTV}(\theta, \theta_{ref}) = -\frac{C_1(\theta - \theta_{ref})}{C_2 + \theta - \theta_{ref}} \quad (3.24)$$

$C_1, C_2$  empirische Konstanten

vor, welcher vor allem die entropieelastischen Relaxationsprozesse im Bereich und oberhalb der Glasübergangstemperatur zutreffend beschreibt. Die Verschiebung der Relaxationszeiten energieelastischer Prozesse kann hingegen nach ARRHENIUS [123] mit

$$\lg \alpha_{ZTV}(\theta, \theta_{ref}) = -0,434 \frac{E_A}{R_0} \left( \frac{1}{\theta} - \frac{1}{\theta_{ref}} \right) \quad (3.25)$$

$E_A$  material- und prozessspezifische Aktivierungsenergie [J/mol·K]

$R_0 = 8,314$  universelle Gaskonstante [J/mol·K]

formuliert werden.

Die Zeit-Temperatur-Verschiebung wird zur Beschreibung des Langzeitmaterialverhaltens von Polymeren ausgenutzt und ist normativ in DIN EN 16613 [91] aufgeführt. Abbildung 3.12 zeigt das Vorgehen zur Bestimmung einer Elastizitätsmodul-Belastungsdauer-Beziehung als sogenannte Masterkurve schematisch. Der Materialkennwert wird für ver-



schiedene Temperaturen in einem begrenzten zeitlichen Messbereich ermittelt. Durch die Verschiebungsfunktion kann von dem Materialverhalten in einem Kurzzeitversuch bei höherer Temperatur auf das Materialverhalten in einem Langzeitversuch bei der Referenztemperatur geschlossen werden.

### Umwelteinflüsse

Als Komponente von VSG sind polymere Zwischenschichtmaterialien in der Außenhülle einer Struktur den klimatischen Umgebungsbedingungen ausgesetzt. ENSSLEN und SACKMANN untersuchen die Alterung von polymeren Zwischenschichtmaterialien. Nach einer gewissen Dauer der Exposition können Alterungsprozesse die Materialeigenschaften verändern. Ferner kann die Materialzusammensetzung und die Herstellung des Polymers die Alterung beeinflussen oder gar erst ermöglichen [220]. Besonderes Augenmerk ist auf die atmosphärischen Alterungsursachen zu richten. PVB besitzt beispielsweise hygroskopische Eigenschaften, sodass die Feuchtigkeit aus dem Umgebungsmedium in die Folie eindringen kann. Nach einer zweitägigen Wasserlagerung von PVB-Proben kann im Vergleich zu Versuchen unter Normbedingungen eine Abnahme der Reißspannung um 85 % bei gleicher Reißdehnung festgestellt werden [220]. Ein heißes trockenes Klima in Verbindung mit starker, solarer Strahlungsexposition führt hingegen durch die Reduzierung der Wasseranteile, das Entweichen von Weichmacheranteilen sowie weitere strahlungsbedingte Abbauprozesse zu einer Versprödung des Materials [103].

## 3.3 Verbund zwischen den Komponenten

Die in Abschnitt 3.1 und 3.2 beschriebenen Werkstoffe werden in einem speziellen Herstellungsverfahren zu VSG verarbeitet. VSG unterscheidet sich von Verbundglas durch die Funktion der polymeren Zwischenschicht, im Falle eines Versagens das Lösen von Glasbruchstücken zu unterbinden und die Öffnungsgröße im Laminat zu begrenzen [77, 78]. Dabei gilt, dass eine stärkere Adhäsion zwischen den Komponenten nicht zwangsläufig zu einer besseren Schutzwirkung des Komposites führt. Eine kontrolliert reduzierte Haftung eignet sich insbesondere für durchwurfhemmende Verglasungen, da die Zwischenschicht durch die lokale Delamination vom Glas größere Verformungen aufnehmen kann und durch diesen Prozess zusätzlich Energie dissipiert [152]. Es besteht demnach ein Zielkonflikt für die Optimierung der Adhäsion hinsichtlich der Bindung von Glasbruchstücken und der Energiedissipation. Verbund- und Verbundsicherheitsglas werden in DIN EN ISO 12543 [85] geregelt. In diesem Abschnitt werden zunächst die Schritte zur Herstellung von Ver-

bundsicherheitsglas erläutert. Dabei wird auf die wesentlichen Faktoren, die den Verbund zwischen den Komponenten beeinflussen, eingegangen. Die Bestimmung der mechanischen Eigenschaften des Verbundes zwischen den VSG-Komponenten ist nicht trivial und stellt hohe Anforderungen an die Messtechnik. In diesem Rahmen wird der Through-Cracked-Tensile-Versuch vorgestellt, der eine bruchmechanische Charakterisierung des Verbundes ermöglicht.

#### 3.3.1 Herstellung

Die unterschiedlichen Verfahren zur Herstellung von VSG verwenden das gleiche Prinzip: Unter der Änderung von Temperatur und Druck werden optimale Bedingungen für eine Verbindung des Glases mit dem jeweiligen Zwischenschichtmaterial geschaffen. Die in den Produktionsschritten zu erreichenden Temperatur- und Druckwerte weichen für die verschiedenen Zwischenschichtmaterialien und Verfahren voneinander ab.

Im ersten Herstellungsschritt wird die Zwischenschichtfolie unter vorgegebenen Lagerungsbedingungen im sogenannten Verlegeraum konditioniert. Im Falle einer PVB-Folie geschieht dies in einem Temperaturbereich von 18 – 20 °C und bei 25 – 30 % relativer Luftfeuchte. Die Glasscheiben werden gründlich gereinigt und anschließend in einer staubfreien Umgebung faltenfrei mit der Folie zusammengelegt, sodass keine Verunreinigungen im Laminat eingeschlossen werden. Der Vorverbund der Komponenten wird im folgenden Produktionsschritt hergestellt. Die Komponenten werden in einer Vakuumbehandlung oder durch Walzen bei einer Temperatur unter 100 °C zusammengepresst. Dabei werden die Räume zwischen der Folie und dem Glas weitestgehend entlüftet. Bei einer Temperatur von 110 – 145 °C und einem Druck von 12 – 14 bar erfolgt im nächsten Schritt der engültige Verbund im Autoklaven [168, 240]. Ist die Temperatur zu hoch, entstehen optische Mängel, wie beispielsweise Verfärbungen. Ist die Temperatur zu niedrig, kann keine ausreichende Haftung sichergestellt werden und in der Folge eine ungewünschte Delamination der Komponenten auftreten. Bei der Herstellung ist die Kerntemperatur des Laminates entscheidend. Insbesondere bei dicken Scheibenaufbauten ist eine längere Zeit im Autoklaven vorzusehen. Ferner hat der Erwärmungs- und Abkühlungsvorgang über einen angemessenen Zeitraum hinweg zu erfolgen, sodass aufgrund der Verbundherstellung keine zusätzlichen Eigenspannungszustände im Laminat entstehen.

Des Weiteren ist es möglich, den Verbund auch in einem Schritt autoklavenfrei herzustellen. Hierzu wird ein Vakuumsack oder ein Vakuumring für die Entlüftung der Zwischenräume verwendet. Bei einem Unterdruck von bis zu 1 bar erfolgt die Erwärmung simultan. Die Hersteller bieten Folien an, die besonders auf dieses Verfahren abgestimmt

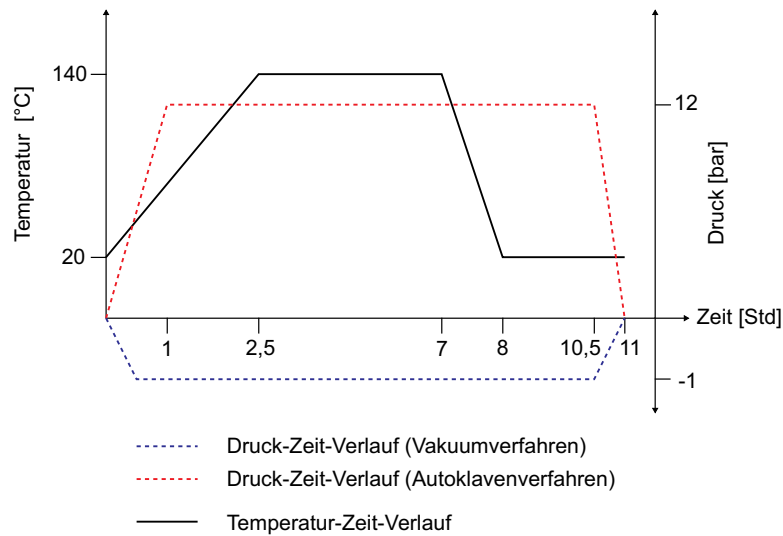


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Kennlinien für die VSG-Herstellung im Autoklaven- und im Vakuumverfahren

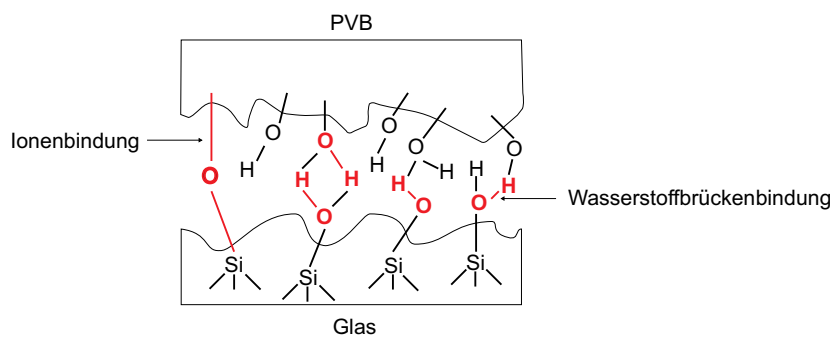


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung des chemischen Mechanismus zum Verbund von PVB mit Silicatglas in Anlehnung an KELLER UND MORTELMANS [152]

sind. Durch eine höhere Oberflächenrauheit kann das Laminat beispielsweise besser entlüftet werden. Das autoklavenfreie Verfahren eignet sich für spezielle Anwendungen wie gebogene VSG-Scheiben, druckempfindliche Photovoltaikmodule oder komplexere Scheibenaufbauten. Abbildung 3.13 zeigt mögliche Kennlinien für die autoklave Herstellung und das autoklavenfreie Verfahren.

Die Adhäsion zwischen einer Folie, z.B. PVB, und einer Glasoberfläche wird durch chemische Bindungen bestimmt, die in Abbildung 3.14 schematisch dargestellt sind. An der Glasoberfläche bilden sich infolge einer chemischen Reaktion Silanol-Gruppen (Si-O-H), welche mit den Molekülgruppen der verwendeten Zwischenschichtfolie Bindungen eingehen. Bei einer PVB-Folie besitzt der Polyvinylalkohol als Anteil des PVB-Harzes Hydroxylgruppen (O-H). In unmittelbarer Nähe zueinander bilden die Molekülgruppen

der Materialkomponenten ein dichtes Netz aus Wasserstoffbrückenbindungen und zu einem geringen Anteil auch stärkeren Ionenbindungen aus [152]. Der Verbund kann durch die Zugabe von Additiven kontrolliert reduziert werden. Ferner wird das Zwischenschichtmaterial die Erhöhung der Temperatur weicher und passt sich der mikroskopisch rauen Glasoberfläche an. In der Folge entwickelt sich eine Verzahnung der Oberflächen und damit eine zusätzliche, mechanische Bindung. Der Verbund zwischen Folie und Glas wird weiterhin durch die folgenden Faktoren, maßgeblich durch die beiden erstgenannten, beeinflusst [152]:

- Feuchtigkeitsgehalt des Zwischenschichtmaterials,
- Reinigungsprozess der Scheiben und chemische Zusammensetzung des Spülwassers,
- chemische Zusammensetzung der VSG-Komponenten,
- Korrosion der Glasoberfläche,
- Zinnbadseite (schwächerer Verbund) oder Gasseite der Glasoberfläche,
- Verunreinigungen auf den zusammenzuführenden Oberflächen.

Ein erhöhter Feuchtigkeitsgehalt des Zwischenschichtmaterials ist kritisch für den Verbund, da polare Wassermoleküle die Hydroxylgruppen als potentielle Bindungsstellen neutralisieren. Salzrückstände aus dem Scheibenreinigungsprozess ziehen Feuchtigkeit an und fördern diesen Prozess.

Die Produktion von VSG mit Gießharzen gestaltet sich abweichend von VSG mit Folienzwischen-schichten. Nach der Befüllung mit flüssigem Harz wird der Scheibenzwischenraum entlüftet. Das Harz wird zur Erhärtung mit UV-Licht bestrahlt oder erhärtet aufgrund einer chemischen Reaktion ohne äußere Einflüsse. Bei mehrschichtigen Scheibenaufbauten sind Harzschichten mit Erhärtung durch UV-Licht aufgrund der schlechten UV-Transmission schichtweise einzubringen [240].

#### **3.3.2 Kritische Energiefreisetzungsrate als mechanische Eigenschaft der Grenzschicht**

Für die Prüfung des Verbundes existieren verschiedene Methoden, von denen die wenigsten eine quantitative Aussage zu den mechanischen Eigenschaften der Grenzschicht zwischen den VSG-Komponenten liefern. Der sogenannte Pummel-Test wird von den Glasherstellern als einfache Qualitätskontrolle der Verbundwirkung herangezogen. Im Rahmen

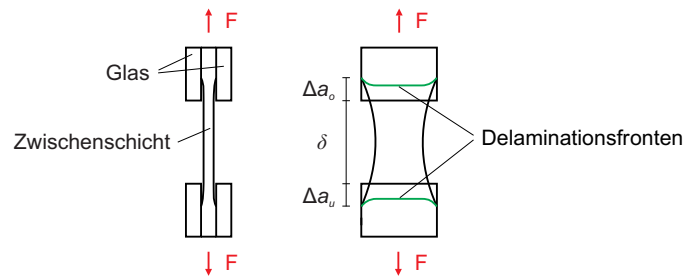


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung des Through-Cracked-Tensile-Tests an einer VSG-Probe

des Testes wird die Glaskomponente eines VSG-Probekörpers unter vorgegebenen Umgebungsbedingungen über die gesamte freie Oberfläche hinweg geschädigt. Der Anteil der Fläche, auf der ein Adhäsionsbruch eingetreten ist, an einer Referenzfläche wird einem Pummel-Wert von 0–10 zugeordnet. Pummel-Versuche liefern keine mechanischen Kennwerte. Die Zuordnung der Pummel-Werte ist potentiell subjektiv und vor allem in den Randbereichen der Skala schwierig [237]. Der Schältest ist anders als der Pummel-Test in der US-amerikanischen Norm ASTM C 794-15A [10] geregelt. Er sieht eine Folie vor, die einseitig an eine Glasoberfläche laminiert ist und von dieser in einem vorgegebenen Winkel abgezogen wird. Im Schältest ist eine direkte Ermittlung der zur Überwindung der Adhäsion benötigten Energie nur bedingt möglich, da die Verformung des Zwischenschichtmaterials die Messwerte dominiert [11, 121, 129, 155].

Die Delamination der VSG-Komponenten ist ein bruchmechanisches Problem, welches durch die kritische Energiefreisetzungsrate  $G_c$  nach Abschnitt 4.2.1 als Kennwert der Grenzschicht charakterisiert wird.  $G_c$  kann in Kompressionsscherversuchen, wie sie beispielsweise von JAGOTA ET AL. [145] durchgeführt werden, oder durch Through-Cracked-Tensile- (TCT) Tests nach SHA ET AL. [237] ermittelt werden. Der TCT-Test ist in Abbildung 3.15 schematisch dargestellt und wird im Folgenden näher erläutert.

Der Versuch sieht einen definiert gebrochenen VSG-Probekörper mit einem symmetrischen Aufbau Glas - Zwischenschicht - Glas vor, der einaxial auf Zug belastet wird. Das Ergebnis des Versuches sind Zugkraft-Verschiebungs-Kurven und die simultane Aufnahme der Delaminationsfrontentwicklung durch eine optische Messung. Anhand der Ergebnisse wird ein numerisches Modell validiert, welches einen Bezug zwischen der Zugkraft-Verschiebungsmessung und der Delaminationslänge infolge der durch die Zwischenschicht auf die Delaminationsfront übertragenen Spannung herstellt. Ein wesentlicher Faktor ist dabei das verwendete Materialmodell der Zwischenschicht: Eine präzise Bestimmung der Verformungsenergie des Zwischenschichtmaterials führt zu einer präzisen Ermittlung der für

Tabelle 3.4: In Kompressionsscherversuchen und TCT-Tests ermittelte kritische Energiefreisetzungsraten  $G_c$ , Abzugsgeschwindigkeiten  $v_{Prüf}$  und verwendete Materialmodelle für die Zwischenschicht

Quelle	kritische Energiefreisetzungsraten $G_c$ [J/m <sup>2</sup> ]	Abzugsgeschwindigkeit $v_{Prüf}$ [m/s]	Materialmodell Zwischenschicht
SHA ET AL [237]	104 – 295	$8,47 \cdot 10^{-6}$	linear elastisch
JAGOTA ET AL. [145]	50 – 200	$6,00 \cdot 10^{-2} - 6,00 \cdot 10^{-5}$	elastisch, viskoelastisch
MURALIDHAR ET AL. [189]	284 – 929	$1,00 \cdot 10^{-3}$	elastisch
IWASAKI ET AL. [144]	40 – 3.600	$1,67 \cdot 10^{-4} - 2,96$	linear elastisch, viskoelastisch
BATI ET AL. [16]	600	$1,60 \cdot 10^{-4}$	linear elastisch
BUTCHART UND OVEREND [54]	258 – 660	$2,64 \cdot 10^{-5} - 2,64 \cdot 10^{-4}$	viskoelastisch
FRANZ ET AL. [116]	400 – 2.700	$1,00 \cdot 10^{-4} - 1,00 \cdot 10^{-2}$	linear elastisch

den Delaminationsvorgang verfügbaren Energie. Aus dem experimentell und numerisch ermittelten Zusammenhang kann  $G_c$  bestimmt werden.

Tabelle 3.4 fasst die Ergebnisse von verschiedenen Autoren zusammen und gibt einen Anhalt, in welchem Wertebereich  $G_c$  zu erwarten ist. Die experimentellen Untersuchungen variieren dabei hinsichtlich der Abzugsgeschwindigkeit  $v_{Prüf}$ , dem im Herstellungsprozess erzielten Haftungsniveau, dem Zwischenschichtmaterial, der Probekörpergeometrie und dem in der numerischen Untersuchung verwendeten Materialmodell der Zwischenschicht. Die kritische Energiefreisetzungsraten sind ratenabhängig [116, 145]. Das viskose Verhalten des Zwischenschichtmaterials gewinnt mit zunehmender Delaminationslänge an Einfluss und mindert den dreiaxialen Spannungszustand an der Delaminationsfront ab, wodurch der Fortschritt der Delamination abgeschwächt wird [237]. Ferner kann die delaminierte Zwischenschicht wieder in Kontakt mit der freien Glasfläche kommen, sodass das Messergebnis um die Reibung zwischen den Komponenten verfälscht wird [54].

# 4 Mechanische Beschreibung der Strukturantwort

Der Prozess der Beanspruchung und der Schädigung von VSG unter einer mechanischen Einwirkung erfolgt sowohl für eine statische als auch, wie in Abbildung 4.1 dargestellt, für eine hochdynamische Einwirkung sukzessive. Strukturen aus VSG werden in der Regel als Platte, d.h. senkrecht zu ihrer Ebene, belastet. Die Belastung aus einem Luftstoß soll hier als nahezu gleichmäßig verteilte Flächenlast auftreten und wirkt auf die Angriffsseite des Laminates. Die von der Einwirkung abgewandte Seite der Struktur wird als Schutzseite bezeichnet. Bei kleinen Durchbiegungen befindet sich das Laminat in einem reinen Biegespannungszustand. Kann ein dynamisches Abscheren ausgeschlossen werden, steigt mit zunehmender Durchbiegung der Einfluss einer Membrantragwirkung, die den Biegespannungszustand zunächst überlagert und dann ablöst. Die Struktur befindet in einem elastischen Zustand.

Nimmt die Durchbiegung weiterhin zu, kommt es zum sukzessiven Bruch der Einzelglasplatten unter einem einhergehenden Steifigkeitsverlust des Laminates. Die Struktur geht in einen geschädigten Zustand über. Wird der positive Impuls des Überdruck-Zeit-Verlaufes durch die Dauer der Überdruckphase  $t_+$  dominiert, ist die Luftstoßbelastung über einen längeren Zeitraum verteilt. Die geschädigte VSG-Struktur ist in der Lage, eine ausgeprägte Membranform einzunehmen (4.1(a)). Ein Versagen stellt sich charakteristischerweise durch das Reißen der Zwischenschicht in der Feldmitte ein. Wenn der Überdruck-Zeit-Verlauf vom Spitzenüberdruck geprägt ist, kann die Duktilität des geschädigten Laminates aufgrund einer wesentlich kürzeren Beanspruchungszeit nicht ausgenutzt werden. Die Struktur versagt in der Regel in der Nähe der Auflager durch ein Abscheren normal zur Plattenebene (4.1(b)).

Im Folgenden werden das Tragverhalten im elastischen Zustand und das Resttragverhalten im geschädigten Zustand näher erläutert. Dabei wird auf die qualitative Verteilung der Spannungen, die bruchmechanischen Schädigungsprozesse und die alternativen Mechanismen des Lastabtrages eingegangen.

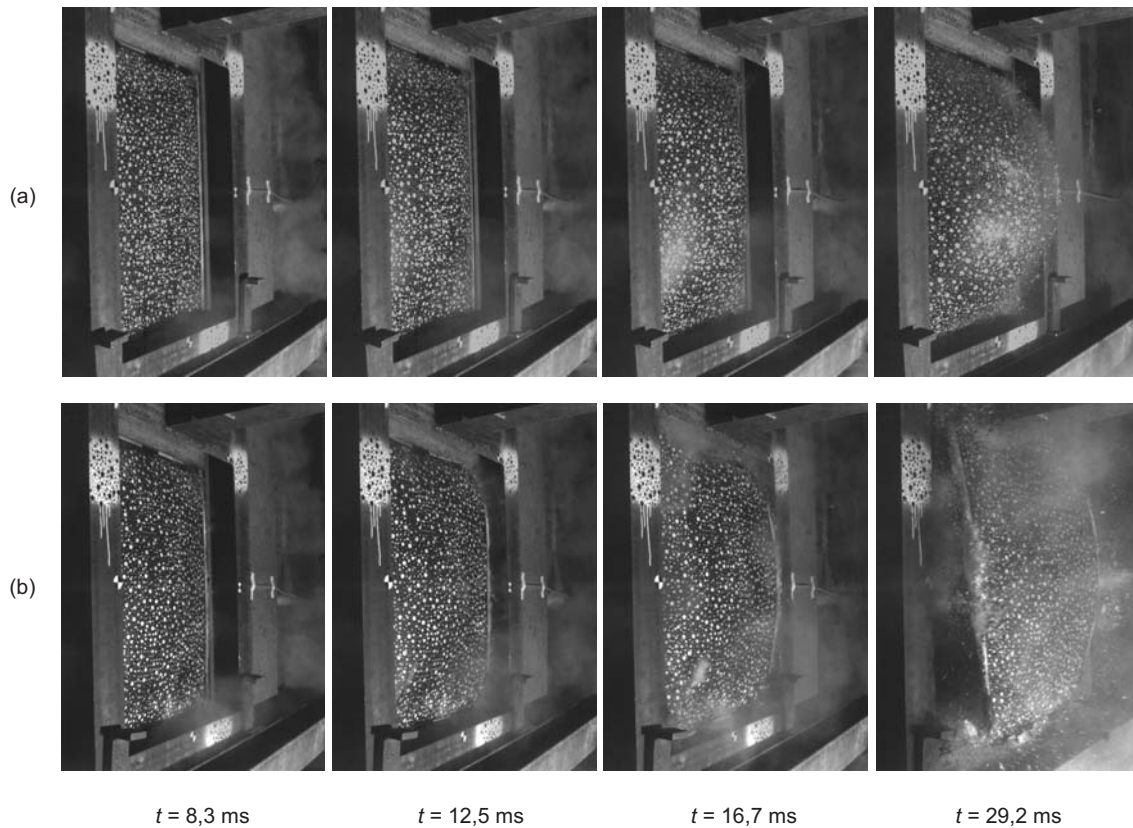


Abbildung 4.1: Verschiedene Strukturantworten zum Zeitpunkt  $t$  nach Ankunft der Luftstoßwelle: ausgeprägte Membranform (a), Versagen durch Abscheren in Lagerungsnähe (b)

### Definition der Resttragfähigkeit

Durch die Haftung der Glasbruchstücke an der Zwischenschicht wird eine Resttragfähigkeit der VSG-Struktur nach Bruch einzelner oder aller Einzelglasplatten gewährleistet. Die Resttragfähigkeit von VSG wird für begehbare Verglasungen nach DIN 18008-5 [90] sowie für betretbare und durchsturz sichere Verglasungen nach DIN 18008-6 [93] gefordert. In Bayern ist die Resttragfähigkeit nicht geregelter Überkopfverglasungen für die Zustimmung im Einzelfall nach MERKBLATT ZIE-NR. 3A [202] nachzuweisen. Die Nachweisführung ist in den genannten Regelwerken ähnlich: Ein definiert geschädigter Probekörper oder gefährdende Bruchstücke desselben dürfen unter einer Nutzlast und über eine Standzeit hinweg nicht herabfallen. Bei einer Explosion im Freifeld ist bis zu einem skalierten Abstand von  $Z < 20 \text{ m}/\sqrt[3]{\text{kg}}$  mit einem Bruch von Fenstern oder Fassadenelementen infolge der Luftstoßwelleneinwirkung zu rechnen. Die Standzeit im geschädigten Zustand unter einer konstanten Belastung ist in diesem Fall für die Nutzersicherheit weniger relevant als die Duktilität der Struktur. Konsequenterweise kann die Resttragfähigkeit



durch die Fähigkeit, Energie zu speichern und zu dissipieren, definiert und mit Hilfe der Energie quantifiziert werden. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird ein Ansatz zur energetischen Quantifizierung der Strukturantwort vorgeschlagen.

## 4.1 Tragverhalten im intakten Zustand

In Abhängigkeit vom Schubverbund der Einzelglasplatten und von den Abmessungen der Struktur kann das Tragverhalten im intakten Zustand mechanisch idealisiert werden.

### 4.1.1 Schubverbund, Verbundzustand und Biegespannungszustand

Unter einer Biegebeanspruchung ist die Schubspannungsübertragung zwischen den Laminatschichten maßgebend für die Verformung senkrecht zur Plattenebene und die Biegespannungsverteilung über die Querschnittshöhe. Die Übertragung von Schubspannungen zwischen den Einzelglasplatten von VSG ist abhängig von den Eigenschaften des Zwischenschichtmaterials und der Grenzschicht. Wie in den Abschnitten 3.2 und 3.3.2 erläutert, hängen die Steifigkeit des Zwischenschichtmaterials und die kritische Energiefreisetzungsrate der Grenzschicht stark von der Temperatur und von der Dauer der Beanspruchung ab, sodass im baupraktischen Bereich unterschiedliche Zustände des Verbundes zwischen den Einzelglasscheiben vorliegen können. Die Verteilung der Biegespannungen ist durch zwei ideale Verbundzustände begrenzt, welche in Abbildung 4.2 für einen symmetrischen VSG-Aufbau dargestellt sind.

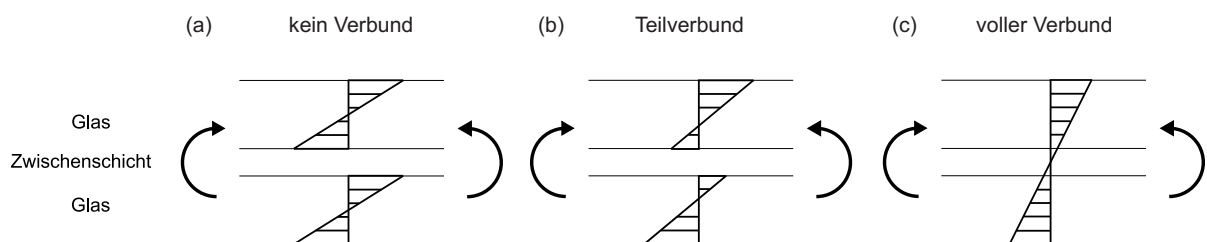


Abbildung 4.2: Verteilung der Biegespannungen über die Querschnittshöhe und Grenzzustände des Verbundes

Zum einen werden die Biegespannungen betragsmäßig durch einen idealen Verbundzustand, der von einer starren Zwischenschicht und einem starren Verbund in der Grenzschicht ausgeht, nach unten begrenzt (4.2(a)). Die Biegespannungen besitzen nach der KIRCHHOFF-Hypothese einen linearen Verlauf über die gesamte Querschnittshöhe, sodass

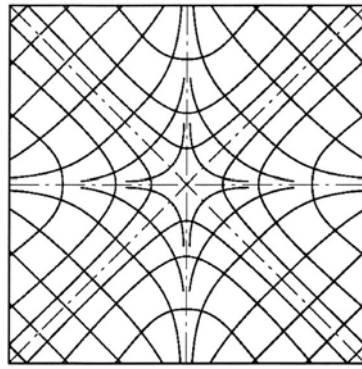


Abbildung 4.3: Hauptspannungstrajektorien einer rechteckigen, vierseitig eingespannten Platte unter Gleichlast in Anlehnung an RÜDIGER [219]

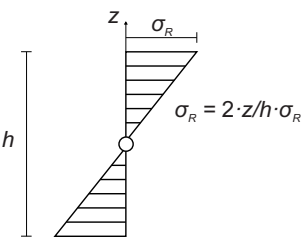
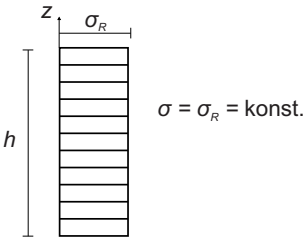
sich das Laminat wie eine monolithische Platte verhält. Für das Widerstandsmoment wird die gesamte Querschnittshöhe angesetzt. Zum anderen markiert die Annahme einer ideal weichen Zwischenschicht und einer Grenzschicht ohne Verbund die betragsmäßige Obergrenze der Biegespannungen (4.2(c)). Das Laminat wirkt als Schichtung unverbundener Einzelglasplatten, in denen jeweils ein linearer Spannungsverlauf vorliegt. Die Zwischenschicht kann keine Spannungen aufnehmen. Der tatsächliche Verbundzustand liegt in Abhängigkeit von der Temperatur und von der Beanspruchungsdauer zwischen den beiden Grenzverbundzuständen (4.2(b)). Im Falle eines symmetrischen VSG-Aufbaus liegt zwischen dem steifen und dem weichen Grenzverbundzustand hinsichtlich der Spannungen der Faktor zwei und bezüglich der Verformungen der Faktor vier [266].

Neben dem Spannungsverlauf über die Querschnittshöhe ist auch die Orientierung der Biegespannungen in der Plattenebene von Interesse. Abbildung 4.3 zeigt die Hauptspannungstrajektorien einer allseitig eingespannten, rechteckigen Platte unter einer Gleichlast. Der Verlauf der Spannungen richtet sich an diagonalen Linien aus, welche die Plattenecken miteinander verbinden.

### 4.1.2 Membranspannungszustand

Das Verhältnis der Abmessungen in Plattenebene zur Plattendicke  $l/h$  eignet sich zur Abgrenzung unterschiedlicher Geometrien. VSG-Platten sind in der Regel dünne ( $10 \leq l/h \leq 80$ ) bis sehr dünne ( $l/h > 80$ ) Flächentragwerke. Unter außergewöhnlichen Lasten werden große Verformungen von VSG-Platten erreicht. Die maximalen Verformungen überschreiten dabei die Dickenabmessung um ein Vielfaches. Aufgrund der Klassifizierung anhand der Geometrie und der erwarteten Verformung reicht die KIRCHHOFF'sche Plattentheorie zur Beschreibung des Tragverhaltens von VSG nicht aus. Die Spannungen

Tabelle 4.1: Formänderungsenergien aus Biegung und Dehnung in Anlehnung an BISSHOFF ET AL. [39]

	Biegung	Dehnung
Spannungsverlauf		
$U^{el*} =$	$\frac{b}{2E} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left( \frac{2z}{h} \sigma_R \right)^2 dz$ $= \frac{1}{6} \frac{bh}{E} \sigma_R^2$	$\frac{b}{2E} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \sigma_R^2 dz$ $= \frac{1}{2} \frac{bh}{E} \sigma_R^2$

und Verformungen werden überschätzt, da sich der Biegespannungszustand mit einem Membranspannungszustand überlagert.

Dies macht eine geometrisch nichtlineare Betrachtung nach VON KÁRMÁN unter Berücksichtigung der Membrantragwirkung erforderlich. Der Verlauf der Membranspannungen ist über die Höhe des Querschnittes konstant. In der Folge ist die auf eine Querschnittsbreite  $b$  bezogene Formänderungsenergie  $U^{el*}$  durch Dehnung dreimal höher als die Formänderungsenergie durch Biegung. Die Bestimmung der Formänderungsenergien aus Biegung und Dehnung ist vergleichend in Tabelle 4.1 aufgeführt.

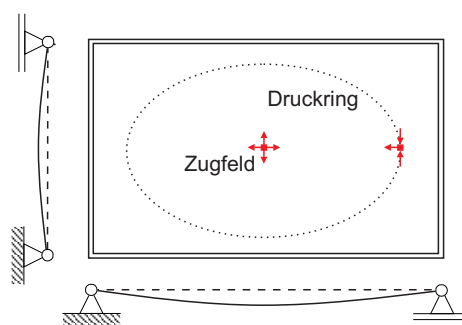


Abbildung 4.4: Membranzugspannungsbereich und Membrandruckspannungsring bei einer rechteckigen, vierseitig gelagerten Platte

Eine Voraussetzung für die Ausbildung eines Membranspannungszustandes ist der zweiachsige Lastabtrag. Abbildung 4.4 zeigt eine vierseitig gelagerte Platte, auf die eine Gleichlast wirkt. Im Feld entsteht ein Bereich der Membranzugspannung. Dieser wird in der Nähe

der Lagerung von einem Membrandruckspannungsrings umschlossen. Infolge einer nicht-membrangerechten Lagerung besitzt der Membranspannungszustand eine zur Feldmitte abklingende Biegestörung.

## 4.2 Resttragverhalten ab dem Bruch der Glaskomponente

Ab einer kritischen Durchbiegung wird Energie durch Schädigungsprozesse dissipiert. Dies geschieht durch den Bruch der Einzelglasplatten, der Delamination der Komponenten und der eventuellen, viskosen und plastischen Verformung der Zwischenschicht. Während die Verformung der Zwischenschicht infolge einer Belastung durch ein Materialmodell abgedeckt wird, sind der Glasbruch und die Delamination als Bruch zwischen zwei Komponenten im Sinne der Bruchmechanik zu beschreiben.

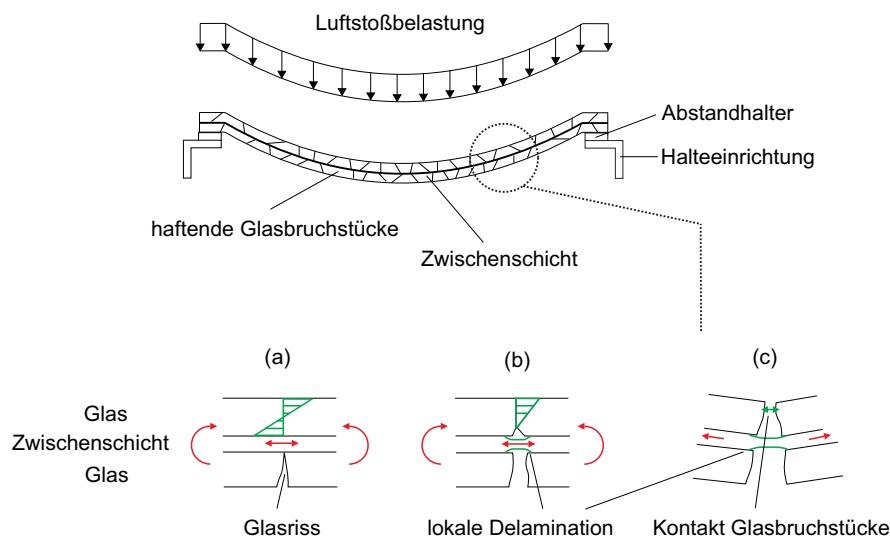


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung der Schädigungsprozesse und der alternativen Mechanismen des Lastabtrages

In Abbildung 4.5 sind die Schädigungsprozesse und die aus der Schädigung resultierenden, alternativen Mechanismen des Lastabtrages visualisiert. Analog zum Tension-Stiffening-Effekt im Stahlbetonbau werden Spannungen in die an der Zwischenschicht haftenden Glasbruchstücke eingeleitet, sodass diese zwischen den Rissen zur Steifigkeit beitragen (a). Erreicht ein Glasriss die Zwischenschicht, kann an dieser Stelle eine lokale Delamination auftreten (b). Des Weiteren können Bruchflächen in Kontakt treten und dabei Druckspannungen übertragen. Auch ein Verhaken der rauen Bruchflächen ist möglich, sodass eine Übertragung der Schubspannungen durch Reibung stattfindet (c).

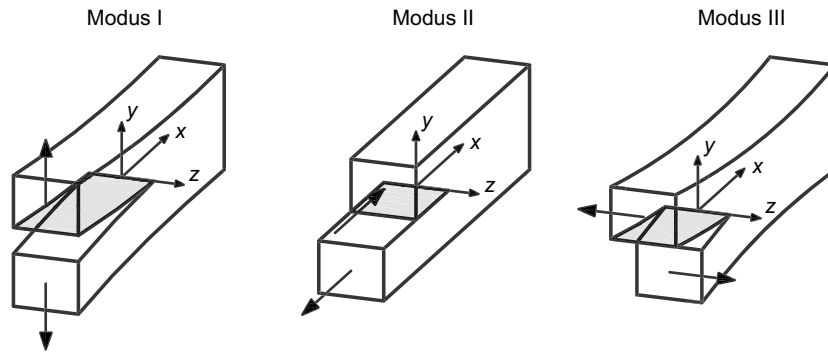


Abbildung 4.6: Bruchmechanische Beanspruchungsmodi in Anlehnung an GROSS UND SEELIG [125]

### 4.2.1 Bruchmechanische Grundlagen

Die Bruchmechanik beschäftigt sich u.a. mit der Beschreibung des Spannungsfeldes um einen Anriss und mit dem Fortschreiten von Rissen in Bauteilen. Im Rahmen dieser Arbeit stehen dabei der Rissfortschritt im Material Glas und in der Grenzschicht der VSG-Komponenten als Delamination im Vordergrund. Das Versagen eines Bauteiles kann durch das Fortschreiten von Rissen deutlich vor dem Erreichen der Bruchgrenze des Materials auftreten, was beispielsweise zu der in Abschnitt 3.1 erwähnten Differenzierung in eine theoretische und eine praktische Glaszugfestigkeit führt. Die Ausführungen zu den bruchmechanischen Grundlagen in diesem Abschnitt orientieren sich vorwiegend an BLUMENAUER UND PUSCH, GROSS UND SEELIG und RÖSLER ET AL. [43, 125, 218].

Anrisse sind im Leichtbau als Risse mit einer Länge  $a_0 \leq 1$  mm definiert [69]. Sie können bereits während der Herstellung als Defekte oder in Bearbeitungsprozessen und im Laufe der Nutzungsdauer, beispielsweise durch korrosive oder zyklische Belastungen sowie durch eine kurzzeitige Überbelastung, als mikroskopische Schädigung in Bauteilen auftreten. Abschnitt 3.1.3 geht auf die mikroskopischen Schädigungen an den Oberflächen von Glasprodukten ein.

Die Bruchmechanik unterscheidet drei grundsätzliche Beanspruchungsarten von Anrissen und Rissen, die in Abbildung 4.6 dargestellt sind. Durch die Superposition der Beanspruchungsarten kann eine beliebige Beanspruchung abgebildet werden. Im Modus I liegt eine Spannung normal zu den Rissflanken an, welche zu einer Rissöffnung  $\delta_I$  führt. Die Rissöffnung ist als Abstand zwischen den Rissflanken definiert. Modus II und Modus III bilden eine Schubbeanspruchung ab, bei der die Rissflanken ohne eine Rissöffnung gegeneinander um die Länge  $\delta_{II}$  bzw.  $\delta_{III}$  verschoben werden. Ein Rissfortschritt in Modus II und Modus III ist energetisch aufwendiger als in Modus I, da die Rissflanken in Kontakt treten und die am Riss verrichtete, äußere Arbeit anteilig in Reibung umgewandelt wird.

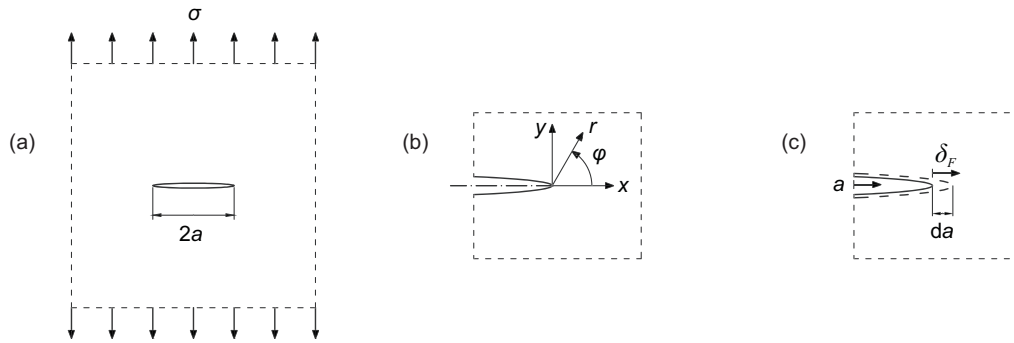


Abbildung 4.7: GRIFFITH-Riss (a), Koordinatensystem an der Rissfront (b) und Größen bei Rissfortschritt (c)

In der Folge orientiert sich eine beliebige Rissbeanspruchung in einem homogenen Spannungsfeld und einem homogenen, isotropen Werkstoff immer zu einer Beanspruchung im Modus I.

### Energiefreisetzung und Spannungsintensität

Im Rahmen der linear elastischen Bruchmechanik wird ein Anriss in einem homogenen Körper betrachtet, der ein linear elastisches, isotropes Materialverhalten besitzt. Die Eindeutigkeit eines Gleichgewichtszustandes leitet sich aus dem Prinzip vom Minimum der potentiellen Energie

$$\delta\Pi = \delta(\Pi_i + \Pi_a) = 0 \quad (4.1)$$

$\Pi_i$  Potential der inneren Kräfte

$\Pi_a$  Potential der äußeren Kräfte

ab. GRIFFITH [124] betrachtet eine ideal „unendlich“ ausgedehnte Scheibe mit einem Innenriss der Länge  $2a$  an, die durch eine Fernfeldzugspannung  $\sigma$  auf Zug im Modus I beansprucht wird. Dieses Problem wird als GRIFFITH-Riss bezeichnet und ist in Abbildung 4.7 aufgeführt.

Aufgrund der Symmetrie des Griffith-Risses reicht die Betrachtung einer Risshälfte, wobei in der Symmetrieachse Spannungen als Randbedingungen auftreten. Die Scheibendicke  $d$  wird als gering vorausgesetzt, sodass die Annahme eines ebenen Spannungszustandes (ESZ) gerechtfertigt ist und der Rissfortschritt nicht durch die Rissfläche  $dA$ , sondern eindimensional als Risslänge  $da$  angegeben wird. Die resultierende Kraft  $F$  aus der auf eine Risshälfte wirkenden Fernfeldzugspannung  $\sigma$  wirkt an einem Lastangriffspunkt, der

sich infolge eines Rissfortschrittes um den Weg  $\delta_F$  verschiebt. Aus  $F$  resultiert die äußere Arbeit

$$W = \frac{1}{2} \int_0^{\delta_F} F d\delta_F. \quad (4.2)$$

Durch die elastische Deformation ist im Materialkontinuum mit dem Volumen  $V$  die elastische Energie

$$U^{el} = \int_V w^{el} dV \quad (4.3)$$

$$w^{el} = \int \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij} \quad \text{spezifische elastische Energiedichte}$$

gespeichert. Ein Riss schreitet fort, wenn die chemischen, intermolekularen Bindungen aufgebrochen werden können. Die Stärke der Bindungen ist materialabhängig und wird durch die spezifische Oberflächenenergie  $\gamma_0$  charakterisiert. Für einen Rissfortschritt um die Fläche  $d da$  ist eine Erhöhung der positiv definierten Oberflächenenergie

$$d\Gamma_0 = 2 \gamma_0 d da \quad (4.4)$$

notwendig, wobei der Vorfaktor die Entstehung von zwei neuen Rissflächen berücksichtigt. Im Falle eines Rissfortschrittes gilt für den halben Griffith-Riss nach Gleichung 4.1

$$dW = dU^{el} + d\Gamma_0 \Rightarrow \frac{1}{d} \left( \frac{dW}{da} - \frac{dU^{el}}{da} \right) = \frac{1}{d} \frac{d\Gamma_0}{da} = 2 \gamma_0. \quad (4.5)$$

Aus der Gleichung 4.5 leitet sich die Energiefreisetzungsrates

$$G_I = \frac{1}{d} \left( \frac{dW}{da} - \frac{dU^{el}}{da} \right) \quad (4.6)$$

für den Modus I ab, die auch als Rissantriebsenergie bezeichnet wird. Sie beschreibt die zur Rissbildung verfügbare oder bereits freigesetzte Energie bezogen auf eine Fläche. Die

kritische Energiefreisetzungsrate

$$G_{Ic} = 2 \gamma_0 \quad (4.7)$$

ist der Wert der Energiefreisetzungsrate, bei dem genug Energie für den Rissfortschritt unter einer Beanspruchung im Modus I vorhanden ist.  $G_{Ic}$  ist ein Materialkennwert und kann experimentell in Dreipunkt-Biegeproben oder Kompaktzugproben bestimmt werden [17, 43, 125, 215]. Bei Raumtemperatur liegt  $G_{Ic}$  für Glas und Keramiken bei 10 – 100 J/m<sup>2</sup> [52]. SCHUBERT [229] gibt für Glas einen Bereich zwischen 7 J/m<sup>2</sup> und 20 J/m<sup>2</sup> an.

Der theoretische Spannungsverlauf in der unmittelbaren Umgebung eines Risses, dem sogenannten Nahfeld, besitzt an der Rissfront eine Singularität, an der die Spannungen unendlich groß werden. Die Spannungen im Nahfeld können analytisch nach SNEDDON und WILLIAMS [243, 264] durch eine Reihenentwicklung mit trigonometrischen Funktionen beschrieben werden. Mit der Einführung der Spannungsintensität nach IRWIN [143] und der Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung in der Reihenentwicklung können die Spannungen unter einer Beanspruchung im Modus I für das Nahfeld mit

$$\tilde{\sigma}_{xx}(r, \varphi) = \frac{K_I}{\sqrt{2 \pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} \left( 1 - \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right) \quad (4.8a)$$

$$\tilde{\sigma}_{yy}(r, \varphi) = \frac{K_I}{\sqrt{2 \pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} \left( 1 + \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \right) \quad (4.8b)$$

$$\tilde{\tau}_{xy}(r, \varphi) = \frac{K_I}{\sqrt{2 \pi r}} \cos \frac{\varphi}{2} \sin \frac{\varphi}{2} \sin \frac{3\varphi}{2} \quad (4.8c)$$

$r, \varphi$  Polarkoordinate nach Abbildung 4.7 (Mitte)

$K_I$  Spannungsintensitätsfaktor für Modus I

formuliert werden. Die Gleichungen 4.8a - 4.8c besitzen durch den Ausdruck  $1/\sqrt{r}$  mit  $r = 0$  die erwähnte Singularität an der Rissfront. Der Spannungsintensitätsfaktor für die Beanspruchung im Modus I

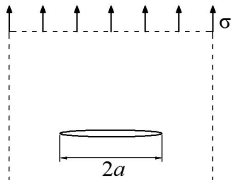
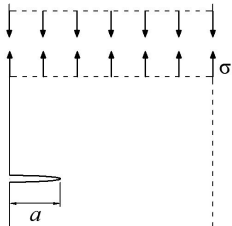
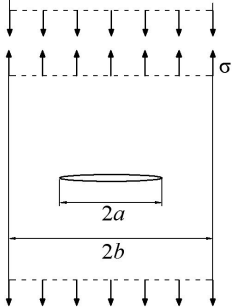
$$K_I = \sigma \sqrt{\pi a} Y \quad (4.9)$$



- $\sigma$  Fernfeldzugspannung
- $a$  Risslänge
- $Y$  dimensionslose Korrekturfunktion

besitzt eine nicht-anschauliche Einheit, beispielsweise  $\text{N}\cdot\sqrt{\text{mm}}/\text{mm}^2$ .  $Y$  ist abhängig von der Geometrie des ungerissenen Bauteils, der Lage, Form und Größe des Risses sowie von der Belastung, beispielsweise Zug- und Momentenbelastung [266]. In Tabelle 4.2 sind die Werte der dimensionslosen Korrekturfunktion für unterschiedliche Geometrien unter einer konstanten Fernfeldzugspannung aufgeführt.

Tabelle 4.2: Dimensionslose Korrekturfunktion für unterschiedliche Geometrien unter konstanter Fernfeldspannung in Anlehnung an RÖSLER ET AL. [218]

Geometrie und Beanspruchung	Korrekturfunktion [-]
	$Y = 1$
	$Y = 1,1215$
	$Y = \frac{1 - 0,025 \left(\frac{a}{b}\right)^2 + 0,06 \left(\frac{a}{b}\right)^4}{\sqrt{\cos\left(\frac{\pi a}{2b}\right)}}$

Bei einer kritischen Fernfeldspannung  $\sigma_c$  wird ein kritischer Spannungsintensitätsfaktor  $K_{Ic}$  erreicht, unter welchem der Fortschritt eines Anrisses einsetzt. Nach den Gleichungen 4.10a und 4.10b kann der Spannungsintensitätsfaktor  $K_I$  unter Verwendung der elastischen Konstanten  $E$  und  $\nu$  sowohl für den ebenen Spannungszustand als auch für den ebenen

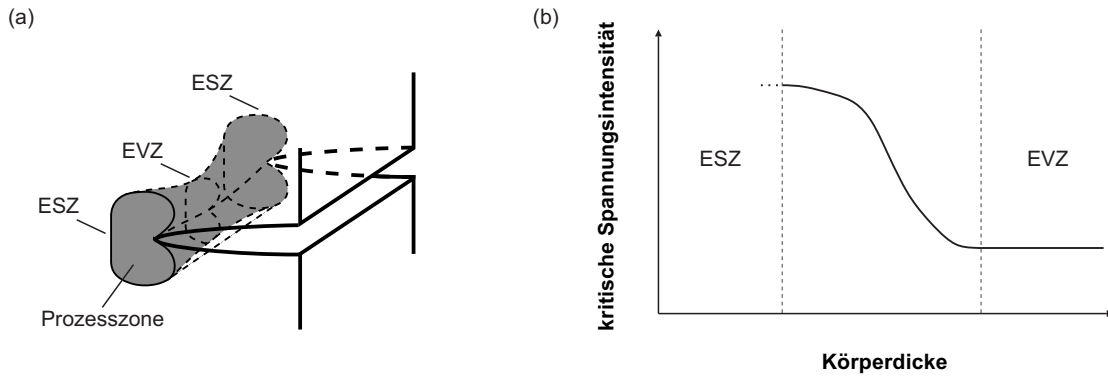


Abbildung 4.8: Spannungszustände in der Prozesszone vor der Rissfront (a), Einfluss der Dicke des betrachteten Körpers auf die kritische Spannungsintensität (b)

Verzerrungszustand in die Energiefreisetzungsrate  $G_I$  überführt werden [218].

$$K_I^2 = G_I E \quad \text{für den ebenen Spannungszustand (ESZ)} \quad (4.10a)$$

$$K_I^2 = G_I \frac{E}{1 - \nu^2} \quad \text{für den ebenen Verzerrungszustand (EVZ)} \quad (4.10b)$$

Die Einführung der Energiefreisetzung und der Spannungsintensität kann analog für die Beanspruchung in den Modi II und III hergeleitet werden.

### Risse im ebenen Spannungs- und Verzerrungszustand

Bei der Herleitung der Energiefreisetzungsrate wird eine geringe Scheibendicke  $d$  angenommen, um einen ESZ annehmen zu können. Im Folgenden wird ein angerissener Körper nach Abbildung 4.8 (a) betrachtet, bei dem diese Annahme aufgrund einer größeren Dicke nicht mehr gerechtfertigt ist.

Das Spannungsnahfeld ist nach Abbildung 4.7 nicht nur für große Abstände  $r$  zur Rissfront, sondern auch in Richtung der Rissfront begrenzt. Die Beschreibung des Spannungsnahfeldes durch die lineare Elastizitätstheorie ist im Bereich der theoretischen Spannungssingularität  $r < r_p$  nicht zutreffend [125]. In diesem Bereich, der als Prozesszone bezeichnet wird, kommt es zu inelastischen Deformationen. An der Rissfront im Inneren des Körpers wird die Verformung in Dickenrichtung behindert, was zu einem mehraxialen Spannungszustand führt. Es liegt ein näherungsweise ebener Verzerrungszustand (EVZ) vor. An den freien Rändern wird die Querverformung hingegen zugelassen, sodass ein ESZ angenommen werden kann. Dies führt zu größeren Vergleichsspannungen an der Rissfront und einer ausgedehnteren Prozesszone. In der Folge wird an den freien Rändern eine höhere

kritische Spannungsintensität erreicht [218]. Abbildung 4.8 (b) zeigt den Verlauf der kritischen Spannungsintensität in Abhängigkeit von der Dicke des angerissenen Körpers. Mit zunehmender Dicke nimmt der Einfluss der freien Ränder ab und  $K_{Ic}$  läuft gegen einen unteren Grenzwert der kritischen Spannungsintensität des EVZ. Dieser wird auch als Risszähigkeit bezeichnet, welche ein Maß für die Energieaufnahmefähigkeit eines Werkstoffes darstellt [52]. Bei der experimentellen Bestimmung der Risszähigkeit wird durch Vorgaben zur Probekörpergeometrie, z. B. nach ASTM E399 [7], die Messung der kritischen Spannungsintensität des EVZ sichergestellt.

### Risszustände und Differenzierung des Rissfortschrittes

Ein Riss ist stationär, wenn sich die Rissgeometrie nicht verändert. Ein fortschreitender Riss wird als instationär bezeichnet. Instationäre Risse können unterkritisch durch eine Entfestigung des Materials oder überkritisch infolge einer mechanischen Überbelastung wachsen. Der unterkritische Rissfortschritt erfolgt über einen längeren Zeitraum, z.B. durch Korrosion, oder in Abhängigkeit von Belastungszyklen, beispielsweise infolge von Materialermüdung, während der überkritische Rissfortschritt im zeitlichen Zusammenhang mit der Überbelastung steht.

Weiterhin kann überkritischer Rissfortschritt in stabilen und instabilen Rissfortschritt differenziert werden, wobei die Unterscheidung in der Literatur nicht einheitlich definiert ist. Eine mögliche Definition kann anhand des Spannungsintensitätsfaktors veranschaulicht werden. Für eine Initiierung des Rissfortschrittes muss eine kritische Fernfeldspannung  $\sigma_c$  anliegen, die mit der Risszähigkeit  $K_{Ic}$  korreliert. Schreitet der Riss bei einer konstanten Risszähigkeit fort, muss die kritische Fernfeldspannung  $\sigma_c$  nach Gleichung 4.9 abfallen. Die Risszähigkeit bleibt bei einem Rissfortschritt jedoch nicht zwangsläufig konstant, da sich vor der Rissfront eine Prozesszone bildet. In dieser Prozesszone wird zusätzlich Energie dissipiert, beispielsweise durch Plastizität und Verfestigung bei duktilen, oder durch Mikrorissbildung bei spröden Werkstoffen [218]. Da sich der Begriff der Risszähigkeit auf das Einsetzen des Rissfortschrittes an einem Anriss bezieht, wird der Risswiderstand  $K_{IR}$  als momentane Risszähigkeit in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$  eingeführt.  $K_{IR}$  steigt nicht beliebig an, sondern läuft für große Risslängen gegen einen Grenzwert  $K_{I\infty}$ .

Abbildung 4.9 zeigt den Risswiderstand  $K_{IR}$  und die Fernfeldspannung  $\sigma$  in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$ . Ein Bauteil weist einen Anriss der Länge  $a_0$  auf. Bei einer Beanspruchung unterhalb von  $\sigma_c$  bleibt der Riss stationär. Beim Überschreiten von  $\sigma_c$  setzt der Rissfortschritt ein. Mit zunehmender Risslänge steigt der Risswiderstand  $K_{IR}$  bezogen

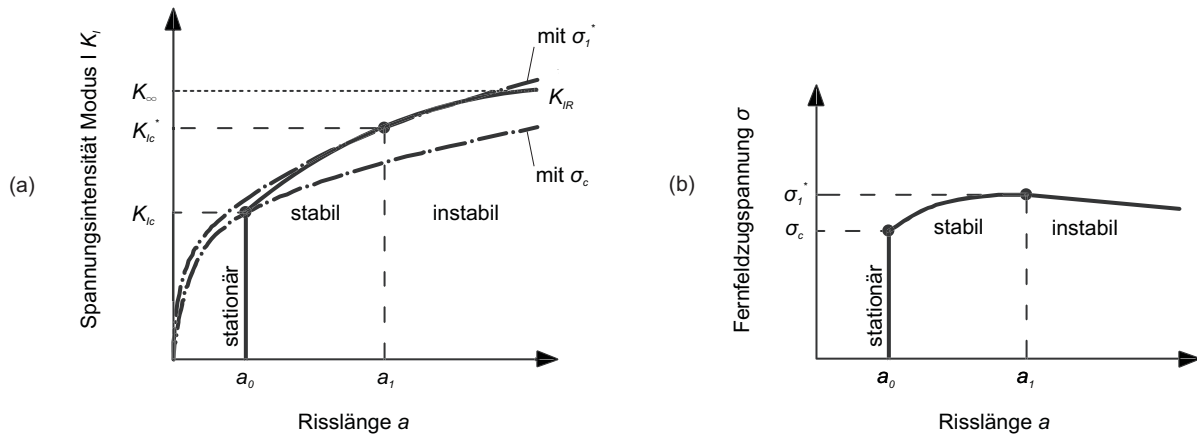


Abbildung 4.9: Spannungintensität im Beanspruchungsmodus I (a) und Fernfeldzugspannung (b) in Abhängigkeit von der Risslänge in Anlehnung an RÖSLER [218]

auf die Fernfeldspannung überproportional an, was den stabilen Rissfortschritt charakterisiert. Das Fortschreiten des Risses kann nur unter einer Erhöhung der Spannung oberhalb von  $\sigma_c$  stattfinden. Durch eine Entlastung ist es möglich, direkt zu einem stationären Risszustand zurückzukehren. Ab einer Fernfeldspannung  $\sigma^*$  bzw. einem Spannungsfaktor  $K_{Ic}^*$  kehren sich die Verhältnisse um und die Steigerung des Risswiderstandes  $K_{IR}$  reicht nicht mehr aus, um den Abfall der Fernfeldspannung zu übersteuern. Der Rissfortschritt ist instabil. Energetisch betrachtet wird die elastische Energie unabhängig von der äußeren Belastung freigesetzt, bis sie kleiner als die für einen Rissfortschritt notwendige Oberflächenenergie ist. Bleibt während der Energiefreisetzung eine Beanspruchung aus, kann der Riss wieder stationär werden, was als Rissauffang bezeichnet wird. In einem Material mit einem konstanten Risswiderstand  $K_{IR} = K_{Ic}$  kann kein stabiler Rissfortschritt auftreten.

#### 4.2.2 Delamination als elastisch-plastischer Bruchvorgang

Durch die Annahme einer auf den Bereich um die Rissfront beschränkten Plastizität kann das Auftreten der  $1/\sqrt{r}$ -Spannungssingularität vermieden werden. Die elastisch-plastische Bruchmechanik beschreibt das Spannungsfeld im elastisch-plastischen Nahfeld eines Anrisses, während die Beanspruchung des Fernfeldes elastisch bleibt. Mit der Formulierung einer kritischen Rissöffnung wird eine numerische Implementierung des Kriteriums für einen Rissfortschritt möglich.

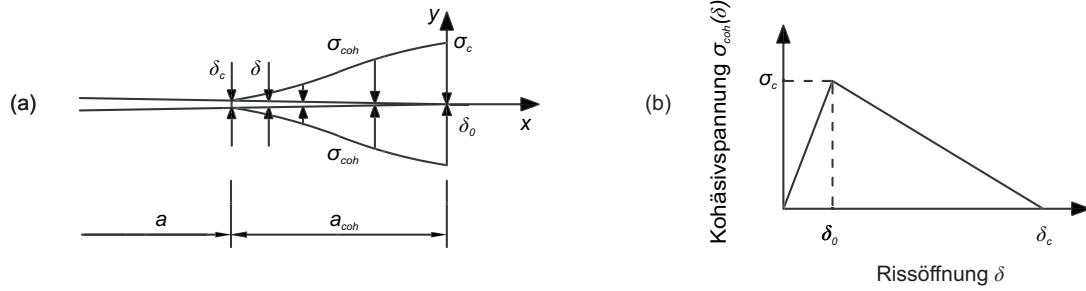


Abbildung 4.10: BARENBLATT-Rissmodell (a) und bilineares Kohäsivgesetz (b) in Anlehnung an GROSS UND SEELIG [125]

### Vom Konzept der Risspitzenöffnung zum Kohäsivzonenmodell

Das Konzept der Risspitzenöffnung wird von DUGDALE [99] eingeführt. Nach dem Konzept kann an der Rissfront eine plastische Zone angenommen werden, deren Ausdehnung senkrecht zur Rissorientierung vergleichsweise gering zur Ausdehnung in Richtung der Rissorientierung ist. In dieser plastischen Zone wird die Fließspannung  $\sigma_{c,f}$  nicht überschritten. Mit der kritischen Risspitzenöffnung

$$\delta_c = \frac{K_c^2}{E \sigma_{c,f}} = \frac{G_c}{\sigma_{c,f}}. \quad (4.11)$$

wird eine plastische Verformung als Kriterium zum Rissfortschritt formuliert, welche sich direkt aus der kritischen Energiefreisetzungsrate  $G_c$  oder dem kritischen Spannungsintensitätsfaktor  $K_c$  ableiten lässt [127].

BARENBLATT [12, 13] entwickelt den Ansatz eines Kohäsivzonenmodelles, welches eine Interaktion der Rissflanken durch Kohäsivspannungen  $\sigma_{coh}$  in einer Kohäsivzone der Länge  $a_{coh}$  vor der physikalischen Rissfront vorsieht. In Abbildung 4.10 (a) ist die Kohäsivzone an einer Rissfront dargestellt. Das Modell setzt voraus, dass  $a_{coh}$  viel kleiner als die Risslänge  $a$  ist und die Rissflanken am Ende der Kohäsivzone tangential zusammenlaufen. Die Größe der Kohäsivspannung hängt von der Rissöffnung  $\delta$  ab. Die Beziehung  $\sigma_{coh}(\delta)$  wird als Kohäsivgesetz oder Traktions-Separations-Gesetz bezeichnet und soll unabhängig von der äußeren Belastung und invariabel für ein gegebenes Material sein. Für die Modellierung der Delamination von geschichteten Materialien werden bilineare oder trilineare Kohäsivgesetze empfohlen [125]. Ein mögliches Kohäsivgesetz ist in Abbildung 4.10 (b) schematisch dargestellt. Liegt außerhalb der Kohäsivzone ein elastisches Materialverhalten vor, entspricht die Integration des Kohäsivgesetzes über die Rissöffnung der

Energiefreisetzungsrate  $G$ . Die kritische Energiefreisetzungsrate kann dementsprechend mit

$$G_c = \int_0^{\delta_c} \sigma_{coh}(\delta) d\delta \quad (4.12)$$

durch die Integration bis zur kritischen Rissöffnung  $\delta_c$  formuliert werden. Die Parameter zur Beschreibung des Kohäsivgesetzes können im einfachsten Fall auf  $G_c$  und die maximale Kohäsivspannung  $\hat{\sigma}_{coh}$  reduziert werden. Für negative Separationen, also die gegenseitige Penetration der Rissflanken, ist das Kohäsivgesetz nicht definiert.

### Delamination unter kombinierter Beanspruchung in den Modi I und II

Das Kohäsivzonenmodell kann für eine beliebige Beanspruchung kombinierter Modi angewandt werden. Hierzu wird zunächst für jeden Beanspruchungsmodus ein unabhängiges Kohäsivgesetz definiert. Schließlich ist eine Wichtung der Beanspruchungsmodi festzulegen.

In einer experimentellen Studie nach BENZEGAGGH UND KENANE [33] wird die Delamination an einem Glas-Epoxidharz-Laminat untersucht. Durch spezielle Versuchsaufbauten werden im Probekörper verschiedene, definiert kombinierte Beanspruchungen in den Modi I und II erzielt. Aus den Versuchsergebnissen wird das semi-empirische Kriterium für die effektive kritische Energiefreisetzungsrate

$$G_{c,eff} = G_{Ic} + (G_{IIc} - G_{Ic}) \left( \frac{G_{II}}{G_{tot}} \right)^m \quad (4.13)$$

- $G_{Ic}$  kritische Energiefreisetzungsrate im Modus I
- $G_{IIc}$  kritische Energiefreisetzungsrate im Modus II
- $G_{II}$  Energiefreisetzungsrate im Modus II
- $G_{tot}$  totale Energiefreisetzungsrate
- $m$  semi-empirische Delaminationskonstante

abgeleitet, welches die Wichtung der beiden Beanspruchungsarten vornimmt. Das Verhältnis  $G_{II}/G_{tot}$  beschreibt den Anteil der Beanspruchung im Modus II an der Gesamtbeanspruchung und kann aus der Geometrie des Versuchsaufbaus bestimmt werden. Abbildung

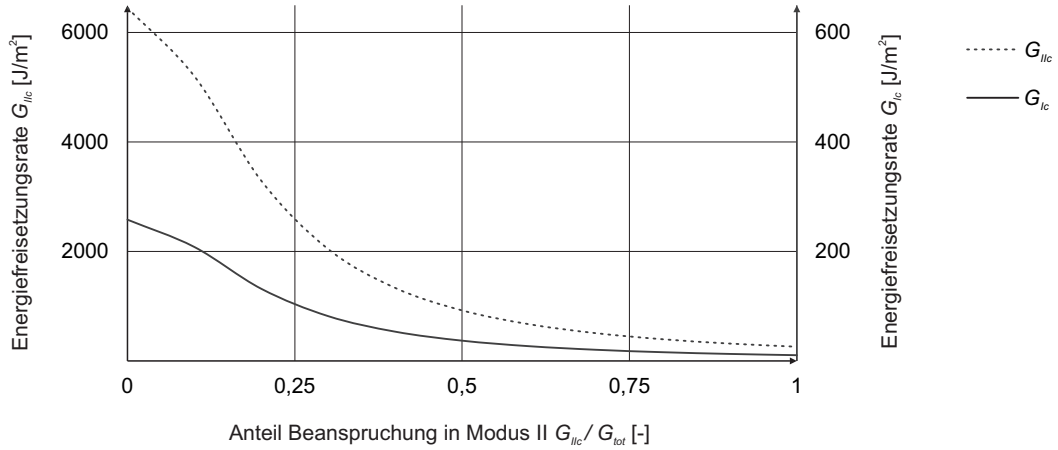


Abbildung 4.11: Kritische Energiefreisetzungsrate unter Beanspruchung in den Modi I und II in Abhängigkeit von  $G_{II}/G_{tot}$ ,  $m = 2$ ,  $G_{c,eff} = 258 \text{ J/m}^2$ ,  $G_{Ic}/G_{IIc} = 4 \%$

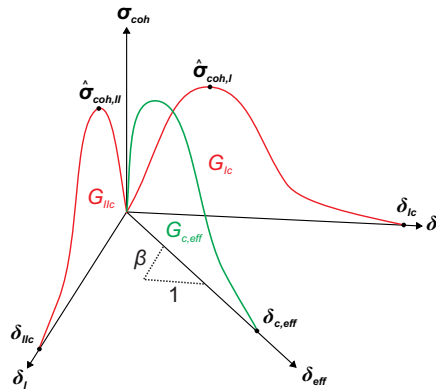


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung eines Kohäsivzonengesetzes unter kombinierter Beanspruchung in den Modi I und II in Anlehnung an HALLQUIST [128]

4.11 zeigt das Ergebnis einer Parameterstudie, in welcher der Einfluss von  $G_{II}/G_{tot}$  auf die kritischen Energiefreisetzungsrate der Beanspruchungsmodi I und II unter Verwendung des Kriteriums nach Gleichung 4.13 untersucht wird. Die effektive kritische Energiefreisetzungsrate  $G_{c,eff}$  und das Verhältnis der kritischen Energiefreisetzungsrate  $G_{Ic}/G_{IIc}$  sind konstant gesetzt. Ist der Anteil der Beanspruchung im Modus II an der Gesamtbeanspruchung gering, erfordert die Delamination im Modus II sehr viel Energie, was sich in einem hohen Wert für  $G_{IIc}$  äußert.  $G_{Ic}$  besitzt stets einen geringeren Wert, sodass der Rissfortschritt im Modus I, wie in Abschnitt 4.2.1 beschrieben, dominiert.

Bei der numerischen Implementierung kann ein normiertes Kohäsivgesetz mit einer normierten kritischen Energiefreisetzungsrate  $G_{c,0}$  verwendet werden, das für den jeweiligen Beanspruchungsmodus durch die Parameter  $G_{Ic}$  und die maximale Kohäsivspannung im Beanspruchungsmodus I  $\hat{\sigma}_{coh,I}$  bzw.  $G_{IIc}$  und die maximale Kohäsivspannung im

Beanspruchungsmodus II  $\hat{\sigma}_{coh,II}$  angepasst wird. Die kritischen Separationen unter den reinen Beanspruchungen im Modus I und II ergeben sich dann zu

$$\delta_{Ic} = \frac{G_{Ic}}{G_{c,0} \hat{\sigma}_{coh,I}} \quad \text{bzw.} \quad \delta_{IIc} = \frac{G_{IIc}}{G_{c,0} \hat{\sigma}_{coh,II}}. \quad (4.14)$$

Der Zusammenhang der Separationen erfolgt über die effektive Separation

$$\delta_{eff} = \sqrt{\delta_I^2 + \delta_{II}^2}, \quad (4.15)$$

die den kritischen Wert

$$\delta_{c,eff} = \frac{1 + \beta^2}{G_{c,0} (\hat{\sigma}_{coh,I} + \beta^2 \hat{\sigma}_{coh,II})} \left[ G_{Ic} + (G_{IIc} - G_{Ic}) \left( \frac{\beta^2 \hat{\sigma}_{coh,II}}{\hat{\sigma}_{coh,I} + \beta^2 \hat{\sigma}_{coh,II}} \right)^m \right] \quad (4.16)$$

$\beta$  Verhältnis der Separationen  $\delta_I/\delta_{II}$

nach der Umformung des semi-empirischen Kriteriums der effektiven kritischen Energiefreisetzungsrates nach BENZEGAGGH UND KENANE aus Gleichung 4.13 besitzt [128].

In Abbildung 4.12 ist die schematische Darstellung eines Kohäsivzonengesetzes unter kombinierter Beanspruchung in den Modi I und II aufgeführt. Der Verlauf der Traktions-Separations-Beziehung einer beliebigen Beanspruchung ergibt sich aus dem Verhältnis der Beanspruchungen im Modus I und II und ist durch die Verläufe der reinen Beanspruchungen begrenzt.

### 4.3 Bilanz der verrichteten Arbeit, Energiedissipation und Energiespeicherung

Die in einem Teil der Struktur gespeicherte oder dissipierte Energie kann im Versuch nicht direkt gemessen werden. Mit Hilfe eines numerischen Modells kann die in einem Volumen gespeicherte Energie durch die Integration der spezifischen Energiedichte  $w$  ermittelt werden. Dieses Modell muss verifiziert und validiert sein. Im Folgenden wird ein Ansatz vorgestellt, mit dem die gespeicherten und dissipierten Energieanteile bei bekannter Belastung direkt aus der Verformungsfigur abgeschätzt werden können. Hierfür wird die syn-



chone sowie hinreichend genaue und zeitlich aufgelöste Messung der Belastung und der Verformung vorausgesetzt. Konkret wird der Ansatz auf eine ebene, allseitig eingespannte VSG-Struktur, die durch eine Luftstoßwelle mit dem reflektierten Überdruck-Zeit-Verlauf  $p_{ro}(t)$  belastet wird, angewandt.

Zunächst wird der reflektierte Überdruck-Zeit-Verlauf durch den exponentiellen Ansatz

$$p_{ro} \approx p_{ro,Friedlander}(t) = \hat{p}_{ro} \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) e^{-b \frac{t}{t_+}} \quad (4.17)$$

nach Gleichung 2.5 als stetige Funktion approximiert. Dies ist vorteilhaft, wenn die Messung der Belastung und der Verformung zwar synchron, aber mit unterschiedlichen Aufnahmezeiten erfolgt. Der FRIEDLANDER-Parameter kann in einer Regressionsanalyse der gemessenen Druck-Zeit-Verläufe angepasst werden. Die Qualität der Regressionsanalyse wird häufig durch das Bestimmtheitsmaß, als Quadrat des Korrelationskoeffizienten zwischen den gemessenen und den Modellwerten der betrachteten Variable, ausgedrückt.

Die Oberflächen der ebenen VSG-Struktur im Ausgangszustand und der räumlich gekrümmten VSG-Struktur in der Momentankonfiguration unter Belastung schließen ein Volumen  $V_{enc}$  ein. Eine mögliche Starrkörperbewegung der Lagerung muss verhindert bzw. rechnerisch eliminiert werden. Der zeitliche Verlauf des eingeschlossenen Volumens  $V_{enc}(t)$  wird entweder bis zum Erreichen eines maximalen eingeschlossenen Volumens vor dem Einsetzen des Rückschwingvorganges oder bis zum Zeitpunkt des Auftretens einer durchgehenden Öffnung im Laminat ausgewertet. Die Integration der mit  $p_{ro,Friedlander}(t)$  überlagerten, zeitlichen Ableitung von  $V_{enc}(t)$  über den betrachteten Zeitraum liefert eine Größe der Einheit Kraft mal Weg. Sie wird als Näherung der an der VSG-Struktur verrichteten, äußeren Arbeit oder als Potential der äußeren Kräfte  $\Pi_a$  interpretiert.

$$\Pi_a \approx \int \dot{V}_{enc}(t) p_{ro,Friedlander}(t) dt \quad (4.18)$$

$\Pi_a$  steht im Gleichgewicht mit dem Potential der inneren Kräfte  $\Pi_i$ , welches im elastischen Zustand und im geschädigten Zustand des Laminates erreicht wird.

$$\Pi_a = \Pi_i = \Pi_i^{el} + \Pi_i^{dmg} \quad (4.19)$$

- $\Pi_i^{el}$  Potential der inneren Kräfte, elastischer Zustand des Laminates  
 $\Pi_i^{dmg}$  Potential der inneren Kräfte, geschädigter Zustand des Laminates

$\Pi_i^{el}$  entspricht der elastischen Energie  $U_{Struktur}^{el}$ , die vom Ankunftszeitpunkt der Luftstoßwelle an der Struktur  $t_0$  bis zum Bruchzeitpunkt der Glaskomponente im Laminat  $t_{Bruch}$  gespeichert wird.

$$\Pi_i^{el} = U_{Struktur}^{el} \quad (4.20)$$

Ab dem Einsetzen des Glasbruches wird weiterhin Arbeit an der VSG-Struktur verrichtet. Diese wird im Wesentlichen als Energie beim Glasbruch  $E_{Bruch}$  und bei der Delamination der Komponenten  $E_{Delam}$  dissipiert oder durch die Verformung der Zwischenschicht aufgenommen. Die Zwischenschicht kann dabei die elastische Energie  $U_{Polymer}^{el}$  speichern oder durch eventuelles Plastizieren die Energie  $E_{Deform}$  dissipieren. Ferner bestehen die Beiträge weiterer energiedissipierender Mechanismen, wie beispielsweise die Reibung zwischen Glasbruchstücken, die aber für den Belastungspfad als gering eingeschätzt und daher vernachlässigt werden. In weiteren Untersuchungen ist festzustellen, ob die Vernachlässigung dieser Beiträge gerechtfertigt ist. Somit ergibt sich für das Potential der inneren Kräfte im geschädigten Zustand

$$\Pi_i^{dmg} \approx E_{Bruch} + E_{Delam} + \Delta U_{Polymer}^{el} + E_{Deform}. \quad (4.21)$$

im Zeitraum ab dem Einsetzen des Glasbruches  $t_{Bruch}$  bis zum Beginn des Rückschwingvorganges  $t_{wmax}$  bzw. bis zum Zeitpunkt des Laminatversagens  $t_{Rei\beta}$ .

# 5 Experimentelle Untersuchung von Verglasungen unter kombinierter Luftstoß-Temperatur-Belastung

Im Rahmen einer eigenen Stoßrohrerprobung von Verbundsicherheitsglas soll der Einfluss des Verfahrens zur Herstellung der Probekörper, der Glasvorspannung, des Zwischenschichtmaterials sowie der Temperatur auf das Nachbruchverhalten des Laminates untersucht werden. Im Speziellen sind dabei die Schädigungsprozesse des verzerrungs- und temperaturabhängigen Verbundwerkstoffes sowie ihre jeweiligen Anteile an der dissipierten Energie während einer hochdynamischen Beanspruchung infolge einer Explosion von Interesse. Eine Vielzahl unterschiedlicher, mechanischer sowie thermodynamischer Messgrößen wird erfasst, die für die Validierung eines numerischen Modells genutzt werden kann. Die Beanspruchung eines Probekörpers wird durch die Durchbiegung in Feldmitte, die Verzerrungen und die Verzerrungsraten quantifiziert. Das Rissbild wird nach dem Versuch am Probekörper aufgenommen und durch die Anzahl der Risszentren sowie die Rissdichten entlang der Hauptzugrichtungen charakterisiert. Über die Auswertung der  $V_{enc}-t$ -Verläufe nach Abschnitt 4.3 kann auf das Potential der inneren Kräfte geschlossen werden. Im Zusammenhang mit der Erprobung werden Möglichkeiten zum Auffangen von abgehenden Sekundärtrümmern untersucht. Die Versuchsergebnisse werden abschließend zusammengefasst.

## 5.1 Versuchseinrichtung

Die Erprobung von Verbundsicherheitsglaselementen wird in der Kleinen Universal-Sprenganlage (KIUSA) der Wehrtechnischen Dienststelle 52 (WTD 52) für Schutz- und Sonder technik durchgeführt. Die Versuchsanordnung orientiert sich an dem Prüfverfahren und der Klasseneinteilung des Widerstandes gegen Sprengwirkung von Sicherheitssonderverglasungen nach DIN EN 13541 [86]. Abbildung 5.1 zeigt die Sprenganlage in verschiedenen

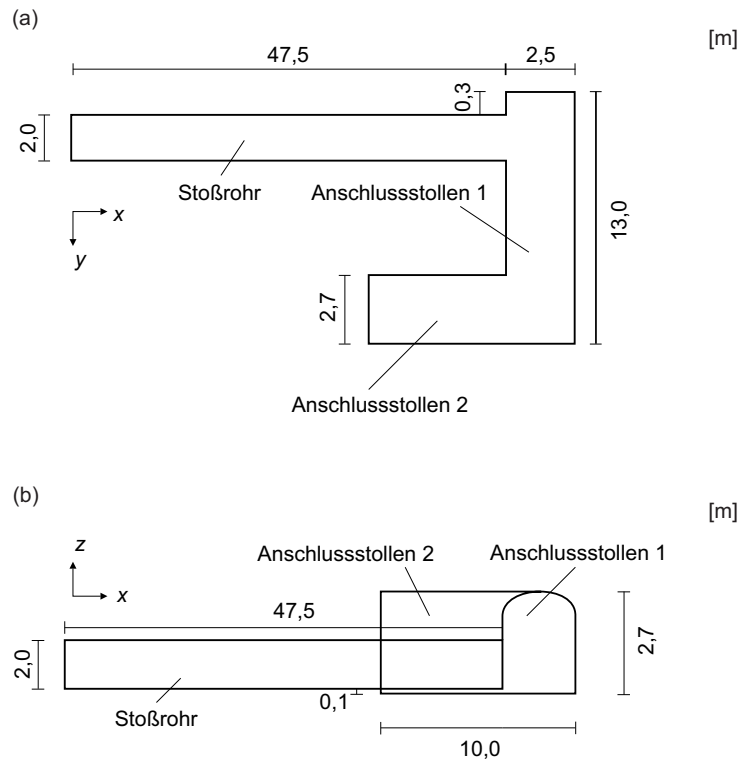


Abbildung 5.1: Stoßrohr und Anschlusstollen in der Draufsicht (a) und in der Seitenansicht (b)

Ansichten und Schnitten mit Maßangaben. Die Sprenganlage besteht aus dem eigentlichen Stoßrohr und zwei Anschlusstollen. Die Luftstoßwelle wird durch die Explosion einer Ladungsmenge im Stoßrohr erzeugt. Als Faustregel kann ab einer Entfernung der Sprengladung zur Zielstruktur, die dem Fünffachen des Stoßrohrdurchmessers entspricht, von einer ebenen Luftstoßfront ausgegangen werden, was ein Kriterium für eine Ferndetonation nach Abschnitt 2.3 darstellt. Der hintere Stoßrohrteil im Bereich des Anschlusstollens 1 ist bei der Positionierung der Sprengladung zu meiden, da die Luftstoßwelle an der Rückwand reflektiert wird und sich mit der einfallenden Luftstoßwelle überlagert. Dadurch entsteht eine unerwünschte zweite Spitze im Druck-Zeit-Verlauf während des Abklingens der einfallenden Stoßwelle. Des Weiteren entweicht ein nicht unwesentlicher Wirkungsteil der Sprengladung in die Anschlusstollen.

Das Stoßrohr ist ein Tunnel im anstehenden Dolomitgestein, der mit Stahl ausgekleidet ist und einen Durchmesser von 2 m besitzt. In Abbildung 5.2 sind der Versuchsaufbau auf der Schutzseite des Stoßrohrmundes (a), die Sicht auf die Halteeinrichtung mit Probekörper von der Angriffsseite (b) und die demontierte Halteeinrichtung dargestellt (c).

Der Stoßrohrmund wird durch eine aufgeschweißte Stahlplatte mit einer Dicke von 3 cm allseitig verstärkt. Die Stahlplatte wird zusätzlich mit vier Streben an der gegen-

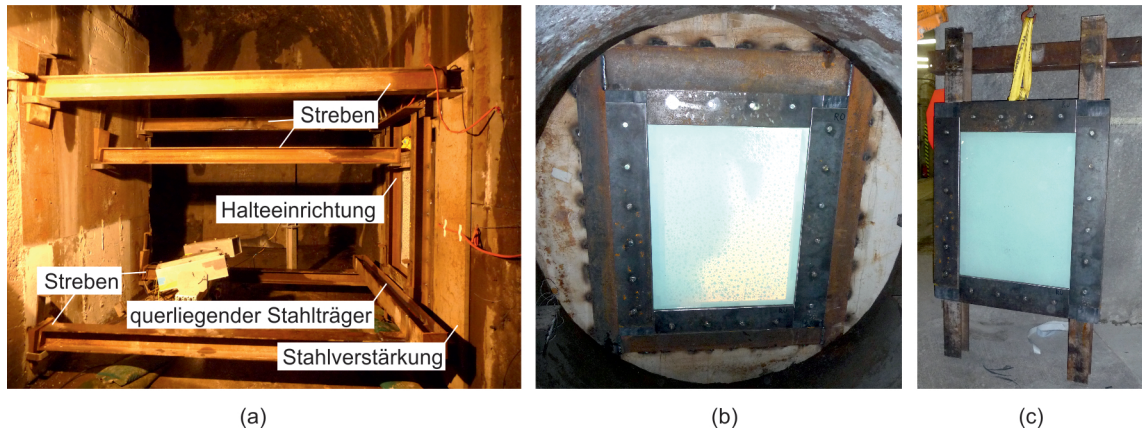


Abbildung 5.2: Versuchsaufbau auf der Schutzseite des Stoßrohrmundes (a), Sicht auf die Halteeinrichtung mit Probekörper von der Angriffsseite (b), demontierte Halteeinrichtung mit Probekörper (c)

überliegenden Wand abgestützt. An der Stahlplatte wird eine speziell für die Erprobung angefertigte Halteeinrichtung fixiert, in welcher die Probekörper eingespannt werden. Die Halteeinrichtung wird nach jedem Versuch mit dem geprüften Probekörper demontiert, um eine schnelle Entlüftung der Verbrennungsprodukte aus der Sprenganlage zu gewährleisten. Während des Versuchs wird die Halteeinrichtung an der Oberseite durch eine zusätzliche Strebe punktuell abgestützt und im unteren Bereich durch einen querliegenden Stahlträger linienförmig gelagert. Die verbleibenden Öffnungen zwischen der Halteeinrichtung und der Stahlplatte werden mit weiteren Stahlplatten geschlossen, welche auf der Halteeinrichtung aufliegen und mit der Stahlverstärkung des Stoßrohrmundes verschweißt sind. Der Zielbereich des Stoßrohres entspricht somit den normativen Vorgaben: Der Bereich um den Probekörper ist bis zur Seitenwand des Stoßrohres verblendet und die Verblendungsoberfläche ist auf der Angriffsseite ebenengleich mit der Halteeinrichtung. Die Stoßrohrwand kann als starr angenommen werden. Die Verformung der Haltekonstruktion wird punktuell gemessen und bei den ermittelten Verformungen am Probekörper als Starrkörperverschiebung berücksichtigt.

### 5.1.1 Randbedingungen für die Lagerung des Probekörpers

Die umlaufende, linienförmige Lagerung des Probekörpers in den Randbereichen wird einer punktuellen Lagerung in den Eckbereichen vorgezogen. Dadurch ist eine geringere Zahl an Einflüssen, wie beispielweise die Steifigkeiten von Punkthalterelementen, zu berücksichtigen und es wird eine gute Reproduzierbarkeit der Lagerungsbedingungen erreicht. Darüber hinaus wird eine zusätzliche Spannungskonzentration in Lagerungsnähe

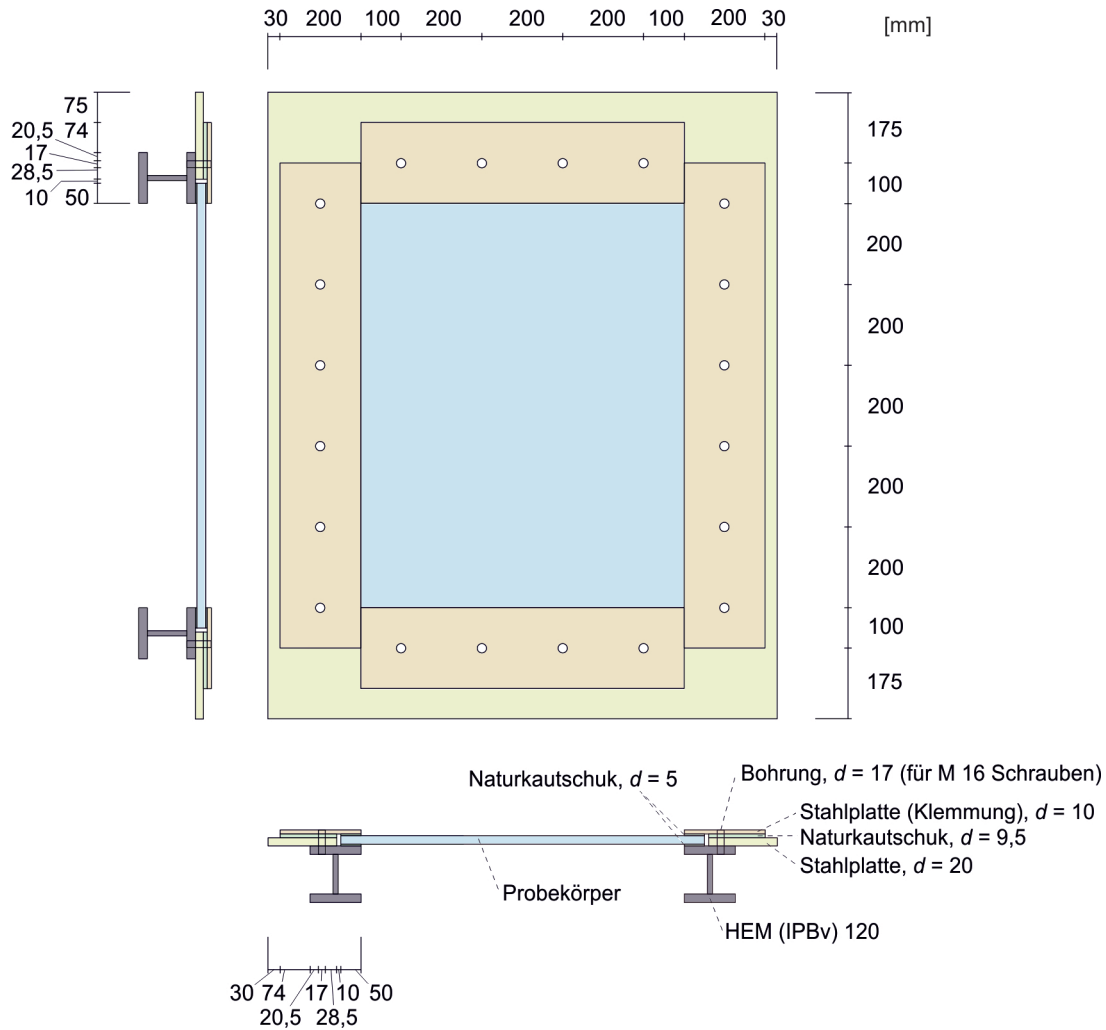


Abbildung 5.3: Konstruktionszeichnung der Halteinrichtung

umgangen, sodass das Verhalten des Probekörpers im Feld in den Vordergrund tritt. Des Weiteren ist eine Vermeidung durchgehender Öffnungen von der Angriffs- zur Schutzseite zwischen den Punkthalterungen bei großen Deformationen des Probekörpers konstruktiv schwer umzusetzen.

Hinsichtlich der Lagerung des Probekörpers in der Halteinrichtung besteht ein Zielkonflikt: Einerseits soll eine weiche Lagerung die Spannungen in Auflagernähe und in der Folge die Wahrscheinlichkeit eines unerwünschten Schubbruches durch die erhöhte Rotationsfreiheit reduzieren. Andererseits ist ein breiterer Randeinstand unter einem Einspanndruck erforderlich, sodass der Sehnenverkürzung bei einer Durchbiegung durch ein kontrolliertes Teilherausrutschen der Glasplatte aus der Klemmhalterung entgegengewirkt werden kann oder diese durch den erhöhten Reibwiderstand gänzlich vermieden wird. Aufwändigere Konstruktionen, wie die einer gelenkig gelagerten Randklemmung, erfüllen nicht die

Forderung nach einer in sich starren Halteeinrichtung und rufen Schwierigkeiten bei der Versuchsauswertung in Bezug auf die Modellierung der Lagerungsbedingungen hervor.

Für die Versuchsreihe wird eine allseitige Einspannung des Probekörpers gewählt. Die Halteeinrichtung ist in Abbildung 5.3 maßstäblich skizziert. Der Probekörper stützt sich ausschließlich gegen die Halteeinrichtung und soll unter einer vorgegebenen Belastung an keiner Stelle vollständig aus der Lagerung gezogen werden. Zwischen der Halteeinrichtung und dem Probekörper soll eine durchgehende Öffnung von der Angriffs- zur Schutzseite vermieden werden, um Venting-Effekte und den einhergehenden Druckverlust auf der Angriffsseite zu vermeiden. Der Probekörper wird zwischen zwei Streifen aus Naturkautschuk mit einer Härte von  $65 \pm 7$  Shore-A und einer Dicke von jeweils 5 mm eingespannt. Sie dienen als Abstandhalter zwischen dem Probekörper und der Stahlkonstruktion. Die Einspanntiefe beträgt 50 mm. Die vorgesehene Halteeinrichtung sieht eine annähernd gleichmäßige Einspannung des Probekörpers zwischen den HEM-Trägern und den aufliegenden Stahlplatten durch eine Verschraubung vor. Hierzu werden Schrauben der Größe M 16 ohne planmäßige Vorspannung allseitig im Abstand von 20 cm mit einem Drehmoment von 12,5 Nm angezogen. Das Drehmoment wird unmittelbar vor der Versuchsdurchführung auf die Schraubverbindungen aufgebracht, um eine Änderung der Lagerungsbedingungen durch die Relaxation der Abstandhalter zu vermeiden. Ferner ist darauf zu achten, dass sich die aufliegenden Stahlplatten beim Einspannvorgang nicht schiefe stellen. Zur Validierung der Lagerungsbedingungen können die Versuche mit einer elastischen Reaktion des Probekörpers herangezogen werden.

### 5.1.2 Instrumentierung

Die kinematischen Größen werden mit der Technik der digitalen Bildkorrelation (engl.: Digital Image Correlation, DIC) ermittelt. Das Verfahren dient der berührungslosen, optischen Messung von räumlichen Deformationen an einer im Raum gekrümmten Oberfläche. Es wird vorzugsweise bei hochdynamischen Prozessen und bei unvermeidbaren Vibrationen der Messeinrichtung angewandt, da im Vergleich zu anderen optischen Messverfahren die Oberfläche mit einer einzelnen Aufnahme für einen Zeitpunkt vollständig erfasst werden kann [44].

Während des Versuches wird der Verformungsvorgang des Probekörpers auf der Schutzseite durch digitale Hochgeschwindigkeitskameras von zwei verschiedenen Positionen mit einem Öffnungswinkel, der optimalerweise größer als  $60^\circ$  ist, aufgenommen. Auf der Schutzseite des Probekörpers wird mit Hilfe einer Schablone ein zufälliges Punktemuster, das sogenannte Speckle-Pattern, aufgebracht. Die Kennlinie der auf der Schablone befindlichen

Lochdurchmesser ist auf den Abstand des Probekörpers zu den Kameras optimiert. Zunächst wird die Oberfläche mit einem schwarzen Lack grundiert. Die Grundierung besitzt verschiedene Funktionen. Zum einen werden die Irritation der Hochgeschwindigkeitskameras durch den Lichtblitz der Explosion abgemindert und Spiegelungen an der Glasoberfläche vermieden. Zum anderen bietet die schwarze Grundierung einen Kontrast zum weißen Speckle-Muster, was die softwarebasierte Auswertung unterstützt. Zusätzlich hat sich in Vorversuchen gezeigt, dass die schwarze Grundierung zu einer verbesserten Visualisierung von Rissbildern geeignet ist, auf die in Abschnitt 5.3.2 weiter eingegangen wird. Das Aufbringen des Punktemusters als Folie ist bei gewünschter, freier Rissausbildung und dem vorgesehenen Sekundärtrümmerabgang auf der Schutzseite des Probekörpers nicht möglich, da diese Vorgänge maßgeblich von einer haftenden Folie beeinflusst und behindert werden. Die Änderung des Musters infolge der Verformung wird für ein lokales Auswertefenster, der Facette, mit Bildkorrelationsalgorithmen ausgewertet. Für einen solchen Algorithmus kann eine Korrelationsfunktion  $r_{x,y}(\tau)$  genutzt werden, welche in Gleichung 5.1 für den eindimensionalen Fall einer zeitlichen Kreuzkorrelation exemplarisch aufgeführt ist.

$$r_{x,y}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) y(t + \tau) dt \quad (5.1)$$

$x(t), y(t)$	Funktionen unterschiedlicher Messsignale
$t$	Zeitvariable
$\tau$	zeitliche Signalverschiebung

Je größer der Wert der Korrelationsfunktion ist, desto höher ist die Übereinstimmung der beiden Messsignale. Eine Übereinstimmung der Messsignale stellt sich als Maximum in der Korrelationsfunktion dar. Der Abstand des Maximums zum Ursprung beschreibt die zeitliche Verschiebung des Signals. Eine Korrelation kann sowohl zeitlich als auch räumlich durchgeführt werden. So werden die Grauwerte der Pixel eines aufgenommenen Musterabschnittes als Signal interpretiert und die Grauwertdifferenzen nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen. Bei großen oder lokal stark variierenden Deformationen kann der Korrelationsalgorithmus durch die Einbeziehung der Umgebungsinformationen und prädiktive Methoden optimiert werden [228]. Durch die Autokorrelation des bekannten Musters mit demselben Muster auf dem ausgelenkten Probekörper werden die kine-



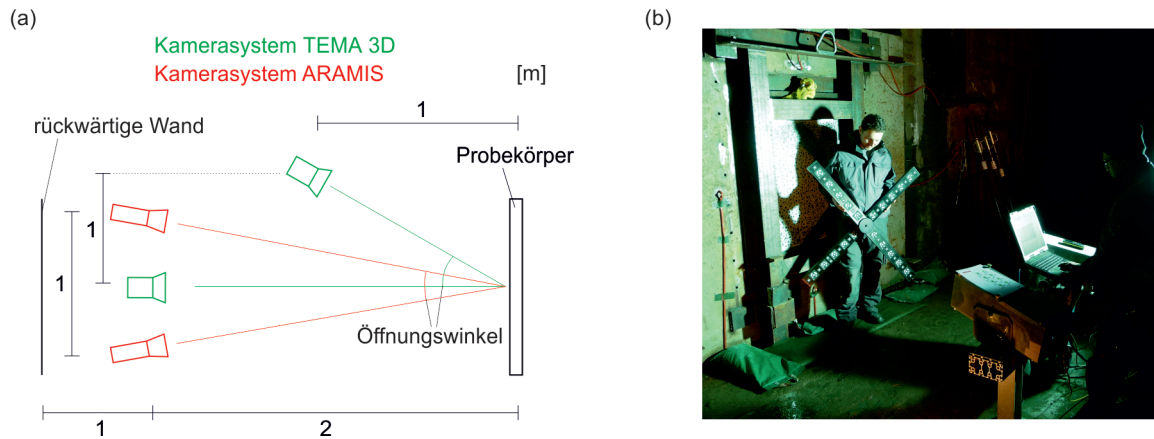


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Kameraanordnung in der Draufsicht (a), Kalibrierung des ARAMIS-Kamerasystemes mit Kalibrierkreuz (b)

matischen Größen in zwei Schritten berechnet: Aus der stereoskopischen Aufnahme zu einem Zeitpunkt können mittels Triangulation die dreidimensionalen Koordinaten von Oberflächenpunkten ermittelt werden. Die Korrelation der Kameraaufnahmen zu verschiedenen Zeitpunkten liefert die Verschiebungen der Punkte, mit denen wiederum auf die Geschwindigkeit und die Beschleunigung rückgeschlossen werden kann.

Die Messgenauigkeit ist dabei unabhängig von der Größe der Verformungen. Maßgeblich für die Messgenauigkeit sind neben den technischen Spezifikationen des Messsystemes die geometrische Kalibrierung sowie die Wahl des Korrelationsalgorithmus zur Auswertung der Verschiebungen. Es können Messgenauigkeiten im Sub-Pixel-Bereich erzielt werden [44]. Weiterführende Informationen zur optischen, korrelationsbasierten Messtechnik finden sich in BLUMRICH, SIEBERT ET AL. und SUTTON ET AL. [44, 241, 249].

In allen Versuchen werden die Verformungen des Probekörpers mit zwei verschiedenen Kamerasystemen aufgenommen. Hierdurch wird eine Redundanz geschaffen und eine vom jeweiligen Kamerasystem unabhängige Kontrolle der Messergebnisse ermöglicht. Die Anordnung der Kameras ist in Abbildung 5.4 (a) in der Draufsicht skizziert. Für die digitale Bildkorrelation stehen zwei Kameras V710 der Marke PHANTOM zur Verfügung, die den Versuchsvorgang mit 9.500 fps aufzeichnen. Das Messverfahren liefert Verformungsinformationen für die gesamte Oberfläche der Schutzseite. Für die Auswertung der Videoaufnahmen wird die Software ARAMIS der GESELLSCHAFT FÜR OPTISCHE MESSTECHNIK verwendet. Abbildung 5.4 (b) zeigt eine Momentaufnahme bei der Kalibrierung des DIC-Kamerasystemes. Während der Erprobung liegt die Pixelmaßstabsabweichung des DIC-Kamerasystemes bei durchschnittlich 0,09 Pixel. Als zusätzliches Kamerasystem werden zwei Kameras des Typs MIRO 3 der Marke PHANTOM mit einer Aufnahmera-

Tabelle 5.1: Technische Parameter der verwendeten Hochgeschwindigkeitskameras

Parameter	PHANTOM V710	PHANTOM MIRO 3
gewählte Auflösung [Pixel]	1.024 x 768	640 x 480
gewählte Aufnahmezeit [fps]	9.500	1.200
Pixelgröße [ $\mu\text{m}$ ]	20	22
Kalibrierung	Kalibrierkreuz	Kalibrierbrett
Brennweite Objektiv [mm]	24	20
Auswertungssoftware	ARAMIS	TEMA 3D

te von 1.200 fps eingesetzt. Die Aufnahmen dieser Kameras werden für die punktuelle Ermittlung von Verformungen mit der Software TEMA 3D des Unternehmens IMAGE SYSTEMS MOTION ANALYSIS ausgewertet. Weitere Parameter sind ergänzend in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Auf der Angriffsseite der Halteinrichtung messen piezoelektrische Druckaufnehmer der Marke KULITE den Druck über die Dauer des Versuches mit einer Abtastrate von  $500 \text{ ks/s}$ . Die vier Druckaufnehmer des Types XT-190 (M) sind umlaufend auf jeweils halber Seitenlänge des Probekörpers an der Halteinrichtung im Einspannungsbereich angebracht. Ein weiterer Druckaufnehmer des Types LQ-125 ist in der Feldmitte der Probekörpers vorgesehen. Der erwartete Druck soll für ein hochwertiges Messergebnis im oberen Drittel des Messbereiches der Aufnehmer liegen. Dies macht einen Wechsel der Druckaufnehmer bei unterschiedlichen Stufen der Luftstoßbelastung erforderlich.

Die Umgebungstemperatur und die Luftfeuchtigkeit werden gemessen, um mögliche Änderungen der Umgebungsbedingungen sowie deren Einfluss auf den Probekörper und insbesondere auf das Zwischenschichtmaterial zu erfassen. Des Weiteren wird die Oberflächentemperatur des Probekörpers während des Erwärmungsvorganges stichprobenartig aufgenommen, um den thermischen Zustand des Probekörpers aus dem in Abschnitt 5.1.4 beschriebenen Vorversuch zu verifizieren.

### 5.1.3 Herstellung und Konfigurationen der Probekörper

Die Probekörper sind in der Fläche 1.100 mm lang und 900 mm breit. Der laminare Aufbau Glas - Zwischenschichtmaterial - Glas ist symmetrisch und identisch für alle Probekörper. Die Einzelglasplatten besitzen jeweils eine nominelle Dicke von 10 mm und eine reale Dicke von etwa 9,80 mm als Endprodukt. Die Kanten sind poliert. Die Zwischenschicht ist im unverarbeiteten Zustand 2,28 mm dick. Nach dem Laminationsprozess beträgt die Dicke der Zwischenschicht etwa 1,90 mm. Die Probekörperabmessungen sind im Rahmen

Tabelle 5.2: Konfigurationen der getesteten Probekörper

Konfiguration	Glasart	Zwischenschichtmaterial	Lamination	Anzahl
F-P-a	Float	TROSIFOL BG R20 (PVB)	Autoklav	10
F-Pr-a	Float	TROSIFOL BG R10 (PVB)	Autoklav	7
F-Pv-v	Float	TROSIFOL HR 100 (PVB)	Vakuum	7
F-T-a	Float	COVESTRO Dureflex A4700 (TPU)	Autoklav	2
F-E-a	Float	BRIDGESTONE EVAsafe (EVA)	Autoklav	2
F-I-a	Float	KURARAY SentryGlas (Ionoplast)	Autoklav	4
F-ES-a	Float	TROSIFOL ES (PVB)	Autoklav	6
T-Pr-a	TVG	TROSIFOL BG R10 (PVB)	Autoklav	3
E-Pr-a	ESG	TROSIFOL BG R10 (PVB)	Autoklav	3

der Erprobung unveränderlich.

Durch die Wahl vergleichsweise dicker Laminatschichten sollen das sukzessive, klar abgegrenzte Erreichen verschiedener Schädigungszustände in einem Versuch erzielt und die zu untersuchenden Effekte verstärkt werden. Nach Versagen der Glasplatte besitzen die an der Folie haftenden, dickeren Glasbruchstücke eine höhere Trägheitskraft, sodass ein erhöhter Sekundärtrümmerabgang nach Erreichen der maximalen Auslenkung erwartet wird. Dabei soll sich feststellen lassen, ob der Sekundärtrümmerabgang auf einen Kohäsionsbruch im Glas oder auf einen Adhäsionsbruch zwischen den Komponenten zurückzuführen ist. Mit der Verwendung einer vergleichsweise dicken Zwischenschichtfolie soll die Tragwirkung dieser, insbesondere nach dem Bruch der Einzelglasplatten, klar in den Versuchsergebnissen hervorgehoben und ein frühzeitiges Reißen vermieden werden. Die größeren Querschnittsabmessungen führen zu einem höheren Trägheitsmoment gegen eine Durchbiegung normal zur Scheibenebene. Der Steifigkeitssprung am eingespannten Rand fällt geringer aus, sodass die Möglichkeit eines dortigen Schubbruches unwahrscheinlicher wird oder erst bei größeren Belastungen auftritt.

Die verschiedenen Probekörperkonfigurationen sind in Tabelle 5.2 dargestellt. Die Probekörper variieren hinsichtlich der Vorspannung der Einzelglasplatten, des Zwischenschichtmaterials und dem Herstellungsverfahren bei der Lamination der Komponenten. Die Erprobung konzentriert sich dabei auf einen Versuchsstamm mit Laminaten aus unvorspannten Einzelglasplatten in Verbund mit PVB-Folien.

Der Zusammenhang zwischen der praktischen Glaszugfestigkeit und der Oberflächenqualität eines Glasproduktes wird in Kapitel 3.1.3 erläutert. Durch den Einsatz eines grobkörnigen Schleifpapiers wird eine zusätzliche Mikroschädigung der Probekörperoberflächen vorgenommen, sodass eine gleichmäßige Oberflächenqualität aller Probekörper erzielt wird. In der Folge ist davon auszugehen, dass sich der Mittelwert der praktischen

Tabelle 5.3: Mechanische Eigenschaften der verwendeten Zwischenschichtmaterialien

Zwischenschichtmaterial	$G_{Polymer}$ [MPa]	$\sigma_{Rei\beta}$ [MPa]	$\epsilon_{Rei\beta}$ [%]	$T_G$ [°C]
TROSIFOL BG R20	ca. 0,5	>23	>280	ca. 30
TROSIFOL BG R10	ca. 0,5	>23	>280	ca. 30
TROSIFOL HR 100	ca. 0,5	>23	>280	ca. 30
COVESTRO Dureflex A4700	-	>37	>500	ca. -40
BRIDGESTONE EVAsafe	3 (GOEBEL [122])	>10	>500	ca. -16
KURARAY SentryGlas	141 (KURARAY [166])	>34,5	>400	ca. 53
TROSIFOL ES	58 (KURARAY [166])	>32	>180	ca. 41

Glaszugfestigkeit für die Stichprobe auf einem niedrigeren Niveau befindet und eine geringere Streuung aufweist. Die Maßnahme der Vorschädigung soll den Einfluss der praktischen Glaszugfestigkeit auf die Streuung der Versuchsergebnisse reduzieren.

Für die Untersuchung des Vorspannungseinflusses werden Probekörper mit Einzelglasplatten aus TVG oder ESG betrachtet. Für einen Probekörper werden nur gleichartig vorgespannte Einzelglasplatten verwendet. Bei diesen Probekörpern wird aufgrund der in Abschnitt 3.1.4 dargestellten Zusammenhänge eine stärkere Fragmentierung in Abhängigkeit von der Größe der Vorspannung erwartet. Dadurch entstehen mehr Schnittstellen zur lokalen Delamination, welche durch die Verwendung einer Zwischenschicht mit reduzierter Haftung, der PVB-Folie BG R10, erleichtert werden soll.

Aufgrund der Vorschädigung der Probekörper wird die Glaszugfestigkeit im Folgenden nicht durch eine mittlere Prüfzugfestigkeit, sondern durch die charakteristische Prüfzugfestigkeit quantifiziert. Die charakteristische Prüfzugfestigkeit von Floatglas beträgt 45 MPa. Für TVG liegt sie bei 70 MPa und für ESG bei 120 MPa.

Tabelle 5.3 fasst ausgewählte, mechanische Eigenschaften der Zwischenschichtmaterialien bei quasi-statischer Lastaufbringung und moderaten Umgebungsbedingungen zusammen. PVB-Folien werden im konstruktiven Glasbau standardmäßig bei der Herstellung von VSG verwendet und sind daher weit verbreitet. Die Folie BG R10 besitzt nach der Verarbeitung zu VSG eine niedrigere Adhäsion zur Glaskomponente als die Folie BG R20. In den TCT-Versuchen von FRANZ ET AL. [116] wird die Adhäsion bei  $v_{Prüf} = 0,01 \text{ m/s}$  für BG R10 mit einer mittleren, kritischen Energiefreisetzungsrate von  $1.400 \text{ J/m}^2$  und für BG R20 mit  $2.700 \text{ J/m}^2$  quantifiziert. Die Folie HR 100 besitzt die gleichen Verbundeigenschaften wie BG R20 und ist speziell für die autoklavenfreie Herstellung geeignet. Acryl-Glas und andere kompatible Thermoplaste werden mit Zwischenschichten aus TPU laminiert. EVA bietet eine hohe Flexibilität im Herstellungsverfahren, da es sowohl im Autoklavenverfahren, als auch im autoklavenfreien Vakuumverfahren verarbeitet werden kann. Es

eignet sich daher bei der Herstellung von VSG mit integrierten, druckempfindlichen Photovoltaikmodulen. SentryGlas und die PVB-Folie ES sind aufgrund ihrer wesentlich höheren Steifigkeit vor allem für Spezialanwendungen geeignet, in denen die tragende Funktion einer VSG-Struktur im Vordergrund steht. Das breite Spektrum der in der Erprobung verwendeten Zwischenschichten repräsentiert somit die wesentlichen Anwendungsfälle. Der Gleitmodul  $G_{Polymer}$  bezieht sich auf eine Belastungszeit von 3 s und eine Temperatur von 30 °C. Die Schubsteifigkeit von PVB wird in zahlreichen Veröffentlichungen, z.B. in ENSSLEN, SACKMANN, SCHULER und SOBEK ET AL. [103, 220, 231, 244], behandelt. Für die weniger verbreiteten Folien sind die Quellen zur Untersuchung der Schubsteifigkeit in der Tabelle explizit angegeben. Die Reißfestigkeit  $\sigma_{Rei\beta}$  und die Reißdehnung  $\varepsilon_{Rei\beta}$  beziehen sich auf Versuche nach DIN EN ISO 527-1 [89] bei dem bevorzugten Prüfklima nach Abschnitt 3.2.4. Die Angaben zu der Glasübergangstemperatur  $T_G$  der verschiedenen Materialien beziehen sich auf die Arbeit von SCHUSTER [232].

Es sei darauf hingewiesen, dass die angegebenen Werte der Materialeigenschaften für eine quasi-statische Belastung bei dem in den Quellen angegebenen Prüfklima gelten und hier lediglich dem Vergleich der variierenden Parameter untereinander dienen. Die Verzerrungsraten- und die Temperaturabhängigkeit des Materialverhaltens der Komponenten wird in Kapitel 3 diskutiert.

#### 5.1.4 Voruntersuchung zum thermischen Verhalten des Probekörpers

Das Verhalten des Probekörpers in unterschiedlichen thermischen Zuständen ist von besonderem Interesse. Während der Einfluss der Temperatur auf das Materialverhalten von Glas eine untergeordnete Rolle spielt, ist die Temperatur der Zwischenschicht aufgrund der in Abschnitt 3.2.4 diskutierten Abhängigkeiten von großer Bedeutung. Hinsichtlich des Temperatureinflusses auf den Verbund der Komponenten liegen bislang nur wenige gesicherte Erkenntnisse vor.

Der thermische Zustand der Zwischenschicht ist für den Zeitpunkt der Strukturreaktion zu ermitteln. Somit kann das Materialverhalten beschrieben werden und die Bestimmung der durch die Verformung der Zwischenschicht gespeicherten sowie dissipierten Energieanteile wird ermöglicht. Es werden zwei verschiedene thermische Zustände betrachtet:

- Thermische Belastungskonfiguration 1 - unerwärmter Zustand: Die Oberflächentemperatur des im Stollen gelagerten Probekörpers wird gemessen. Über die Dicke des Probekörpers wird ein konstanter Temperaturverlauf angenommen, sodass die Ober-

flächentemperatur des Probekörpers der Temperatur des Zwischenschichtmaterials  $\theta_{Polymer}$  entspricht.

- Thermische Belastungskonfiguration 2 - erwärmter Zustand: Der Probekörper wird vor dem Versuch erwärmt. Durch die Messung der Oberflächentemperatur wird auf die Kerntemperatur des Laminats geschlossen. Das Zwischenschichtmaterial soll dabei eine Temperatur im Bereich oder über der üblichen Glasübergangstemperatur von PVB besitzen.

Der thermische Zustand soll reproduzierbar und sein Erreichen zeitlich sowie ablauforganisatorisch praktikabel sein. Ferner muss er auch bei variierenden Abkühl dauern, z.B. infolge von Verzögerungen bei der Versuchsvorbereitung, mit hinreichender Genauigkeit ermittelt werden können. Hierzu wird der Erwärmungs- und Abkühlungsvorgang eines Probekörpers in einem Referenzversuch aufgenommen und nach einer Regressionsanalyse empirisch modelliert. Während der Vorbereitung auf einen Sprengversuch mit einer Erwärmung des Probekörpers werden die Temperaturen an der Probekörperoberfläche stichprobenartig gemessen, um das Modell des thermischen Verhaltens zu verifizieren. Die geringen Unterschiede der Folieneigenschaften hinsichtlich des Wärmedurchganges und der Wärmespeicherung werden dabei vernachlässigt.

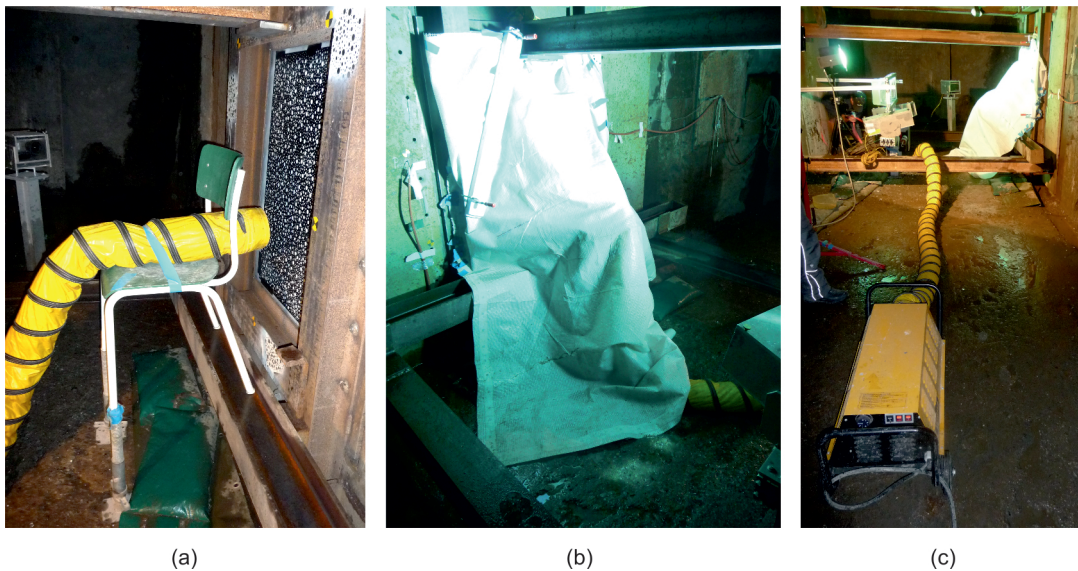


Abbildung 5.5: Positionierung des Schlauchendes am Probekörper (a), Abdeckung mit Plane zur Intensivierung der Erwärmung (b), Behelfsaufbau während der Versuchsvorbereitung (c)

Der Behelfsaufbau zur Erwärmung des Probekörpers ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Er ist während der Erprobung unveränderlich, um die Charakteristik des Luftstromes und

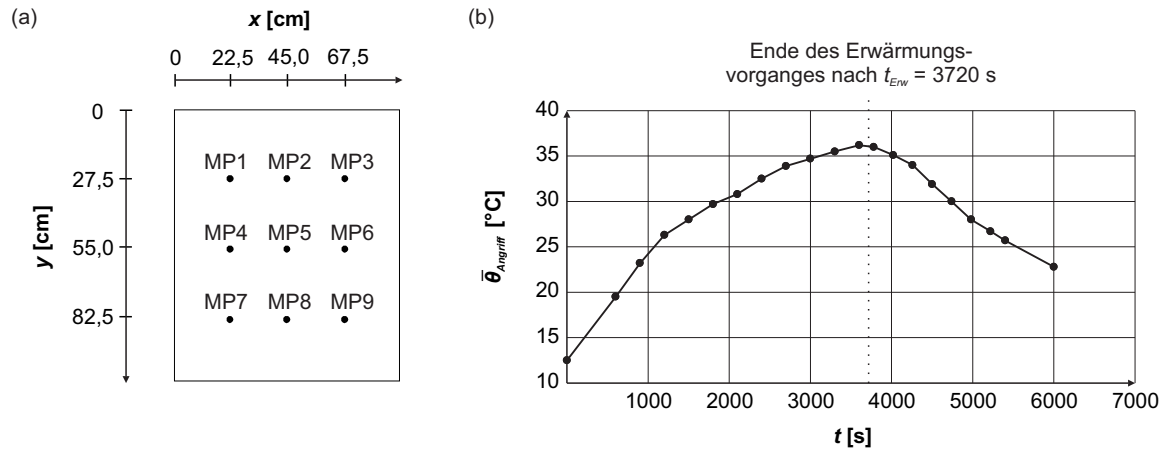


Abbildung 5.6: Anordnung der Messpunkte (MP) auf dem Probekörper bei der Temperaturmessung im Referenzversuch (a), zeitlicher Verlauf der gemittelten Temperatur auf der Schutzseite  $\bar{\theta}_{Angriff}$  für eine Erwärmungsdauer von 3720 s (b)

den Wärmeverlust über die Schlauchwand für jeden Versuch gleichartig herzustellen. Das Heizgebläse EL 15 der Marke WILMS mit einer Leistung von 15 kW bläst ohne Vorlauf die erwärmte Luft in einen Verlängerungsschlauch. Der Nennluftvolumenstrom beträgt dabei  $900 \text{ m}^3/\text{Std}$ . Durch den Verlängerungsschlauch werden ein sicherer Abstand des Heizgebläses zum Sekundärtrümmerbereich und eine schnelle Demontage des Behelfsaufbaues gewährleistet. Die Schlauchöffnungsrichtungen bilden einen rechten Winkel. Der Verlängerungsschlauch besitzt eine Länge von 10 m und ist gerade ausgerollt. Das Schlauchende ist normal zur Mitte des Probekörpers gerichtet und besitzt einen Abstand von 20 cm. Die Erwärmung des Probekörpers wird durch eine Plane verstärkt, welche nur zur unteren Seite nicht an der Halteinrichtung abschließt und einen Wärmestau am Probekörper hervorruft. Der Probekörper wird einseitig von der Schutzseite erwärmt, um den Wärmedurchgang auf der Angriffsseite zu erfassen und in der Folge den Wärmeeintrag in die Zwischenschicht zu gewährleisten.

Die Anordnung der Messpunkte auf dem Probekörper bei der Temperaturmessung ist in Abbildung 5.6 (a) dargestellt. An einem Messpunkt werden die Temperatur  $\theta_{Angriff}$  auf der Angriffsseite und die Temperatur  $\theta_{Schutz}$  auf der Schutzseite gemessen. Die Anfangstemperatur der Erwärmung entspricht der über die Dauer der Erprobung hinweg nahezu konstanten Umgebungstemperatur  $\theta_{0,Erw} = 12,5 \text{ °C}$  in der Sprenganlage. Während des Erwärmungsvorganges wird die Oberflächentemperatur zunächst an den neun Messpunkten auf der Angriffsseite diskret gemessen. Mit zunehmender Erwärmungsdauer verringern sich die Temperaturinkremente auf der Angriffsseite sichtbar in den Messwerten, da sich

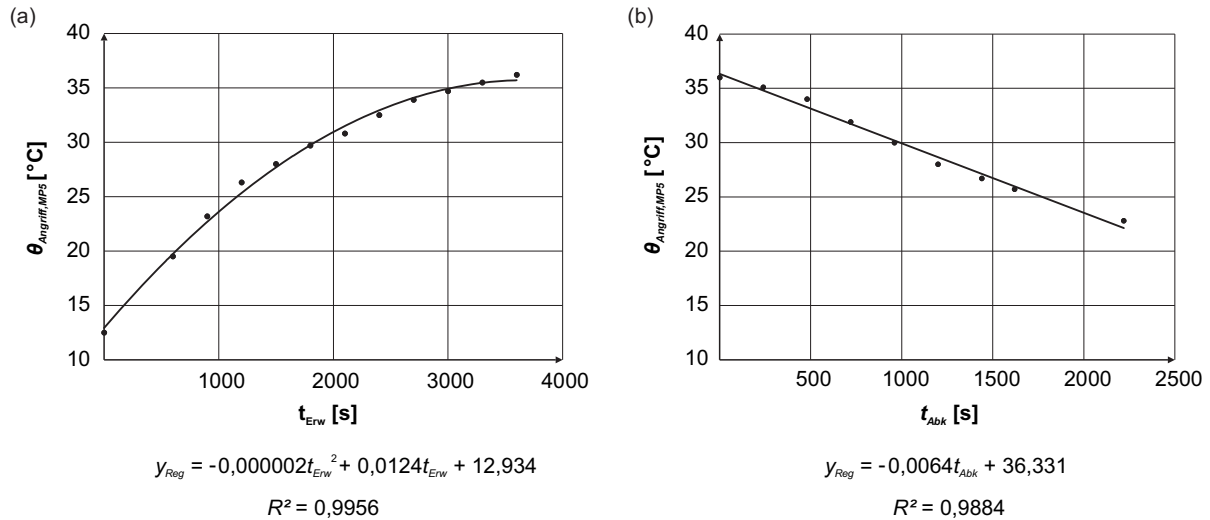


Abbildung 5.7: Erwärmungsvorgang MP5, Angriffsseite: Messwerte und Regressionsfunktion  $y_{Reg}$  mit  $\theta_{0,Erw} = 12,5 \text{ }^{\circ}C$  und Bestimmtheitsmaß  $R^2$  (a), Abkühlungsvorgang MP5, Angriffsseite: Messwerte und Regressionsfunktion  $y_{Reg}$  mit  $\theta_{0,Abk} = 36,6 \text{ }^{\circ}C$  und Bestimmtheitsmaß  $R^2$  (b)

der thermische Zustand des Probekörpers an einen stationären Wärmedurchgang annähert. Durch das Erreichen eines stationären Wärmedurchganges kann der Temperaturverlauf über die Dicke des Probekörpers eindeutig bestimmt werden. Dieser Zustand wird nach einer Erwärmungsdauer von  $t_{Erw} = 3600 \text{ s}$  erzielt. Die Erwärmung wird optimalerweise abgebrochen und die Plane entfernt. Der Abkühlungsvorgang von einer Starttemperatur  $\theta_{0,Abk}$  wird über die Dauer  $t_{Abk}$  durch die diskrete Messung der Oberflächentemperaturen auf der Schutz- und der Angriffsseite an den gleichen neun Punkten verfolgt. Abbildung 5.6 (b) zeigt den zeitlichen Verlauf der gemittelten Oberflächentemperatur  $\bar{\theta}_{Angriff}$  auf der Angriffsseite für den beschriebenen Erwärmungs-Abkühlungs-Vorgang.

Der Temperaturverlauf über die Oberflächen des Probekörpers variiert an den Messpunkten. Die Randbereiche weisen eine niedrigere Temperatur auf als der Bereich in Feldmitte, der direkt dem Luftstrom ausgesetzt ist. Ein Einfluss dieses Temperaturgradienten von der Probekörpermitte zum eingespannten Randbereich ist bei der Versuchsauswertung nicht auszuschließen.

Der Abkühlungsvorgang auf der Schutzseite sowie der Erwärmungs- und der Abkühlungsvorgang auf der Angriffsseite werden für jeden Messpunkt mit einer polynomialen Regressionsfunktion modelliert. Dies erlaubt die Abschätzung der Temperatur an den Probekörperoberflächen zu jedem Zeitpunkt des Erwärmungsvorganges und des Abkühlungsvorganges nach einem definierten Erwärmungsvorgang. Das Ergebnis einer Regressionsanalyse ist exemplarisch in Abbildung 5.7 für den Messpunkt 5 auf der Angriffsseite



visualisiert. Das Bestimmtheitsmaß ist definiert als das Quadrat des PEARSON'schen Korrelationskoeffizienten

$$R = \frac{\sum_{i=1}^n (\theta_{Mess,i} - \bar{\theta}_{Mess}) (\theta_{Reg,i} - \bar{\theta}_{Reg})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (\theta_{Mess,i} - \bar{\theta}_{Mess})^2 \sum_{i=1}^n (\theta_{Reg,i} - \bar{\theta}_{Reg})^2}} \quad (5.2)$$

$\theta_{Mess,i}$  i-ter Wert Stichprobe „gemessene Temperatur“

$\bar{\theta}_{Mess}$  Mittelwert der Stichprobe „gemessene Temperatur“

$\theta_{Reg,i}$  i-ter Wert Stichprobe „Temperatur aus Regressionsanalyse“

$\bar{\theta}_{Reg}$  Mittelwert der Stichprobe „Temperatur aus Regressionsanalyse“.

$R^2$  kann als Güte der Regression interpretiert werden und nimmt Werte zwischen 0 und 1,0 an, wobei gegen 1,0 eine hohe Korrelation zwischen den beobachteten und den geschätzten Werten besteht.

Aufgrund der gemessenen Kurvenformen wird die Regressionsanalyse für ein Polynom dritten Grades durchgeführt. Die Regressionsfunktionen beschreiben den Erwärmungsvorgang an den Messpunkten bis  $t_{Erw} = 3600$  s. Mit Erreichen des stationären Wärmedurchganges ab  $t_{Erw} = 3600$  s bleibt das Temperaturniveau des Probekörpers bei weiterer Erwärmung unveränderlich. Die Regressionsanalyse des Abkühlungsvorgang beschränkt sich auf die Messdaten bis  $t_{Abk} = 1620$  s. Die Berücksichtigung der Messdaten ab  $t_{Abk} > 1620$  s führt zu einem größer werdenden Fehler zwischen der ermittelten Regressionsfunktion und den gemessenen Werten für den relevanten Abkühlungszeitraum  $0 < t_{Abk} < 600$  s. Alle Regressionsfunktionen besitzen ein Bestimmtheitsmaß von  $R^2 > 0,97$ .

Das empirische Modell des Erwärmungs-Abkühlungsvorganges wird durch stichprobenartige Temperaturmessungen auf den Probekörperoberflächen verifiziert. Der Betrag der Differenz aus der gemessenen Temperatur und der durch das Modell berechneten Temperatur zu einem bestimmten Zeitpunkt ergibt den Fehler des Modelles. Der Fehler der Stichprobe aller Messungen wird durch den Mittelwert und die Standardabweichung charakterisiert. Im Zeitraum  $t_{Erw} = 2400 - 3600$  s wird in jeder Versuchsvorbereitung einmal die Temperatur auf der Angriffsseite des Probekörpers an Messpunkt 5 gemessen. Der Fehler der Stichprobe für den Erwärmungsvorgang besitzt den Mittelwert  $\bar{x}_{Erw} = 4,03$  °C und die Standardabweichung  $\sigma_{Erw} = 2,96$  °C. Nach Abschluss des Erwärmungsvorganges und dem Abbau der Hilfskonstruktion wird die Temperatur auf der Schutzseite des Probekörpers nach der Abkühlungsdauer  $t_{Abk}$  an Messpunkt fünf gemessen. Der Fehler

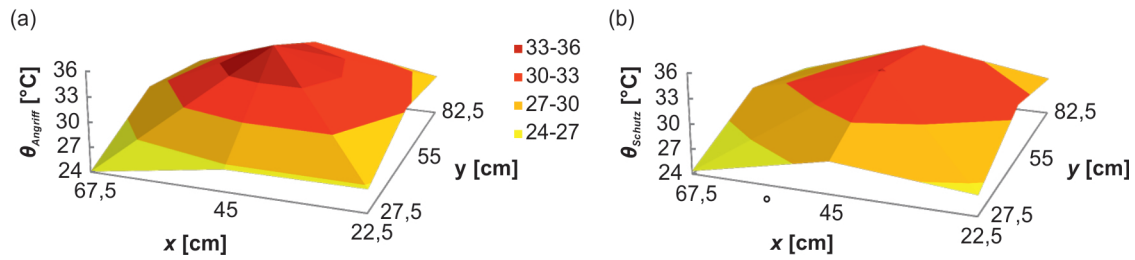


Abbildung 5.8: Verlauf der Oberflächentemperatur auf der Angriffsseite nach  $t_{Erw} = 3600$  s und  $t_{Abk} = 0$  s (a), Verlauf der Oberflächentemperatur auf der Schutzseite nach  $t_{Erw} = 3600$  s und  $t_{Abk} = 240$  s (b)

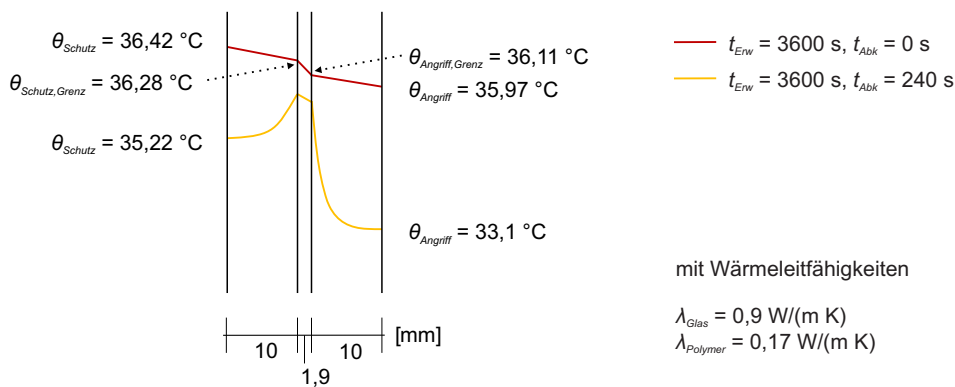


Abbildung 5.9: Verläufe der Temperatur über den Probekörperquerschnitt an MP 5 nach Erreichen des stationären Wärmedurchganges (rot) und qualitativ nach Abkühlung (orange)

der Stichprobe für den Abkühlungsvorgang hat den Mittelwert  $\bar{x}_{Abk} = 2,08$  °C und die Standardabweichung  $\sigma_{Abk} = 1,28$  °C.

Die nach dem empirischen Modell ermittelten Temperaturverläufe an den Oberflächen des Probekörpers sind beispielhaft in der Abbildung 5.8 aufgeführt. Sowohl auf der Angriffsseite, als auch auf der Schutzseite, zeigen sich eine Maximaltemperatur in Feldmitte und ein Temperaturgefälle zu den Rändern. Das empirische Modell dient der Ermittlung der Zwischenschichttemperatur zum Zeitpunkt der Detonation.

In Abbildung 5.9 sind die Temperaturverläufe an Messpunkt 5 über den Querschnitt des Probekörpers nach  $t_{Erw} = 3600$ s zu unterschiedlichen Zeitpunkten  $t_{Abk}$  dargestellt. Die Oberflächentemperaturen entsprechen den Temperaturen des Referenzversuches. Die rote Kurve stellt den Temperaturzustand für den stationären Wärmezustand dar. Die Schichtgrenztemperaturen (Index Grenz) werden in einer Wärmedurchgangsberechnung mit den angegebenen Wärmeleitfähigkeiten für das Glas und das Polymer ermittelt. Die orangefarbene Kurve bildet qualitativ den Temperaturzustand nach einer Abkühlungs-

Tabelle 5.4: Temperaturzustand der Zwischenschicht zum Zeitpunkt der Sprengung in Versuchen mit thermischer Belastungskonfiguration 2

$\bar{\theta}_{Polymer}$ [°C]	$\theta_{Polymer,max}$ [°C]	$\theta_{Polymer,min}$ [°C]
30	36,2	24,2

dauer von  $t_{Abk} = 240$  s ab. Diese Dauer entspricht dem üblichen Zeitintervall zwischen dem Erwärmungsende und der Sprengung im Versuch. Während die Temperatur an den freien Glasoberflächen bereits stark abgefallen ist, nimmt die Temperatur der durch die Glasschichten isolierten Zwischenschicht in diesem Zeitraum nur leicht ab.

Es ist anzunehmen, dass der Temperaturverlust der Zwischenschicht bei einer Abkühlungsdauer von  $t_{Abk} = 240$  s gering ausfällt. In der Folge wird die Abkühlung im Probekörperkern vernachlässigt, wenn der Zeitraum zwischen dem Erwärmungsende und der Sprengung auf  $t_{Abk} = 240$  s begrenzt werden kann. Es wird vereinbart, dass die Temperatur der Zwischenschicht in Dickenrichtung durch den Mittelwert der Schichtgrenztemperaturen beschrieben wird. Der Temperaturzustand der Zwischenschicht in Längen- und Breitenrichtung zu einem Zeitpunkt wird durch den Mittelwert  $\bar{\theta}_{Polymer}$  sowie die Extremwerte  $\theta_{Polymer,max}$  und  $\theta_{Polymer,min}$  der Zwischenschichttemperatur beschrieben. Daraus ergibt sich für die Versuche mit der thermischen Belastungskonfiguration 2 zum Zeitpunkt der Sprengung der in Tabelle 5.4 aufgeführte Temperaturzustand der Zwischenschicht.

### 5.1.5 Auffangen von Sekundärtrümmern

Im Rahmen der Erprobung sollen Möglichkeiten zum Auffangen von Sekundärtrümmern aus Glas untersucht werden. In zukünftigen Versuchen ist dabei von Interesse, welche Energie ein Glassplitter auf der Schutzseite besitzt. Die Sekundärtrümmer sollen am Ort des Auftreffens in einem definierten Material aufgefangen werden. Eine weitere Bewegung und eine hiermit möglicherweise verbundene Schädigung der Glassplitter durch Abprallen oder Herunterfallen ist unerwünscht. Für ausgewählte Versuche wird der Versuchsaufbau um einen in Abbildung 5.10 dargestellten Splitterfang erweitert, der in einem kleinen Bereich die Sekundärtrümmer aufnehmen soll. Der Splitterfang besteht aus vier transparenten Behältern, die, in einer Traverse fixiert, mit ihrer offenen Seite auf die Schutzseite des Probekörpers gerichtet sind.

Zwei Behälter sind mit einer Gelatine gefüllt. Die Gelatine ist transparent, sodass die Eindringtiefen von Splittern ermittelt und die jeweiligen Eindringkanäle nachvollzogen werden können. Durch die Festigkeit der Gelatine, die über den Bloomwert ausgedrückt

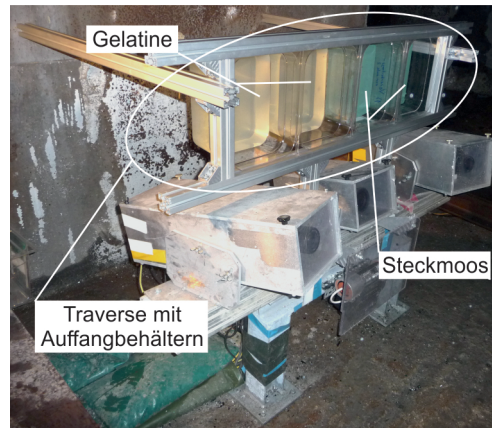


Abbildung 5.10: Splitterfang zur Aufnahme von Sekundärtrümmern

wird, kann beispielsweise menschliches Muskelgewebe nachempfunden werden. Das Massenverhältnis von Wasser zu Gelatinepulver beträgt 19:1. Die Wassertemperatur muss beim Einrühren des Pulvers den Herstellerangaben entsprechen, um ein Klumpen zu vermeiden. Nach dem Abfüllen in die Behälter müssen eventuell entstandene Schaumkronen von der Oberfläche entfernt werden, um eine transparente Oberfläche zu gewährleisten. Die beiden verbleibenden Behälter sind mit einem angefeuchteten Steckmoos befüllt.

## 5.2 Durchführung, Versuchsprogramm und qualitatives Ergebnis

Die Probekörper werden im Versuch einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung ausgesetzt, deren Konfigurationen in Tabelle 5.5 angegeben sind. Der reflektierte Spitzenüberdruck  $\hat{p}$ , die Dauer der Überdruckphase  $t_+$  und der reflektierte Impuls  $i_+$  charakterisieren die Luftstoßwelle. Der gemessene Überdruck-Zeit-Verlauf wird durch eine Kurvenanpassung mit dem FRIEDLANDER-Ansatz nach Gleichung 2.5 angenähert. Hieraus ergibt sich der FRIEDLANDER-Parameter  $b_F$ , der ebenfalls in Tabelle 5.5 aufgeführt ist. Die thermische Belastung wird nach Abschnitt 5.1.4 durch den Mittelwert der Zwischenschicht  $\bar{\theta}_{Polymer}$  beschrieben.

Die erforderlichen Sprengstoffmassen und die Abstände zum Erreichen verschiedener Schädigungszustände der Probekörper werden nach dem GLAZING HAZARD GUIDE, welcher auf der Grundlage von umfangreichen Erprobungen in Großbritannien durch das DEFENCE SCIENCE AND TECHNOLOGY LABORATORY erstellt wurde, abgeschätzt und nach eigenen Vorversuchen festgelegt. Tabelle 5.6 zeigt die Luftstoßbelastungskonfigura-

Tabelle 5.5: Konfigurationen der kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung

Kurzbezeichnung	$\hat{p}$ [kPa]	Luftstoß			Temperatur
		$i_+$ [Pa s]	$t_+$ [ms]	$b_F$ [-]	$\bar{\theta}_{Polymer}$ [°C]
1-1	95	1100	45	1,5945	12,5
1-2	95	1100	45	1,5945	30
2-1	170	1100	28	3,0532	12,5
2-2	170	1100	28	3,0532	30
3-1	225	2300	25	2,2821	12,5
3-2	225	2300	25	2,2821	30

Tabelle 5.6: Konfigurationen der Luftstoßbelastung, Sprengstoffmassen und Abstände im Versuch und äquivalent im Freifeld bei hemispärischer Ausbreitung, Widerstandsklasse gegen Sprengwirkung nach DIN EN 13541 [86]

Konfiguration	Stoßrohr		Freifeld		Widerstands- klasse
	Sprengmasse PETN [g]	Abstand [m]	Sprengmasse TNT [kg]	Abstand [m]	
1	395	31,9	850	50	ER 1
2	420	13,2	300	26	ER 2
3	914	19,7	3580	45	ER 4

tionen und die erreichbare Widerstandsklasse gegen Sprengwirkung nach DIN EN 13541 [86]. Die Masse der Sprengladung und ihr Abstand zum Probekörper sind sowohl für den Versuch im Stoßrohr mit dem Sprengstoff Pentaerythryltetranitrat (PETN), als auch für einen äquivalenten Versuch mit TNT im Freifeld bei hemisphärischer Ausbreitung der Luftstoßwelle, gegeben. Die Luftstoßbelastungskonfiguration 1 soll überwiegend elastische Reaktionen der Probekörper hervorrufen und besitzt einen skalierten Abstand von  $Z_1 = 5,28 \text{ m}/\sqrt[3]{\text{kg}}$ . Ein Versagen oder eine ausgeprägte Schädigung der Probekörper wird für die Luftstoßbelastungskonfiguration 3 erwartet. Für diese Konfiguration beträgt der skalierte Abstand  $Z_3 = 2,94 \text{ m}/\sqrt[3]{\text{kg}}$ . In der mittleren Luftstoßbelastungskonfiguration sollen die Schädigungszustände bei einem skalierten Abstand von  $Z_2 = 3,88 \text{ m}/\sqrt[3]{\text{kg}}$  weiter differenziert werden. Das Prüfklima in der Sprenganlage ist nahezu unveränderlich bei einer Temperatur  $\theta_{Prüf} = 12,5 \text{ °C}$  und einer relativen Luftfeuchte  $\phi_{Prüf} = 70 \text{ %}$ .

Die Kurzbezeichnung eines Versuches setzt sich aus den Anteilen laufende Nummer - Kurzbezeichnung der Probekörperkonfiguration - Kurzbezeichnung der Belastungskonfiguration zusammen. Das Versuchsprogramm und die qualitativen Ergebnisse hinsichtlich der Strukturantwort sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst.

Nahezu alle Probekörper der Versuche unter der Belastungskonfiguration 1-1 zeigen eine elastische Reaktion. Lediglich bei dem Probekörper F-T-a ist die Einzelglasplatte auf

der Schutzseite gebrochen. Unter der Belastungskonfiguration 1-2 brechen bei den Probekörpern F-Pr-a, F-P-a und F-Pv-v in sechs von sieben Versuchen beide Einzelglasplatten; in fünf Versuchen tritt sogar ein Versagen durch das Aufreißen im Feld nach Bildung einer ausgeprägten Membran auf. Die Probekörper mit den steiferen Zwischenschichtfolien ES und I sowie die Probekörper mit vorgespannten Einzelglasplatten verhalten sich auch bei erhöhter Temperatur elastisch.

Tabelle 5.7: Versuchsprogramm, qualitative Strukturantwort und Schädigung im Versuch

<b>Kurzbezeichnung</b>	<b>qualitative Strukturantwort, Schädigung, Bemerkungen</b>
1-F-ES-a-X-1	Vorversuche 1a - 1c: Anpassung Aufbau, Ladungsmenge
2-F-ES-a-1-1	elastische Reaktion
3-F-P-a-1-1	elastische Reaktion
4-F-Pr-a-1-1	elastische Reaktion
5-F-Pv-v-1-1	elastische Reaktion
6-F-T-a-1-1	Bruch der Einzelglasplatte auf Schutzseite
7-F-E-a-1-1	elastische Reaktion
8-F-ES-a-1-2	elastische Reaktion
9-F-P-a-1-2	elastische Reaktion
10-F-P-a-1-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
11-F-Pr-a-1-2	Bruch beider Einzelglasplatten
12-F-Pv-v-1-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
13-F-I-a-1-2	elastische Reaktion
14-E-Pr-a-1-2	elastische Reaktion
15-T-Pr-a-1-2	elastische Reaktion
16-F-ES-a-2-1	Versagen entlang Biegebruchlinien
17-F-P-a-2-1	Bruch beider Einzelglasplatten
18-F-P-a-2-1	Versagen im Auflagerbereich
19-F-Pr-a-2-1	Bruch beider Einzelglasplatten
20-F-Pv-v-2-1	Versagen durch Aufreißen im Feld
21-F-P-a-2-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
22-F-P-a-1-2	nicht durchgeführt, Probekörper bei Einbau beschädigt
23-F-Pr-a-2-2	Bruch beider Einzelglasplatten
24-F-Pv-v-2-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
25-F-I-a-2-2	Bruch beider Einzelglasplatten
26-E-Pr-a-2-2	Bruch der Einzelglasplatte auf Schutzseite
27-T-Pr-a-2-2	Bruch beider Einzelglasplatten
28-F-ES-a-2-2	Versagen im Auflagerbereich

29-F-P-a-1-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
30-F-P-a-1-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
31-F-Pr-a-3-1	Versagen im Auflagerbereich, ausgeprägte Membran / Delamination
32-F-Pv-v-1-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
33-F-T-a-2-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
34-F-E-a-2-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
35-F-P-a-1-1	elastische Reaktion
36-F-Pr-a-3-2	Versagen durch Aufreißen im Feld, ausgeprägte Delamination
37-F-Pv-v-2-2	Versagen durch Aufreißen im Feld
38-F-I-a-2-1	Bruch beider Einzelglasplatten
39-E-Pr-a-3-2	Versagen im Auflagerbereich, ausgeprägte Membran / Delamination
40-T-Pr-a-3-2	Versagen im Auflagerbereich, ausgeprägte Membran / Delamination

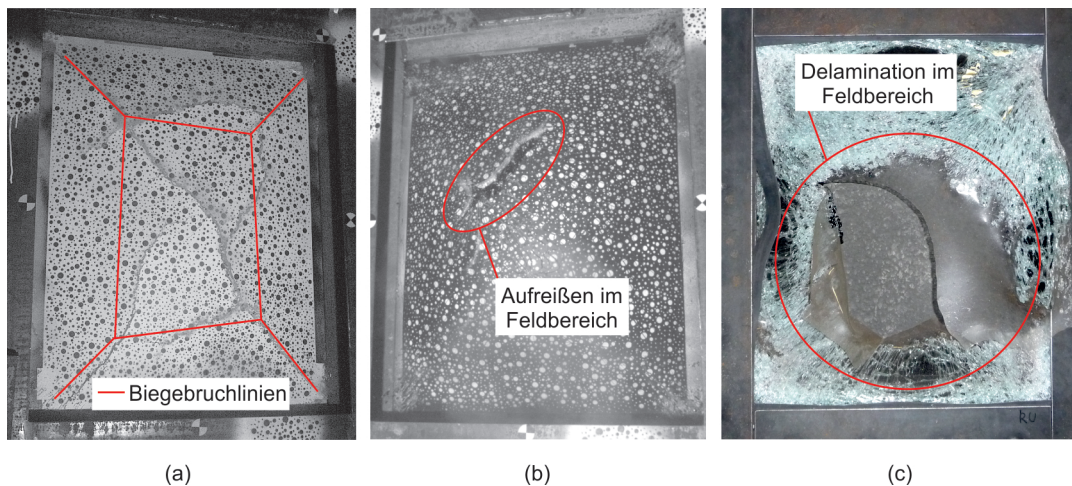


Abbildung 5.11: Versagensarten in Versuchen 16-F-ES-a-2-1 (a) und 21-F-P-a-2-2 (b), flächige Delamination im Feldbereich in Versuch 36-F-Pr-a-3-2 (c)

Mit der Belastungskonfiguration 2-1 stellen sich verschiedene Strukturantworten der Probekörper mit PVB-Folien ein. Bei den Probekörper 17-F-P-a und F-Pr-a kommt es zum Bruch beider Einzelglasplatten. Einzelne Probekörper versagen im Auflagerbereich (18-F-P-a) oder im Feld (F-Pv-v). Das Laminat F-ES-a versagt durch das Reißen der Zwischenschicht entlang der Biegebruchlinien unter Bildung großer Bruchstücke (Abbildung 5.11 (a)). Unter der Belastungskonfiguration 2-2 zeigen sich insbesondere bei den Probekörpern F-P-a, F-Pr-a und F-Pv-v größere Deformationen als unter der Belastungskonfiguration 2-1. Die Probekörper F-P-a (Abbildung 5.11 (b)), F-Pv-v, F-T-a und F-E-a versagen durch ein Aufreißen im Feld. Bei den Probekörpern mit vorgespannten Einzelglasplatten und beim Probekörper F-I-a kommt es zu einem Bruch einer oder beider

Einzelglasplatten. Die Strukturantwort fällt im Vergleich zu den Probekörpern mit PVB-Folien wesentlich steifer aus. Der Probekörper F-ES-a versagt umlaufend im Lagerungsbereich bei geringen Deformationen im Feld.

Während das Versagen des Probekörpers F-Pr-a unter der Belastungskonfiguration 3-1 im Lagerungsbereich eintritt, ist unter der Belastungskonfiguration 3-2 ein Aufreißen im Feld zu beobachten. Die Probekörper E-Pr-a und T-Pr-a versagen unter der Belastungskonfiguration 3-2 in der Nähe der Einspannung. Alle mit der höchsten Luftstoßbelastung getesteten Probekörper besitzen die Zwischenschicht Pr und zeigen im Versuch eine stark ausgeprägte Membranverformung und einen erheblichen Abgang von Sekundärtrümmern durch die Delamination der Komponenten. In der Folge ist die Zwischenschicht im Feldbereich frei von haftenden Glasfragmenten (Abbildung 5.11 (c)).

## 5.3 Auswertung

In diesem Abschnitt werden die experimentell aufgenommenen Größen ausgewertet und diskutiert. Dies geschieht in verschiedenen Verfahren und unter Nutzung von Software, die im Folgenden vorgestellt werden. Abschließend erfolgt eine Einschätzung der statistischen Aussagekraft der Versuchsergebnisse.

### 5.3.1 Verschiebung in Feldmitte

Die Verschiebung des Probekörpers in Feldmitte  $w_c$  wird mit optischen Messverfahren ermittelt. Eine Bewegung der Haltekonstruktion kann im Versuch nicht ausgeschlossen werden, sodass die Verschiebung  $w_b$  dieser ebenfalls punktuell gemessen wird. Die Haltekonstruktion wird als in sich starr angenommen, sodass  $w_b$  als Starrkörperverschiebung interpretiert wird. Die Differenz aus den optisch gemessenen Verschiebungen in Feldmitte des Probekörpers und an der Haltekonstruktion zu einem Zeitpunkt liefert die um die Starrkörperverschiebung bereinigte Verschiebung  $w_c$ .

In Abbildung 5.12 sind die Verschiebungs-Zeit-Verläufe für verschiedene Versuche unter der Luftstoßbelastungskonfiguration 1 dargestellt. Der Probekörper F-Pr-a zeigt im unerwärmten Zustand ein ähnliches Schwingungsverhalten wie der Probekörper F-I-a im erwärmten Zustand. Beide Probekörper verhalten sich elastisch. Die Zwischenschichten der Probekörper befinden sich mit Blick auf die jeweiligen Glasübergangstemperaturen nach Tabelle 5.3 in einem glasartigen Zustand. Unter der Belastungskonfiguration 1-2 kommt es beim Probekörper F-Pr-a zum Bruch beider Einzelglasplatten. Die Verschie-



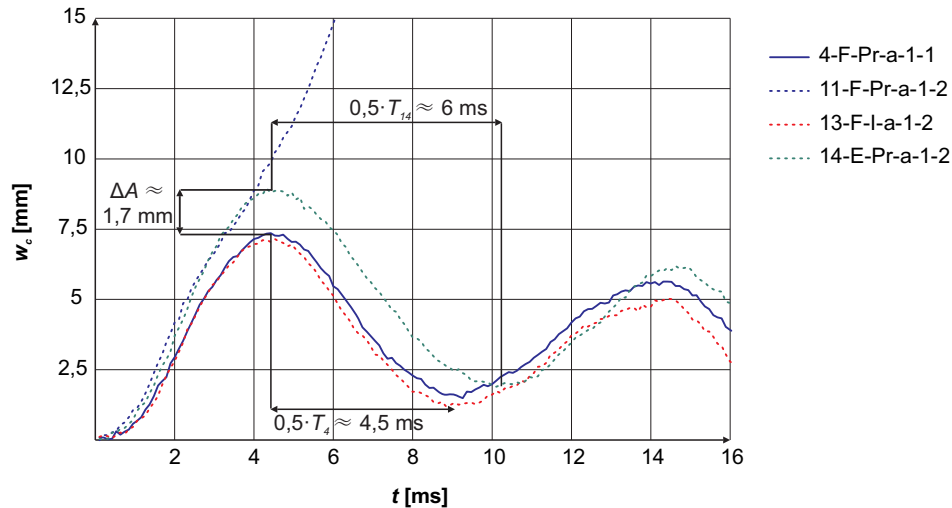


Abbildung 5.12: Verschiebungen in Feldmitte  $w_c$  in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  für ausgewählte Versuche, Einfluss der Temperatur auf die Eigenschwingdauer  $T$  und die Amplitude  $A$  des Probekörpers

Die Verschiebung in Feldmitte nimmt über den Zeitpunkt der maximalen Verschiebung unter der Belastungskonfiguration 1-1 hinaus zu. Die Temperatur der Zwischenschicht liegt in der Nähe ihrer quasi-statischen Glasübergangstemperatur oder überschreitet diese lokal. Es ist zu vermuten, dass die Temperaturerhöhung zu einer stärker ausgeprägten Viskosität des Zwischenschichtmaterials und damit zu einer schlechteren Schubübertragung zwischen den Einzelglasplatten führt. In der Folge ist eine größere Verformung des Probekörpers zu erwarten. Im Vergleich zu F-Pr-a besitzt der Probekörper E-Pr-a aufgrund der Glasvorspannung einen höheren Widerstand gegen Glasbruch und erträgt größere Verformungen. Somit kann das Schwingungsverhalten im elastischen Zustand auch für einen Probekörper mit der Zwischenschicht Pr unter der Belastungskonfiguration 1-2 ausgewertet werden. Die Eigenschwingdauer  $T_{14}$  des erwärmten Probekörpers E-Pr-a ist größer als die Eigenschwingdauer  $T_4$  des unerwärmten Probekörpers F-Pr-a. Ferner steigt die maximale Auslenkung als Amplitude um  $\Delta A$  an. Die Änderung der Eigenschwingdauern und der Amplituden bestätigen einen abweichenden Verbundzustand des Laminates bei einer Erwärmung.

Abbildung 5.13 zeigt die Verschiebungen in Feldmitte im elastischen und im geschädigten Zustand in Abhängigkeit von der Zeit für fünf verschiedene Versuche. Alle dargestellten Probekörper werden in der Belastungskonfiguration 2-2 getestet. Der Zeitpunkt des Überganges vom elastischen in den geschädigten Zustand wird durch das erstmalige Auftreten von Rissen auf der Schutzseite des Probekörpers in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestimmt. Die Probekörper F-P-a und F-ES-a versagen bereits nach etwa 10

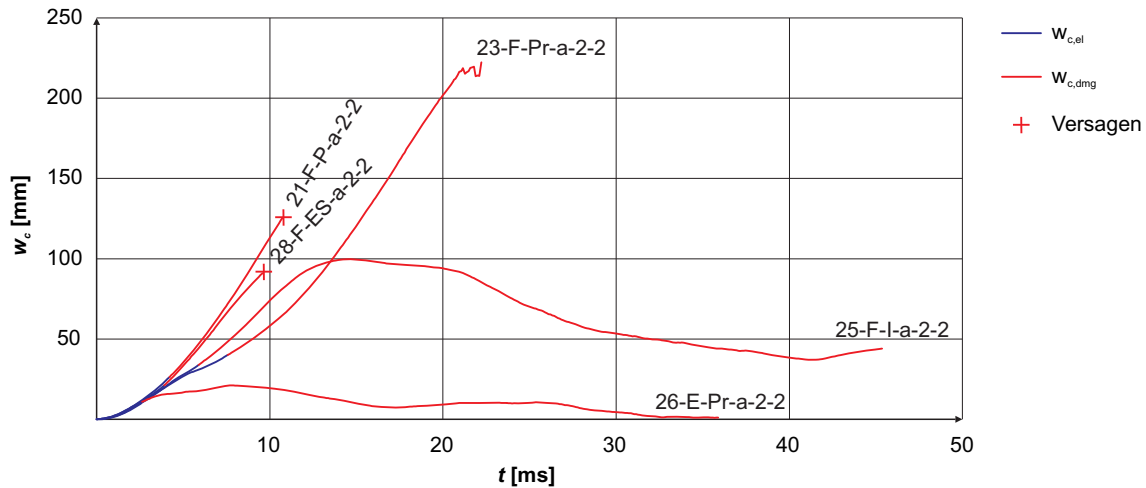


Abbildung 5.13: Verschiebungen in Feldmitte im elastischen ( $w_{c,el}$ ) und im geschädigten Zustand ( $w_{c,dmg}$ ) in Abhängigkeit von der Zeit  $t$  für ausgewählte Versuche unter Belastungskonfiguration 2-2

ms ab Ankunft der Luftstoßwelle an der Struktur. Für das Laminat F-Pr-a kann die Auswertung der Messung nur über die ersten 20 ms der Strukturantwort durchgeführt werden, da das Speckle-Muster am Messpunkt durch den Sekundärtrümmerabgang zerstört wird. Die Einzelglasplatten aller Probekörper brechen innerhalb der ersten 8 ms einer Überdruckphasendauer von  $t_+ = 28$  ms. Die Dauer der Überdruckphase auf der Luftstoßbelastungskonfiguration 2 liegt knapp über der in DIN EN 13541 [86] geforderten Mindestdauer von 25 ms. In einem Explosionsszenario können weitaus längere Überdruckphasen auftreten. Bei entsprechender Bemessung kann folglich ein großer Anteil der gesamten Strukturantwort sowohl während der Überdruckphase als auch darüber hinaus im geschädigten Zustand durchlaufen werden.

### 5.3.2 Charakterisierung des Bruchbildes

Der Bruch einer Einzelglasplatte, der Dicke nach bis auf die Zwischenschicht hinunter, ist Voraussetzung für die Energiedissipation durch die lokale Delamination der Komponenten und die Verformung der delaminierten Zwischenschicht. Aus einem feinen Rissbild folgen viele Schnittstellen zur Energiedissipation. Die Rissdichte kann somit als Maß für die Dissipationsfähigkeit eines Probekörpers interpretiert werden. Inwiefern sich die Dissipationsfähigkeit in der tatsächlich dissipierten Energie widerspiegelt, ist im Weiteren zu untersuchen.

Die Abbildung 5.14 (a) zeigt den Behelfsaufbau zur Aufnahme des Rissbildes. Der im Versuch geschädigte Probekörper wird vorsichtig aus der Halteeinrichtung entfernt, sodass

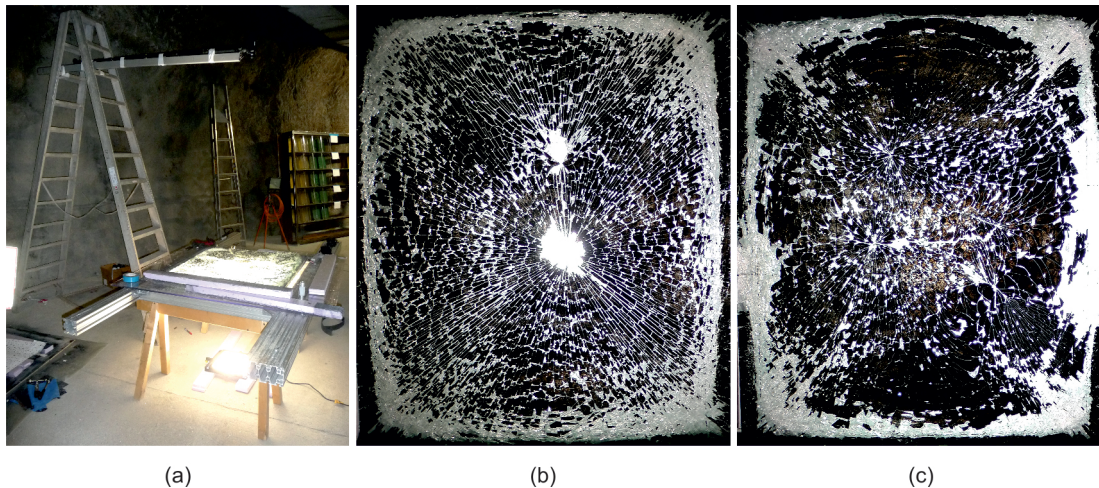


Abbildung 5.14: Behelfsaufbau zur Rissbildaufnahme (a), Rissbilder aus Versuch 23-F-Pr-a-2-2 (b) und 20-F-Pv-v-2-1 (c)

das Rissbild des Probekörpers nicht unerwünscht erweitert wird. Der Probekörper wird dann mit der Schutzseite nach oben auf einem transparenten Tisch abgelegt. Die Risse in der Einzelglasscheibe auf der Schutzseite setzen sich in der dünnen Lackschicht des Speckle-Musters fort, sodass bei einer Beleuchtung des Probekörpers von der Angriffsseite das Rissbild auf der Schutzseitenoberfläche hervorgehoben wird. Das Licht scheint hell durch die Risse, während ungerissene Bereiche aufgrund der Lackschicht dunkel erscheinen. Der Probekörper wird dann von der Schutzseite aus in der Totalen fotografiert.

Beispiele derart hervorgehobener Rissbilder finden sich in den Abbildungen 5.14 (b) und (c). Die Rissbilder besitzen Gemeinsamkeiten. Auf der Schutzseite kommen die an der Zwischenschicht haftenden Glasfragmente im Bereich nahe der Einspannung in Kontakt. Das Glas versagt unter Schub, was zu einem Kohäsionsbruch innerhalb der Glaskomponente und dem Herausbrechen von Sekundärtrümmern führt. Dies ist ersichtlich an den hellen Bereichen, die einen äußeren Ring in Lagerungsnähe bilden. Im Feldbereich liegen zahlreiche kleinere Kohäsionsbrüche im Glas vor. Des Weiteren sind diagonal verlaufende Bruchlinien zu erkennen, die sich an den Hauptspannungstrajektorien infolge der hochdynamischen Flächenlast nach Abbildung 4.3 orientieren. In weiteren Punkten unterscheiden sich die dargestellten Rissbilder. In Abbildung 5.14 (b) sind in der Feldmitte zwei hellere Bereiche zu erkennen, in denen sich die Glasfragmente vollständig von der intakten Zwischenschicht gelöst haben. Der Rissursprung an der Schutzseitenoberfläche ist in den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen auf diese Bereiche zurückzuführen. Ferner wird in Abschnitt 5.3.3 gezeigt, dass die Verzerrungen an der Glasoberfläche in den Bereichen maximal werden. Das Zentrum eines solchen Bereiches wird im Folgenden als Risszentrum

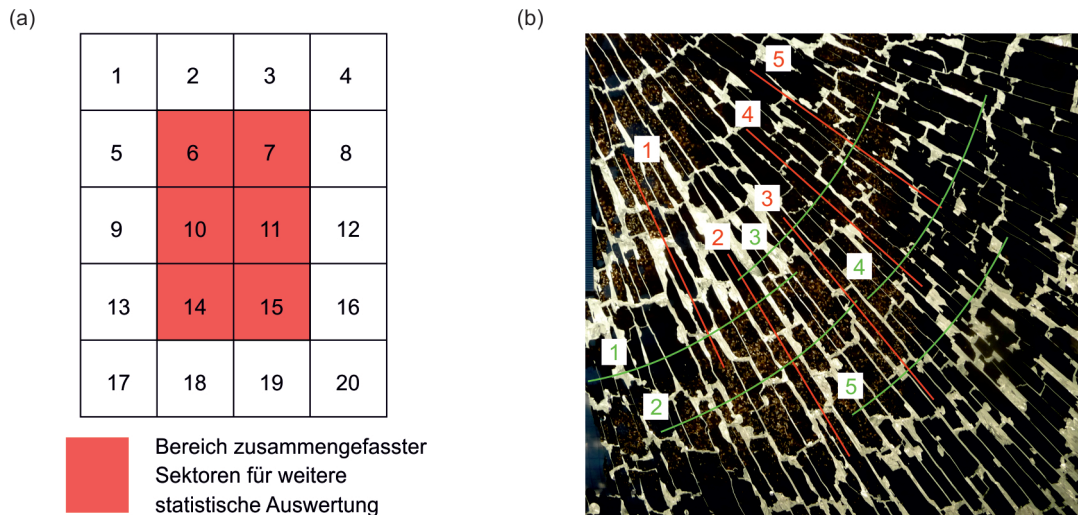


Abbildung 5.15: Sektoreinteilung (a), Sektorrissbild mit jeweils fünf tangentialen (grün) und radialen Pfaden (rot) (b)

bezeichnet. Ausgehend von den beiden Risszentren ist ein sehr regelmäßiges, spinnennetzartiges Rissbild entstanden. Im Vergleich hierzu ist das in Abbildung 5.14 (c) dargestellte Rissbild diffus. Die Kohäsionsbrüche sind vorwiegend in der Feldmitte konzentriert. Die Rissöffnungen nehmen zu den Randbereichen hin ab. Eine klare Orientierung der Bruchlinien in der Feldmitte ist aus der Totalen nicht erkennbar.

Die Rissbilder werden im nächsten Schritt statistisch beschrieben. Dazu wird die lichte Oberfläche der Schutzseite nach der schematischen Darstellung in Abbildung 5.15 (a) in zwanzig Sektoren unterteilt. Ein Sektor entspricht einem Quadrat mit einer Seitenlänge von 20 cm. Jeder einzelne Sektor wird fotografisch aufgenommen. Die Einspannung des Probekörpers beeinflusst das Rissbild vor allem in den Randbereichen. In Feldmitte entwickelt sich das Rissbild infolge der Membranzugbeanspruchung weitestgehend ungestört. Die statistische Auswertung wird daher auf die rot gekennzeichneten Sektoren in Feldmitte beschränkt.

Von einem Risszentrum aus verlaufen die Bruchlinien tangential sowie radial. In Abbildung 5.15 (b) ist die typische Aufnahme eines Sektors in Feldmitte dargestellt. In die Aufnahme jedes Sektors werden maßstabsgetreu jeweils fünf Pfade entlang der tangentialen und radialen Orientierung mit einer Bogenlänge von 10 cm eingepasst. Die Pfade sollen die Risse dabei in einem rechten Winkel schneiden und gleichmäßig im Sektor verteilt sein, sodass das Ergebnis der Auswertung repräsentativ für den jeweiligen Sektor ist. Des Weiteren sollen die Pfade nicht durch Rissbildbereiche mit Diskontinuitäten, wie beispielsweise großflächige Adhäsions- oder Kohäsionsbrüche sowie durchgehende Öffnungen im Probekörper, verlaufen, um nicht die Risscharakteristik der lokalen Diskontinuität, son-

Tabelle 5.8: Charakteristika der Rissbilder auf der Schutzseite, Probekörperkonfiguration F-Pr-a, verschiedene Belastungskonfigurationen

Kurzbezeichnung	$\bar{n}_{cr,rad}$ [1/10 cm]	$\sigma_{cr,rad}$ [1/10 cm]	$\bar{n}_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$\sigma_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$n_{crc}$
11-F-Pr-a-1-2	15,1	2,7	4,0	1,0	1
19-F-Pr-a-2-1	18,2	2,6	5,1	1,5	1
23-F-Pr-a-2-2	14,7	2,3	3,9	1,2	2
31-F-Pr-a-3-1	20,4	2,8	6,2	1,6	2
36-F-Pr-a-3-2	15,1	2,1	5,1	1,6	2

dem die globale Rissausbildung zu beschreiben. Es werden die Zahl der tangentialen Risse entlang der radialen Pfade und die Zahl der radialen Risse entlang der tangentialen Pfade bezogen auf eine Länge von 10 cm ermittelt. Das Rissbild des Probekörpers innerhalb des in Abbildung 5.15 (a) dargestellten Feldbereiches wird dann beschrieben durch

- den Mittelwert der radialen Rissdichte  $\bar{n}_{cr,rad}$  und der dazugehörigen Standardabweichung  $\sigma_{cr,rad}$ ,
- den Mittelwert der tangentialen Rissdichte  $\bar{n}_{cr,tang}$  und der dazugehörigen Standardabweichung  $\sigma_{cr,tang}$ ,
- und der Anzahl der Risszentren  $n_{crc}$ .

In der Tabelle 5.8 sind die Charakteristika der Rissbilder für die Versuchsreihe mit der Probekörperkonfiguration F-Pr-a aufgeführt. Mit steigender Temperaturbelastung nehmen sowohl  $\bar{n}_{cr,rad}$ , als auch  $\bar{n}_{cr,tang}$ , ab. Die Luftstoßbelastung besitzt einen geringen Einfluss auf die Rissdichten. Der Variationskoeffizient als Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert beträgt für die Zufallsvariable der radialen Rissdichte etwa 0,15 und für die tangentialen Rissdichte etwa 0,30. Die Streuung der tangentialen Rissdichte bezogen auf den Mittelwert  $\bar{n}_{cr,tang}$  ist damit wesentlich stärker als die Streuung in radialer Richtung. Die Rissbilder besitzen ein bis zwei Risszentren.

Der Einfluss des Zwischenschichtmaterials auf die Charakteristik des Bruchbildes bei gleicher Belastungskonfiguration 2-2 wird in Tabelle 5.9 visualisiert. Die Charakteristika der Probekörper F-P-a, F-Pr-a und F-Pv-v variieren nur geringfügig. Lediglich der Probekörper F-Pv-v zeigt erhöhte Werte für  $\bar{n}_{cr,tang}$  und  $\sigma_{cr,tang}$ . Aus dem Vergleich lässt sich ein geringer Einfluss des Herstellungsverfahrens und der Komponentenhaftung auf die Rissdichten und deren Verteilung herleiten. Die ermittelten Werte der Probekörper F-T-a und F-E-v liegen ebenfalls in dem Wertebereich von F-P-a, F-Pr-a und F-Pv-v. Die Probekörper mit den Zwischenschichtmaterialien ES und I weisen höhere Rissdichten, insbesondere

Tabelle 5.9: Charakteristika der Rissbilder auf der Schutzseite, verschiedene Probekörperkonfigurationen, Belastungskonfigurationen 2-2

Kurzbezeichnung	$\bar{n}_{cr,rad}$ [1/10 cm]	$\sigma_{cr,rad}$ [1/10 cm]	$\bar{n}_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$\sigma_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$n_{erc}$
21-F-P-a-2-2	13,2	3,6	4,0	1,3	2
23-F-Pr-a-2-2	14,7	2,3	3,9	1,2	2
37-F-Pv-v-2-2	13,7	3,9	5,2	2,1	2
25-F-I-a-2-2	14,9	2,3	6,3	1,4	1
28-F-ES-a-2-2	15,8	3,3	6,5	1,6	1
33-F-T-a-2-2	13,3	2,6	4,2	1,4	2
34-F-E-a-2-2	13,5	3,0	5,9	1,4	1

Tabelle 5.10: Charakteristika der Rissbilder auf der Schutzseite, Probekörperkonfigurationen F-Pr-a, T-Pr-a und E-Pr-a, Belastungskonfigurationen 2-2 und 3-2

Kurzbezeichnung	$\bar{n}_{cr,rad}$ [1/10 cm]	$\sigma_{cr,rad}$ [1/10 cm]	$\bar{n}_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$\sigma_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$n_{erc}$
23-F-Pr-a-2-2	14,7	2,3	3,9	1,2	2
27-T-Pr-a-2-2	18,5	3,4	5,7	1,6	2
26-E-Pr-a-2-2	31,9	3,4	11,2	2,5	4
36-F-Pr-a-3-2	15,1	2,1	5,1	1,6	2
40-T-Pr-a-3-2	19,3	3,1	7,6	3,1	5
39-E-Pr-a-3-2	18,6	1,5	11,2	1,6	1

entlang der radialen Pfade, auf. Durch die höhere Steifigkeit der Zwischenschicht wird die Schubübertragung von der Zwischenschicht in das Glas erleichtert. In der Folge verringert sich die Lasteinleitungslänge zur Bildung eines neuen Risses und es kommt zu einer feineren Fragmentierung.

Tabelle 5.10 zeigt die Charakteristika der Rissbilder bei variierender Glasvorspannung für die Belastungskonfigurationen 2-2 und 3-2. Bei einer Vorspannung der Einzelglasplatten steigen die Werte  $\bar{n}_{cr,rad}$  und  $\bar{n}_{cr,tang}$  erwartungsgemäß signifikant an. In Versuch 26 ist, im Unterschied zu den anderen, in Tabelle 5.10 aufgeführten Versuchen, nur eine Einzelglasplatte gerissen. Es ist unklar, ob die in diesem Versuch festgestellten, hohen Rissdichten aus der Vorspannung oder aus dem abweichenden Schädigungszustand resultieren. Der Einfluss der Vorspannung auf die Rissdichten fällt mit zunehmender Luftstoßbelastung geringer aus.

### 5.3.3 Beanspruchung in der Umgebung der Risszentren

Die Auswertung der Deformationen an der Schutzseitenoberfläche mit der Bildkorrelations-Software liefert den Verlauf der Hauptverzerrungen, welcher in Abbildung 5.16 dargestellt ist. Der Ort der maximalen Hauptverzerrung stimmt mit dem dominierenden Risszentrum im Bruchbild überein. Ausgehend von diesem Risszentrum werden drei Tangentialpfade und drei Radialpfade entlang der im Bruchbild visualisierten Hauptzugspannungsrichtungen gebildet. Die Pfadlängen werden zum Ankunftszeitpunkt der Luftstoßwelle  $t_0$  im unausgelenkten Zustand des Probekörpers sowie zum Beginn des Rückschwingvorganges  $t_{wmax}$  bzw. bis zum Zeitpunkt des Laminatversagens  $t_{Rei\beta}$  ausgewertet. Dieser Zeitraum beträgt in verschiedenen Versuchen zwischen 5 bis 35 ms. Aus den Pfadlängen zu den beiden Zeitpunkten wird die wahre Verzerrung nach 3.21 bestimmt. Mit dem Bezug der Verzerrung auf den Zeitraum zwischen den beiden Zeitpunkten ergibt sich die Verzerrungsrate. Da die Verzerrungen der Pfadlängen stets positiv sind, werden im Folgenden die Begriffe der wahren Dehnungen und der Dehnraten verwendet.

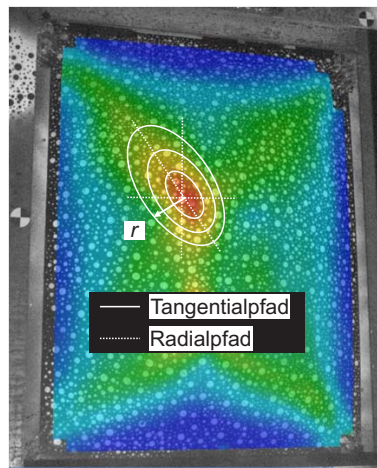


Abbildung 5.16: Verlauf der Hauptverzerrungen an Schutzseitenoberfläche mit Tangential- und Radialpfaden

Die Tangentialpfade schneiden die Radialrisse in einem rechten Winkel und entsprechen drei Ellipsen um den Bereich des Risszentrums, deren Hauptachsen auf einer Geraden liegen. Ein Tangentialpfad verläuft über einen Bereich mit einem gleichen Dehnungsniveau. Die Umfänge der Ellipsen betragen im unausgelenkten Zustand etwa 480, 1000 und 1500 mm. Die Auswertung an einem Tangentialpfad ist auf den ideellen Radius  $r_i$  bezogen, der einen Kreis mit dem gleichen Umfang der jeweiligen Ellipse beschreibt. Somit können die Dehnungen der Tangentialpfade in Abhängigkeit von  $r_i$  dargestellt werden. Die Radialpfade schneiden die Tangentialrisse in einem rechten Winkel und entsprechen drei Linien,

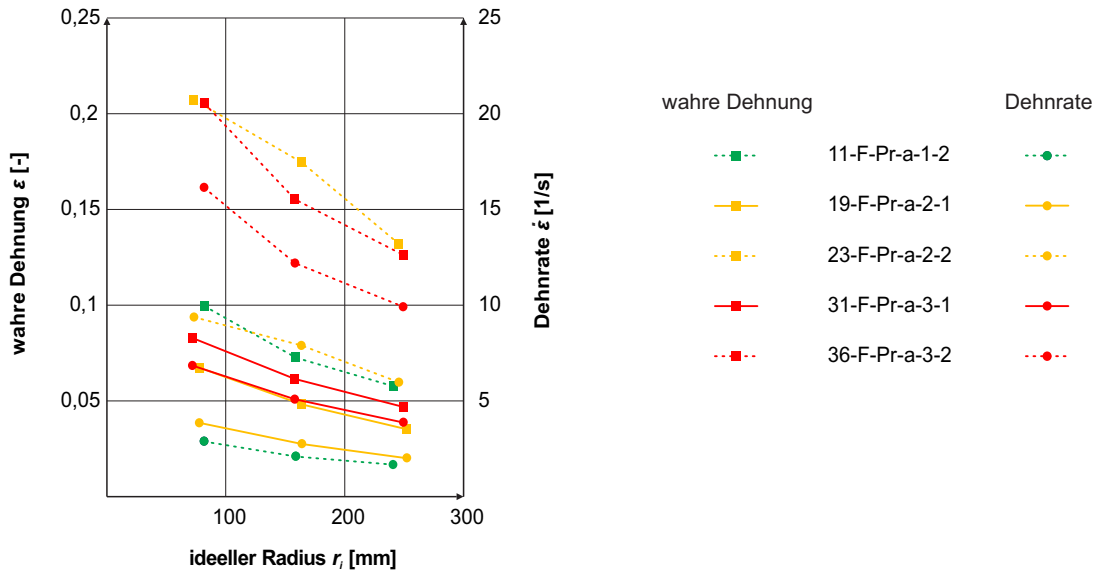


Abbildung 5.17: Wahre Dehnungen  $\varepsilon$  und Dehnraten  $\dot{\varepsilon}$  entlang tangentialer Pfade in Abhängigkeit vom ideellen Radius  $r_i$ , Probekörperkonfiguration F-Pr-a, verschiedene Belastungskonfigurationen

die in den beiden Spannrichtungen des Probekörpers und entlang der Diagonalen durch das Risszentrum verlaufen. Die Pfadlängen betragen im unausgelenkten Zustand etwa 510 mm in Richtung der langen Spannachse, 400 mm in Richtung der kurzen Spannachse und 630 mm in diagonaler Richtung. Entlang der Radialpfade ist in Abhängigkeit von dem Abstand zum Risszentrum eine starke Variation der Dehnung zu erwarten. Die ermittelten Dehnungen und Dehnraten der Radialpfade sind somit als gemittelte Werte zu verstehen, die insbesondere im Risszentrum wesentlich höher sein können.

Durch die Wahl einer quadratischen Facette, die auf die Oberfläche des Probekörpers bezogen eine Seitenlänge von 3 cm besitzt, können die Deformationen auch nach dem Bruch der Einzelglasplatten und der einhergehenden Schädigung des Speckle-Musters über die entstehenden Risse im Glas hinweg ausgewertet werden. Kann eine Facette aufgrund einer starken, lokalen Schädigung des Musters nicht genutzt werden, so wird die Deformation aus den Nachbarfacetten durch Interpolation abgeleitet. In der Folge sind die gemessenen Dehnungen nicht auf ein bestimmtes Material bezogen. Sie beschreiben vielmehr die Beanspruchung auf der Schutzseitenoberfläche einer über den Querschnitt und die Bereiche lokaler Schädigung verschmierten Struktur. Die Unterschiede zwischen den Verzerrungen in an der Zwischenschicht haftenden Glasfragmenten sowie den Verzerrungen der Zwischenschicht in delaminierten Bereichen werden nicht erfasst.

In den Abbildungen 5.17 bis 5.19 sind die wahren Dehnungen und Dehnraten entlang der tangentialen Pfade in Abhängigkeit von dem ideellen Radius  $r_i$  dargestellt. Die Ab-



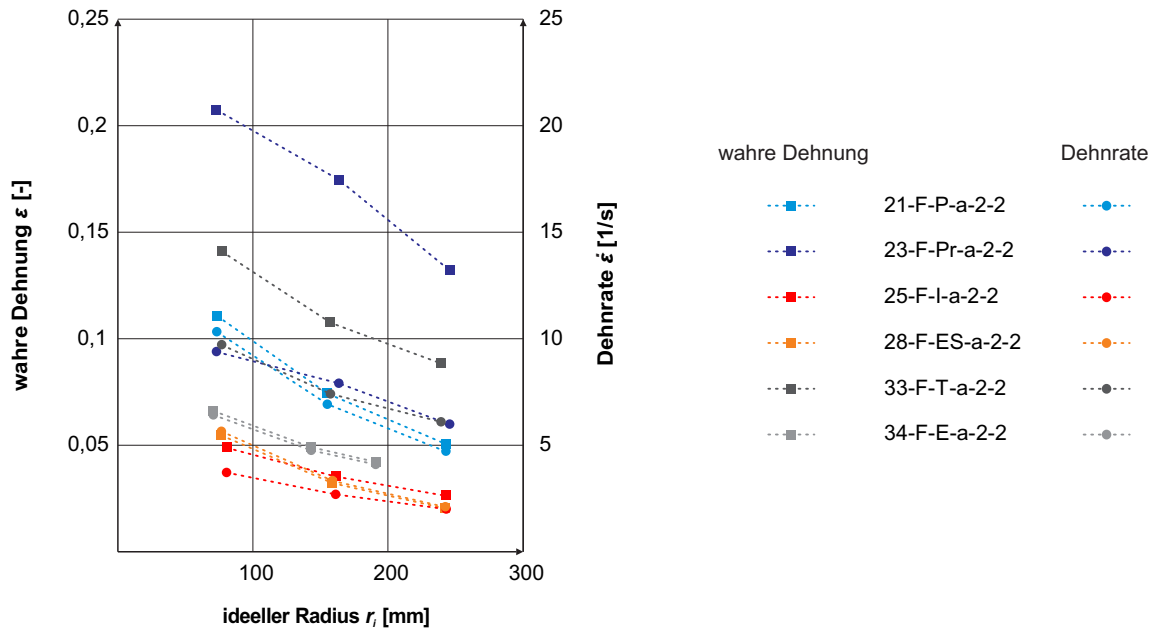


Abbildung 5.18: Wahre Dehnungen  $\varepsilon$  und Dehnraten  $\dot{\varepsilon}$  entlang tangentialer Pfade in Abhängigkeit vom ideellen Radius  $r_i$ , verschiedene Probekörperkonfigurationen, Belastungskonfiguration 2-2

Abbildung 5.17 fokussiert sich auf die Probekörperkonfiguration F-Pr-a unter verschiedenen Belastungskonfigurationen. Mit zunehmenden ideellen Radius  $r_i$ , der als Abstand zum Risszentrum interpretiert werden kann, verringern sich die Dehnungen und die Dehnraten. Bei Versuchen mit der thermischen Belastungskonfiguration 1 liegen die Dehnungen in einem Wertebereich von 4 - 8 %. Im erwärmten Zustand werden hingegen Dehnungen von 6 - 21 % erzielt. Die Dehnraten steigen mit zunehmender Luftstoßbelastung moderat und mit zunehmender Temperaturbelastung stark an. Die Inkremente der Dehnraten zwischen den Luftstoßbelastungskonfigurationen verdoppeln sich bei Änderung der thermischen Belastungskonfiguration von 1 auf 2.

Der Vergleich unterschiedlicher Probekörperkonfigurationen unter der Belastungskonfiguration 2-2 erfolgt anhand von Abbildung 5.18. Die Dehnratenverläufe der Probekörperkonfigurationen F-P-a, F-Pr-a und F-T-a in Abhängigkeit von  $r_i$  liegen in gleichen Wertebereichen. Hinsichtlich der Dehnungen weichen die drei Probekörperkonfigurationen voneinander ab. F-P-a zeigt Dehnungen von bis zu 11 %, während F-Pr-a bis zu 21 % erreicht. Die Probekörperkonfiguration F-T-a liegt bezüglich der Dehnungen zwischen den Werten der Konfigurationen F-P-a und F-Pr-a. Mit zunehmender Schubsteifigkeit der Zwischenschichtfolie verringern sich erwartungsgemäß die Dehnungen und die Dehnraten. Die Probekörperkonfiguration F-I-a weist die geringsten Dehnungen in einem Wertebereich von 3 - 5 % bei einer maximalen Dehnrate von 4  $1/s$  auf.

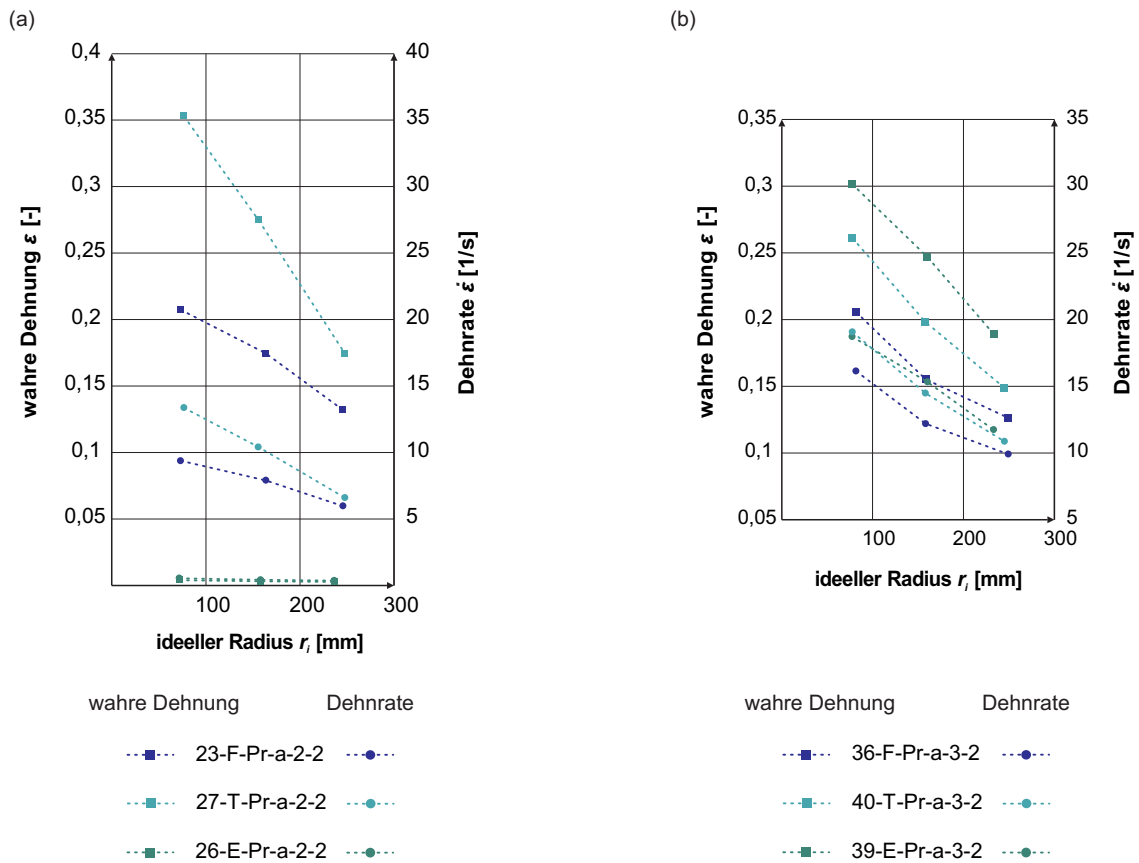


Abbildung 5.19: Wahre Dehnungen  $\varepsilon$  und Dehnraten  $\dot{\varepsilon}$  entlang tangentialer Pfade in Abhängigkeit vom ideellen Radius  $r_i$ , Probekörperkonfigurationen F-Pr-a, T-Pr-a und E-Pr-a, Belastungskonfigurationen 2-2 (a) und 3-2 (b)

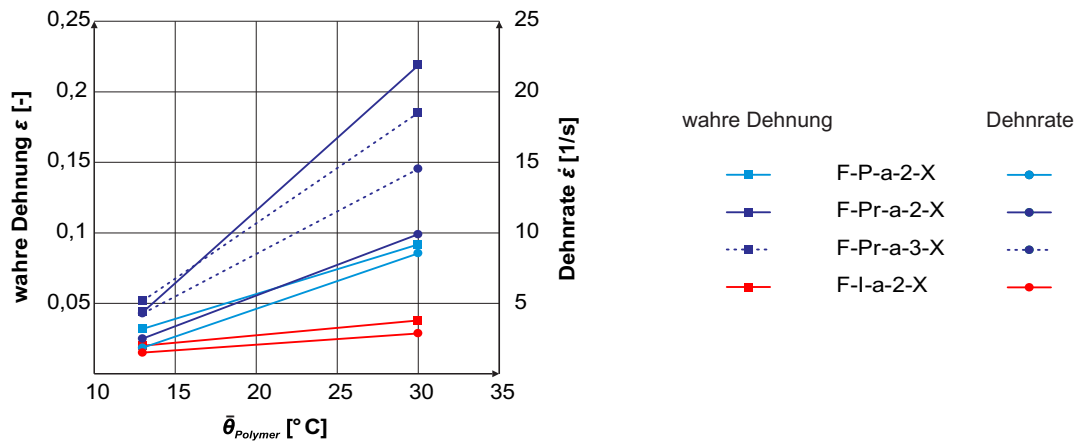


Abbildung 5.20: Wahre Dehnungen  $\varepsilon$  und Dehnraten  $\dot{\varepsilon}$  entlang radialer Pfade in Richtung der kurzen Spannachse in Abhängigkeit vom Mittelwert der Zwischenschichttemperatur  $\bar{\theta}_{Polymer}$ , Probekörperkonfigurationen F-P-a, F-Pr-a und F-I-a

Abbildung 5.19 hebt den Einfluss der Glasvorspannung auf die Dehnungen und die Dehnraten entlang der Tangentialpfade hervor. Die Beanspruchung der Probekörper wird in Abbildung 5.19 (a) für die Belastungskonfiguration 2-2 und in Abbildung 5.19 (b) für die Belastungskonfiguration 3-2 zusammengefasst. Der Versuch 26 wird aufgrund des abweichenden Schädigungszustandes als Ausreißer betrachtet. Sowohl die Dehnungen als auch die Dehnraten steigen mit zunehmender Vorspannung der Einzelglasplatten an. Eine Erhöhung der Luftstoßbelastung führt zu kleineren Dehnungen und größeren Dehnraten von bis zu  $19 \text{ 1/s}$ . Des Weiteren rücken die Grenzen der Wertebereiche für Dehnungen und Dehnraten enger zusammen, sodass die Unterschiede zwischen den Beanspruchungen der Probekörperkonfigurationen geringer werden und damit der Einfluss der Glasvorspannung abnimmt.

In Abbildung 5.20 ist der Einfluss der Temperatur auf die Beanspruchung der unterschiedlichen Probekörperkonfigurationen entlang der Radialpfade in Richtung der kurzen Spannachse dargestellt. Bei allen Probekörperkonfigurationen führt eine Erhöhung der thermischen Belastung zu größeren Dehnungen und Dehnraten. Den stärksten Anstieg verzeichnet die Versuchsreihe F-Pr-a-2-X, bei der sich infolge der moderaten Erwärmung des Probekörpers die Dehnung verfünffacht und die Dehnraten vervierfachen. Die Probekörper F-I-a und F-ES-a mit Zwischenschichtfolien, die eine Glasübergangstemperatur von  $T_G > 30 \text{ °C}$  besitzen, zeigen hinsichtlich der Beanspruchung eine geringere Sensitivität im untersuchten Temperaturbereich.

### 5.3.4 $V_{enc}$ - $t$ -Verläufe

Die aus der digitalen Bildkorrelation erhaltenen Deformationsinformationen werden mit der Software INSPECT von der GESELLSCHAFT FÜR OPTISCHE MESSTECHNIK weiterverarbeitet. Das zwischen der Ausgangskonfiguration und der räumlich gekrümmten Momentankonfiguration unter Belastung eingeschlossene Volumen  $V_{enc}$  nach Abschnitt 4.3 wird in wenigen Schritten bestimmt. Die Auswertung zu verschiedenen Zeitpunkten liefert den zeitlichen Verlauf  $V_{enc}(t)$ . Zum Vergleich werden die Verläufe  $V_{enc}(t)$  in den folgenden Diagrammen ab dem Ankunftszeitpunkt der Luftstoßwelle an der Struktur  $t_0 = 0$  aufgetragen. Des Weiteren werden nur Versuche betrachtet, in denen der Probekörper durch den Bruch mindestens einer Einzelglasplatte geschädigt wird.

In Abbildung 5.21 ist  $V_{enc}(t)$  für die Probekörperkonfiguration F-Pr-a unter verschiedenen Belastungskonfigurationen dargestellt. Ein Versagen der Probekörperkonfiguration tritt nur unter der Luftstoßbelastungskonfiguration 3 auf. Mit zunehmender Luftstoßbelastung findet eine schnellere Strukturreaktion statt. Bei der Variation der thermischen

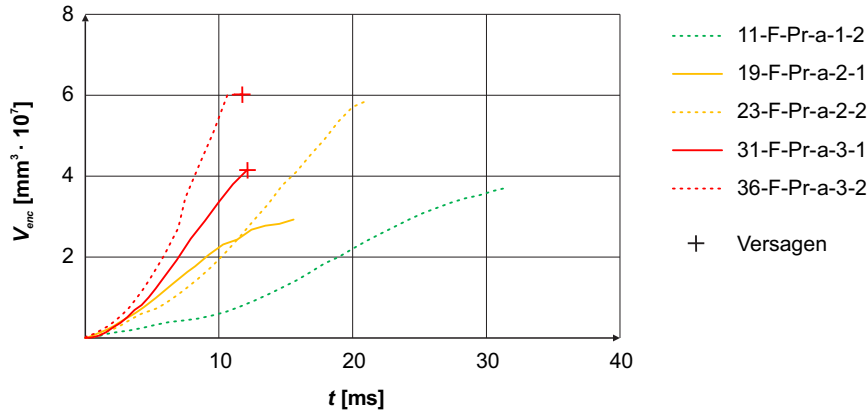


Abbildung 5.21: Eingeschlossenes Volumen  $V_{enc}$  in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ , Probekörperkonfiguration F-Pr-a, verschiedene Belastungskonfigurationen

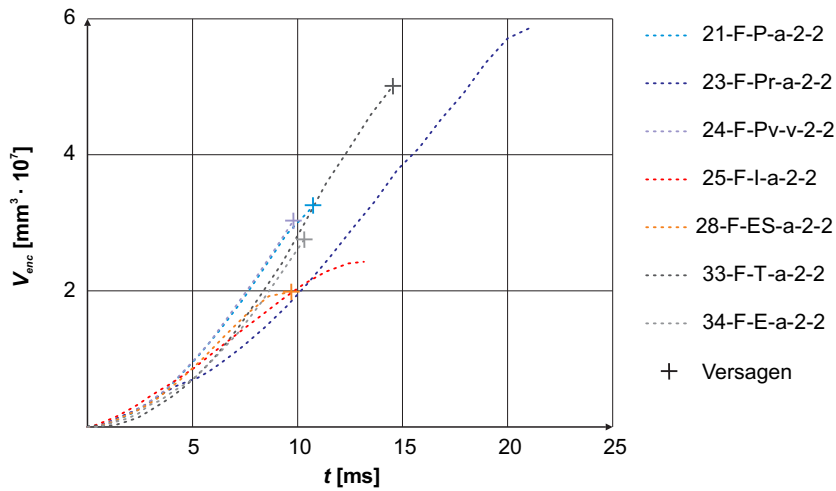


Abbildung 5.22: Eingeschlossenes Volumen  $V_{enc}$  in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ , verschiedene Probekörperkonfigurationen, Belastungskonfiguration 2-2

Belastung zeichnet sich hinsichtlich der Reaktionsgeschwindigkeit keine eindeutige Tendenz ab. Es wird vermutet, dass der Steifigkeitsverlust des Laminates durch die belastungsinduzierte Fragmentierung als Prozess in den einzelnen Versuchen unterschiedlich verläuft. Unter der thermischen Belastungskonfiguration 1 erreicht  $V_{enc}(t)$  Werte bis zu  $4 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$ . Im erwärmten Zustand kann das Volumen bis auf  $6 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$  ansteigen.

Der Vergleich von  $V_{enc}(t)$  verschiedener Probekörperkonfigurationen unter der Belastungskonfiguration 2-2 erfolgt in Abbildung 5.22. Lediglich F-Pr-a und F-I-a überstehen den Versuch ohne durchgehende Öffnungen an den Probekörpern, was sich durch die abnehmenden Volumeninkremente bis zu einem maximalen  $V_{enc}$  vor dem Einsetzen des Rückschwingvorganges zeigt. Die Kurven der Probekörperkonfigurationen F-P-a und F-Pv-v sind nahezu identisch und erreichen Werte von bis zu  $3 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$ . F-Pr-a zeigt im

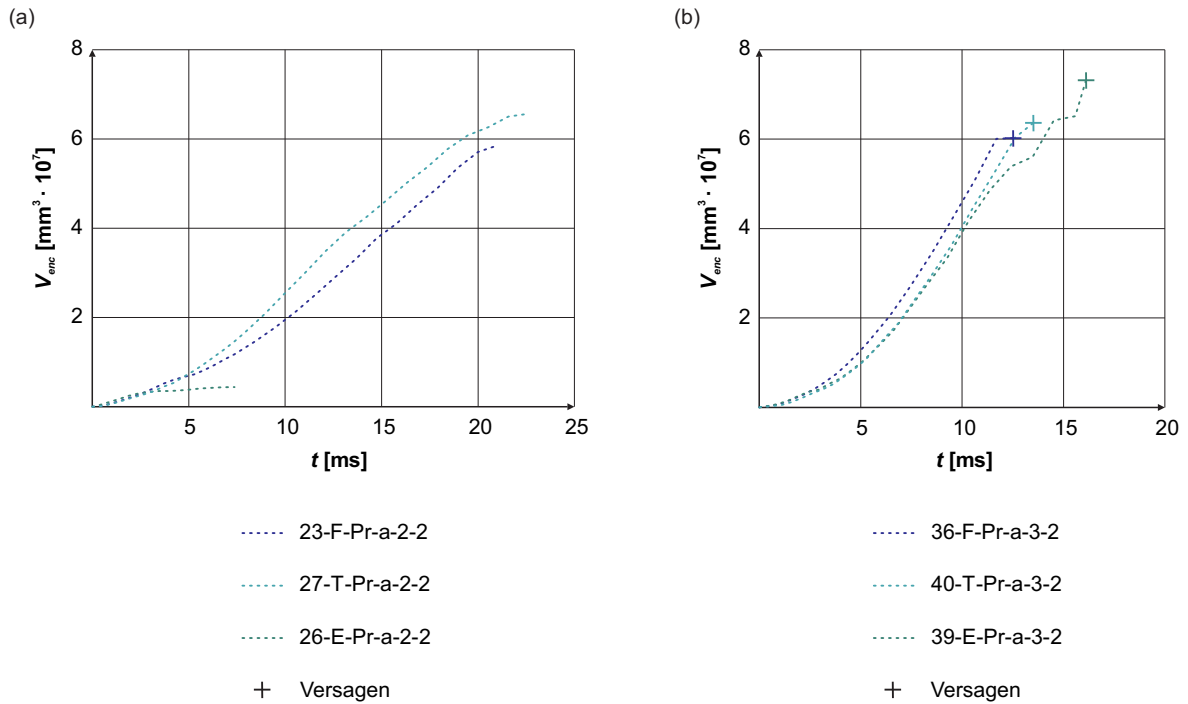


Abbildung 5.23: Eingeschlossenes Volumen  $V_{enc}$  in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ , Probekörperkonfigurationen F-Pr-a, T-Pr-a und E-Pr-a, Belastungskonfigurationen 2-2 (a) und 3-2 (b)

Vergleich zu den anderen Probekörperkonfigurationen eine trägere Strukturreaktion und einen erheblichen Volumenaufbau. F-T-a besitzt bei Versagen ein eingeschlossenes Volumen von  $5 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$ . Die Probekörperkonfigurationen mit den steifen Zwischenschichtmaterialien I und ES erreichen erwartungsgemäß die geringsten Werte von  $2 - 2,5 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$ .

Abbildung 5.23 vergleicht die Verläufe  $V_{enc}(t)$  bei Variation der Glasvorspannung. Unter der Belastungskonfiguration 2-2 zeigt F-Pr-a eine trägere Strukturreaktion als der Probekörper T-Pr-a mit vorgespannten Einzelglasplatten. Die Fragmentierung der Glas Komponente ist belastungs- und vorspannungsinduziert, sodass der Prozess des Steifigkeitsverlustes in den Versuchen variieren kann. E-Pr-a zeigt unter beiden Luftstoßbelastungskonfigurationen die höchste Steifigkeit und erreicht in der Erprobung mit über  $7 \cdot 10^7 \text{ mm}^3$  das größte eingeschlossene Volumen. In der Belastungskonfiguration 3-2 zeigen sich nur noch geringe Abweichungen zwischen den Verläufen  $V_{enc}(t)$ . Dies deutet darauf hin, dass der Einfluss der Glasvorspannung mit steigender Luftstoßbelastung abnimmt. Alle Probekörper mit der Zwischenschicht Pr erreichen im Vergleich zu den anderen Probekörpern größere Maximalwerte von  $V_{enc}$ .

Zur weiteren Auswertung des Potentials der inneren Kräfte nach Abschnitt 4.3 wird

die zeitliche Ableitung von  $V_{enc}(t)$  benötigt. Durch die numerische Differentiation nach dem zentralen Differenzenquotienten

$$\dot{V}_{enc}(t) \approx \frac{V_{enc}(t + \Delta t) - V_{enc}(t - \Delta t)}{2 \Delta t} \quad (5.3)$$

wird  $\dot{V}_{enc}(t)$  näherungsweise ermittelt.

### 5.3.5 Verrichtete innere Arbeit im intakten und im geschädigten Zustand

Mit der zeitlichen Ableitung des eingeschlossenen Volumens  $\dot{V}_{enc}(t)$  sowie den Parametern des Überdruck-Zeit-Verlaufes nach Tabelle 5.5 kann das Potential der inneren Kräfte  $\Pi_i$  nach den Gleichungen 4.18 und 4.19 ausgewertet werden. Die Auswertung beschränkt sich auf den Zeitraum zwischen dem Ankunftszeitpunkt der Luftstoßwelle an der Struktur  $t_0$  bis zum Beginn des Rückschwingvorganges  $t_{wmax}$  bzw. bis zum Zeitpunkt des Laminatversagens  $t_{Rei\beta}$ . In der Folge bezieht sich  $\Pi_i$  nicht auf den Endschädigungszustand der Struktur, sondern korrespondiert mit dem jeweiligen Schädigungszustand auf dem Beanspruchungspfad zum Zeitpunkt  $t_{wmax}$  bzw.  $t_{Rei\beta}$ . Das erstmalige Auftreten von Rissen auf der Schutzseitenoberfläche wird visuell anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und des gemessenen Verlaufes der Verschiebung in Feldmitte festgestellt. In allen Versuchen, in denen der Probekörper einen Bruch der Einzelglasplatte auf der Schutzseite aufweist, liegt dieser Initialriss nach 5 - 15 ms ab der Ankunft der Luftstoßwelle an der Struktur vor. Im Folgenden werden die Anteile von  $\Pi_i$  im elastischen Zustand,  $\Pi_i^{el}$ , und im geschädigten Zustand des Laminates,  $\Pi_i^{dmg}$ , dargestellt. Sie besitzen die Einheit Kilojoule (kJ).  $\Pi_i^{dmg}$  wird weiter differenziert:  $\Pi_i^{dmg,wmax}$  beschreibt das Potential der inneren Kräfte im geschädigten Zustand bei Abbruch der Auswertung nach  $t_{wmax}$ . Der Probekörper besitzt zum Zeitpunkt  $t_{wmax}$  eine Resttragfähigkeit und kann weitere Energie speichern bzw. dissipieren. Mit  $\Pi_i^{dmg,Rei\beta}$  bricht die Auswertung von  $\Pi_i^{dmg}$  nach dem Auftreten durchgehender Öffnungen am Laminat ab. Die Fähigkeit des Probekörpers, Energie aufzunehmen, ist erschöpft. Die Summe der Anteile  $\Pi_i^{el}$  und  $\Pi_i^{dmg,Rei\beta}$  wird als die Kapazität des Probekörpers bezeichnet.

Abbildung 5.24 zeigt  $\Pi_i$  für die Probekörperkonfiguration F-Pr-a unter verschiedenen Belastungskonfigurationen. Mit zunehmender Belastung, sowohl thermisch als auch durch den Luftstoß, steigen die Anteile  $\Pi_i^{el}$  und  $\Pi_i^{dmg}$  an, wobei die wesentliche Zunahme von  $\Pi_i$  im geschädigten Zustand erfolgt.  $\Pi_i^{el}$  erhöht sich nur leicht um einen Wert von 1 kJ.

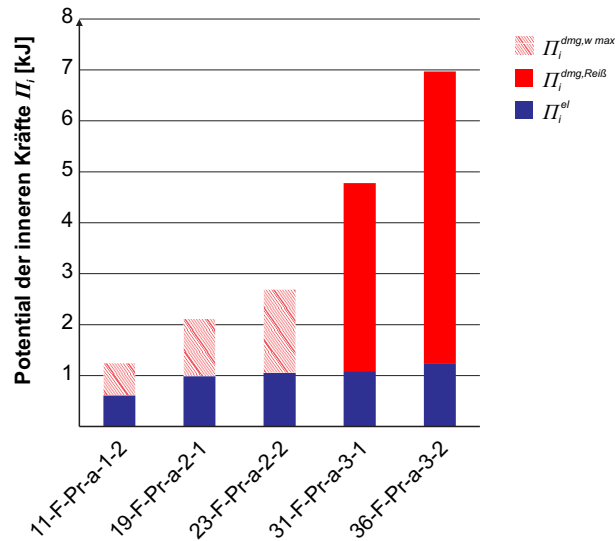


Abbildung 5.24: Potential der inneren Kräfte  $\Pi_i$  im elastischen Zustand des Laminates (Index *el*) und im geschädigten Zustand bei Versagen (Index *Reiß*) oder zu Beginn des Rückschwingvorganges (Index *w max*), Probekörperkonfiguration F-Pr-a, verschiedene Belastungskonfigurationen

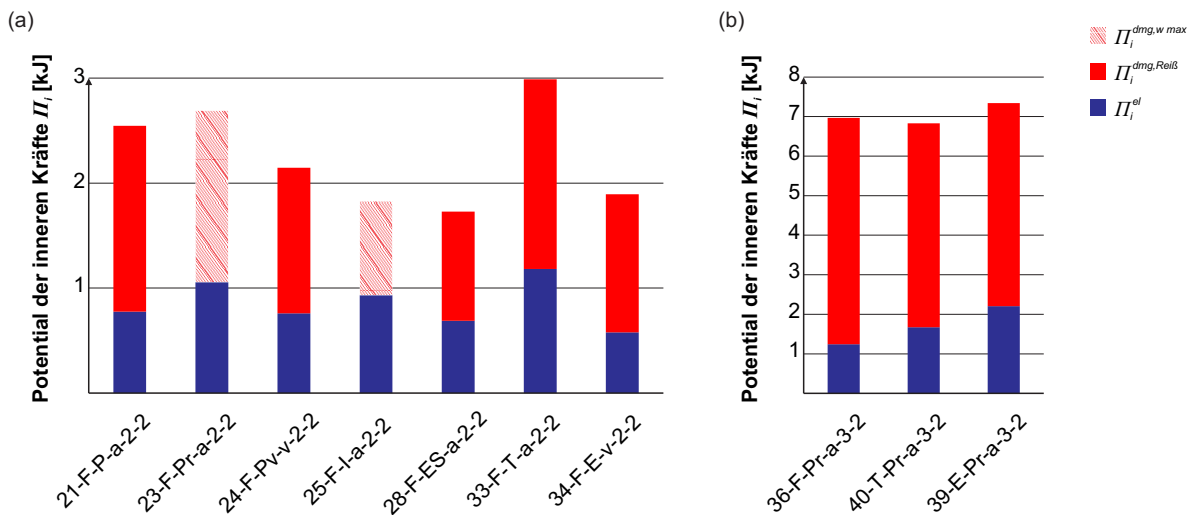


Abbildung 5.25: Potential der inneren Kräfte  $\Pi_i$  im elastischen Zustand des Laminates (Index *el*) und im geschädigten Zustand bei Versagen (Index *Reiß*) oder zu Beginn des Rückschwingvorganges (Index *w max*), verschiedene Probekörperkonfigurationen, Belastungskonfiguration 2-2 (a), Probekörperkonfigurationen F-Pr-a, T-Pr-a und E-Pr-a, Belastungskonfigurationen 2-2 (a) und 3-2 (b)

Der Anstieg des elastischen Anteiles kann in der Streuung der praktischen Glaszugfestigkeit oder in einer variierenden Schubübertragung zwischen den Einzelglasplatten durch die Verzerrungsratenabhängigkeit des Zwischenschichtmaterials begründet sein. Die Kapazität von F-Pr-a unter der höchsten Luftstoßbelastungskonfiguration ist im erwärmten Zustand des Probekörpers erhöht.

In Abbildung 5.25 (a) sind die Anteile von  $\Pi_i$  für verschiedene Probekörperkonfigurationen unter der Belastungskonfiguration 2-2 aufgeführt.  $\Pi_i^{el}$  liegt für diese Versuchsreihe mit einer unvorgespannten Glaskomponente in einem Wertebereich von 0,6 - 1,2 kJ. Die Variation von  $\Pi_i^{el}$  unter der gleichen Belastung kann durch die Streuung der praktischen Glaszugfestigkeit erklärt werden. Der geringste Wert für  $\Pi_i^{dmg}$  von 0,9 kJ wird mit F-I-a erreicht. Das größte Potential der inneren Kräfte von 3 kJ zeigt die Probekörperkonfiguration F-T-a. Der Einfluss der Glasvorspannung auf  $\Pi_i$  ist in Abbildung 5.25 (b) dargestellt. Mit zunehmender Glasvorspannung steigt der Anteil  $\Pi_i^{el}$  von 1,2 kJ für Floatglas auf über 2 kJ für ESG. In allen drei Versuchen wird eine Kapazität von etwa 7 kJ festgestellt. Ein Zusammenhang zwischen der Glasvorspannung und der Kapazität ist nicht zu erkennen.

### 5.3.6 Sekundärtrümmer im Splitterfang

Die Auswertung der Sekundärtrümmer im Splitterfang steht im Rahmen dieser Erprobung nicht im Fokus und ist daher lediglich von qualitativer Natur. In Abbildung 5.26 (a) ist der Abgang von Sekundärtrümmern an der Schutzseite eines Probekörpers unter der höchsten Luftstoßbelastungskonfiguration beispielhaft aufgeführt. Die Sekundärtrümmer resultieren sowohl aus Kohäsionsbrüchen in der Glaskomponente als auch aus Adhäsionsbrüchen im Verbundbereich zwischen dem Glas und der Zwischenschicht. Der Sekundärtrümmerabgang infolge von Adhäsionsbrüchen wird vorwiegend bei Probekörperkonfigurationen mit der Zwischenschicht Pr festgestellt.

Abbildung 5.26 (b) zeigt einen Auffangbehälter mit Gelatine aus dem Versuch 36-F-Pr-a-3-2 in der Ansicht. Der Behälter wird von der Unterseite beleuchtet, um die aufgefangenen Sekundärtrümmer visuell hervorzuheben. Die Sekundärtrümmer sind von der Oberseite aus eingedrungen und besitzen Abmessungen von mehreren Zentimetern. In der Gelatine hat sich eine Sekundärtrümmerfront ausgebildet, die in der Abbildung farblich hervorgehoben ist.

Die Festigkeit der Gelatine ist beim Auffangen der Sekundärtrümmer ein maßgeblicher Faktor. Wenn die Gelatine eine höhere Festigkeit und in der Folge einen hohen Eindringwiderstand besitzt, werden nur größere Sekundärtrümmer aufgenommen, während Kleinere an der Oberfläche der Gelatine abprallen. Bei einer niedrigeren Festigkeit können durch



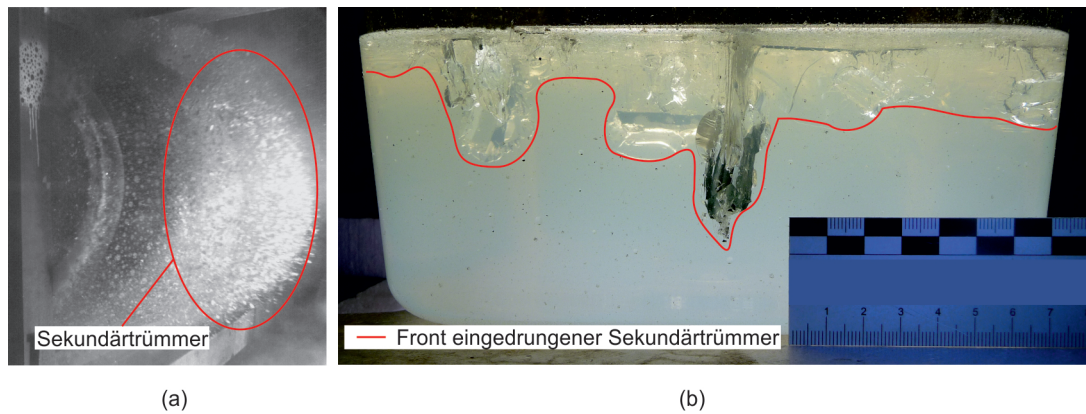


Abbildung 5.26: Abgang von Sekundärtrümmern auf der Schutzseite (a), Auffangbehälter mit in Gelatinefüllung eingedrungenen Sekundärtrümmern

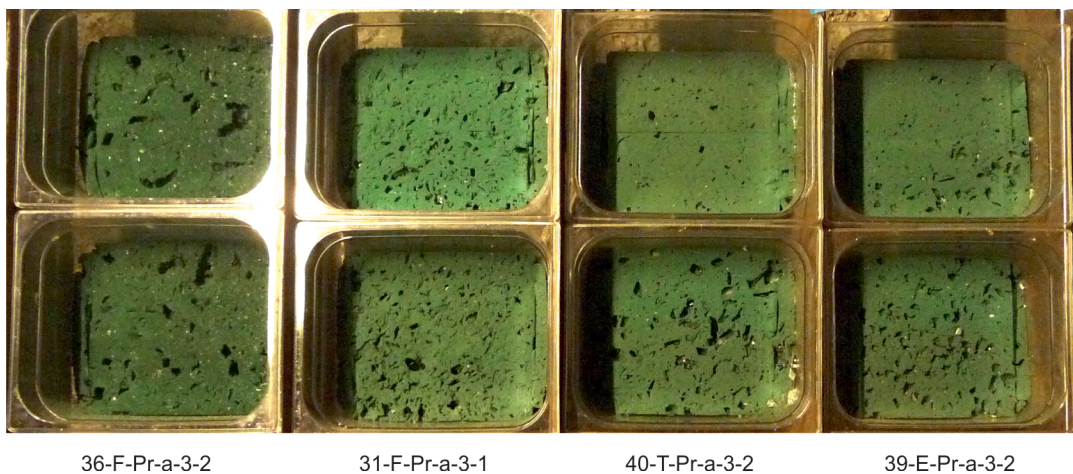


Abbildung 5.27: Auffangbehälter mit Steckmoosfüllung nach Versuch, Probekörperkonfigurationen F-Pr-a, T-Pr-a und E-Pr-a, Luftstoßbelastungskonfiguration 3

die Druckdifferenzen und die kinetische Energie des Gelatineblockes im Versuch Teile der Gelatine aus dem Auffangbehälter gezogen werden. Trotz der weichen Einstellung der Gelatine in den Versuchen prallt ein nicht unwesentlicher Anteil an Sekundärtrümmern von der Gelatineoberfläche ab. In Einem der insgesamt fünf Versuche mit Splitterfang wird ein Teil des Gelatineblockes vollständig aus dem Behälter gezogen.

Die Auffangbehälter mit einer Steckmoosfüllung werden in ihrem Zustand nach dem Versuch in Abbildung 5.27 vergleichend dargestellt. Selbst Sekundärtrümmern mit geringen Abmessungen werden im Steckmoos aufgenommen. Die Eintrittsorte der Trümmern sind auf der Steckmoosoberfläche zu erkennen. Im Vergleich der Versuche 31 und 36 kann bei einer Erhöhung der thermischen Belastung eine Zunahme der Trümmergröße aus der Vergrößerung der Eintrittsöffnungen im Steckmoos beobachtet werden. Mit Blick auf die

Steckmoosoberflächen der Versuche 36, 40 und 39 wird eine Reduktion der Trümmerabmessungen mit zunehmender Vorspannung festgestellt. Die Beobachtungen beruhen auf Einzelversuchen und besitzen eine geringe statistische Aussagekraft. Sie decken sich jedoch mit der in Abschnitt 5.3.2 festgestellten Zusammenhänge zwischen der Vorspannung, der thermischen Belastung und der Fragmentierung der Glasoberflächen.

### 5.3.7 Statistische Aussagekraft der Versuchsergebnisse

Das Verhalten eines VSG-Probekörpers unter einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung ist von vielen Variablen abhängig, deren statistische Verteilungen einen Einfluss auf die im Rahmen der Erprobung ermittelten Ergebnisse besitzen. Insbesondere für die Variablen der praktischen Glaszugfestigkeit, der Lagerungsverhältnisse und des Temperaturzustandes der Zwischenschicht unter der thermischen Belastungskonfiguration 2 sind trotz der beschriebenen Gegenmaßnahmen hohe Streuungen zu erwarten. Die Ausgangsvariablen der Verschiebung in Feldmitte  $w_c$ , der Rissdichten  $n_{cr}$ , der Dehnraten in Tangentialrichtung  $\dot{\epsilon}_{tang}$  und des Potentials der inneren Kräfte  $\Pi_i$  werden für die Konfiguration F-P-a-1-2 in vier Versuchen ausgewertet, um den Einfluss der Streuungen der Eingangsvariablen abschätzen zu können.

Tabelle 5.11: Ausgangsvariablen zur Beschreibung des Nachbruchverhaltens, Konfiguration F-P-a-1-2

Kurzbezeichnung	$w_{c,el} / w_{c,max}$ [mm]	$\bar{n}_{cr,rad} / \bar{n}_{cr,tang}$ [1/10 cm]	$\dot{\epsilon}_{tang}$ [-]	$\Pi_i^{el} / \Pi_i$ [kJ]
9-F-P-a-1-2	8,2	- / -	-	-
10-F-P-a-1-2	30,3 / 120,7	15,8 / 3,6	6,1	0,43 / 1,42
29-F-P-a-1-2	30,0 / 140,1	14,0 / 5,2	5,6	- / -
30-F-P-a-1-2	31,2 / 154,6	14,3 / 5,5	6,0	0,57 / 1,85

In Tabelle 5.11 sind die in den vier Versuchen ermittelten Werte der Ausgangsvariablen vergleichend aufgeführt. Die Werte der Verschiebung in Feldmitte und des Potentials der inneren Kräfte sind hier bis zum Bruch des Glases für den elastischen Antwortteil mit  $w_{c,el}$  bzw.  $\Pi_i^{el}$  sowie als Gesamtwert bis zum Versagen oder dem Beginn des Rückschwingvorganges mit  $w_{c,max}$  bzw.  $\Pi_i$  gegeben. Die Dehnrates  $\dot{\epsilon}_{tang}$  bezieht sich nach Abschnitt 5.3.3 auf die wahre Dehnung in Radialrichtung entlang der kurzen Spannachse. Einzig in Versuch 9 wird eine elastische Reaktion des Probekörpers erreicht, weshalb lediglich die Verschiebung in Feldmitte im elastischen Zustand  $w_{c,el} = w_{c,max}$  ermittelt wird. Dieser Versuch zeigt, dass bereits das Erreichen eines bestimmten Schädigungszustandes einer

Streuung unterliegt. Der Versuch wird bei der folgenden statistischen Auswertung nicht berücksichtigt. Der Variationskoeffizient der Verschiebung in Feldmitte beträgt 1,7 % bis zum Glasbruch und 10 % hinsichtlich der Verschiebung  $w_{c,max}$ . Die in gleichen Versuchskonfigurationen erzielten Rissdichten besitzen einen Variationskoeffizienten von 5,4 % in Radialrichtung und 17,4 % in Tangentialrichtung. Die Abweichung der Dehnrate  $\dot{\epsilon}_{tang}$  ist mit einem Variationskoeffizienten von 3,4 % vergleichsweise gering. Das Potential der inneren Kräfte weist für den elastischen Antwortteil einen Variationskoeffizienten von 14,0 % auf. Der Variationskoeffizient für das Gesamtpotential liegt bei einem vergleichsweise hohen Wert von 21,5 %.

## 5.4 Zusammenfassung der Versuchsergebnisse

Die Auswertung der Verschiebung in Feldmitte für Versuche mit einer elastischen Strukturantwort zeigt, dass bereits eine moderate Temperaturerhöhung zu einem abweichenden, weicheren Verbundzustand des Laminates führt. Nach dem Bruch der Glaskomponente kann vor dem Versagen ein erheblicher Teil der Strukturantwort im geschädigten Zustand stattfinden. Ein Einfluss des Herstellungsverfahrens kann bei dem Vergleich der Ausgangsvariablen für die Probekörperkonfigurationen F-P-a und F-Pv-v nicht festgestellt werden. Die Vorspannung der Glaskomponente führt zu einer Erhöhung der Rissdichten und des Potentials der inneren Kräfte für den elastischen Antwortteil. Der Einfluss der Vorspannung nimmt mit steigender Luftstoßbelastung und der einhergehenden, stärker belastungsinduzierten Fragmentierung ab. Aus einem steiferen Zwischenschichtmaterial resultieren höhere Rissdichten, eine niedrigere Beanspruchung der Umgebung des Risszentrums und ein niedrigeres Potential  $\Pi_i$ . Ferner muss bei einem hohen Haftgrad zwischen den Komponenten eine hohe Reißfestigkeit vorliegen, um ein frühzeitiges Versagen der Zwischenschicht bei erschwerter Delamination im Glasrissbereich zu vermeiden. Auch bei einer hochdynamischen Beanspruchung zeigt die Zwischenschicht im Nachbruchverhalten eine Sensitivität in der Nähe der statischen Glasübergangstemperatur. Eine kontrollierte Reduzierung des Haftgrades zwischen den Komponenten führt zu einer höheren Beanspruchung im Bereich der Risszentren und zu einer größeren Kapazität des Laminates. Aus einer Temperaturerhöhung folgen niedrigere Rissdichten und eine höhere Beanspruchung in der Nähe der Risszentren. Trotz der Verringerung der Rissanzahl erhöht sich die Kapazität des Laminates, da der Energieanteil aus der Dehnung der erwärmten Zwischenschicht die Beiträge anderer Dissipationsmechanismen übersteuert.



# 6 Simulationsstrategie zur numerischen Untersuchung des Nachbruchverhaltens von Verbundsicherheitsglas

In diesem Kapitel sind die numerischen Untersuchungen zur Simulation des Nachbruchverhaltens von Verbundsicherheitsglas von den Grundlagen der angewandten Methoden über die Beschreibung der Modelle hin zur Auswertung der Simulationen zusammengefasst. Im Speziellen werden der Bruchvorgang innerhalb der Glaskomponente, der Delaminationsvorgang zwischen der Glas- und der Zwischenschichtkomponente sowie die Beschreibung des Materialverhaltens der Zwischenschicht separat betrachtet und schließlich in einem Meso-Modell zusammengeführt. Am Ende des Kapitels erfolgt eine Zusammenfassung der Simulationsergebnisse.

## 6.1 Numerische Methoden

Ein tatsächliches, reales Problem kann in einem mathematischen Modell idealisiert werden. In dieses mechanische Modell fließen die Kinematik, die Randbedingungen sowie die Materialgesetze ein. Im Allgemeinen kann eine mechanische Beschreibung zu gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen führen, die mathematisch zu lösen sind. In Abhängigkeit von der Problemstellung ist eine Vereinfachung dieser Differentialgleichungen nicht möglich, sodass eine mathematische Lösung durch analytische Methoden ausgeschlossen sein kann. Die Anwendung numerischer Diskretisierungs- und Lösungsverfahren auf die mechanische Beschreibung ermöglicht die Berechnung des Problems. Das Ergebnis einer numerischen Analyse ist hinsichtlich der Genauigkeit und der Fehlerfreiheit des numerischen Verfahrens zu untersuchen. Konvergiert das Ergebnis gegen die mathematische Lösung und ist dieses hinreichend genau, so wird eine Näherungslösung

gefunden.

Zur Lösung von hochdynamischen Problemstellungen eignen sich sogenannte Hydrocodes, auf denen verschiedene, kommerzielle Software-Produkte basieren. Hydrocodes werden durch die nachfolgend aufgeführten Eigenschaften charakterisiert:

- Lösung der Bilanzgleichungen für Masse, Energie und Impuls,
- Berücksichtigung von (nichtlinearen) Zustandsgleichungen,
- konstitutive Beziehungen für elastisches und inelastisches Materialverhalten unter Berücksichtigung der Ratenabhängigkeit, der Schädigung und des Versagens,
- beliebige räumliche Diskretisierung (elementfrei oder elementgebunden),
- explizite zeitliche Diskretisierung.

BENSON und ZUKAS [32, 270] bieten eine Übersicht zu den Grundlagen von Hydrocodes, während HIERMAIER [137] Hydrocodes zur numerischen Simulation von Impaktvorgängen heranzieht. Die Zuverlässigkeit und die Interpretation der Simulationsergebnisse sind von großer Bedeutung. GEBBEKEN UND RUPPERT [120] untersuchen Einflussfaktoren auf das Konvergenzverhalten bei Hydrocode-Berechnungen von hochdynamischen Vorgängen.

Eine Differentialgleichung kann für ein Gebiet  $\Omega$  allgemein in der differentiellen Form

$$\mathcal{L} u(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}) \tag{6.1}$$

- $\mathcal{L}$  allgemeiner, linearer Differentialoperator
- $u(\mathbf{x})$  exakte Lösung
- $f(\mathbf{x})$  Lastfunktion

dargestellt werden. Am Gebietsrand  $\Gamma$  sind die Randwerte als DIRICHLET-Randbedingung mit

$$u(\mathbf{x})|_{\Gamma} = u_0(\mathbf{x}) \tag{6.2}$$

oder als NEUMANN-Randbedingung mit

$$\left. \frac{\partial u(\mathbf{x})}{\partial x_i} \right|_{\Gamma} = F_0(\mathbf{x}) \tag{6.3}$$

formuliert. Das Residuum

$$r(\mathbf{x}) = \mathcal{L} u_h(\mathbf{x}) - f(\mathbf{x}) \quad (6.4)$$

beschreibt die Güte der Näherungslösung  $u_h(\mathbf{x})$ . Das Prinzip der verschiedenen Ansatzmethoden liegt in der Minimierung einer auf das Residuum bezogenen Größe. Die Methode der kleinsten Quadrate betrachtet beispielsweise das Residuum an den  $n$  diskreten Teststellen in  $\Omega$  und verfolgt die Minimierung der Norm des Vektors

$$\|\mathbf{r}(\mathbf{x})\| = \sqrt{r^2(\mathbf{x}_1) + r^2(\mathbf{x}_2) + \dots + r^2(\mathbf{x}_n)}. \quad (6.5)$$

Das Residuum ist damit im Allgemeinen an keiner der Teststellen gleich Null. Andere Verfahren minimieren das Residuum

$$r(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} \psi(\mathbf{x}) [\mathcal{L}(u_h(\mathbf{x})) - f(\mathbf{x})] d\Omega \quad (6.6)$$

mit einer alternativen Problembeschreibung des Ausgangsproblem. Die ursprüngliche Differentialgleichung wird hierzu mit einer stetig differenzierbaren Basisfunktion  $\psi(\mathbf{x})$ , welche die gegebenen Randbedingungen erfüllt, multipliziert und über  $\Omega$  integriert. Diese Formulierung ist nicht äquivalent zu der Beschreibung in Gleichung 6.1, da die Lösung der Gleichung nicht mehr in jedem Punkt des Gebietes, sondern nur noch integral über  $\Omega$  gefordert wird. Durch die Umformung entstehen jedoch Spielräume für weitere, vereinfachende, mathematische Operationen.

Die hier konkret zu lösenden Differentialgleichungen sind die Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls. Eine körperfeste Formulierung nach LAGRANGE schließt aufgrund der Abgeschlossenheit des Gebietes  $\Omega$  die Massenerhaltung ein. In der LAGRANGE-Betrachtung sind die geometrischen Elemente auf die unverformte Ausgangskonfiguration bezogen. Für isothermische oder adiabatische Problemstellungen ist des Weiteren die Energieerhaltung gegeben. In der Folge verbleibt die lokale Impulserhaltung für einen Festkörper mit

$$\operatorname{div} \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} - \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (6.7)$$

- $\mathbf{v}$  Geschwindigkeit
- $\rho$  Dichte
- $\mathbf{T}$  Spannungstensor
- $\mathbf{b}$  Massenkraftdichte

als einzige, zu lösende Differentialgleichung [23]. Sie kann als das Kräftegleichgewicht zwischen den äußeren Kräften und der Summe aus Volumenkräften und Oberflächenkräften an einem Festkörper interpretiert werden.

### 6.1.1 Räumliche Diskretisierung mit der Finite-Elemente-Methode

In der FEM wird ein Gebiet  $\Omega$  in endliche Elemente zerlegt und eine Näherungslösung  $u_h(\mathbf{x})$  für eine gegebene Differentialgleichung gesucht. Die Näherungslösung wird durch eine Schar von Ansatzfunktionen  $\varphi_i(\mathbf{x})$  gebildet, deren Koeffizienten den zu ermittelnden, diskreten Näherungslösungen  $u_h(\mathbf{x}_i)$  an den Knoten  $\mathbf{x}_i$  entsprechen.

$$u_h(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^n u_h(\mathbf{x}_i) \varphi_i(\mathbf{x}) \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{u}_h(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^n \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i) \varphi_i(\mathbf{x}) \quad (6.8)$$

Die Ansatzfunktionen  $\varphi_i(\mathbf{x})$  müssen ausreichend oft differenzierbar und integrierbar sein sowie in ihrer Linearkombination die DIRICHLET-Randbedingungen erfüllen. Ferner liefern sie an genau einem Knoten den Wert Eins, an allen anderen Knoten den Wert Null, wodurch die Stetigkeit der Ansatzfunktionen gewährleistet wird. Die Summe der Werte aller Ansatzfunktionen muss an jeder Stelle des Elementes den Wert Eins ergeben. In Anlehnung an Gleichung 6.6 wird die Differentialgleichung der Impulserhaltung nach Gleichung 6.7 mit einem Vektor multipliziert, der die Basisfunktionen  $\psi_i(\mathbf{x})$  enthält. In der FEM entsprechen die Basisfunktionen den Ansatzfunktionen, sodass der Vektor mit  $\boldsymbol{\varphi}(\mathbf{x})$  bezeichnet wird. Die Integration über  $\Omega$  führt zu

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\varphi}^T(\mathbf{x}) \left[ \operatorname{div} \mathbf{T} + \rho \mathbf{b} - \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} \right] d\Omega = \mathbf{0}. \quad (6.9)$$

Durch die Anwendung des GAUß'schen Integralsatzes, der im eindimensionalen Fall einer



partiellen Integration entspricht, wird der Ausdruck

$$\int_{\Omega} \left[ \boldsymbol{\varphi}^{iT}(\mathbf{x}) \mathbf{T} - \boldsymbol{\varphi}^T(\mathbf{x}) \left( \rho \mathbf{b} - \frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} \right) \right] d\Omega - \boldsymbol{\varphi}^T(\mathbf{x}) \bar{\mathbf{t}} \Big|_{\Gamma} = \mathbf{0}. \quad (6.10)$$

$\bar{\mathbf{t}}$  Spannungsvektor in Richtung der Gebietsrandnormalen

erhalten, der als variationelle Form der Differentialgleichung 6.7 bezeichnet wird. Durch den letzten Term auf der linken Seite der Gleichung 6.10 werden die NEUMANN-Randbedingungen explizit berücksichtigt. Die Gleichung kann in der Form

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\varphi}^{iT}(\mathbf{x}) \mathbf{T} d\Omega = \boldsymbol{\varphi}^T(\mathbf{x}) \mathbf{f} \quad (6.11)$$

dargestellt werden. Der Vektor  $\mathbf{f}$  fasst die äußeren Kräfte zusammen. Werden die Ansatzfunktionen als virtuelle Verschiebung interpretiert, liegt mit Gleichung 6.11 die Bilanz der virtuellen Arbeiten über  $\Omega$  vor. Mit dem Ersetzen des Spannungstensors durch ein Materialgesetz, z. B.  $\mathbf{T} = \mathbb{C} \mathbf{E}$  mit dem Tensor der elastischen Verzerrungen  $\mathbf{E}$ , folgt

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\varphi}^{iT}(\mathbf{x}) \mathbb{C} \mathbf{E} d\Omega = \boldsymbol{\varphi}^T(\mathbf{x}) \mathbf{f}. \quad (6.12)$$

Schließlich wird der Verzerrungstensor durch den Ansatz

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}_i) \approx \mathbf{B}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i) \quad (6.13)$$

diskretisiert. Die Matrix  $\mathbf{B}(\mathbf{x})$  beinhaltet die Ableitungen der Ansatzfunktionen und ist für einen zweidimensionalen Wertebereich mit

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} & 0 & \dots & \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} & \dots & 0 & \frac{\partial \varphi_n}{\partial y} \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial y} & \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} & \dots & \frac{\partial \varphi_n}{\partial y} & \frac{\partial \varphi_n}{\partial x} \end{pmatrix}, \quad (6.14)$$

gegeben. Des Weiteren gilt

$$\boldsymbol{\varphi}^{iT}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\varphi}^T(\mathbf{x}_i) \mathbf{B}^T(\mathbf{x}), \quad (6.15)$$

sodass die diskretisierte Differentialgleichung 6.12 nach der Aufteilung von  $\mathbf{f}$  auf die Knoten  $\mathbf{x}_i$  mit

$$\int_{\Omega} \mathbf{B}^T(\mathbf{x}) \mathbb{C} \mathbf{B}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i) d\Omega = \mathbf{K} \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i) = \mathbf{f} \quad (6.16)$$

vorliegt. Die Matrix

$$\mathbf{K} = \int_{\Omega} \mathbf{B}^T(\mathbf{x}) \mathbb{C} \mathbf{B}(\mathbf{x}) d\Omega \quad (6.17)$$

beschreibt die globale Steifigkeitsmatrix des diskretisierten Gebietes  $\Omega$ .

### 6.1.2 Alternative Herstellung der Konnektivität mit der elementfreien Galerkin-Methode

NAYROLES ET AL. [191] stellen 1992 die netzfreie Diffuse-Element-Methode (DEM) vor, bei der ausschließlich Knoten und Randbedingungen für die Entwicklung von Ansatzfunktionen benötigt werden. Das Verfahren wird durch BELYTSCSKO ET AL. zur elementfreien GALERKIN-Methode (EFG) weiterentwickelt. Die EFG zeichnet sich im Vergleich zur konventionellen FEM durch eine wesentlich höhere Konvergenzrate aus und ist vor allem bei der numerischen Untersuchung von Problemen der linear elastischen Bruchmechanik eine effektive Methode [22, 24].

Abbildung 6.1 visualisiert den grundsätzlichen Unterschied zwischen EFG und FEM hinsichtlich der Konnektivität der Knoten. Die Knotenbeziehungen werden in der FEM über Ansatzfunktionen beschrieben, die innerhalb festgelegter Elementgrenzen definiert sind. Der Zusammenhang zwischen Knoten und Elementen ist unveränderlich. Die EFG sieht Ansatzfunktionen vor, die unabhängig von der Knotenstruktur in einem Einflussbereich definiert sind. Analog zur FEM ist der Einflussbereich eines Knotens unveränderlich, wenn dieser nicht durch die numerische Berücksichtigung von Diskontinuitäten eingeschränkt wird. In Abhängigkeit von den Knotenverschiebungen kann sich der Ein-

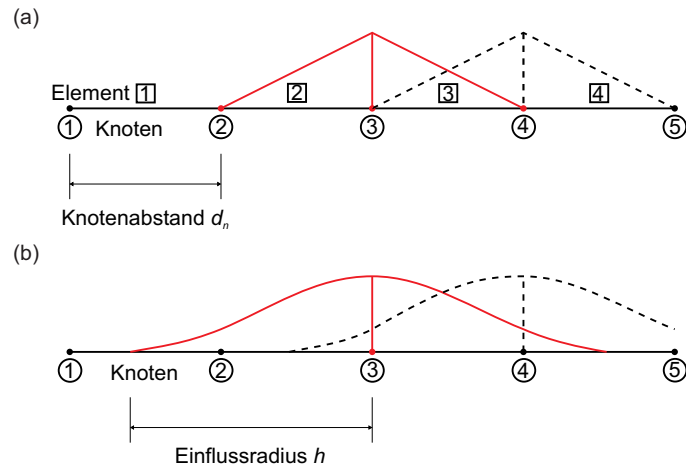


Abbildung 6.1: Eindimensionale Knotenstruktur, Konnektivität nach FEM mit linearen Ansatzfunktionen (a) und nach EFG mit Spline-Funktionen (b)

fluss eines Knotens auf die umgebenden Knoten verändern. Ferner können umgebende Knoten aus dem Einflussradius eines Knotens aus- oder in diesen eintreten.

### Wichtungsfunktionen und Einflussbereich

Der Einfluss eines Knotens am Ort  $\mathbf{x}_i$  auf einen Knoten am Ort  $\mathbf{x}$  hängt vom Abstand  $|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|$  der beiden Knoten zueinander ab. Näherliegende Knoten haben einen größeren Einfluss und in der Folge einen höheren Wichtungsanteil an der Lösung in  $\mathbf{x}$  als weiter entfernte Knoten. Durch die Wichtungsfunktion werden die Grenzen und die Form des Einflussbereiches definiert. Mit der Normierung auf den Einflussradius  $h_i$  wird die Wichtungsfunktion

$$w(\mathbf{x}) = w(s) \quad \text{mit } s = \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_i|}{h_i} \quad (6.18)$$

dimensionslos. Sie sollte ferner

- monoton von  $\mathbf{x}$  in Richtung  $\mathbf{x}_i$  fallend,
- einen begrenzten Einflussbereich  $h_i$  besitzen und
- an jeder Stelle gleich oder größer Null sein.

Eine Möglichkeit zur Wahl einer Wichtungsfunktion sind Spline-Funktionen, die zur Bildung einer kontinuierlichen Interpolationsfunktion mit einer möglichst geringen Krümmung zwischen verschiedenen Punkten genutzt werden. Spline-Funktionen sind abschnitts-

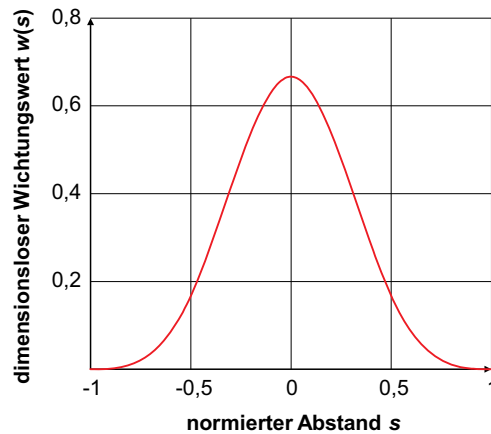


Abbildung 6.2: Spline-Funktion nach Gleichung 6.19 als Wichtungsfunktion

weise definierte Polynome, die an den zusammenhängenden Abschnittsgrenzen eine Stetigkeit bis zu einer bestimmten Ableitung besitzen. Üblicherweise wird die Stetigkeit bis zur zweiten Ableitung gefordert, sodass keine Krümmungsdiskontinuität vorliegt. Spline-Funktionen sind in der numerischen Mathematik einfach zu handhaben und werden daher häufig neben anderen Ansätzen, wie z.B. mit GAUß'schen Exponentialfunktionen, für die Erstellung der Wichtungsfunktion verwendet. BELYTSCHKO ET AL. [26] nutzen die Spline Funktion

$$w(s) = \begin{cases} \frac{2}{3} - 4s^2 + 4s^3 & \text{für } s \leq \frac{1}{2} \\ \frac{4}{3} - 4s + 4s^2 - \frac{4}{3}s^3 & \text{für } \frac{1}{2} < s \leq 1. \\ 0 & \text{für } s > 1, \end{cases} \quad (6.19)$$

welche in Abbildung 6.2 dargestellt ist. Die Grenzen des Einflussbereiches können a priori beliebig definiert werden oder sind bereits lokal durch die Grenzen des zu diskretisierenden Gebietes festgelegt. Das zu diskretisierende Gebiet muss vollständig durch die Einflussbereiche der Knoten abgedeckt sein. Abbildung 6.3 zeigt beispielhaft ein zweidimensionales Gebiet  $\Omega$ , welches durch kreisförmige Einflussbereiche  $\omega_i$  mit den Einflussradien  $h_i$  um jeden der  $n$  Knoten erfasst ist.

Ferner ist eine dynamische Änderung der Einflussbereichsgrenzen in einer Berechnung durch entstandene Diskontinuitäten, z.B. bei der Modellierung diskreter Risse, möglich. Verläuft eine Diskontinuität durch den Einflussbereich eines Knotens, so wird dieser in einen Teilbereich A diesseits der Diskontinuität und in einen Teilbereich B jenseits der Diskontinuität aufgespalten.

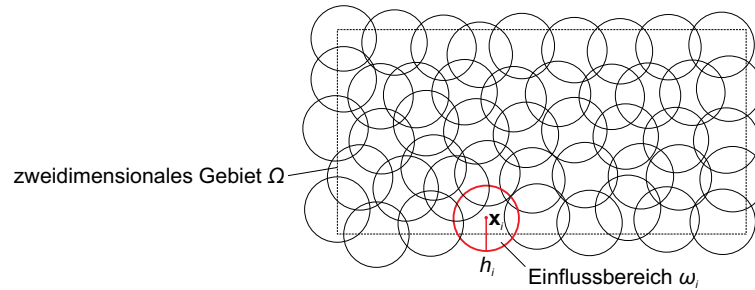


Abbildung 6.3: Durch kreisförmige Einflussbereiche abgedecktes Gebiet  $\Omega$

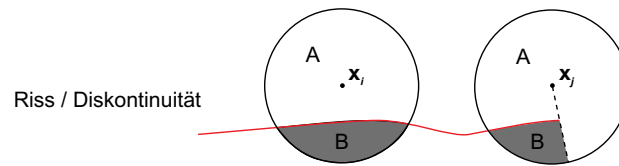


Abbildung 6.4: Aufspaltung von Einflussbereichen in Teilbereiche A diesseits der Diskontinuität und Teilbereiche B jenseits der Diskontinuität nach dem Sichtbarkeitskriterium in Anlehnung an LARCHER [170]

Abbildung 6.4 stellt diese Aufteilung des Einflussbereiches dar. Wenn die Front der Diskontinuität in dem Einflussbereich eines Knotens liegt, muss zusätzlich eine Regel zur Abgrenzung der Teilbereiche jenseits der Diskontinuitätsfront definiert werden. Eine Möglichkeit ist die Abgrenzung durch das Sichtbarkeitskriterium nach VENTURA ET AL. [258]. Das Kriterium interpretiert die Diskontinuität als intransparent und berücksichtigt ausschließlich den Teil A des Einflussbereiches, welcher von dem zugehörigen Knoten aus sichtbar ist. Die Diffraktionsmethode und die Transparenzmethode stellen weitere Möglichkeiten zur Abgrenzung der Teilbereiche jenseits einer Diskontinuitätsfront dar, bei denen der berücksichtigte Einflussbereich in den nicht-sichtbaren Teilbereich erweitert wird. Im Gegensatz zum Sichtbarkeitskriterium können dadurch kontinuierliche Ansatzfunktionen erzielt werden, die vorteilhaft hinsichtlich der Konvergenz des Verfahrens sind [170]. Zur weiteren Behandlung der Abgrenzungskriterien wird auf BELYTSCHKO ET AL., KRYSL UND BELYTSCHKO und ORGAN ET AL. [25, 163, 207] verwiesen.

Die Größe des Einflussbereiches  $\omega_i$  ist in der EFG von zentraler Bedeutung. Zu jeder Zeit muss in einem Einflussbereich eine ausreichende Knotenanzahl vorhanden sein, um nach Gleichung 6.26 eine nicht-triviale Matrix  $\mathbf{A}$  zu erhalten und deren Invertierung zur Berechnung der Ansatzfunktionen zu gewährleisten. Die Randbereiche des zu diskretisierenden Gebietes und die Bereiche um entstandene Diskontinuitäten sind dabei maßgebend. Wird der Einflussbereich jedoch zu groß gewählt, können die Differenzen der Matrixeinträge verschiedener Knoten zu gering ausfallen. In der Folge kann die Steifigkeitsmatrix

singulär werden [170]. Eine Vergrößerung des Einflussbereiches zieht ferner eine überproportionale Erhöhung des Rechenaufwandes nach sich. Der Einflussradius eines Knotens kann mit

$$h_i = \alpha_{EFG} d_{n,min} \tag{6.20}$$

$\alpha_{EFG}$  Skalierungsfaktor  
 $d_{n,min}$  minimaler Knotenabstand

festgelegt werden. Ein Skalierungsfaktor von 1,6 stellt sich bei den numerischen Untersuchungen an einem Balkenmodell unter Biegebeanspruchung nach LARCHER als optimal heraus [170]. Bei der gewählten Knotenverteilung werden dabei mindestens sieben Knoten in einem Einflussbereich berücksichtigt. Die Zusammenhänge zwischen der Wahl des Einflussbereiches, der Matrix  $\mathbf{A}$  und der Steifigkeitsmatrix werden von HÄUßLER-COMBE [133] behandelt.

### Ansatzfunktion mit der Moving-Least-Squares-Interpolation

Für elementfreie Methoden sind verschiedene Verfahren zur Interpolation zwischen den Stützstellen verfügbar. Im Zusammenhang mit der EFG wird üblicherweise die Moving-Least-Squares-Interpolation (MLS-Interpolation) nach LANCASTER UND SALKAUSKAS [169] verwendet. Die interpolierte Näherungslösung  $u_{h,ip}(\mathbf{x})$  an die exakte Lösung  $u(\mathbf{x})$  am Ort  $\mathbf{x}$  wird mit

$$u(\mathbf{x}) \approx u_{h,ip}(\mathbf{x}) = \sum_{j=1}^m \psi_j(\mathbf{x}) a_j(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\psi}^T(\mathbf{x}) \mathbf{a}(\mathbf{x}) \tag{6.21}$$

formuliert. Das Ziel ist die Bestimmung des unbekanntenen Vektors  $\mathbf{a}$  zur Ermittlung der Ansatzfunktionen. Der Vektor  $\boldsymbol{\psi}(\mathbf{x})$  beinhaltet Basisfunktionen, die beispielsweise durch Monome dargestellt werden können. Ein Monom ist das Produkt aus mindestens einer Variablen oder ihren Potenzen mit einem Koeffizienten. Die Basisfunktion  $\psi_1(\mathbf{x})$  besitzt einen konstanten Wert. Im zweidimensionalen Fall könnte  $\boldsymbol{\psi}(\mathbf{x})$  in Abhängigkeit von der

Ordnung der Basis die folgenden Gestalten annehmen [24]:

$$\boldsymbol{\psi}^T(\mathbf{x}) = [1, x, y], \quad m = 3 \quad \text{lineare Basis} \quad (6.22a)$$

$$\boldsymbol{\psi}^T(\mathbf{x}) = [1, x, y, x^2, xy, y^2], \quad m = 6 \quad \text{quadratische Basis.} \quad (6.22b)$$

Der Interpolationsfehler an einer Teststelle ergibt sich aus der Differenz der Funktionswerte der kontinuierlichen, interpolierten Näherungslösung  $u_{h,ip}(\mathbf{x}_i)$  und der gesuchten, diskreten Näherungslösung  $u_h(\mathbf{x}_i)$  an der Teststelle  $i$ . Die Quadratsummenanteile der Interpolationsfehler an den  $n$  Teststellen werden mit der Wichtungsfunktion  $w$  nach Abschnitt 6.1.2 gewichtet und als Funktion

$$\begin{aligned} J(\mathbf{a}(\mathbf{x}), \mathbf{x}) &= \sum_{i=1}^n w_i(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) [\boldsymbol{\psi}^T(\mathbf{x}_i) \mathbf{a}(\mathbf{x}) - u_h(\mathbf{x}_i)]^2 \\ &= [\mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i) - \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{x}_i) \mathbf{a}(\mathbf{x})]^T \mathbf{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) [\mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i) - \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{x}_i) \mathbf{a}(\mathbf{x})] \end{aligned} \quad (6.23)$$

$\mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i)^T$  Vektor der diskreten Näherungslösung  $[u_h(\mathbf{x}_1), u_h(\mathbf{x}_2), \dots, u_h(\mathbf{x}_n)]$

dargestellt. Dabei ist  $w_i(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i)$  die Wichtung der Teststelle  $i$  an der Stelle  $\mathbf{x}_i$  bezüglich des Ortes  $\mathbf{x}$ . Die Diagonalmatrix

$$\mathbf{W}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} w_1(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) & 0 & \dots & 0 \\ 0 & w_2(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2) & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & w_n(\mathbf{x} - \mathbf{x}_n) \end{pmatrix} \quad (6.24)$$

enthält die Wichtungen der Knoten in Abhängigkeit von  $\mathbf{x}$ . In der Matrix

$$\boldsymbol{\Psi}(\mathbf{x}_i) = \begin{pmatrix} \psi_1(\mathbf{x}_1) & \psi_2(\mathbf{x}_1) & \dots & \psi_m(\mathbf{x}_1) \\ \psi_1(\mathbf{x}_2) & \psi_2(\mathbf{x}_2) & \dots & \psi_m(\mathbf{x}_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_1(\mathbf{x}_n) & \psi_2(\mathbf{x}_n) & \dots & \psi_m(\mathbf{x}_n) \end{pmatrix} \quad (6.25)$$

sind die Werte der Basisfunktionen an den Teststellen aufgeführt. Zur anschaulichen Darstellung der folgenden Rechenoperationen werden die Matrizen

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{x}_i)^T \mathbf{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{x}_i) \quad (6.26)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\Psi}(\mathbf{x}_i)^T \mathbf{W}(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (6.27)$$

eingeführt. Die Ableitung der gewichteten Quadratsummenanteile der Interpolationsfehler aus Gleichung 6.23 nach  $\mathbf{a}(\mathbf{x})$

$$\frac{\partial J(\mathbf{a}(\mathbf{x}), \mathbf{x})}{\partial \mathbf{a}(\mathbf{x})} = \mathbf{A}(\mathbf{x}) \mathbf{a}(\mathbf{x}) - \mathbf{B}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i). \quad (6.28)$$

wird gleich Null gesetzt, um den globalen Interpolationsfehler in dem betrachteten Gebiet zu minimieren. Aus der damit erhaltenen Gleichung kann der Vektor

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}) = \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \mathbf{B}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i). \quad (6.29)$$

ermittelt werden. Durch das Einsetzen des Vektors  $\mathbf{a}(\mathbf{x})$  in die Gleichung 6.21 folgt:

$$u_{h,ip}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\psi}^T(\mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \mathbf{B}(\mathbf{x}) \mathbf{u}_h(\mathbf{x}_i). \quad (6.30)$$

In der Darstellungsweise

$$u_{h,ip}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^n \varphi_i(\mathbf{x}) u_h(\mathbf{x}_i) \quad (6.31)$$

kann die Verwandtschaft der EFG mit der FEM aufgezeigt werden: Die Ansatzfunktionen

$$\varphi_i(\mathbf{x}) = \mathbf{p}^T(\mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \mathbf{B}(\mathbf{x}) \quad (6.32)$$



besitzen die Eigenschaften

$$\varphi_i(\mathbf{x}) = \begin{cases} \neq 0 & \text{für } |\mathbf{x} - \mathbf{x}_i| < h_i \\ = 0 & \text{für } |\mathbf{x} - \mathbf{x}_i| \geq h_i. \end{cases} \quad (6.33)$$

und sind damit dynamisch nach der Anordnung der Einflussbereiche formuliert, da die Positionen der Teststellen  $\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_i(t)$  eine Zeitabhängigkeit besitzen. Die interpolierte Näherungslösung  $u_{h,ip}(\mathbf{x})$  besitzt jedoch an den Teststellen  $\mathbf{x}_i$  nicht zwangsläufig die nach der Lösung der Gleichung 6.16 erhaltenen Werte  $u_h(\mathbf{x}_i)$ .

### 6.1.3 Integration

Zur Lösung der Gleichung 6.10 ist die Integration über das Gebiet  $\Omega$  erforderlich. Die Integration kann auf verschiedene Weisen durchgeführt werden, z.B. nach GAUß-LOBATTO oder speziell für die EFG mit der Punktintegration nach BEISSEL UND BELYTSCHKO [21]. Im Rahmen der numerischen Untersuchungen wird die allgemeine GAUß-Integration nach BATHE [15] verwendet. Während bei der FEM ein Gebiet bereits in Elemente, deren Eckpunkte die Knoten bilden, unterteilt ist, wird bei der EFG ein Hintergrundnetz genutzt, welches ein Gebiet in Integrationszellen gliedert. Die Integrationszellenstruktur kann dabei im Bezug zu der Knotenstruktur stehen oder auch gänzlich unabhängig von ihr sein. Das Integrationsverfahren selbst ist für die FEM und die EFG identisch.

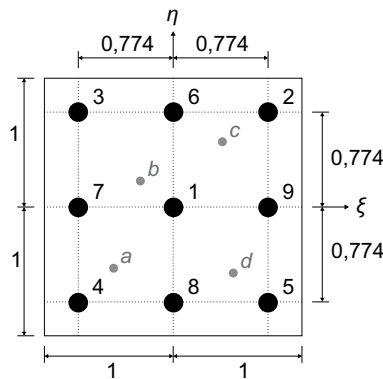


Abbildung 6.5: Quadratische Integrationszelle mit 3 x 3 Integrationspunkten und vier Knoten, lokalen Koordinaten  $\xi$  und  $\eta$

In Abbildung 6.5 ist beispielhaft eine quadratische Integrationszelle mit 3 x 3 Integrationspunkten für eine zweidimensionale Problemstellung dargestellt. Die Knoten fallen hier nicht mit den Eckpunkten der Integrationszelle zusammen, sondern sind willkürlich in

Tabelle 6.1: Dimensionslose, lokale Koordinaten und Wichtungswerte für die 3 x 3 Integrationspunkte nach Abbildung 6.5

Nr.	$\xi$ -Koordinate	$\eta$ -Koordinate	Wichtungswert
1	0	0	0,790
2	0,774	0,774	0,309
3	-0,774	0,774	0,309
4	-0,774	-0,774	0,309
5	0,774	-0,774	0,309
6	0	0,774	0,494
7	-0,774	0	0,494
8	0	-0,774	0,494
9	0,774	0	0,494

der Integrationszelle verteilt. Die Integration über alle Zellen des gesamten Gebietes wird als gewichtete Summe diskretisiert, wobei die Wichtung in Abhängigkeit von der Position und der Anzahl der Integrationspunkte erfolgt. Tabelle 6.1 zeigt die Wichtungswerte an den Integrationspunkten der in Abbildung 6.5 aufgeführten Zelle. Die Extrapolation der an den Integrationspunkten ermittelten Lösung auf die Knoten wird abhängig von dem verwendeten Algorithmus vorgenommen.

Bei der Integration mit einem Hintergrundnetz besitzen die Größe der Integrationszellen und die Anzahl der Integrationspunkte je Zelle einen Einfluss auf die numerische Lösung. BELYTSCHKO ET AL. [24] wählen die Seitenlänge einer quadratischen Integrationszelle mit

$$d_c = \sqrt{n_{n,tot}} \tag{6.34}$$

$n_{n,tot}$  Anzahl aller Knoten im Gebiet

und die Anzahl von  $n_G \times n_G$  Integrationspunkten je Zelle mit

$$n_G = \sqrt{n_{n,c}} + 2 \tag{6.35}$$

$n_{n,c}$  Anzahl aller Knoten in der Integrationszelle.

LIU ET AL. [177] hingegen empfehlen im Verhältnis zu der Knotenanzahl die dreifache Anzahl an Integrationspunkten. Die Abhängigkeit der numerischen Lösung von der Wahl des Hintergrundnetzes wird in DOLBOW UND BELYTSCHKO, KORN und LARCHER [96,

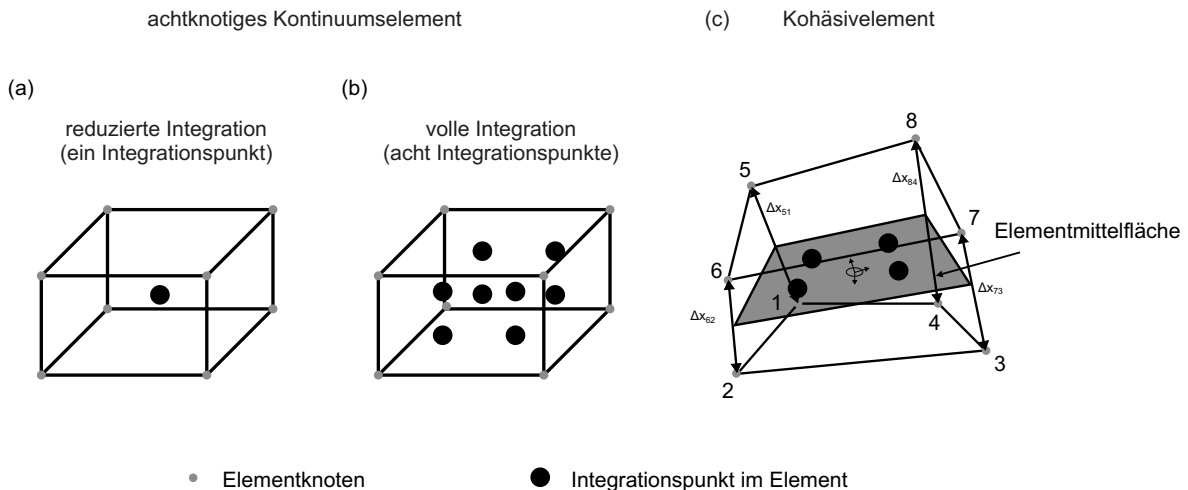


Abbildung 6.6: Kontinuumsselement für reduzierte (a) und volle Integration (b), Kohäsivelement (c)

158, 170] ausführlich diskutiert und an dieser Stelle nicht weiter behandelt. Für die eigenen Untersuchungen werden elementfreie Gebiete mit einem unregelmäßigen Hintergrundnetz aus tetraederförmigen Integrationszellen mit jeweils einem Integrationspunkt versehen. Die Basisfunktionen sind linear.

Die Finite-Elemente-Gebiete werden in diesem Kapitel durch achtknotige Elemente mit linearen Verschiebungsansätzen nach Abbildung 6.6 diskretisiert. Für Kontinuumsselemente wird eine reduzierte Integration mit einem Integrationspunkt je Element oder eine volle Integration mit acht Integrationspunkten je Element durchgeführt. Eine reduzierte Integration führt zu einem konstanten Verlauf der Spannung und der Verzerrung im Element, wodurch sich trotz einer Elementdeformation energiefreie Zustände einstellen können. Diese, als Hourglassing bezeichnete Problematik wird durch zusätzliche Algorithmen im Berechnungsablauf behoben [110, 128]. Die volle Integration weist bei linearen Verschiebungsansätzen kein Hourglassing auf. Jedoch erhöht sich die Berechnungsdauer aufgrund der größeren Anzahl an Integrationspunkten. Des Weiteren kann es bei großen Deformationen zu Versteifungseffekten kommen. Kohäsivelemente weisen vier Integrationspunkte in der Elementmittelfläche und besitzen keine Abmessung in der Dickenrichtung. Zur Integration über die Elementmittelfläche wird die relative Verschiebung der Knotenpaare an Ober- und Unterseite des Elementes ausgewertet.

#### 6.1.4 Zeitliche Diskretisierung

In den Erhaltungsgleichungen befinden sich Ableitungen nach der Zeit  $t$ . Die numerische Lösung des Problems erfordert in der Folge eine zeitliche Diskretisierung des untersuchten

Zeitraumes. Eine Möglichkeit zur numerischen, expliziten Differentiation bietet die Finite-Differenzen-Methode (FDM) aus der Grenzwertbetrachtung einer umgestellten TAYLOR-Reihenentwicklung

$$\frac{du}{dt} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta t} = \lim_{\Delta u \rightarrow 0} \frac{u(t + \Delta t) - u(t)}{(t + \Delta t) - (t)}. \quad (6.36)$$

Der Differentialquotient  $du/dt$  als Steigung der Tangente in einem Punkt wird hierbei durch einen Differenzenquotienten  $\Delta u/\Delta t$  als Steigung der Sekante zwischen zwei benachbarten Punkten mit dem Abstand  $\Delta t$  ersetzt. Die Formulierung der Zentralen-Differenzen-Methode (ZDM) für die erste Ableitung von  $u$  nach der Zeit  $t$

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_i^n \approx \left. \frac{\Delta u}{\Delta t} \right|_i^n = \frac{u_i^{n+1} - u_i^{n-1}}{2\Delta t}. \quad (6.37)$$

besitzt im Vergleich zu der Vorwärts- und der Rückwärts-Differenzen-Methode eine doppelt so große Konvergenzrate. Diskrete Zeitpunkte werden hier mit unteren, diskrete Zeitschritte mit oberen Indizes bezeichnet. Die ZDM wird von der im Rahmen dieser Arbeit genutzten Software verwendet.

### Stabilität der zeitlichen Diskretisierung

Die FDM stellt ein explizites Verfahren dar, welches hinsichtlich seiner Stabilität als notwendige Bedingung für Konvergenz beurteilt werden muss. Das COURANT-FRIEDRICHS-LEVY-Kriterium

$$\Delta t_{max} \leq \frac{d_{n,min}}{c}. \quad (6.38)$$

$\Delta t_{max}$  erforderliche Zeitschrittweite

$d_{n,min}$  minimaler Knotenabstand

$c$  physikalische Geschwindigkeit als Schallgeschwindigkeit im Medium

beschreibt anschaulich die erforderliche Zeitschrittweite  $\Delta t_{max}$  für eine stabile, numerische Berechnung [65]: Die Geschwindigkeit, mit der beispielsweise eine Verschiebungsinformation in einem diskretisierten Gebiet weitergegeben wird, muss größer sein als die physikalische Geschwindigkeit  $c$ , die der Schallgeschwindigkeit im Medium entspricht.

### 6.1.5 Konvergenz

Die Konvergenz von Finite Elemente Methoden wird ausführlich in BATHE [15] behandelt. Ein mathematisches Problem muss für eine numerische Analyse wohlgestellt sein. Ein wohlgestelltes Problem besitzt eine exakte Lösung, ist eindeutig und stetig von den Eingabewerten abhängig. Ferner sollte das Problem gut konditioniert sein, sodass der Fehler in den Ausgangswerten nicht vergrößert wird. Eine korrekte numerische Lösung konvergiert mit zunehmendem Diskretisierungsaufwand gegen die analytische Lösung des mathematischen Modelles. Zum einen kann das vorhandene Netz durch eine h-Adaption verfeinert werden, wobei die Anzahl der Elemente, bzw. Zellen, erhöht wird. Zum anderen können im Rahmen der p-Adaption Ansatzfunktionen höherer Ordnungen verwendet, um den Verlauf einer Auswertungsgröße innerhalb des Elementes besser zu approximieren. Zur Realisierung müssen in beiden Fällen zusätzliche Knoten eingefügt werden. Die Charakteristik des numerischen Verfahrens offenbart sich im Konvergenzverhalten.

Wenn die Ergebnisse einer numerischen Analyse stationär werden, ist eine weitere, höhere Diskretisierung nicht sinnvoll. Es ist daher zweckmäßig, für eine erforderliche Genauigkeit  $\epsilon$  den minimal erforderlichen Diskretisierungsparameter  $n$  festzulegen. Liegt eine algebraische Konvergenz vor, konvergiert der Diskretisierungsfehler  $e_n$  nach der Gesetzmäßigkeit

$$|e_n| \leq c n^{-\beta} \quad (6.39)$$

$c$  konstanter Faktor

$\beta$  Konvergenzrate

Die Konvergenzrate  $\beta$  kann im Falle algebraischer Konvergenz experimentell anhand zweier Berechnungen mit den Schrittweiten  $n$  und  $2n$  mit

$$\beta = \frac{\ln |e_n| - \ln |e_{2n}|}{\ln 2} \quad (6.40)$$

bestimmt werden. Sie entspricht im bilogarithmischen Maßstab der Geradensteigung der Funktion des Diskretisierungsfehlers in Abhängigkeit von dem Diskretisierungsparameter. Mit Hilfe der RICHARDSON-Extrapolation

$$u \approx \tilde{u}_h = \frac{u_{h,n} u_{h,4n} - u_{h,n}^2}{u_{h,n} - 2u_{h,2n} + u_{h,4n}} \quad (6.41)$$

kann eine verbesserte Schätzung  $\tilde{u}_h$  für die exakte Lösung  $u$  erhalten werden. Bei einer erforderlichen Genauigkeit  $\epsilon$  wird mit

$$|\tilde{u}_h - u_{h,m}| = \epsilon \quad (6.42)$$

$m$  Anzahl der Diskretisierungsverfeinerungen

ein quantitatives Abbruchkriterium für die Diskretisierung erhalten.

Bei monotoner Konvergenz nimmt die Genauigkeit der Näherungslösung mit der Netzfeinheit kontinuierlich zu. Die Netzverfeinerung sollte in der Weise erfolgen, dass die Elemente eines bestehenden Netzes wiederum unterteilt werden. Somit wird die Menge der Interpolationsfunktionen unter Beibehalt der Funktionen aus der vorherigen Diskretisierung erweitert. Voraussetzungen für eine monotone Konvergenz sind die Geschlossenheit der Elemente sowie die Verträglichkeit der Elemente und des Netzes in einer numerischen Analyse. Die Geschlossenheit eines Elementes fordert die Darstellungsmöglichkeit von Starrkörperbewegungen und konstanten Spannungszuständen. Die Verträglichkeit setzt die Stetigkeit der ausgewerteten Größe innerhalb der Elemente und an Elementgrenzen voraus.

Die höhere Genauigkeit infolge einer Erweiterung des Lösungsraumes ist eine Eigenschaft der Näherungslösung der FEM. Sie besitzt weitere Eigenschaften: Die mit der Näherungslösung einhergehende Verzerrungsenergie ist immer kleiner als die oder gleich der Verzerrungsenergie, die der analytischen Lösung entspricht. Mit der Näherungslösung wird ein Minimum der Verzerrungsenergie bezogen auf die Differenz zwischen der analytischen Lösung und der Näherungslösung gefunden. In der Folge nähert sich die Näherungslösung bei einer energetischen Betrachtung von einem niedrigeren Energieniveau an die Verzerrungsenergie der analytischen Lösung an. Dies führt global zu einer Unterschätzung der Verschiebungen und einer Überschätzung der Steifigkeit im numerischen Verfahren.

Die Konvergenz der EFG hängt im Wesentlichen von der Größe der Einflussbereiche und deren Formulierung bei Diskontinuitäten sowie von der Größe der Integrationszellen und der Anzahl der Integrationspunkte je Zelle ab. Die Zusammenhänge der Konvergenz

in der EFG sprengen den Rahmen dieses Kapitels, sodass auf die Literatur des Abschnittes 6.1.2 verwiesen wird.

### 6.1.6 Einheitensystem und Infrastruktur

In vielen kommerziellen Finite-Elemente-Programmen werden physikalische Einheiten nicht definiert. Die Festlegung eines konsistenten Einheitensystemes ist daher notwendig. Im Rahmen der eigenen numerischen Untersuchungen werden die Einheiten Gramm, Millimeter, Millisekunde und Newton verwendet.

Die numerischen Simulationen werden mit dem Hydrocode LS-DYNA<sup>®</sup> der LIVERMORE SOFTWARE TECHNOLOGY CORPORATION durchgeführt, da sowohl strukturmechanische als auch fluidmechanische und thermische Gleichungslöser in die Software integriert sind. Des Weiteren ist die Nutzung des Programmes bei der Untersuchung von hochdynamischen Vorgängen weit verbreitet, sodass bei der Anwendung auf einen breiten Erfahrungsschatz zurückgegriffen werden kann.

Alle Berechnungen werden auf einem Rechner mit zwei Intel<sup>®</sup> Xeon<sup>®</sup> 8-Kern-Prozessoren mit einer Taktfrequenz von 2,67 GHz und einem Arbeitsspeicher von 48 GB durchgeführt. Ferner wird ein 64 Bit-Betriebssystem verwendet.

## 6.2 Bruchvorgänge als Erosion in einem EFG-Gebiet

Dieser Abschnitt fokussiert sich auf die Möglichkeiten zur numerischen Modellierung der bruchmechanischen Grundsätze nach Abschnitt 4.2.1, die in der durch den Autor betreuten Masterarbeit von CIEPLY [61] ausführlich behandelt werden. Zunächst werden das Spannungsnahfeld und die Prozesszone um einen Anriss in Abhängigkeit von der Anrisslänge untersucht. Ferner findet eine Auswertung der kritischen Energiefreisetzungsraten unter Variation der im Nahfeld zugelassenen, plastischen Verformungen statt. Schließlich werden die Risszustände und der Rissfortschritt als Erosion in einem diskretisierten Gebiet analysiert.

### 6.2.1 Beschreibung des numerischen Modelles

#### Geometrie, räumliche Diskretisierung und Elementansatz

Das mechanische Modell ist in Abbildung 6.7 schematisch dargestellt. Die Geometrie des Modelles beschreibt ein gekerbtes Gebiet, welches die äußeren Abmessungen  $x = 42$  mm,

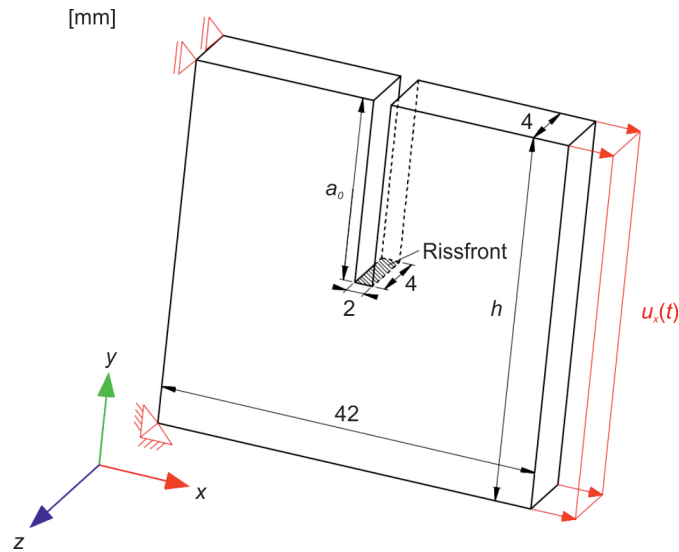


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung des mechanischen Modelles zur Untersuchung von Bruchvorgängen

$y = h$  und  $z = 4$  mm besitzt. Die Kerbe wird als Anriss mit der Länge  $a_0$  und einer Rissöffnung von 2 mm interpretiert. Der schraffierte Bereich wird als Rissfront bezeichnet, die bei einem Rissfortschritt instationär wird. Durch die geringe Ausdehnung in  $z$ -Richtung soll bei einer Belastung in der  $x$ - $y$ -Ebene ein näherungsweise ebener Spannungszustand erzielt werden. Das Anrissvolumen  $2 \text{ mm} \cdot a_0 \cdot 4 \text{ mm}$  beträgt weniger als 5 % des Gebietsvolumens, sodass der Anriss im Verhältnis zum Gebiet klein ist und als GRIFFITH-Riss nach Abschnitt 4.2.1 untersucht werden kann.

Für die Diskretisierung und die Simulation des Gebietes wird die EFG angewendet. Hierzu wird in der Preprocessing-Software LS-PREPOST<sup>®</sup> der LIVERMORE SOFTWARE TECHNOLOGY CORPORATION aus einem regelmäßigen Randnetz ein unregelmäßiges, räumliches Hintergrundnetz mit tetraederförmigen Integrationszellen nach Abschnitt 6.1.3 generiert. Die Netzfeinheit wird durch die minimale Seitenlänge der Integrationszellen  $d_{c,min}$  quantifiziert, welche dem minimalen Knotenabstand  $d_{n,min}$  entspricht und für eine Konvergenzuntersuchung die Längen 2 mm, 1 mm oder 0,5 mm annimmt. Der Einflussradius  $h_i$  um einen Knoten  $i$  beträgt  $1,01 \cdot d_{n,min}$ . Für die Wichtung wird die kubische Spline-Funktion nach Gleichung 6.19 gewählt.

## Randbedingungen

Die geometrischen Randbedingungen dieses Modelles sehen Lagerungen und Verschiebungen von Knoten vor, welche in Abbildung 6.7 in rot hervorgehoben sind. An einer der beiden Oberflächen des Gebietes in der  $y$ - $z$ -Ebene werden alle Knoten gleichmäßig



Tabelle 6.2: Parameter des Materialmodelles

Materialkennwert / Eigenschaft	Eingabewert
Dichte $\rho$	$2,5 \cdot 10^{-3}$ g/mm <sup>3</sup>
Elastizitätsmodul $E$	73.000 / 70.000 N/mm <sup>2</sup>
Querverformungszahl $\nu$	0,23 / 0,20
VON-MISES-Fließspannung $\sigma_y$	50 N/mm <sup>2</sup>
plastische Bruchdehnung $\varepsilon_{pl,u}$	0 / 0,1 / 0,2 %

um  $u_x(t)$  in die positive  $x$ -Richtung verschoben. Die Verschiebungsrandbedingung wird mit einer Geschwindigkeit von  $0,068$  mm/ms aufgebracht. An der entgegengesetzten Oberfläche werden ein Eckknoten translatorisch in allen Richtungen starr gelagert und alle weiteren Knoten translatorisch in  $x$ -Richtung gelagert. Eine Querverformung des Gebietes wird somit zugelassen. Die Wahl der geometrischen Randbedingungen führt zu einer Beanspruchung des Anrisses im Modus I.

### Materialmodell

Das Materialverhalten wird als linear elastisch - ideal plastisch modelliert. Der Elastizitätsmodul  $E$  und die Querverformungszahl  $\nu$  beschreiben den elastischen Verzerrungsanteil. Das plastische Fließen setzt nach der Gestaltänderungsenergiehypothese von HUBER, VON-MISES UND HENCKY ein, welches durch die VON-MISES-Fließspannung  $\sigma_y$  charakterisiert wird. Das assoziierte Fließgesetz nach KRIEG UND KEY [162] beschreibt den Verlauf des ideal-plastischen Fließens. Weitere Ausführungen zu der Fließbedingung und dem Fließgesetz finden sich in ALTENBACH sowie CHEN UND HAN [2, 57]. Die plastischen Verzerrungen sollen sich dabei ausschließlich in unmittelbarer Nähe zur Rissfront innerhalb des Spannungsnahfeldes ausbilden. Als Erosionskriterium wird eine plastische Bruchverzerrung  $\varepsilon_{pl,u}$  festgelegt. Die Eingabewerte für das Materialmodell orientieren sich an DIN EN 572-1, DIN 1249-10 sowie PENG ET AL. [71, 88, 210] und werden in Tabelle 6.2 zusammengefasst.

### 6.2.2 Verifizierung des Spannungszustandes

Zur Verifizierung der geometrischen Randbedingungen beträgt die Anrisslänge  $a_0 = 0$  mm. Der Elastizitätsmodul ist mit  $73.000$  N/mm<sup>2</sup> und die Querverformungszahl mit  $0,23$  gegeben. Durch die Verschiebungsrandbedingung  $u_x(t)$  entsteht im Gebiet ein nahezu homogener Zustand der Hauptspannung in  $x$ -Richtung. Nach Gleichung 3.21 ergibt sich

Tabelle 6.3: Analytisch und numerisch ermittelte Zugspannungen in  $x$ -Richtung in Abhängigkeit von dem Diskretisierungsgrad, Diskretisierungsfehler

	$\sigma_x$ [N/mm <sup>2</sup> ]	Diskretisierungsfehler $e_n$ [N/mm <sup>2</sup> ]
analytisch	45,364	
$d_{n,min} = 2$ mm	45,697	0,333
$d_{n,min} = 1$ mm	45,467	0,103
$d_{n,min} = 0,5$ mm	45,396	0,033

die natürliche Dehnung in  $x$ -Richtung zu

$$\varepsilon_x = \ln \left( 1 + \frac{u_x(t)}{42 \text{ mm}} \right). \quad (6.43)$$

Bei einer elastischen Beanspruchung wird die wahre Zugspannung in  $x$ -Richtung mit

$$\sigma_x = \varepsilon_x E \quad (6.44)$$

analytisch formuliert. Sie entspricht zugleich der Fernfeldzugspannung  $\sigma$  in Abbildung 4.7 und in Gleichung 4.9. Die analytisch und numerisch ermittelten Spannungen  $\sigma_x$  werden zum Zeitpunkt  $t = 0,38398$  ms bei einer Knotenverschiebung von  $u_x = 0,026108$  verglichen. Dies entspricht einer elastischen Dehnung von  $\varepsilon_x = 6,214 \cdot 10^{-4}$  und damit etwa 91 % der Elastizitätsgrenze. Die in einer Integrationszelle für die höchste Netzfeinheit ausgewertete Spannung wird bei niedrigeren Netzfeinheiten über den entsprechenden Bereich gemittelt. Die Ergebnisse des Vergleiches sind für die drei Diskretisierungsgrade in Tabelle 6.3 aufgeführt. Alle Zugspannungen liegen bei der gewählten Dehnung unterhalb der Fließspannung und es kann eine Konvergenz der numerischen Lösung festgestellt werden. Bezogen auf die analytisch ermittelte Spannung liegt der numerische Fehler für die gewählten Diskretisierungsgrade unter 1 %. Die Spannungen in der  $y$ - $z$ -Ebene betragen maximal  $0,236$  N/mm<sup>2</sup> und stellen damit einen Bruchteil der Spannung in  $x$ -Richtung dar. Die Annahme eines ebenen Spannungszustandes ist in der Folge gerechtfertigt.

### 6.2.3 Spannungen im Nahfeld des Anrisses

Für die Untersuchung des Spannungsnahfeldes in der Umgebung des Anrisses wird die Höhe des gekerbten Gebietes nach Abbildung 6.7 auf  $h = 40$  mm festgelegt. Die plastische

Tabelle 6.4: Knotenanzahl und Dauer der Berechnung in Abhängigkeit von der Netzfeinheit  $d_{n,min}$ 

$d_{n,min}$	Knotenanzahl	Dauer der Berechnung
2 mm	1.353	1:14 Min
1 mm	8.769	34:32 Min
0,5 mm	53.411	15:08 Std

Bruchverzerrung  $\varepsilon_{pl,u}$  beträgt 0,2 % und die Anrisslänge  $a_0$  variiert zwischen den Werten 2 mm, 8 mm und 20 mm. Infolge der gewählten Fließbedingung und des Erosionskriteriums einer plastischen Bruchverzerrung wird nicht die Hauptnormalspannung, sondern die VON-MISES-Vergleichsspannung

$$\sigma_v = \sqrt{\frac{1}{2} (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 - \sigma_{xx} \sigma_{yy} + 3 \tau_{xy}^2)} \quad (6.45)$$

für den ebenen Spannungszustand ausgewertet. In Abbildung 6.8 sind die Verläufe von  $\sigma_v$  für die unterschiedlichen Anrisslängen und Netzfeinheiten im Zeitschritt vor dem Einsetzen der Zellenerosion dargestellt. Aufgrund der Symmetrie wird jeweils nur eine Gehälte abgebildet. Es ist ersichtlich, dass die Erosion bei einer Zunahme von  $a_0$  und mit einer höheren Netzfeinheit früher einsetzt. Bei gegebener Verschiebungsgeschwindigkeit kann mit den Gleichungen 6.43 und 6.44 auf die Fernfeldspannung  $\sigma = \sigma_x$  zu einem bestimmten Zeitpunkt geschlossen werden.

Im Bereich der Rissfront treten die maximalen Spannungen und in der Folge auch plastische Verzerrungen auf. Dieser Bereich wird als Prozesszone interpretiert und ist in Abbildung 6.9 vergrößert dargestellt. Mit einem höheren Diskretisierungsgrad und einer zunehmenden Anrisslänge verringert sich die Ausdehnung der Prozesszone.

Die Komponenten der Vergleichsspannung können für die analytische Lösung nach den Gleichungen 4.8a - 4.8c mit  $\varphi = 0$  in Abhängigkeit von  $r$  bestimmt werden. Der Spannungsintensitätsfaktor  $K_I$  ergibt sich dabei aus der Anrisslänge  $a_0$  und der Fernfeldzugspannung nach Gleichung 6.44. Ferner ist die Rissgeometrie nach Tabelle 4.2 durch die Korrekturfunktion  $Y = 1,1215$  zu berücksichtigen. Die Spannung wird zur Rissfront hin durch die Fließspannung  $\sigma_y = 50 \text{ N/mm}^2$  begrenzt. Der Betrag aus der Differenz der numerischen und der analytischen Lösung liefert den numerischen Fehler  $e$ . Ergänzend zur Abbildung 6.9 zeigt Abbildung 6.10 die VON-MISES-Vergleichsspannung der analytischen Lösungen und aus den numerischen Berechnungen in Abhängigkeit von  $r$  für verschiedene Anrisslängen.

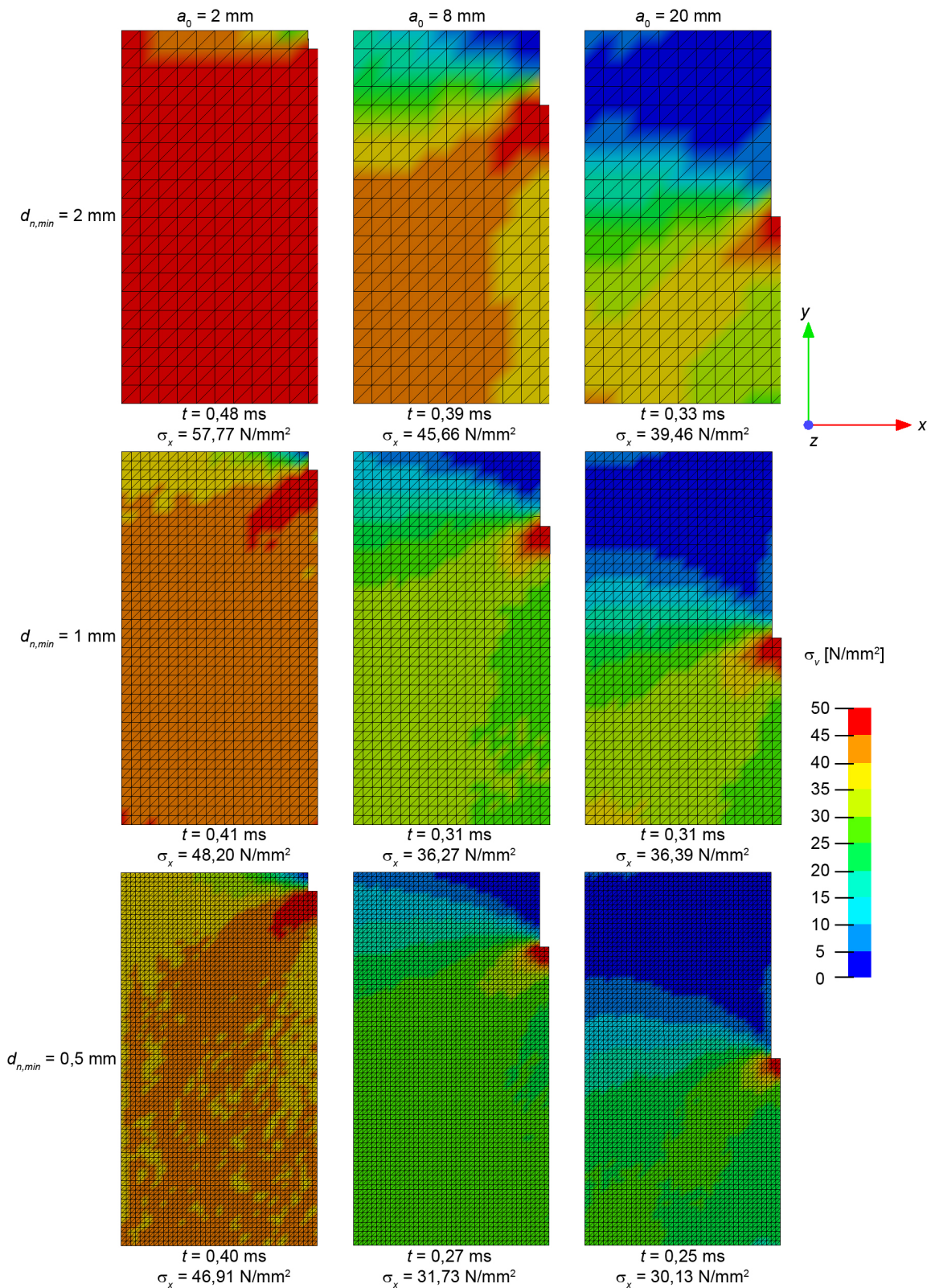


Abbildung 6.8: Verläufe der VON-MISES-Vergleichsspannung für unterschiedliche Parameter  $a_0$  und  $d_{n,min}$  unmittelbar vor Einsetzen der Zellenerosion mit  $\varepsilon_{pl,u} = 0,2\%$  und Fernfeldzugspannung  $\sigma_x$ , Darstellung für Gebietshälfte

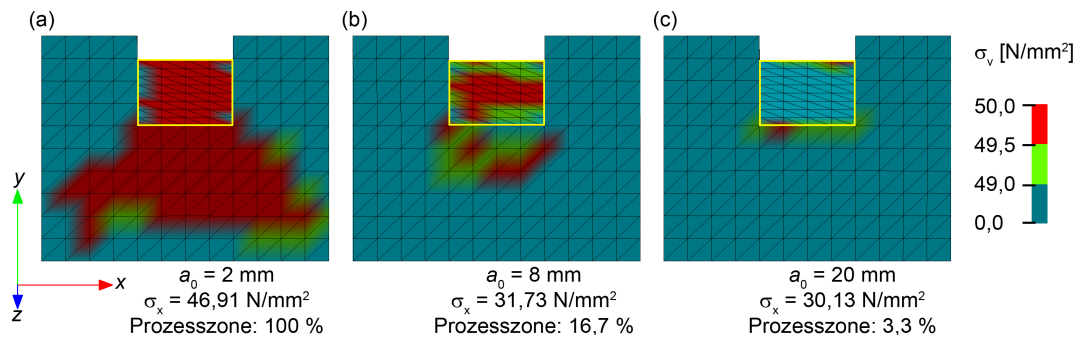


Abbildung 6.9: Räumliche Ansicht auf die Rissfront: Verläufe der VON-MISES-Vergleichsspannung, Fernfeldspannung  $\sigma$  und prozentuale Größe der Prozesszone bei  $\varepsilon_{pl,u} = 0,2 \%$  für Anrisslängen  $a_0 = 2 \text{ mm}$  (a),  $a_0 = 8 \text{ mm}$  (b) und  $a_0 = 20 \text{ mm}$  (c)

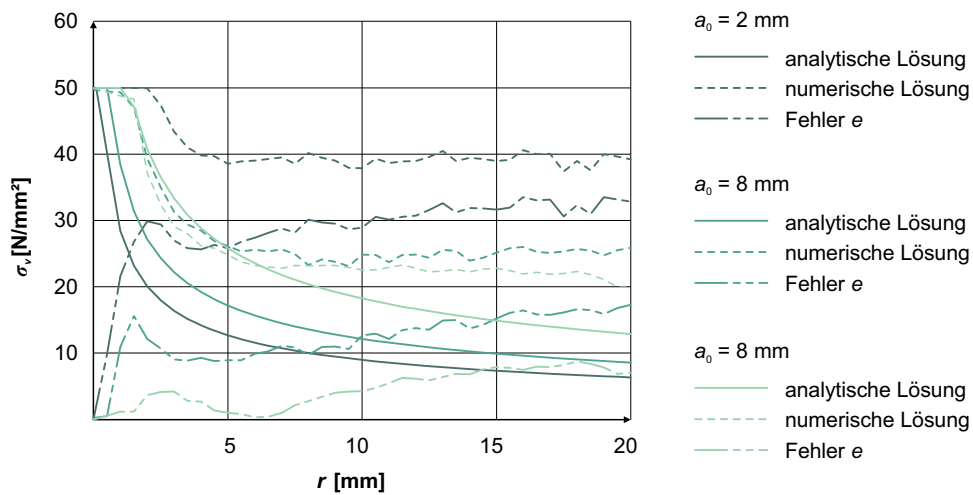


Abbildung 6.10: VON-MISES-Vergleichsspannung in Abhängigkeit von  $r$  ( $\varphi = 0$ ) bei Einsetzen der Zellenerosion, analytische Lösungen und numerische Berechnungen mit  $d_{n,min} = 0,5 \text{ mm}$ ,  $\varepsilon_{pl,u} = 0,2 \%$  sowie numerischer Fehler  $e$  für verschiedene Anrisslängen

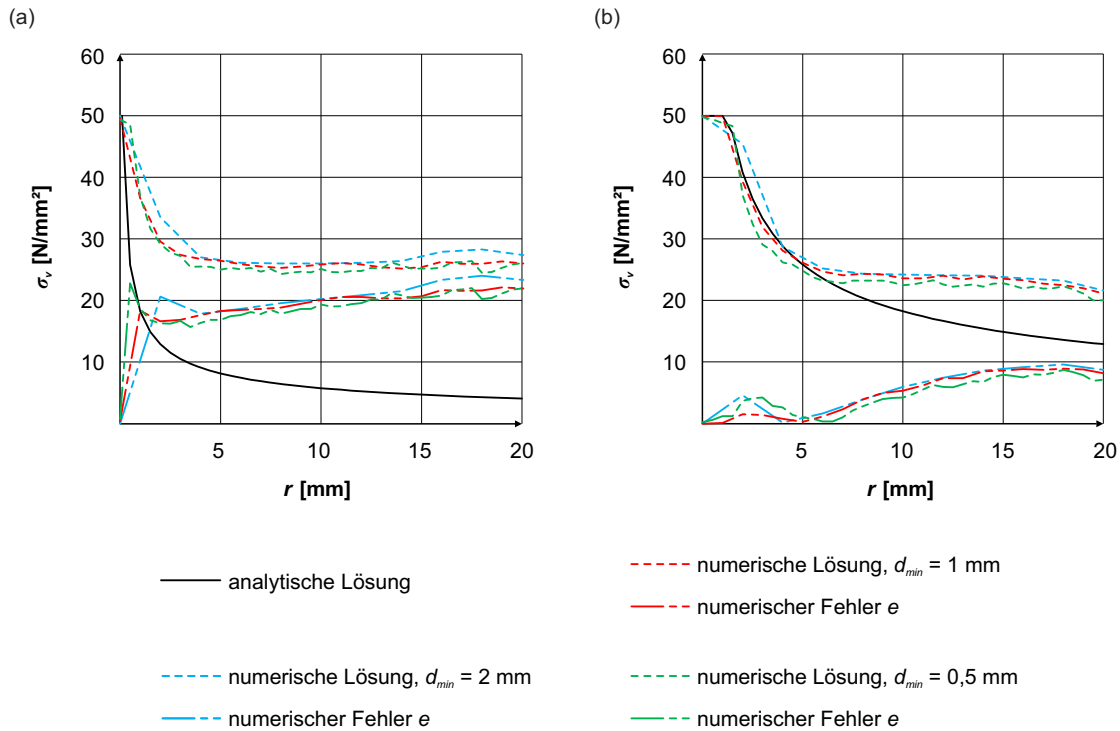


Abbildung 6.11: VON-MISES-Vergleichsspannung in Abhängigkeit von  $r$  ( $\varphi = 0$ ) bei  $\sigma_x = 30,13 \text{ N/mm}^2$ , analytische Lösung und numerische Berechnungen mit verschiedenen Netzfeinheiten  $d_{n,min}$ ,  $\varepsilon_{pl,u} = 0,2 \%$  sowie numerischer Fehler  $e$  für Anrisslängen  $a_0 = 2$  mm (a) und  $a_0 = 20$  mm (b)

Die Größe der Anrisslänge  $a_0$  beeinflusst den numerischen Fehler maßgeblich.

Die Spannungen im Nahfeld werden in der numerischen Simulation zum Zeitpunkt  $t = 0,254995$  ms bei einer Fernfeldzugspannung von  $\sigma_x = 30,13 \text{ N/mm}^2$  ausgewertet, um die Konvergenz des Modelles zu überprüfen. In Abbildung 6.11 ist die VON-MISES-Vergleichsspannung der analytischen Lösung und aus den numerischen Berechnungen mit verschiedenen Netzfeinheiten  $d_{n,min}$  exemplarisch für die Anrisslängen  $a_0 = 2$  mm (a) und  $a_0 = 8$  mm (b) dargestellt. Bei einer Gesamtbetrachtung des Bereiches  $0 \leq r \leq 20$  mm ist eine Verringerung von  $e_n$  mit einer höheren Netzfeinheit festzustellen. In dem Bereich  $r < 5$  mm in unmittelbarer Nähe zur Rissfront wird jedoch mit  $d_{n,min} = 1$  mm der geringste Fehler erhalten. Es ist auffällig, dass der Fehler in diesem Bereich ein lokales Maximum besitzt und im weiteren Verlauf wieder auf ein lokales Minimum fällt. Der Einfluss der Anrisslänge auf  $e_n$  wird ebenfalls deutlich: Während der Fehler für  $a_0 = 2$  mm bei etwa  $20 \text{ N/mm}^2$  liegt, kann er für  $a_0 = 20$  mm auf weniger als  $10 \text{ N/mm}^2$  und nahe der Rissfront sogar auf weniger als  $2 \text{ N/mm}^2$  reduziert werden. Mit einem zunehmenden Abstand zur Rissfront wächst der Fehler an und läuft gegen einen Grenzwert.

### 6.2.4 Modellierung der Prozesszone und Auswertung der kritischen Energiefreisetzungsrates

In Abschnitt 6.2.3 wird festgestellt, dass der Zeitpunkt der Zellenerosion mit zunehmender Anrisslänge und einem höheren Diskretisierungsgrad früher eintritt. Während die Spannungskonzentration im Bereich der Rissfront bei einem größeren  $a_0$  bei gleicher Fernfeldzugspannung zunimmt und die schneller einsetzende Erosion damit physikalisch begründet ist, muss der Zusammenhang zwischen den Spannungen im Rissnahfeld und dem Diskretisierungsgrad erörtert werden. Im Folgenden wird die Anrisslänge auf  $a_0 = 20$  mm festgesetzt.

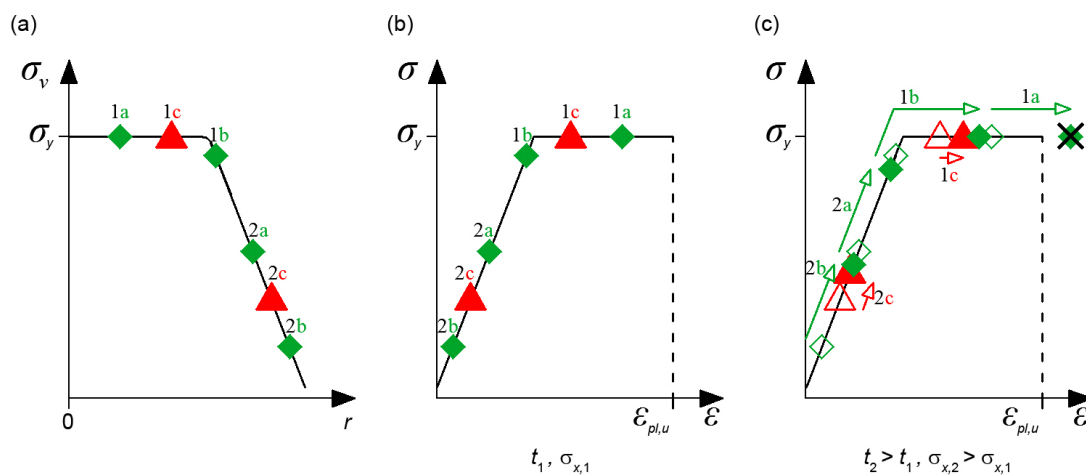


Abbildung 6.12: Schematische Darstellung des Mechanismus bei einsetzender Erosion: Spannungen in Zellen nahe Rissfront bei niedriger (rot) und hoher (grün) Netzfeinheit, Position in  $\sigma_v$ - $r$ -Verlauf (a) und  $\sigma$ - $\epsilon$ -Verlauf zu den Zeitpunkten  $t_1$  (b) und  $t_2 > t_1$  (c)

Abbildung 6.12 stellt den Mechanismus, der zur Zellenerosion führt, schematisch dar. Der Spannungszustand im Nahfeld des Anrisses wird in Abbildung 6.12 (a) durch die kontinuierliche Linie charakterisiert, welche ein Plateau infolge des plastischen Fließens in der Prozesszone aufweist. Ferner sind die diskreten Werte aus einer numerischen Berechnung mit einer niedrigen (rot) und einer hohen Netzfeinheit (grün) für die jeweilige Position der Integrationszelle gegeben. Die Abbildungen 6.12 (b) und (c) zeigen die in den jeweiligen Zellen ausgewerteten Spannungen in Abhängigkeit von der Verzerrung im Zugspannungs-Dehnungs-Verlauf des Materialgesetzes zu zwei unterschiedlichen Berechnungszeitpunkten. Bei einer höheren Netzfeinheit wird die Zelle 1c in die Zellen 1a und 1b geteilt. Der Abstand des Integrationspunktes der Zelle 1a liegt näher zur Rissfront als der Integrationszelle 1c, sodass in der Berechnung im Vergleich zur Zelle 1c eine höhere

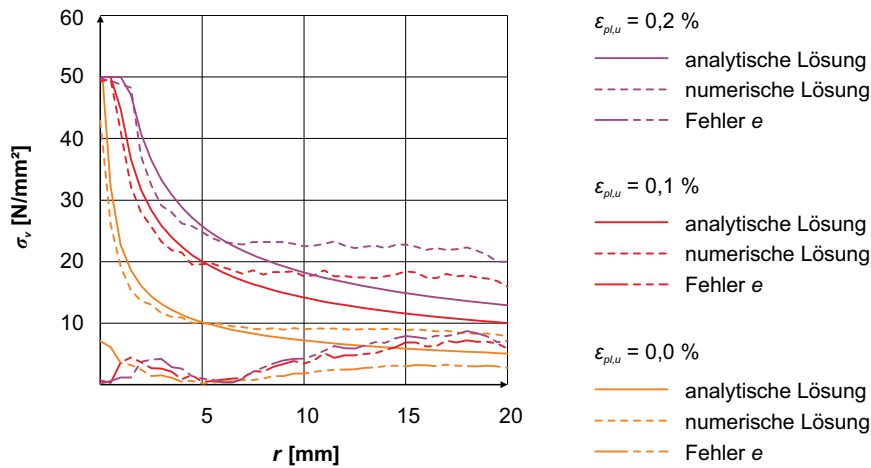


Abbildung 6.13: VON-MISES-Vergleichsspannung in Abhängigkeit von  $r$  ( $\varphi = 0$ ) bei Einsetzen der Zellenerosion, analytische Lösungen und numerische Berechnungen mit  $d_{n,min} = 0,5$  mm sowie numerischer Fehler  $e$  für verschiedene plastische Bruchverzerrungen  $\varepsilon_{pl,u}$

Beanspruchung der Zelle 1a ermittelt wird und diese bereits früher  $\varepsilon_{pl,u}$  erreicht. In der Folge besteht eine Netzabhängigkeit bei der numerischen Abbildung von Bruchvorgängen durch Zellenerosion. Für einen vorgegebenen Diskretisierungsgrad kann das Einsetzen der Erosion durch die Anpassung der Prozesszonengröße mit  $\varepsilon_{pl,u}$  kalibriert werden.

Abbildung 6.13 zeigt die analytisch und numerisch ermittelten Spannungsverläufe beim Einsetzen der Zellenerosion unter Variation der plastischen Bruchverzerrung  $\varepsilon_{pl,u}$ . Plastische Verzerrungen treten ausschließlich im Nahfeld des Anrisses auf. Durch die Erhöhung von  $\varepsilon_{pl,u}$  wird die Prozesszone und damit die Energiedissipation in der Umgebung der Rissfront vergrößert. Die Zellenerosion setzt in der Folge zu einem späteren Zeitpunkt ein. Des Weiteren wird das lokale Maximum des Fehlers in unmittelbarer Nähe zur Rissfront mit zunehmender, plastischer Bruchverzerrung verlagert. Global ist jedoch eine Zunahme des numerischen Fehlers bei Erhöhung von  $\varepsilon_{pl,u}$  festzustellen.

Im Folgenden wird der Einfluss der Materialkennwerte auf die Größe der kritischen Energiefreisetzungsrates im Beanspruchungsmodus I im ebenen Spannungszustand

$$G_{Ic} = \frac{K_{Ic}^2}{E} \quad (6.46)$$

im Rahmen einer Parameterstudie untersucht. Abweichend von den bisherigen Eingabewerten variiert neben der plastischen Bruchdehnung auch die Größe der elastischen Kennwerte  $E$  und  $\nu$ . Der kritische Wert des Spannungsintensitätsfaktors  $K_{Ic}$  kann analog



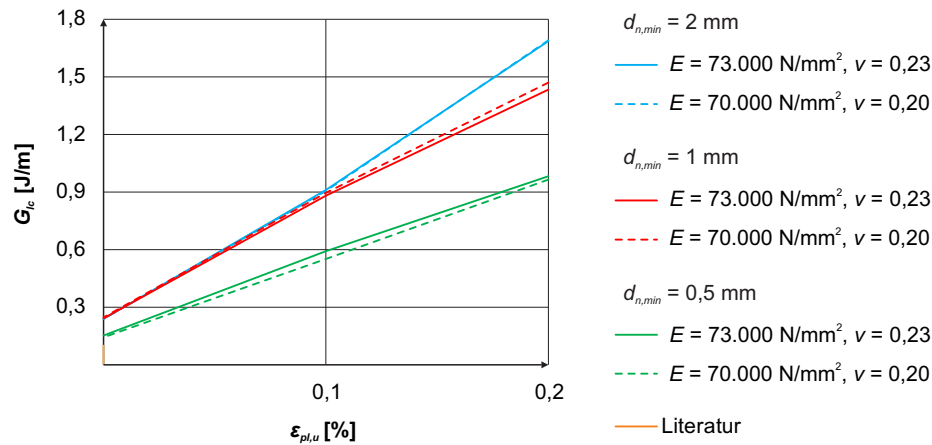


Abbildung 6.14: Kritische Energiefreisetzungsrate  $G_{Ic}$  für unterschiedliche elastische Kennwerte und Netzfeinheiten in Abhängigkeit von der plastischen Bruchdehnung  $\varepsilon_{pl,u}$ , experimentell ermittelte Werte aus Literatur nach Abschnitt 4.2.1

zu den Ausführungen in Abschnitt 6.2.3 ausgewertet werden.

In Abbildung 6.14 sind die in den Simulationen ermittelten, kritischen Energiefreisetzungsrate bei Variation der Materialkennwerte für verschiedene Netzfeinheiten aufgeführt. Des Weiteren sind die experimentell ermittelten Werte aus der Literatur nach Abschnitt 4.2.1 gegeben. Die Ergebnisse für unterschiedliche Sätze von elastischen Kennwerten unterscheiden sich nur geringfügig. Bei einer Erhöhung der plastischen Bruchdehnung steigt die benötigte Energie zum Rissfortschritt erwartungsgemäß an. Dieser Anstieg fällt mit steigendem Diskretisierungsgrad geringer aus. Die numerisch ermittelten Werte für  $G_{Ic}$  weichen bei Berücksichtigung einer plastischen Bruchdehnung  $> 0\%$  um ein Vielfaches von den experimentell bezogenen Werten ab. Das  $J$ -Integral nach RICE [214] kann über einen beliebigen, geschlossenen Integrationsweg, welcher die Rissufer verbindet, gebildet werden und entspricht bei einem linear elastischen Materialverhalten der Energiefreisetzungsrate. Die Bestimmung der Energiefreisetzungsrate hängt im Wesentlichen von der Anrisslänge und der Fernfeldzugspannung ab, während bei der vergleichsweise aufwendigen Berechnung des  $J$ -Integrale der Spannungszustand im Rissnahfeld explizit berücksichtigt wird. Eine Vergleichsberechnung zeigt, dass die anhand der Fernfeldzugspannung ermittelte, kritische Energiefreisetzungsrate den Widerstand gegen einen Rissfortschritt überschätzt. Insbesondere für geringere plastische Bruchverzerrungen und bei einer höheren Netzfeinheit können die Werte für  $G_{Ic}$  aus der Literatur bei der Berechnung des  $J$ -Integrale reproduziert werden. Auf weitere Ausführungen zum  $J$ -Integral und dessen Auswertung sowie zur genannten Vergleichsberechnung wird auf die Masterarbeit von CIEPLY [61] verwiesen.

### 6.2.5 Modellierung und Simulation von Risszuständen

Die numerische Modellierung und Simulation der Risszustände sowie des Rissfortschrittes wird mit einer Anrisslänge  $a_0 = 20$  mm und einer Gebietshöhe  $h = 60$  mm untersucht. Die elastischen Kennwerte werden auf  $E = 73.000$  N/mm<sup>2</sup> und  $\nu = 0,23$  festgesetzt; die plastische Bruchdehnung beträgt 0,2 %. Hinsichtlich der Eingabewerte liegt der Fokus auf der Anpassung des Verschiebungs-Zeit-Verlaufes  $u_x(t)$ : Die Steigerung der Beanspruchung erfolgt weiterhin mit einer Verschiebungsgeschwindigkeit von 0,068 mm/ms, wobei die Beanspruchung unmittelbar vor und unmittelbar nach einer Änderung des Risszustandes für 0,1 ms konstant gehalten wird. Dadurch kann insbesondere der Rissfortschritt als Zellenerosion unter gleichbleibender Fernfeldzugspannung qualifiziert und untersucht werden. Ferner wird der Einfluss numerischer Spannungsoszillationen verringert. Eine begrenzte Zellenerosion unter konstanter Beanspruchung wird als stabiler Rissfortschritt interpretiert, während eine unbegrenzte Erosion unter der gleichen Voraussetzung einen instabilen Rissfortschritt darstellt.

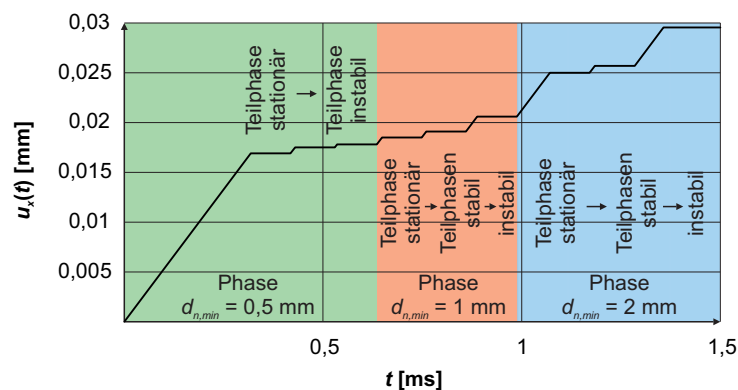


Abbildung 6.15: Schematische Darstellung des Verschiebungs-Zeit-Verlaufes  $u_x(t)$  mit Phasen konstanter Beanspruchung für stationären Risszustand sowie stabilen und instabilen Rissfortschritt für unterschiedliche Diskretisierungsgrade

In Abbildung 6.15 ist  $u_x(t)$  schematisch dargestellt. Die Beanspruchungsplateaus werden in Einzelsimulationen schrittweise ermittelt. Daraus ergeben sich drei Phasen für die unterschiedlichen Diskretisierungsgrade, die wiederum in die Teilphasen stationär, stabil und instabil unterteilt sind. Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, setzt die Erosion mit einer höheren Netzfeinheit früher ein. Für die gewählten Netzfeinheiten überschneiden sich die Phasen nicht.

In Anlehnung an Abbildung 4.9 aus Abschnitt 4.2.1 werden die Spannungsintensitäts-

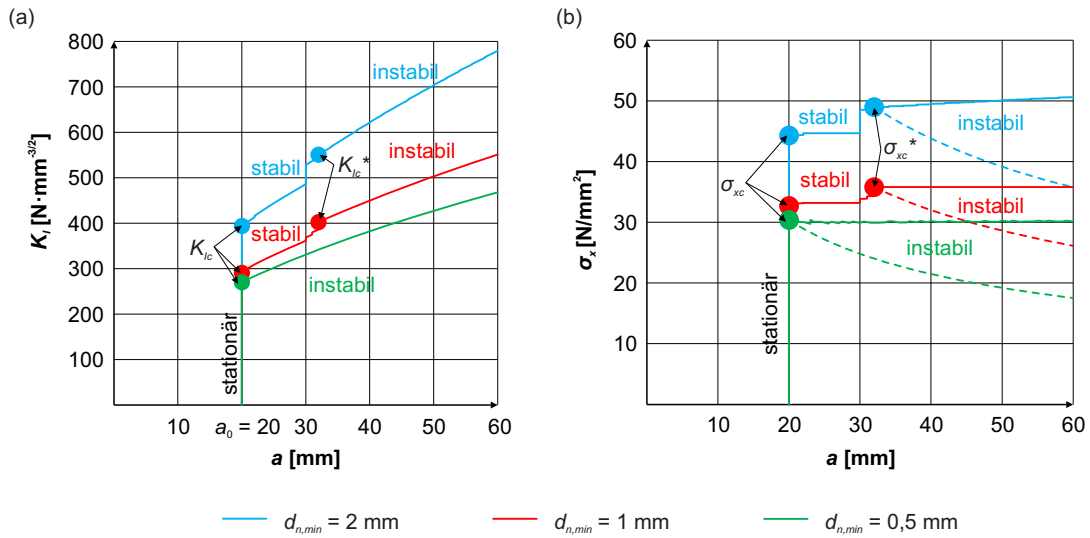


Abbildung 6.16: Numerisch ermittelte Spannungsintensität  $K_I$  im Beanspruchungsmodus I (a) und Fernfeldzugspannung  $\sigma_x$  (b) in Abhängigkeit von der Risslänge  $a$

faktoren und die Fernfeldzugspannungen für die verschiedenen Risszustände ausgewertet. Abbildung 6.16 (a) zeigt den aus den numerischen Simulationen ermittelten Verlauf der Spannungsintensität über die Risslänge  $a$ . Dabei charakterisieren  $K_{Ic}$  und  $\sigma_{xc}$  den Übergang von einem stationären Risszustand zu einem instationären Risszustand und  $K_{Ic}^*$  und  $\sigma_{xc}^*$  den Übergang von einem stabilen Rissfortschritt zu einem instabilen Rissfortschritt. Der Spannungsintensitätsfaktor wird analog zu Abschnitt 6.2.3 berechnet, wobei die Risslänge  $a$  bei einem Rissfortschritt der Summe aus der Anrisslänge  $a_0$  und der Risserweiterung  $\Delta a$  entspricht. Die Kurvenverläufe in der instabilen Phase lassen einen Grenzwert  $K_{I\infty}$  erahnen; die weitere Untersuchung des Rissfortschrittes ist jedoch durch die Abmessungen des Gebietes limitiert. In Abbildung 6.16 (b) ist der Verlauf der Fernfeldzugspannung  $\sigma_x$  in Abhängigkeit von der Risslänge dargestellt. Ab dem Erreichen der kritischen Fernfeldzugspannung für einen instabilen Rissfortschritt  $\sigma_{xc}^*$  wird die Fernfeldzugspannung auf zwei Arten berechnet: Unter Verwendung der Risszähigkeit  $K_{IR}$  aus der aktuellen Risslänge (durchgezogene Linie) steigt  $\sigma_x$  während des instabilen Rissfortschrittes rechnerisch an. Durch die Verwendung der erhöhten Risszähigkeit  $K_{Ic}^*$  als Konstante (gestrichelte Linie) wird ein Abfall der Fernfeldspannung bei Einsetzen des instabilen Rissfortschrittes festgestellt. Dies veranschaulicht den bruchmechanischen Mechanismus des Rissauffanges, der zu einer möglichen Stabilisierung des Risses führt. Für  $d_{n,min} = 0,5$  mm geht der Riss ohne eine stabile Wachstumsphase direkt von dem stationären Zustand in den instabilen Fortschritt über.

In Tabelle 6.5 sind die kritischen Werte für die Spannungsintensitätsfaktoren und die

Tabelle 6.5: Kritische Spannungsintensitätsfaktoren und kritische Fernfeldzugspannungen für unterschiedliche Netzfeinheiten

$d_{n,min}$ [mm]	$K_{Ic}$ [N·√mm/mm <sup>2</sup> ]	$\sigma_{xc}$ [N/mm <sup>2</sup> ]	$K_{Ic}^*$ [N·√mm/mm <sup>2</sup> ]	$\sigma_{xc}^*$ [N/mm <sup>2</sup> ]
2	393,91	44,31	550,56	48,96
1	290,64	32,69	402,50	35,79
0,5	270,13	30,39	instabil	instabil

kritischen Fernfeldzugspannungen für verschiedene Netzfeinheiten aufgeführt. Die kritische Beanspruchung sowie der Beanspruchungsunterschied zwischen der Teilphase des stabilen und des instabilen Rissfortschrittes verringern sich mit einem steigenden Diskretisierungsgrad. Die erhöhte Risszähigkeit  $K_{Ic}^*$  liegt dabei etwa 39 % über der Risszähigkeit  $K_{Ic}$ .

## 6.3 Materialverhalten der Zwischenschicht

In diesem Abschnitt liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung und dem Vergleich bestehender Materialmodelle zur Beschreibung des Verhaltens von Polymeren unter dynamischen und hochdynamischen Verzerrungsraten sowie unter variierender Temperatur. Die vorgestellten Betrachtungen sind Bestandteil der durch den Autor betreuten Masterarbeit von BUNGARTEN [51], auf die für weitergehende Informationen verwiesen wird. Nach der Beschreibung des numerischen Modelles werden die Zugspannungs-Dehnungs-Beziehungen der betrachteten Materialmodelle in Abhängigkeit von der Dehnrates und von der Temperatur ermittelt. Ferner wird der Einfluss des Eingabewertes der Querverformungszahl bei annähernder Inkompressibilität in einer Grenzwertbetrachtung untersucht.

### 6.3.1 Beschreibung des numerischen Modelles

#### Geometrie, räumliche Diskretisierung und Elementansatz

Abbildung 6.17 zeigt schematisch das mechanische Modell zur Untersuchung der Materialmodelle. Das Gebiet besitzt die Form eines Würfels mit einer Kantenlänge von 10 mm.

Das Gebiet wird durch ein einziges, voll integriertes Kontinuumselement nach Abschnitt 6.1.3 diskretisiert.

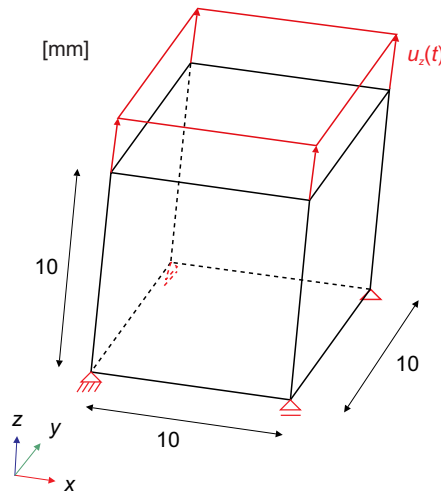


Abbildung 6.17: Schematische Darstellung des mechanischen Modelles zur Untersuchung der Materialmodelle zur Beschreibung des Verhaltens von Polymeren

## Materialmodelle

Im Rahmen der Untersuchung werden ein elastisch-plastisches (ep) und ein viskoelastisches (ve) Materialmodell sowie das in Abschnitt 3.2.3 vorgestellte Materialmodell für polymere Werkstoffe nach BOYCE ET AL. und ARRUDA UND BOYCE verglichen. Im zuletzt genannten Modell wird die absolute Temperatur des Materiales als Parameter  $T$  berücksichtigt. Dabei wird eine Berechnung mit  $T_{ba12} = 285$  K (ba12) und eine weitere Berechnung mit  $T_{ba52} = 325$  K (ba52) durchgeführt. Die Dichte beträgt in allen drei Materialmodellen  $1,1 \cdot 10^{-3}$  g/mm<sup>3</sup>. Die weiteren Eingabewerte werden aus der Literatur zur numerischen Untersuchung von Verbundsicherheitsglas unter hochdynamischen Beanspruchungen übernommen. Unbekannte Eingabewerte werden durch eine Anpassung der Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe an einen Referenzversuch festgelegt. Als Referenzversuch dient ein einaxialer Zugversuch an einer PVB-Folie TROSIFOL BG R20 bei einer Abzugsgeschwindigkeit von 1 m/s, welcher durch das ERNST-MACH-INSTITUT [157] durchgeführt wurde. Die Kurvenanpassung erfolgt dabei ausschließlich für den Belastungspfad.

Die Parameter des Materialmodelles ep sind in der Tabelle 6.6 zusammengefasst. Als Fließbedingung wird die Gestaltsänderungshypothese von HUBER, VON-MISES UND HENCKY verwendet. Das plastische Fließen wird durch das assoziierte Fließgesetz nach KRIEG UND KEY [162] beschrieben. Beim Einsetzen des Fließens sieht das Materialmodell eine isotrope Verfestigung mit dem Tangentenmodul  $E_T$  vor. Der Wert der Querverformungszahl wird aus der numerischen Studie von LARCHER ET AL [171] übernommen.

Tabelle 6.6: Parameter des Materialmodelles ep

Materialkennwert / Eigenschaft	Eingabewert
Elastizitätsmodul $E$	1.070 N/mm <sup>2</sup>
Querverformungszahl $\nu$	0,495
VON-MISES-Fließspannung $\sigma_y$	15 N/mm <sup>2</sup>
Tangentenmodul $E_T$	85 N/mm <sup>2</sup>

Tabelle 6.7: Parameter des Materialmodelles ve

Materialkennwert / Eigenschaft	Eingabewert
Kompressionsmodul $K$	20.000 N/mm <sup>2</sup>
Langzeitschubmodul $G_0$	0,69 N/mm <sup>2</sup>
Kurzzeitschubmodul $G_{init}$	330 N/mm <sup>2</sup>
Abklinkkonstante $\beta_v$	0,126 1/ms

Tabelle 6.8: Parameter des Materialmodelles ba12 und ba52

Materialkennwert / Eigenschaft	Eingabewert
Elastizitätsmodul $E$	1.070 N/mm <sup>2</sup>
Querverformungszahl $\nu$	0,495
Vorfaktor $\dot{\gamma}_{0A}$	$10^{15}$ 1/ms
Energiebarriere $\Delta E_r$	$2,2 \cdot 10^{-16}$ N mm
Druckscherfestigkeit $s_c$	25 N/mm <sup>2</sup>
Zugscherfestigkeit $s_t$	25 N/mm <sup>2</sup>
Absoluttemperatur $T$	285 / 325 K
BOLTZMANN-Konstante $k$	$1,381 \cdot 10^{-20}$ N·mm/K
Produkt $k n_t \theta$	7
Dichte der Vernetzungen $n_n$	2,75
Variabe $C$	$4,3 \cdot 10^{-10}$ mm <sup>2</sup> /N·ms

Analog zu Gleichung 3.13 kann der Schubmodul nach HERRMANN UND PETERSON [136] mit

$$G(t) = G_0 + (G_0 - G_{init}) e^{-\beta_v t} \quad (6.47)$$

$G_0$	Langzeitschubmodul
$G_{init}$	Kurzzeitschubmodul
$\beta_v$	Abklingkonstante

zeitabhängig formuliert werden. Das Materialmodell *ve* nutzt diese Formulierung mit den in Tabelle 6.7 aufgeführten Eingabewerten. Die Werte entsprechen den Eingabewerten des PVB-Materialmodelles in der numerischen Studie von WEI UND DHARANI [260].

Tabelle 6.8 zeigt die Eingabewerte des Materialmodelles *ba12* bzw. *ba52*. Bei der Anpassung der Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe an die experimentellen Ergebnisse wird im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse der Einfluss einzelner Parameter auf den rheologischen Mechanismus deutlich. Eine Erhöhung der Energiebarriere  $\Delta E_r$  führt zu einer höheren Fließspannung des Mechanismus A, der nach Abschnitt 3.2.3 den Verbund zwischen den Makromolekülen beschreibt. Die numerische Berechnung weist bei einer Änderung von  $\Delta E_r$  eine hohe Sensitivität auf. Bei einer Erhöhung der Variable *C* oder der Vernetzungsdichte  $n_n$  fällt die Verfestigung des Mechanismus B infolge der Makromolekülausrichtung geringer aus. Das Produkt  $k n_t \theta$  charakterisiert die Dichte der makromolekularen Bindungen. Nimmt das Produkt höhere Werte an, ist die Verfestigung ausgeprägter.

## Randbedingungen

In Abbildung 6.17 sind die geometrischen Randbedingungen in rot dargestellt. Die Lagerung der Knoten an der Unterseite sieht eine freie Querverformung in *x*- und *y*-Richtung vor: Ein Knoten wird translatorisch in allen Richtungen starr gelagert. Der diagonal gegenüberliegende Knoten ist nur starr in *z*-Richtung gehalten. An den beiden verbleibenden Knoten wird nur eine Verschiebung in *x* bzw. in *y*-Richtung zugelassen.

Die Knoten an der Würfeloberseite werden auf dem Belastungspfad durch die DIRICHLET-Randbedingung  $u_z(t)$  in Abhängigkeit von der Zeit *t* in *z*-Richtung verschoben. Der Verlauf der Verschiebung ist für eine Dehnrade von 100 1/s in Abbildung 6.18 (a) dargestellt. Die maximale Dehnung in *z*-Richtung soll im logarithmischen Verzerrungsmaß  $\varepsilon_z = 0,85$

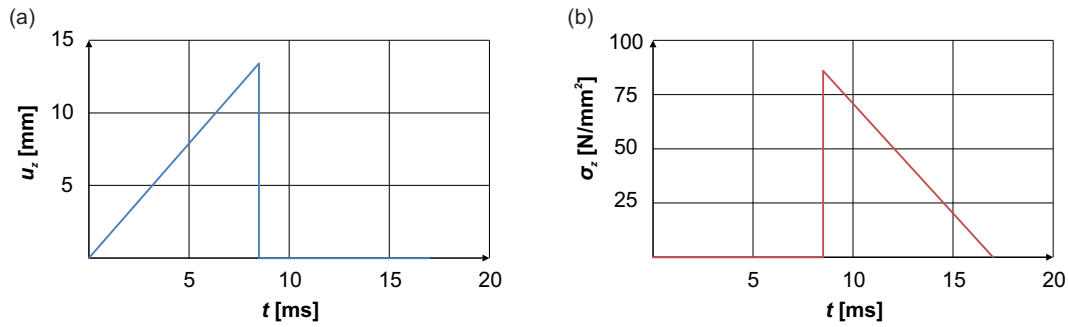


Abbildung 6.18: DIRICHLET-Randbedingung  $u_z(t)$  für den Belastungsvorgang (a) und NEUMANN-Randbedingung  $\sigma_z(t)$  für den Entlastungsvorgang (b) beim Materialmodell ep und einer Dehnrates von  $100 \text{ 1/s}$

betragen. Aus Gleichung 6.43 folgt analog die maximale Verschiebung

$$u_{z,max} = 10 \text{ mm} (e^{0,85} - 1) = 13,4 \text{ mm} \tag{6.48}$$

in  $z$ -Richtung. Die Verschiebungsgeschwindigkeit richtet sich nach der Dehnrates

$$\dot{\epsilon} = \frac{u_{z,max}}{t}, \tag{6.49}$$

welche in der Untersuchung die Werte  $1 \text{ 1/s}$ ,  $10 \text{ 1/s}$  und  $100 \text{ 1/s}$  annimmt.

Beim Erreichen von  $u_{z,max}$  liegt die wahre Spannung  $\sigma_{z,max}$  vor, deren Größe von dem verwendeten Materialmodell abhängt. Die Entlastung von  $\sigma_{z,max}$  erfolgt spannungsgesteuert über die NEUMANN-Randbedingung  $\sigma_z(t)$ , welche in Abbildung 6.18 (b) für die Dehnrates von  $100 \text{ 1/s}$  dargestellt ist. Die Dauer der Spannungsreduzierung  $t_r$  von  $\sigma_{z,max}$  auf null entspricht der Dauer des Belastungsvorganges und schließt sich diesem direkt an. In Tabelle 6.9 sind  $t_r$  und  $\sigma_{z,max}$  für die untersuchten Konfigurationen aus Dehnrates und Materialmodell angegeben.

Tabelle 6.9: Entlastungsdauer  $t_r$  und maximale Spannung in  $z$ -Richtung  $\sigma_{z,max}$  in Abhängigkeit von Dehnrates  $\dot{\epsilon}$  und Materialmodell

$\dot{\epsilon}$ [1/s]	$t_r$ [ms]	ep	$\sigma_{z,max}$ [N/mm <sup>2</sup> ]		
			ve	ba12	ba52
1	850,0	86,0669	7,0400	83,0554	79,0901
10	85,0	86,0594	57,8000	102,6310	98,3190
100	8,5	86,0177	479,0630	115,3060	113,3020



### 6.3.2 Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe unter dynamischen und hochdynamischen Dehnraten

Im Folgenden werden die Dehnungen im logarithmischen Verzerrungsmaß und die arbeitskonjugierte, wahre Spannung für die  $z$ -Richtung ausgewertet. In Abbildung 6.19 sind die numerisch ermittelten Zugspannungs-Dehnungs-Beziehungen der verschiedenen Materialmodelle dargestellt.

Die Materialformulierung  $ep$  ist unabhängig von der Dehnrates und von der Temperatur, sodass die resultierende Zugspannungs-Dehnungs-Beziehung bei Variation der Belastungsparameter als Referenzkurve für die anderen Verläufe dient. Bei der Verwendung von  $ep$  ist insbesondere der Entlastungspfad zu betrachten: Mit Erreichen von  $u_{z,max}$  dominieren die plastischen Verzerrungsanteile. Die Spannung  $\sigma_{z,max}$  beträgt aufgrund der Verfestigung weitaus mehr als das Doppelte der Fließspannung. Wird anstelle der isotropen Verfestigung eine kinematische Verfestigung gewählt, liegt in der Folge nach dem Durchlaufen des elastischen Hysteresenabschnittes des Entlastungspfades weiterhin eine Zugspannung an, die zu einem erneuten Eintritt in den plastischen Bereich der druckseitig definierten Hysterese führt. In der numerischen Berechnung treten an dieser Stelle Instabilitäten auf.

Während die Beziehung zwischen Zugspannung und Dehnung auf dem Belastungspfad mit den experimentell ermittelten Verläufen in Abbildung 3.11 validiert werden kann, wird die Größe der plastischen Dehnungen mit  $ep$  bei isotroper Verfestigung im Vergleich zu den Feststellungen in Tabelle 3.3 stark überschätzt. Ferner weist die Formulierung  $ep$  keine Abhängigkeit von der Temperatur und der Dehnrates auf und ist daher ungeeignet für die Modellierung polymerer Materialien.

Die Zugspannungs-Dehnungs-Beziehung des Materialmodelles  $ve$  zeigt in Abbildung 6.19 (a) bei einer Dehnrates von  $1 \text{ 1/s}$  im Bereich kleiner Dehnungen einen linearen Anstieg. Mit zunehmender Dehnung nimmt die Spannung kontinuierlich ab. Beim Einsetzen der spannungsgesteuerten Entlastung nehmen die Dehnungen über den Wert von  $\varepsilon_z = 0,85$  hinaus zu, da das Materialmodell zeitverzögert auf die Änderung der Randbedingungen reagiert. Nach der Entlastung ist eine bleibende Dehnung von  $\varepsilon_{z,r} \approx 1$  festzustellen, obwohl im Materialmodell keine Plastizität definiert ist. Dieser Umstand ist anschaulich anhand des verallgemeinerten MAXWELL-Modelles aus Abbildung 3.9 zu erläutern: Durch die spannungsgesteuerte Entlastung ist die Summe aller Spannungen in den parallel geschalteten Teilmechanismen gleich null. Somit kann eine Feder auf Zug und eine parallel geschaltete Feder-Dämpfer-Kombination um denselben Betrag auf Druck beansprucht werden. In der Folge liegt eine Verzerrung vor, obwohl der Gesamtmechanismus äußerlich

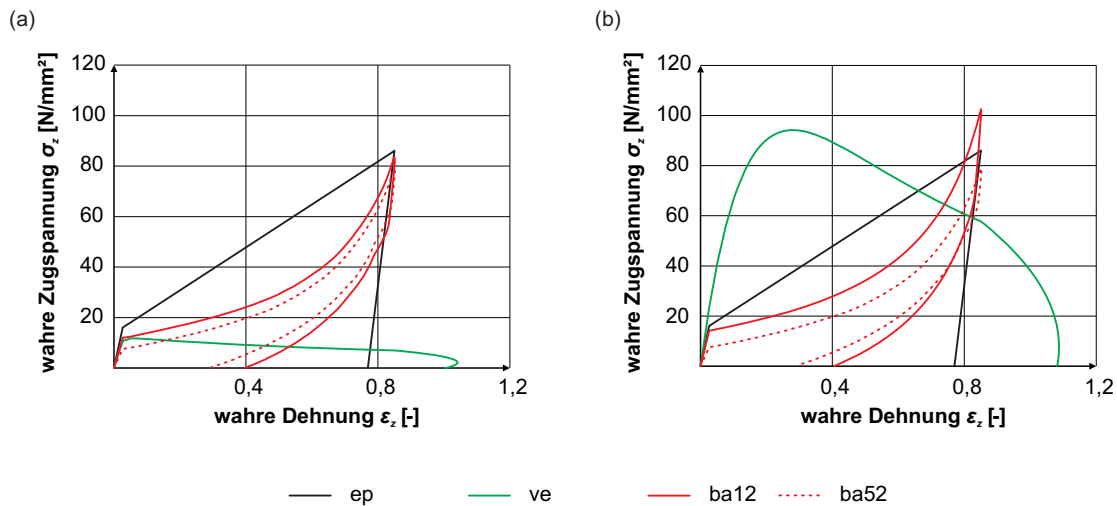


Abbildung 6.19: Numerisch ermittelte Zugspannungs-Dehnungs-Beziehungen für verschiedene Materialmodelle bei einer Dehnrates von  $1 \text{ 1/s}$  (a) und  $10 \text{ 1/s}$  (b)

spannungsfrei ist. Die Zugspannungs-Dehnungs-Beziehungen des Materialmodelles ve für die Dehnrates  $1 \text{ 1/s}$  und  $10 \text{ 1/s}$  besitzen qualitativ einen ähnlichen Verlauf. In Abbildung 6.19 (b) ist zu erkennen, dass das Spannungsniveau für die größere Dehnrates jedoch deutlich, im Vergleich mit den anderen Materialmodellen bis zu einem Faktor von drei, erhöht ist und auch die bleibende Dehnung nach der Entlastung zunimmt. Bei einer Dehnrates von  $100 \text{ 1/s}$  treten mit dem Materialmodell ve auf dem Entlastungspfad numerische Instabilitäten auf und es kommt zum Abbruch der Berechnung.

Das Materialmodell ve mit den Eingabewerten von WEI UND DHARANI ist für eine Modellierung des Zwischenschichtmaterials bei großen Dehnungen und hohen Dehnrates ungeeignet, da es die experimentell ermittelten Beziehungen zwischen Dehnungen und Zugspannungen weder qualitativ, noch quantitativ widerspiegelt.

In Abbildung 6.19 sind des Weiteren die Zugspannungs-Dehnungs-Beziehungen für ba12 und ba52 aufgeführt. Im Bereich kleiner Dehnungen führt die Materialformulierung nach BOYCE ET AL. und ARRUDA UND BOYCE zu einem linearen Anstieg der Zugspannungen. Ab einer charakteristischen Zugspannung  $\sigma_{z,s}$  liegt zunächst eine deutlich geringere Steifigkeit vor, die mit zunehmender Dehnung wieder nichtlinear ansteigt. Die Zugspannung  $\sigma_{z,s}$  ist bei dem Verlauf ba52 niedriger als für die Materialformulierung ba12 bei geringerer Temperatur. Der Verlauf für die Formulierung ba12 liegt entlang des Belastungspfad auf einem höheren Zugspannungsniveau als die Formulierung ba52, während er sich auf dem Entlastungspfad auf einem niedrigeren Spannungsniveau befindet. In der Folge wird bei gleicher mechanischer Beanspruchung und höherer Temperatur eine geringerer Energiedissipation durch die viskosen Effekte erreicht. Nach der Entlastung weist ba52 geringere

Tabelle 6.10: Charakteristische Zugspannung  $\sigma_{z,s}$ , maximale Zugspannung  $\sigma_{z,max}$  und plastische Dehnung  $\varepsilon_{z,r}$  nach Entlastung für Materialformulierungen ba12 und ba52

$\dot{\varepsilon}$	Größe	ba12	ba52	Einheit
1 1/s	$\sigma_{z,s}$	12,0	8,1	[N/mm <sup>2</sup> ]
	$\sigma_{z,max}$	83,1	79,1	[N/mm <sup>2</sup> ]
	$\varepsilon_{z,r}$	0,396	0,292	[-]
10 1/s	$\sigma_{z,s}$	14,1	9,9	[N/mm <sup>2</sup> ]
	$\sigma_{z,max}$	102,6	98,3	[N/mm <sup>2</sup> ]
	$\varepsilon_{z,r}$	0,406	0,323	[-]
100 1/s	$\sigma_{z,s}$	16,7	16,0	[N/mm <sup>2</sup> ]
	$\sigma_{z,max}$	115,3	113,3	[N/mm <sup>2</sup> ]
	$\varepsilon_{z,r}$	0,416	0,346	[-]

plastische Dehnungen  $\varepsilon_{z,r}$  auf als ba12. Bei einer Dehnrates von 1 1/s liegen die maximalen Spannungen  $\sigma_{z,max}$  für ba12 und ba52 unterhalb der maximalen Spannung des Verlaufes ep. Mit zunehmender Dehnrates steigt  $\sigma_{z,max}$  für ba12 und ba52 an, sodass sich diese für eine Dehnrates von 100 1/s deutlich oberhalb von ep befinden. Die plastische Dehnung nach Entlastung nimmt mit einer steigenden Dehnrates zu, wobei die Zunahme für ba52 ausgeprägter ist als für ba12. In Tabelle 6.10 sind die Werte  $\sigma_{z,s}$ ,  $\sigma_{z,max}$   $\varepsilon_{z,r}$  für die Materialformulierungen ba12 und ba52 bei unterschiedlichen Dehnrates zusammengefasst.

Durch die Materialformulierung nach BOYCE ET AL. und ARRUDA UND BOYCE kann das in Abschnitt 3.2.4 vorgestellte Materialverhalten polymerer Werkstoffe oberhalb und im Bereich der Glasübergangstemperatur modelliert werden. Die Temperatur kann im Rahmen des implementierten Materialmodelles jedoch nicht dynamisch angepasst werden, sondern wird a priori als Konstante angegeben. Die ermittelten Zugspannungs-Dehnungs-Verläufe entsprechen qualitativ den experimentellen Beobachtungen aus der Literatur. So zeigt sich beispielsweise die Verringerung der Energiebarriere zum gegenseitigen Abgleiten der Makromolekülketten und dem einhergehenden Steifigkeitsverlust bei einer höheren Temperatur durch die verringerte Zugspannung  $\sigma_{z,s}$ . Des Weiteren ist eine zutreffende Modellierung des anisotropen Materialwiderstandes infolge der Ausrichtung der Molekülketten durch die nichtlinear formulierte Verfestigung möglich. Ferner wird in dem Materialmodell auch die Entlastung mit elastischen und plastischen Dehnungsanteilen berücksichtigt.

### 6.3.3 Einfluss der Querverformungszahl und Grenzwertbetrachtung bei annähernder Inkompressibilität

In Abschnitt 3.2.4 wird festgestellt, dass sich die betrachteten Zwischenschichtmaterialien bei großen Dehnungen annähernd inkompressibel verhalten. Bei der mechanischen Modellierung besitzt die Querverformungszahl  $\nu$  daher Werte, die von unten gegen den Grenzwert 0,5 laufen. Dies führt in der Potentialfunktion nach Gleichung 3.5 bzw. in der Spannungs-Verzerrungs-Beziehung nach Gleichung 3.6 zu einer Singularität bei der Berechnung der ersten LAMÉ-Konstante. Aus diesem Grund wird der Einfluss der Querverformungszahl auf die Berechnung der Spannungen im numerischen Modell untersucht. Hierzu wird die Zugspannung  $\sigma_{z,max}$  zum Zeitpunkt des Erreichens der maximalen Verschiebung  $u_{z,max}$  ausgewertet. Die Dehnrage beträgt  $100 \text{ 1/s}$  und das Material ist mit ba12 formuliert. Lediglich die Querverformungszahl variiert in den einzelnen Berechnungen von 0,45 bis 0,499996 mit abnehmender Schrittweite.

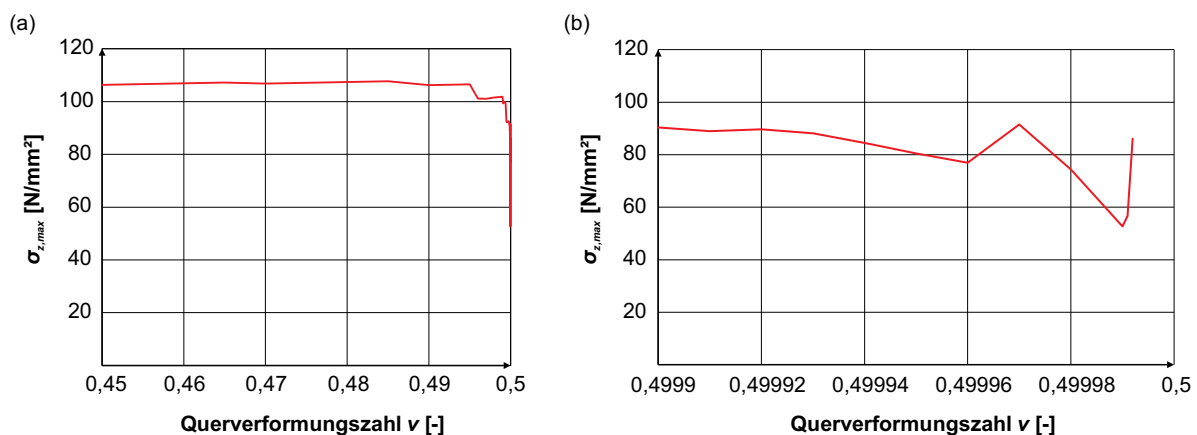


Abbildung 6.20: Numerisch ermittelte, maximale Zugspannung in  $z$ -Richtung  $\sigma_{z,max}$  in Abhängigkeit von der Querverformungszahl  $\nu$ , Bereiche  $0,45 < \nu < 0,5$  (a) und  $0,4999 < \nu < 0,5$  (b)

Der Einfluss von  $\nu$  auf  $\sigma_{z,max}$  zeigt sich in Abbildung 6.20. Bis zu einem Wert von  $\nu = 0,495$  ist nahezu keine Änderung der maximalen Zugspannung festzustellen. Bei einer weiteren Erhöhung der Querverformungszahl fällt die Spannung in zwei Stufen zunächst von 106 auf 101  $\text{N/mm}^2$  und dann von 101 auf 90  $\text{N/mm}^2$ . Ab einem Wert von  $\nu = 0,49993$  springt die ermittelte Zugspannung in einem Wertebereich von 92 bis 57  $\text{N/mm}^2$ . Eine Steigerung über einen Grenzwert  $\nu = 0,499992$  hinaus führt zu einem Abbruch der numerischen Berechnung.

Für die numerische Modellierung polymerer Werkstoffe wird eine Obergrenze für die Querverformungszahl von  $\nu_u = 0,495$  empfohlen. Eine weitere Erhöhung resultiert in einer

Variation der ermittelten Spannungen, die im Rahmen dieser Parameterstudie bei  $\Delta\nu = 4,99 \cdot 10^{-3}$  bis zu 46 % betragen können.

## 6.4 Delaminationsvorgänge unter hohen Dehnraten

Im folgenden Abschnitt wird die gemischte Delamination zweier Gebiete, die durch Kohäsivelemente miteinander verbunden sind, numerisch untersucht. Die im Folgenden behandelten, numerischen Untersuchungen sind Bestandteil der betreuten Masterarbeit von BUNGARTEN [51]. Nach der Vorstellung des numerischen Modelles und einer Konvergenzuntersuchung wird zunächst der Spannungsverlauf im Zwischenschichtgebiet an der Schnittstelle zur Kohäsivzone betrachtet. Im Weiteren wird der Verlauf der Erosion in der Kohäsivzone und die effektive kritische Energiefreisetzungsrates  $G_{c,eff}$  unter Variation der Abzugsgeschwindigkeit und des Materialmodelles eines Gebietes analysiert. Ferner findet eine Untersuchung der Beanspruchungsanteile und der Kohäsivspannungen in der Kohäsivzone statt. Im Gebiet an der Schnittstelle zur Kohäsivzone wird schließlich der Verzerrungsverlauf in Abhängigkeit von der Zeit und vom Ort untersucht.

### 6.4.1 Beschreibung des numerischen Modelles

#### Geometrie, räumliche Diskretisierung und Elementansatz

In Abbildung 6.21 ist das mechanische Modell zur Untersuchung der Delamination schematisch dargestellt. Die Geometrie gliedert sich in die Gebiete A und B, die über die gesamte gemeinsame Oberfläche durch eine Kohäsivzone miteinander verbunden sind. Im Ausgangszustand besitzt die Kohäsivzone in  $z$ -Richtung die Abmessung null. Das Gebiet A ist  $x = 30$  mm lang,  $y = 20$  mm breit sowie  $z = 20$  mm hoch und repräsentiert ein an einer Zwischenschicht haftendes Glasfragment. Die Zwischenschicht wird mit dem Gebiet B modelliert, dessen Abmessungen  $x = 40$  mm,  $y = 20$  mm und  $z = 10$  mm betragen.

Die Gebiete A und B werden durch reduziert integrierte Kontinuums-elemente elementiert. Für die Kohäsivzone werden vollintegrierte Kohäsivelemente verwendet. Die Vorstellung der Elementansätze erfolgt in Abschnitt 6.1.3. Der Elementierungsgrad  $d_{n,min}$  beträgt im Rahmen der Konvergenzuntersuchung 10, 5 und 2,5 mm und für die weiteren Auswertungen 2,5 mm.

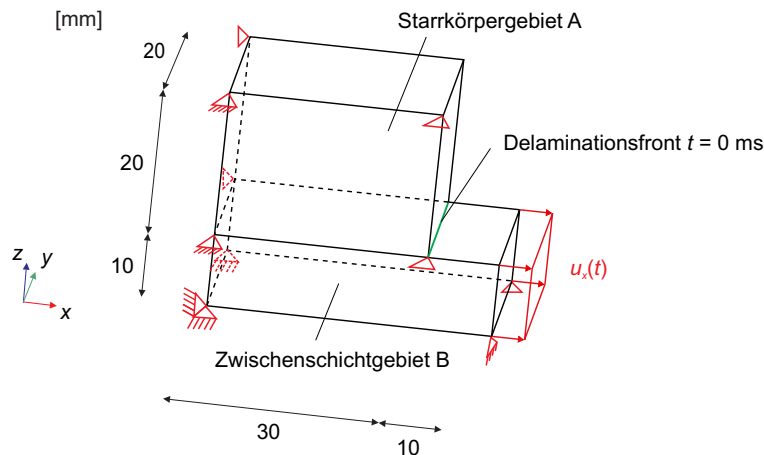


Abbildung 6.21: Schematische Darstellung des mechanischen Modelles zur Untersuchung von Delaminationsvorgängen

### Randbedingungen

Die geometrischen Randbedingungen sind in Abbildung 6.21 rot gekennzeichnet. Alle Knoten der vorderen Gebietsoberfläche in der  $x$ - $z$ -Ebene sind translatorisch in  $y$ -Richtung gehalten. Des Weiteren sind die Knoten der linken Gebietsoberfläche in der  $y$ - $z$ -Ebene in  $x$ -Richtung sowie die Knoten der unteren Gebietsoberfläche in der  $x$ - $y$ -Ebene in  $z$ -Richtung translatorisch gelagert. Die Knoten des Gebietes B auf der rechten Gebietsoberfläche in  $y$ - $z$ -Richtung werden durch eine Verschiebungsrandbedingung gleichmäßig um 13,4 mm mit einer konstanten Geschwindigkeit  $\dot{u}_x$  in  $x$ -Richtung ausgelenkt. Im Rahmen der Studie werden die Abzugsgeschwindigkeiten 16, 160 und 1600 mm/s betrachtet.

### Materialmodelle

Das Gebiet A ist als Starrkörper modelliert. Für die Materialbeschreibung des Gebietes B wird die Formulierung ba12 nach Tabelle 6.8 verwendet. In Abschnitt 6.4.3 findet ein Vergleich des Erosionsverlaufes in der Kohäsivzone bei Variation des Materialmodelles für Gebiet B statt. Dabei werden alternativ Berechnungen mit dem Materialmodell ep nach Tabelle 6.6 durchgeführt.

Zur Modellierung der Kohäsivzone wird das in Abbildung 6.22 aufgeführte Traktions-Separations-Gesetz genutzt. Die normierte kritische Energiefreisetzungsrates  $G_{c,0}$  beträgt 0,75. Mit den Angaben aus Tabelle 6.11 können die kritischen Separationen der reinen Beanspruchungsmodi nach Gleichung 4.14 berechnet werden. Es wird dabei angenommen, dass das Verhältnis der kritischen Energiefreisetzungsrates  $G_{Ic}/G_{IIc} = 4 \%$  und das der Spitzentraktionen  $\hat{\sigma}_{coh,I}/\hat{\sigma}_{coh,II} = 15 \%$  betragen. Für die kritischen effektiven Werte der

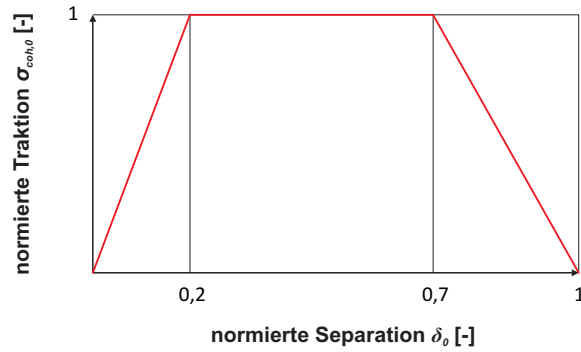


Abbildung 6.22: Normiertes, trilineares Traktions-Separations-Gesetz

Tabelle 6.11: Parameter des Traktions-Separations-Gesetzes der Kohäsivzone

Kennwert / Eigenschaft	Eingabewert
kritische Energiefreisetzungsrate $G_{Ic}$	0,06579 N/mm
kritische Energiefreisetzungsrate $G_{IIc}$	1,61971 N/mm
semi-empirische Delaminationskonstante $m$	2
Spitzentraktion Modus I $\hat{\sigma}_{coh,I}$	0,239 N/mm <sup>2</sup>
Spitzentraktion Modus II $\hat{\sigma}_{coh,II}$	1,620 N/mm <sup>2</sup>

Energiefreisetzungsrate  $G_{c,eff}$  und der Separation  $\delta_{c,eff}$  gilt das in Gleichung 4.14 bzw. 4.16 formulierte Kriterium. Mit den getroffenen Annahmen wird bei einer dominierenden Beanspruchung im Modus II von  $G_{II}/G_{tot} = 96\%$  eine kritische effektive Energiefreisetzungsrate von  $1,5 \text{ N/mm}$  erreicht. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der experimentell ermittelten, kritischen Energiefreisetzungsraten aus den TCT-Versuchen nach FRANZ [115]. Wenn an einem Knotenpaar eines Kohäsivelementes die kritische effektive Separation auftritt, wird das gesamte Element erodiert.

### 6.4.2 Spannungen im Zwischenschichtgebiet

Zunächst wird das Konvergenzverhalten der Spannung im Zwischenschichtgebiet B untersucht. Hierzu wird die wahre Zugspannung in  $x$ -Richtung in den inneren, mit der Kohäsivzone verbundenen Elementen des Gebietes B ( $y = 0 \text{ mm}$ ,  $z = 10 \text{ mm}$ ) über die Länge  $x$  des Gebietes bei einer Abzugsgeschwindigkeit von  $1600 \text{ mm/s}$  zum Zeitpunkt  $t = 1,13 \text{ ms}$  ausgewertet. Neben den numerischen Lösungen für unterschiedliche Elementierungsgrade ist des Weiteren eine verbesserte Schätzung der analytischen Lösung gegeben, die durch eine Extrapolation nach Gleichung 6.41 ermittelt wird.

Abbildung 6.23 zeigt das Ergebnis der Konvergenzstudie für die  $x$ -Zugspannungen in

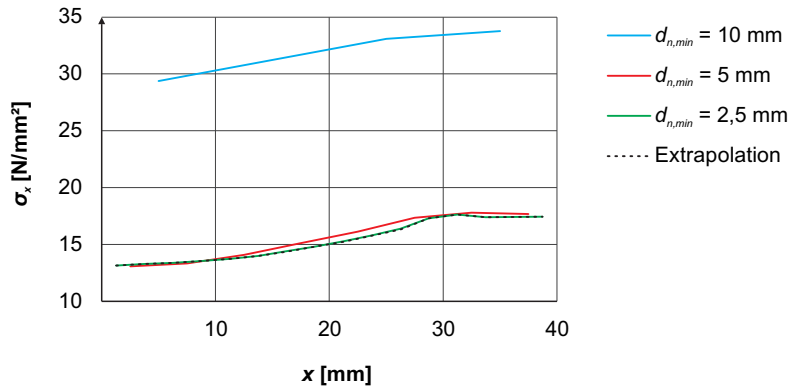


Abbildung 6.23: Konvergenz der  $x$ -Zugspannungen über  $x, y = z = 0$ , bei einer Abzugsgeschwindigkeit von  $1600 \text{ mm/s}$  zum Zeitpunkt  $t = 1,13 \text{ ms}$

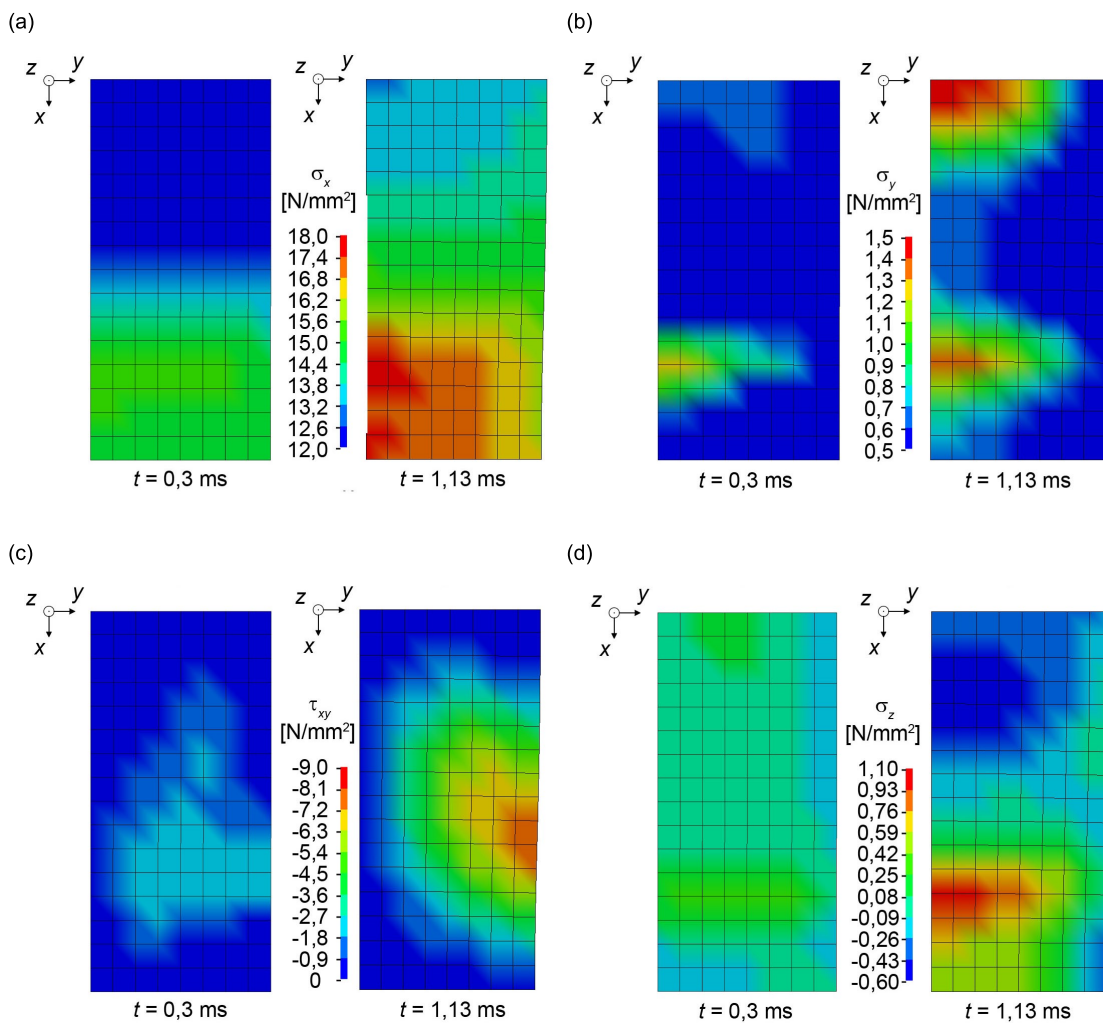


Abbildung 6.24: Verlauf der Spannungen im Zwischenschichtgebiet entlang der Schnittstelle zur Kohäsivzone zu den Zeitpunkten  $t_1 = 0,3 \text{ ms}$  und  $t_2 = 1,13 \text{ ms}$  bei einer Abzugsgeschwindigkeit von  $1600 \text{ mm/s}$ , Normalspannung  $\sigma_x$  (a), Normalspannung  $\sigma_y$  (b), Schubspannung  $\tau_{xy}$  (c) und Normalspannung  $\sigma_z$  (d)



Abhängigkeit von  $x$  bei einer Abzugsgeschwindigkeit von 1600 mm/s zum Zeitpunkt  $t = 1,13$  ms. Die Zugspannungen  $\sigma_x$  sind erwartungsgemäß im Bereich  $30 \text{ mm} < x < 40 \text{ mm}$  vor der Kohäsivzone am größten. Mit einem zunehmenden Elementierungsgrad ist eine hohe Konvergenz gegen die verbesserte Schätzung festzustellen. Die Konvergenzrate nach Gleichung 6.40 beträgt im Mittel über die  $x$  Richtung  $\beta = 6,2$ .

Im Folgenden wird der Einfluss der Kohäsivzone auf die Spannungen im Zwischenschichtgebiet untersucht. Dafür werden die verschiedenen Spannungsanteile im Gebiet B an der Schnittstelle zur Kohäsivzone ( $z = 10 \text{ mm}$ ) zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten  $t_1 = 0,3 \text{ ms}$  und  $t_2 = 1,13 \text{ ms}$  unmittelbar vor der Erosion des ersten Kohäsivelementes ausgewertet. In Abbildung 6.24 (a) werden die dominierenden Normalspannungen  $\sigma_x$  in Richtung der Verschiebungsrandbedingung betrachtet. Während zum Zeitpunkt  $t_1$  ausschließlich ein Spannungsgefälle in  $x$ -Richtung vom freien Bereich des Zwischenschichtgebietes zum verbundenen Bereich vorliegt, besitzt dieses zum Zeitpunkt  $t_2$  sowohl eine Orientierung in  $x$ - als auch in  $y$ -Richtung. Diese Änderung der Spannungsorientierung ist ebenso in den Abbildungen 6.24 (b) - (d) für die Normalspannungen  $\sigma_y$ , die Schubspannungen  $\tau_{xy}$  sowie die Normalspannungen  $\sigma_z$  zu beobachten. Die Spannungsextrema entwickeln sich an der Delaminationsfront bei  $x = 30 \text{ mm}$  und für  $\sigma_y$  speziell im Bereich der starren Lagerung bei  $x = y = 0$ . Zum Zeitpunkt  $t_2$  liegen die maximalen Spannungswerte betragsmäßig unter 10 % von  $\sigma_x$ . Der Ort der Spannungsmaxima fällt nicht zwangsläufig mit dem Ort des zuerst erodierenden Elementes zusammen, da nach dem Kohäsivgesetz die durch die Kohäsivzone übertragenen Traktionen bei großen Separationen wieder abnehmen. Mit zunehmender Beanspruchung der Kohäsivzone steigt die Mehraxialität des Spannungszustandes im Zwischenschichtgebiet an der Delaminationsfront.

In Abbildung 6.25 (a) ist die Normalspannung  $\sigma_x$  im Zwischenschichtgebiet in Abhängigkeit von  $x$  für unterschiedliche Abzugsgeschwindigkeiten dargestellt. Im Bereich  $30 \text{ mm} < x < 40 \text{ mm}$  ist der Spannungsverlauf annähernd konstant und fällt im Bereich der Kohäsivzone mit zunehmendem Abstand zur Delaminationsfront gegen einen Grenzwert. Die Lasteinleitungslänge, auf der die Differenz von etwa  $4 \text{ N/mm}^2$  zwischen der maximalen Spannung und dem unteren Grenzwert abgebaut wird, ist dabei abhängig von der Abzugsgeschwindigkeit. Für  $\dot{u}_x = 16 \text{ mm/s}$  sinkt die Spannung von  $12,5 \text{ N/mm}^2$  über den Bereich  $30 \text{ mm} < x < 15 \text{ mm}$  auf einen unteren Grenzwert von etwa  $8,5 \text{ N/mm}^2$ . Bei einer Abzugsgeschwindigkeit von  $1600 \text{ mm/s}$  findet die Spannungsreduktion hingegen von  $17,5 \text{ N/mm}^2$  auf  $13 \text{ N/mm}^2$  über  $0 \text{ mm} < x < 30 \text{ mm}$  statt.

Abbildung 6.25 (b) zeigt den Verlauf der Schubspannung  $\tau_{xy}$  über  $y$  in der Umgebung der Delaminationsfront bei Variation der Abzugsgeschwindigkeit. Im Vergleich zur Nor-

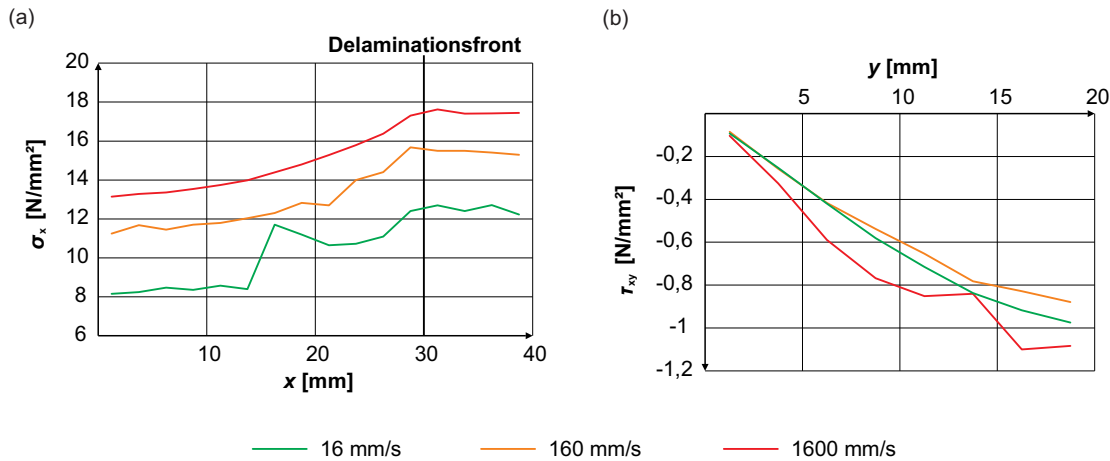


Abbildung 6.25: Normalspannung  $\sigma_x$  in Abhängigkeit von  $x$  ( $y = 0 \text{ mm}$ ,  $z = 10 \text{ mm}$ ) (a) und Schubspannung  $\tau_{xy}$  in Abhängigkeit von  $y$  ( $x = 25 \text{ mm}$ ,  $z = 10 \text{ mm}$ ) (b) im Zwischenschichtgebiet für unterschiedliche Abzugsgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt  $t = 1,13 / 11,3 / 113 \text{ ms}$

malspannung  $\sigma_x$  ist eine geringere Abhängigkeit der Verläufe von  $\dot{u}_x$  festzustellen. Die Schubspannung steigt ab der starren Lagerung in  $y$ -Richtung bei  $y = 0 \text{ mm}$  zum äußeren Bereich hin kontinuierlich auf einen Wert von etwa  $-1 \text{ N/mm}^2$  an.

### 6.4.3 Verlauf der Kohäsivzonenerosion und kritische Energiefreisetzungsraten

Im Folgenden wird der Einfluss des Materialmodelles der Zwischenschicht auf den Verlauf der Kohäsivzonenerosion und die kritische Energiefreisetzungsraten untersucht. Dabei werden die Simulationen mit den Materialmodellen  $ep$  und  $ba12$  durchgeführt. Die Traktion wird als Vergleichsspannung

$$\sigma_{v,coh} = \sqrt{\sigma_{coh,I}^2 + 3\sigma_{coh,II}^2} \quad (6.50)$$

analog zu Gleichung 6.45 angegeben. Abbildung 6.26 (a) stellt die  $\sigma_{v,coh}$ - $t$ -Beziehungen im vorderen, äußeren Kohäsivelement ( $x = 30 \text{ mm}$ ,  $y = 20 \text{ mm}$ ) vergleichend für die beiden Materialmodelle bei einer Abzugsgeschwindigkeit von  $16 \text{ mm/s}$  dar. Das betrachtete Kohäsivelement wird in beiden Simulationen als erstes erodiert. Die Traktions-Separations-Beziehung wird für  $ep$  schneller durchlaufen als für  $ba12$ , sodass zwischen den Erosionszeitpunkten in den beiden Simulationen eine Zeitspanne von  $16 \text{ ms}$  liegt. Mit zunehmender Abzugsgeschwindigkeit fallen die Unterschiede zwischen den Verläufen  $\sigma_{v,coh}(t)$  bei Varia-

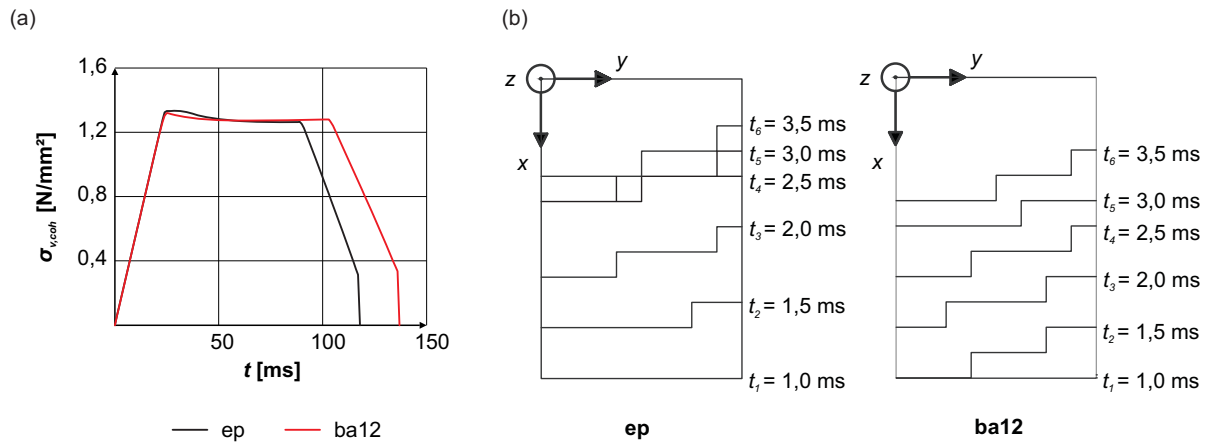


Abbildung 6.26: Kohäsivspannungen  $\sigma_{v,coh}$  in Abhängigkeit von der Zeit bei  $16 \text{ mm/s}$  (a) und Verlauf der Delaminationsfront bei  $1600 \text{ mm/s}$  (b) für Materialmodelle ep und ba12

tion der Materialmodelle geringer aus.

In Abbildung 6.26 (b) wird der zeitliche Verlauf der Delaminationsfront als Grenze zwischen dem vorhandenen und dem erodierten Kohäsivzonenbereich für die Materialformulierung des Gebietes B mit ep und ba12 illustriert. Die Form der Delaminationsfront orientiert sich mit dem Fortschreiten an die Einschnürung des Zwischenschichtgebietes B. Mit dem Materialmodell ep liegt zunächst eine hohe Anfangsgeschwindigkeit der Delamination vor, die ab  $t_4 = 2,5 \text{ ms}$  stark abnimmt. Unter Verwendung von ba12 findet die Abnahme der Delaminationsgeschwindigkeit im Vergleich zu ep ausgeglichener statt und der erodierte Kohäsivzonenbereich fällt zum Zeitpunkt  $t_6$  insgesamt kleiner aus.

Tabelle 6.12 fasst die numerisch ermittelten, effektiven kritischen Separationen  $\delta_{c,eff}$  und Energiefreisetzungsraten  $G_{c,eff}$  für unterschiedliche Abzugsgeschwindigkeiten und Materialmodelle des Zwischenschichtgebietes zusammen. Während die Werte für ep nur geringfügig variieren, ist für ba12 von der niedrigen zur mittleren Abzugsgeschwindigkeit ein großer Abfall der Separation und der Energiefreisetzungsraten zu verzeichnen. Bei  $\dot{u}_x = 16 \text{ mm/s}$  ist  $G_{c,eff}$  mit ba12 größer als mit ep. Höhere Abzugsgeschwindigkeiten führen hingegen mit ba12 zu kleineren Werten für  $G_{c,eff}$ .

Des Weiteren ist festzustellen, dass alle effektiven kritischen Energiefreisetzungsraten unterhalb des Wertes von  $1,5 \text{ N/mm}$  liegen, der in Abschnitt 6.4.1 bei einem Beanspruchungsverhältnis von  $G_{II}/G_{tot} = 96 \%$  besteht. Aufgrund der geringeren Werte für  $G_{c,eff}$  ist davon auszugehen, dass das Verhältnis der kritischen Energiefreisetzungsraten unter reiner Beanspruchung im jeweiligen Modus falsch eingeschätzt bzw. die anteilige Beanspruchung im Modus II mit den getroffenen Annahmen überschätzt wird.

Tabelle 6.12: Effektive kritische Separation  $\delta_{c,eff}$  und Energiefreisetzungsrates  $G_{c,eff}$  in Abhängigkeit von der Abzugsgeschwindigkeit  $\dot{u}_x$  und dem Materialmodell für Gebiet B

$\dot{u}_x$ [mm/s]	Materialmodell Gebiet B	$\delta_{c,eff}$ [mm]	$G_{c,eff}$ [N/mm]
16	ep	1,1528	1,1771
	ba12	1,1649	1,1996
160	ep	1,1468	1,1661
	ba12	1,1177	1,1426
1600	ep	1,1577	1,1773
	ba12	1,1228	1,1488

#### 6.4.4 Beanspruchungsmodi und Spannungen in der Kohäsivzone

Für die Untersuchung der Beanspruchungsmodi wird das vordere, äußere Kohäsivelement ( $x = 30\text{mm}$ ,  $y = 20\text{ mm}$ ) betrachtet, welches während der Simulation zuerst erodiert wird. Im Kohäsivelement führt eine Traktion  $\sigma_{coh,I}$  zu einer Beanspruchung der Schnittstelle zwischen den Gebieten A und B im Modus I und einer Separation  $\delta_I$  in  $z$ -Richtung. In gleicher Weise ergibt sich aus einer Traktion  $\sigma_{coh,II}$  die Beanspruchung im Modus II und eine Separation  $\delta_{II}$  in  $x$ -Richtung. Die Traktions-Separations-Beziehungen sind in Abbildung 6.27 für unterschiedliche Abzugsgeschwindigkeiten und nach den Beanspruchungsmodi getrennt dargestellt.

In Abbildung 6.27 (a) zeigt sich eine Abhängigkeit der  $\sigma_{coh,I}$ - $\delta_I$ -Beziehung von der Abzugsgeschwindigkeit. Bei  $16\text{ mm/s}$  liegt ein stetiger Verlauf vor, der mit abnehmender Steifigkeit sein Maximum bei etwa  $\delta_I = 0,165\text{ mm}$  erreicht und dann bis zu einer Erosionssparation von  $\delta_{Ie} = 0,223\text{ mm}$  auf null abfällt. Wird die Abzugsgeschwindigkeit auf  $160\text{ mm/s}$  erhöht, verläuft die Kurve auf einem niedrigeren Spannungsniveau und die Erosion tritt bereits bei  $\delta_{Ie} = 0,209\text{ mm}$  auf. Der Verlauf bei  $1600\text{ mm/s}$  weicht stark von den beiden anderen Kurven ab. Das Traktionsmaximum liegt bereits bei  $\delta_I = 0,040\text{ mm}$  vor. Nach Überschreiten des Maximums fällt die Kurve ab. Abbildung 6.27 (b) lässt erkennen, dass die Abhängigkeit der Beanspruchung im Modus II von der Abzugsgeschwindigkeit weniger ausgeprägt ist. Mit zunehmender Abzugsgeschwindigkeit treten in den Verläufen Traktionsoszillationen auf.

Die Energiefreisetzungsrates ergibt sich nach Gleichung 4.12 aus der Integration der Traktion über die Separation. In Tabelle 6.13 sind die numerisch ermittelten Energiefrei-

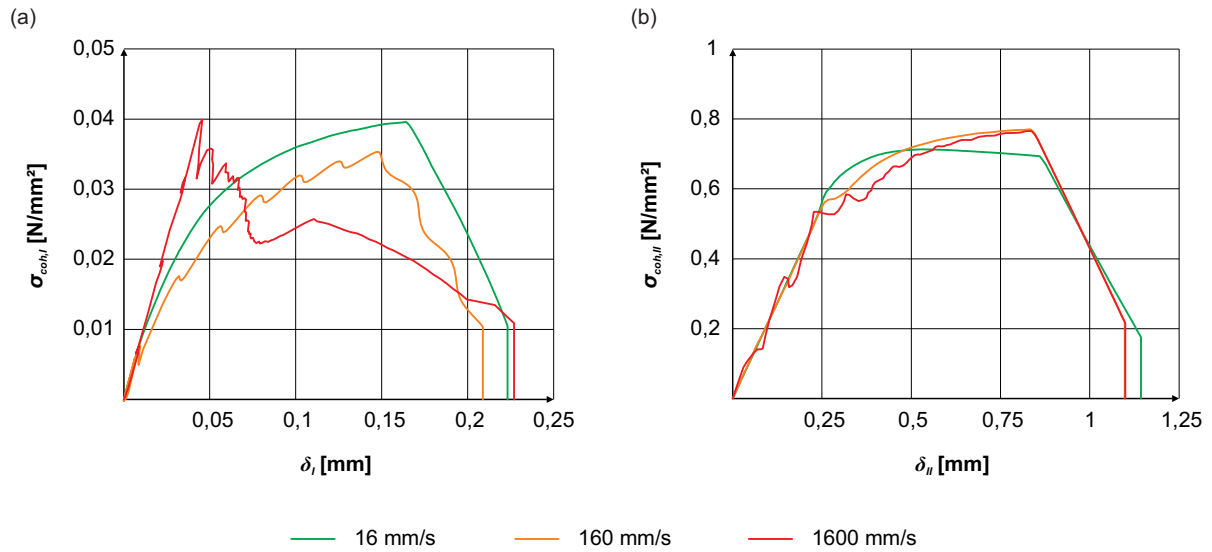


Abbildung 6.27: Traktion  $\sigma_{coh,I}$  in Abhängigkeit von der Separation  $\delta_I$  (a) und Traktion  $\sigma_{coh,II}$  in Abhängigkeit von der Separation  $\delta_{II}$  (b) im Kohäsivelement für verschiedene Abzugsgeschwindigkeiten

setzungsrate  $G_{Ie}$  und  $G_{IIe}$  bei Erosion des Kohäsivelementes für die kombinierte Beanspruchung aufgeführt. Diese werden mit den kritischen Energiefreisetzungsraten  $G_{Ic}$  und  $G_{IIc}$  des Kohäsivzonenmodelles nach Tabelle 6.11 für eine reine Beanspruchung im jeweiligen Modus in ein Verhältnis gesetzt. Die Energiefreisetzungsrate bei Erosion beträgt für den Modus I unter 10 % und für den Modus II unter 40 % des kritischen Wertes. Von der niedrigen zur mittleren Abzugsgeschwindigkeit ist eine Abnahme von  $G_{Ie}$  festzustellen, die für  $\dot{u}_x = 1600$  mm/s wieder zunimmt. Mit steigender Abzugsgeschwindigkeit nimmt die Energiefreisetzungsrate im Modus II kontinuierlich ab.

Tabelle 6.13: Energiefreisetzungsraten  $G_{Ie}$  und  $G_{IIe}$  bei Erosion des Kohäsivelementes sowie Verhältnis zu den kritischen Energiefreisetzungsraten  $G_{Ic}$  und  $G_{IIc}$  für verschiedene Abzugsgeschwindigkeiten

$\dot{u}_x$ [mm/s]	$G_{Ie}$ [N/mm]	$G_{Ie}/G_{Ic}$ [%]	$G_{IIe}$ [N/mm]	$G_{IIe}/G_{IIc}$ [%]
16	0,0064	9,79	0,64140	37,91
160	0,0051	7,79	0,6130	37,84
1600	0,0056	8,56	0,5973	36,88

Die Traktionen sind im Kohäsivzonenmodell unabhängig von den Separationsraten definiert. Durch die Dehnratenabhängigkeit des Materialmodelles der Zwischenschicht führt die Variation der Abzugsgeschwindigkeit jedoch zu unterschiedlichen Pfaden im Raum der

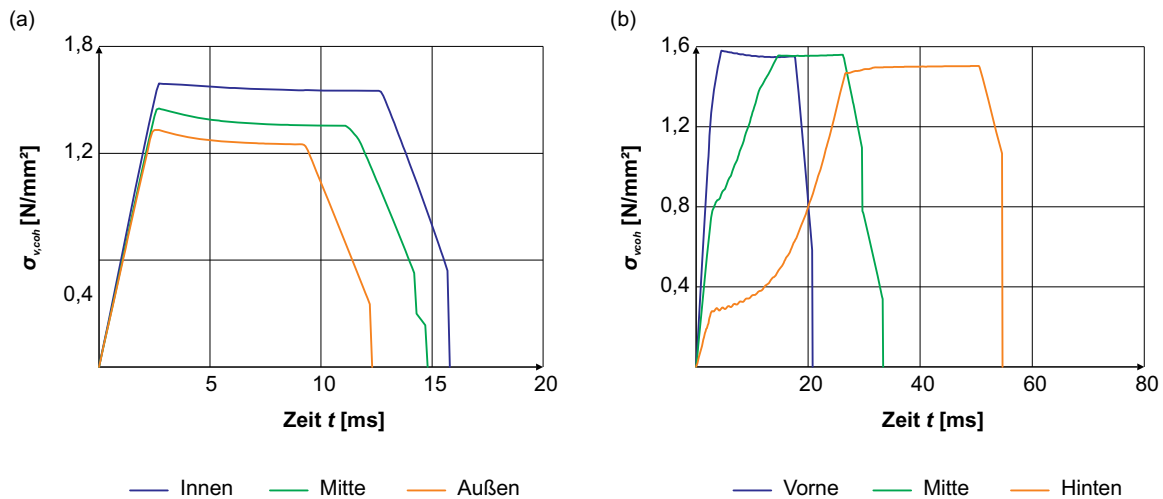


Abbildung 6.28: Einfluss der  $y$ - (a) und der  $x$ -Position (b) des Kohäsivelementes auf die Vergleichsspannung  $\sigma_{v,coh}$  des Kohäsivelementes bei einer Abzugsgeschwindigkeit von 160 mm/s

Traktions-Separations-Beziehung nach Abbildung 4.12. In der Folge können sich die anteilige Beanspruchung in den jeweiligen Modi und damit auch die Beanspruchungszusammensetzung des Erosionskriteriums  $G_{c,eff}$  in Abhängigkeit von der Abzugsgeschwindigkeit ändern.

Abbildung 6.28 betrachtet den Verlauf der Kohäsivspannungen über die Zeit in Abhängigkeit von der Position des Kohäsivelementes. Die Kurven sind hier beispielhaft für eine Abzugsgeschwindigkeit von 16 mm/s dargestellt; für die anderen Abzugsgeschwindigkeiten sind die Verläufe qualitativ gleich. In Abbildung 6.28 (a) sind die  $\sigma_{v,coh}$ - $t$ -Verläufe für ein inneres ( $y = 0$  mm), ein mittleres ( $y = 10$  mm) und ein äußeres Kohäsivelement ( $y = 20$  mm) dargestellt. Mit zunehmender Nähe zur starren Lagerung in  $y$ -Richtung bei  $y = 0$  mm liegt die Spannung in den Kohäsivelementen auf einem höheren Niveau und ist über einen längeren Zeitraum vorhanden. Dies ist auf die höhere Beanspruchung im Modus I im äußeren Kohäsivzonenbereich zurückzuführen, durch die nach Abbildung 4.11 eine geringere Spannung bis zu einer früher einsetzenden Elementerosion übertragen wird. Im inneren Kohäsivzonenbereich dominiert hingegen die Beanspruchung im Modus II, bei der eine höhere Spannung für die Separation benötigt wird.

Abbildung 6.28 (b) illustriert die Änderung des Kohäsivspannungsverlaufes in Abhängigkeit von  $x$  für  $y = 0$  mm. Für die gewählten Abmessungen der Kohäsivzone reagieren alle Kohäsivelemente direkt auf die Verschiebungsrandbedingung  $u_x(t)$ . Die vorderen Kohäsivelemente werden von Anfang an auf einem hohen Spannungsniveau beansprucht, während weiter hinten liegende Elemente zunächst geringere Spannungen übertragen.

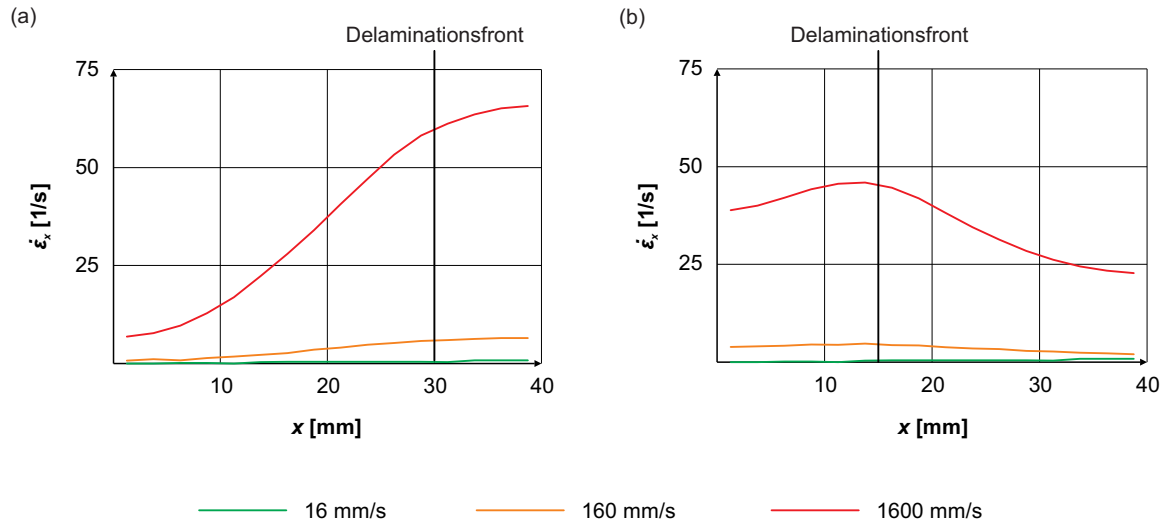


Abbildung 6.29: Dehnrate  $\dot{\epsilon}_x$  im Zwischenschichtgebiet in Abhängigkeit von  $x$  ( $y = 0$  mm,  $z = 10$  mm) für unterschiedliche Abzugsgeschwindigkeiten, Delaminationsfront bei  $x = 30$  mm (a) und  $x = 15$  mm (b)

Wenn die Delaminationsfront das betreffende Kohäsivelement erreicht, steigen die Spannungen auf etwa  $\sigma_{v,coh} = 1,5$  N/mm<sup>2</sup> an. Durch die Mitwirkung der Kohäsivelemente weit vor der Ankunft der Delaminationsfront nimmt die Geschwindigkeit der Delamination mit steigender Delaminationslänge ab. Dies verdeutlicht den Effekt des wachsenden Risswiderstandes aus Abbildung 4.9 bei Verwendung des Kohäsivzonenmodelles.

### 6.4.5 Verlauf der Dehnraten im Zwischenschichtgebiet bei fortschreitender Delaminationsfront

Ein wichtiger Aspekt für die Materialmodellierung sind die unter einer definierten Belastung auftretenden Verzerrungsraten. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den Dehnraten im Zwischengebiet bei fortschreitender Delaminationsfront. Dabei stehen sowohl die quantitative Größe der Dehnrate als auch die Änderung der Dehnraten über die Zeit im Vordergrund. Auf der Achse  $y = 0$  mm,  $z = 10$  mm wird die Dehnung  $\epsilon_x$  nach Gleichung 3.21 für jedes Element aus den Knotenverschiebungen in  $x$ -Richtung in zwei aufeinanderfolgenden Zeitschritten ermittelt. Die Dehnrate entspricht dann der ermittelten Dehnung über die Zeitschrittweite. Sie wird für zwei Intervallen ausgewertet: Im ersten Intervall setzt die Erosion der Kohäsivzone ein und die Delaminationsfront liegt bei  $x = 30$  mm. Im zweiten Intervall ist die Delaminationsfront bereits auf  $x = 15$  mm fortgeschritten. Für  $\dot{u}_x = 16$  mm/s werden die Zeitschritte 113 - 127 ms und 265 - 279 ms sowie für  $\dot{u}_x = 160$  mm/s die Zeitschritte 11,3 - 12,7 ms und 26,5 - 27,9 ms betrachtet. Bei einer Abzugsge-

schwindigkeit von  $1600 \text{ mm/s}$  erfolgt die Auswertung für die Intervalle  $1,13 - 1,27 \text{ ms}$  und  $2,65 - 2,79 \text{ ms}$ .

Abbildung 6.29 fasst die Auswertung der Dehnraten zusammen. Der Einfluss der Kohäsivzone auf die Dehnraten und die Änderung der Dehnraten über die Delaminationsfront hinweg sind insbesondere bei der höchsten Abzugsgeschwindigkeit zu beobachten. Im ersten Intervall vor dem Einsetzen der Kohäsivzonenerosion (Abbildung 6.29 (a)) ist  $\dot{\epsilon}_x$  im freien Teil des Zwischenschichtgebietes ( $30 \text{ mm} < x < 40 \text{ mm}$ ) maximal und erreicht Werte von über  $65 \text{ 1/s}$ . Über den Bereich  $0 \text{ mm} < x < 30 \text{ mm}$  wird die Dehnraten in einem beträchtlichen Maße auf unter  $10 \text{ 1/s}$  reduziert. In Abbildung 6.29 (b) ist  $\dot{\epsilon}_x$  in Abhängigkeit von  $x$  für das zweite Intervall nach Fortschreiten der Delaminationsfront um  $15 \text{ mm}$  dargestellt. Die maximale Dehnraten wird unmittelbar hinter der Delaminationsfront im Bereich der Kohäsivzone erreicht. Für  $\dot{u}_x = 1600 \text{ mm/s}$  beträgt sie etwa  $46 \text{ 1/s}$ . Der freie Bereich des Zwischenschichtgebietes hat sich durch den Fortschritt der Delamination vergrößert. Die Dehnraten sinkt in diesem Abschnitt mit einem zunehmenden Abstand zur Delaminationsfront auf  $23 \text{ 1/s}$ .

Bei der Modellierung von Delaminationsvorgängen ist insbesondere unter hohen Abzugsgeschwindigkeiten eine starke Variation der Dehnraten zu erwarten. Diese Variation bezieht sich zum einen örtlich auf den Bereich um die Delaminationsfront. Zum anderen liegt beim Fortschritt der Delaminationsfront eine starke Zeitabhängigkeit der Dehnratensituation vor.

## 6.5 Zug-Dehnungs-Verhalten mit Schädigungsprozessen am Meso-Modell

In einer weiteren Studie werden die in den Abschnitten 6.2 - 6.4 untersuchten Komponenten in einem Meso-Modell für VSG integriert, das mit den in Kapitel 5 dargestellten, experimentellen Ergebnissen validiert werden kann. Hinsichtlich der Auswertung liegt der Fokus auf der Abhängigkeit des Erosionsbildes im Glasgebiet von der Temperatur des Zwischenschichtgebietes und vom Adhäsionsgrad zwischen den beiden Gebieten. Im Speziellen werden der Prozess der Erosion sowie die Spannungen und Verzerrungen in den Teilgebieten betrachtet. Die Durchführung der in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen sind Bestandteil der durch den Autor betreuten Bachelorarbeit von SALZMANN [222].



### 6.5.1 Beschreibung des numerischen Modelles

#### Geometrie, räumliche Diskretisierung und Elementansatz

Abbildung 6.30 zeigt das mechanische Meso-Modell zur Untersuchung des Bruchbildes als schematische Darstellung. Die Geometrie besitzt eine Breite von  $z = 4$  mm und eine Länge von  $x = 100$  mm, die der Bogenlänge der Auswertungspfade für die experimentelle Charakterisierung des Bruchbildes nach Abschnitt 5.3.2 entspricht. Der Aufbau in  $y$ -Richtung bildet in Dickenrichtung die Hälfte eines Probekörpers aus den Untersuchungen in Kapitel 5 ab: Das Glasgebiet A ist 10 mm hoch und über eine Kohäsivzone mit dem 1 mm hohen Zwischenschichtgebiet verbunden. Die Kohäsivzone besitzt im Ausgangszustand die Dicke null.

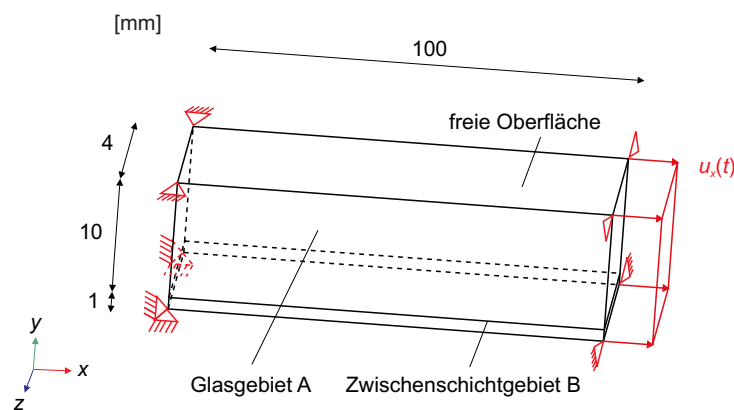


Abbildung 6.30: Schematische Darstellung des mechanischen Meso-Modelles zur Untersuchung des Bruchbildes

Das Glasgebiet wird nach Abschnitt 6.2 mit der EFG-Methode diskretisiert und integriert, wobei die Feinheit des Hintergrundnetzes  $d_{n,min} = 1$  mm beträgt. Die Diskretisierung der Kohäsivzone und des Zwischenschichtgebietes wird aus Abschnitt 6.4 übernommen. Der Elementierungsgrad ist ebenfalls auf  $d_{n,min} = 1$  mm festgelegt, damit das Randnetz des Glasgebietes koinzidente Knoten mit dem Elementnetz der Kohäsivzone besitzt.

#### Randbedingungen

Abbildung 6.30 hebt die geometrischen Randbedingungen in rot hervor. Alle Knoten der Geometrieoberflächen in der  $x$ - $y$ -Ebene sind translatorisch in  $z$ -Richtung gelagert. Die Knoten der  $x$ - $z$ -Ebene bei  $y = 0$  mm werden in  $y$ -Richtung und die Knoten der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $x = 0$  mm in  $x$ -Richtung gehalten. An den Knoten der Geometrieoberfläche in

Tabelle 6.14: Variierende Eingabewerte für die Untersuchung des Zug-Dehnungs-Verhaltens am Meso-Modell

Referenz- versuch	$T$ [K]	$G_{Ic}$ [N/mm]	$G_{IIc}$ [N/mm]	$\hat{\sigma}_{coh,I}$ [N/mm <sup>2</sup> ]	$\hat{\sigma}_{coh,I}$ [N/mm <sup>2</sup> ]	$u_{x,max}$ [mm]	$t(u_{x,max})$ [ms]
18-F-P-a-2-1	286	1,527	7,635	1,44	9,60	4,9	17,3
19-F-Pr-a-2-1	286	0,792	3,960	0,77	5,1	7,0	17,5
21-F-P-a-2-2	303	1,527	7,635	1,44	9,60	11,7	10,7
23-F-Pr-a-2-2	303	0,792	3,960	0,77	5,1	23,0	22,1

der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $x = 100$  mm wird eine Verschiebung  $u_x$  in  $x$ -Richtung mit einer konstanten Verschiebungsgeschwindigkeit  $\dot{u}_x$  aufgebracht. Die Größe von  $u_{x,max}$  und der Zeit  $t(u_{x,max})$  ergibt sich analog nach den Gleichungen 6.48 und 6.49. Als Eingangswerte für die Beanspruchung werden die experimentell ermittelten Dehnungen und Dehnraten auf dem Tangentialpfad mit dem kleinsten ausgewerteten, ideellen Radius  $r_i$  nach Abschnitt 5.3.3 herangezogen. Für die betrachteten Versuche sind  $u_{x,max}$  und  $t(u_{x,max})$  in Tabelle 6.14 aufgeführt.

### Materialmodelle

Das Materialverhalten des Glasgebietes A wird als linear elastisch modelliert. Der Elastizitätsmodul  $E_{Glas}$  ist auf  $73.000$  N/mm<sup>2</sup> und die Querverformungszahl  $\nu_{Glas}$  auf  $0,23$  festgelegt. Die Dichte  $\rho_{Glas}$  beträgt  $2,5 \cdot 10^{-3}$  g/mm<sup>3</sup>. Als Erosionskriterium wird eine Hauptzugspannung  $\sigma_{p,u}$  gewählt. Zur Modellierung der mikroskopisch geschädigten Floatglasoberfläche, die zu einer Streuung der praktischen Glaszugfestigkeit führt, werden den Elementen an der freien Oberfläche des Glasgebietes in der  $x$ - $z$ -Ebene bei  $y = 11$  mm unterschiedliche Werte für  $\sigma_{p,u}$  zugewiesen. Hierbei liegt die Variation von  $\sigma_{p,u}$  ausschließlich einaxial in  $x$ -Richtung vor; in  $z$ -Richtung bleibt  $\sigma_{p,u}$  konstant. Die Streuung der Zufallsvariable  $\sigma_{p,u}$  unterliegt der WEIBULL-Verteilungsfunktion nach Gleichung 3.3. In Anlehnung an ein Berechnungsbeispiel aus der zurückgezogenen DIN 55303-7 [73] werden die Verteilungsparameter mit  $\theta_W = 49,26$  und  $\beta_W = 18,68$  angenommen. Die Verteilungsdichtefunktion wird durch fünf Hauptzugspannungsgruppen diskretisiert, die mit einer statistischen Häufigkeit auftreten. Die Werteverteilung des Erosionskriteriums als statistisches Modell der praktischen Glaszugfestigkeit ist in Tabelle 6.15 zusammenfassend dargestellt.

Für das Zwischenschichtgebiet B wird die in Abschnitt 6.3.1 vorgestellte Materialformulierung von BOYCE ET AL. und ARRUDA UND BOYCE verwendet. Die Temperatur  $T$  beträgt im Materialmodell  $286$  K für thermische Belastungskonfiguration 1 und  $303$  K für

Tabelle 6.15: Statistisches Modell der praktischen Glaszugfestigkeit an der freien Oberfläche des Glasgebietes

Hauptzugspannung $\sigma_{p,u}$ [N/mm <sup>2</sup> ]	statistische Häufigkeit [%]
39	2
42	7
45	19
49	61
52	11

die thermische Belastungskonfiguration 2.

In Abschnitt 6.4.3 wird festgestellt, dass das Beanspruchungsverhältnis  $G_{II}/G_{tot}$  bei dem zu modellierenden Delaminationsproblem überschätzt wird. Als Konsequenz werden die Verhältniswerte  $G_{Ic}/G_{IIc}$  auf 20 % und  $G_{II}/G_{tot}$  auf 43 % angepasst. Für den hohen Adhäsionsgrad, welcher bei der Folie P vorliegt, beträgt die effektive kritische Energiefreisetzungsrate 2,7 N/mm. Pr besitzt einen niedrigen Adhäsionsgrad, der mit  $G_{c,eff} = 1,4$  N/mm quantifiziert wird. Die Werte entsprechen dabei den experimentellen Beobachtungen von FRANZ [115]. Mit einer semi-empirischen Delaminationskonstante von  $m = 2$  werden die kritischen Energiefreisetzungsraten der reinen Beanspruchungsformen durch die Umstellung der Gleichung 4.13 ermittelt.

Das Verhältnis der Spitzentraktionen  $\hat{\sigma}_{coh,I}/\hat{\sigma}_{coh,II}$  beträgt unverändert zu den Annahmen in Abschnitt 6.4.1 15 %. In einer Parameterstudie wird festgestellt, dass die numerische Simulation bei den Spitzentraktionen  $\hat{\sigma}_{coh,I} < 0,29$  N/mm<sup>2</sup> und  $\hat{\sigma}_{coh,II} < 1,92$  N/mm<sup>2</sup> instabil wird und ein Abbruch der Berechnung erfolgt. Bei einer Erhöhung der Spitzentraktion auf  $\hat{\sigma}_{coh,I} > 14,4$  N/mm<sup>2</sup> und  $\hat{\sigma}_{coh,II} > 96$  N/mm<sup>2</sup> kommt es zur Erosion der Zellen im Glasgebiet entlang der Schnittstelle zur Kohäsivzone. Somit ist nicht mehr die Separation in der Kohäsivzone maßgebend für die Erosion der Kohäsivelemente, sondern die Hauptspannung im Glasgebiet. Die Spitzentraktionen werden bei einem hohen Adhäsionsgrad zu 10 % dieser kritischen Traktionen gewählt. Ferner wird angenommen, dass sich die Spitzentraktionen proportional zu den kritischen Energiefreisetzungsraten verhalten und in der Folge für den niedrigen Adhäsionsgrad reduziert werden.

Die für die Kohäsivzonenformulierung der jeweiligen Simulation verwendeten Eingabewerte der kritischen Energiefreisetzungsraten und der Spitzentraktionen sowie die im Materialmodell des Zwischengebietes genutzte Temperatur sind in Tabelle 6.14 zusammengefasst.

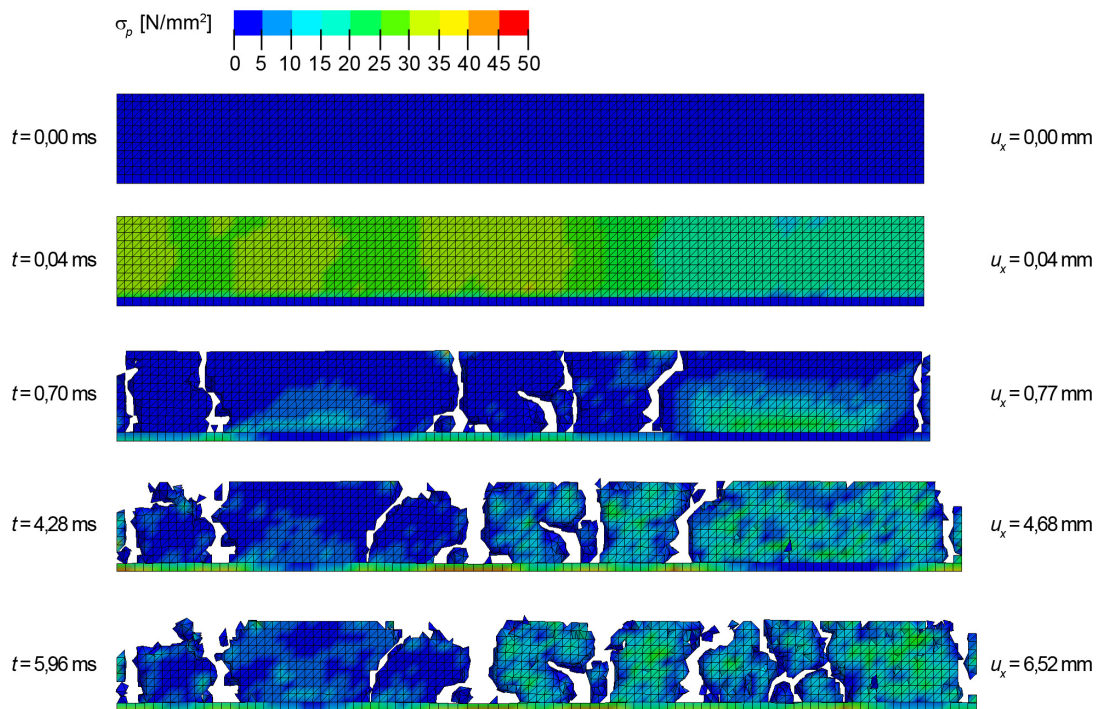


Abbildung 6.31: Verlauf der Hauptspannungen  $\sigma_p$  und Erosion im Glasgebiet zu verschiedenen Zeitpunkten  $t$

### 6.5.2 Verlauf der Simulation und Erosionsprozess

Der Verlauf der Simulationen und der Erosionsprozess im Glasgebiet sind beispielhaft für die Simulation 21-F-P-a-2-2 in Abbildung 6.31 durch die Darstellung der Hauptspannungen zu unterschiedlichen Zeitpunkten aufgeführt. Aufgrund der höheren Steifigkeit liegen im Glasgebiet zunächst größere Spannungswerte vor. Beim Erreichen einer kritischen Verschiebung  $u_{x,cr}$  zum Zeitpunkt  $t_{cr,1s}$  wird das Erosionskriterium an der freien Oberfläche des Glasgebietes in den Zellen mit der geringsten Erosionshauptspannung  $\sigma_{p,u}$  oder in der Nähe der Randbedingungen erfüllt. In der Folge wird an dieser Stelle ein Erosionspfad im Glasgebiet initiiert, der sich von der freien Oberfläche bis hin zur Kohäsivzone entwickelt. Mit zunehmender Verschiebung  $u_x$  entstehen weitere Erosionspfade, die ebenfalls von der freien Oberfläche ausgehen. In Abhängigkeit von der Spannungsverteilung sind die Ausgangspunkte dieser Pfade hierbei Zellen mit unterschiedlichen Erosionshauptspannungen bis zu  $\sigma_{p,u} = 45$  N/mm<sup>2</sup>. Durch die Vereinigung von Erosionspfaden können sich ganze Teilbereiche aus dem Glasgebiet lösen. Die erste Erosionsphase ist nach der Bildung von  $n_{cr,1}$  Erosionspfaden zum Zeitpunkt  $t_{cr,1e}$  abgeschlossen.

Durch die Erosionspfade entstehen zwischen den Fragmenten des Glasgebietes Räume,

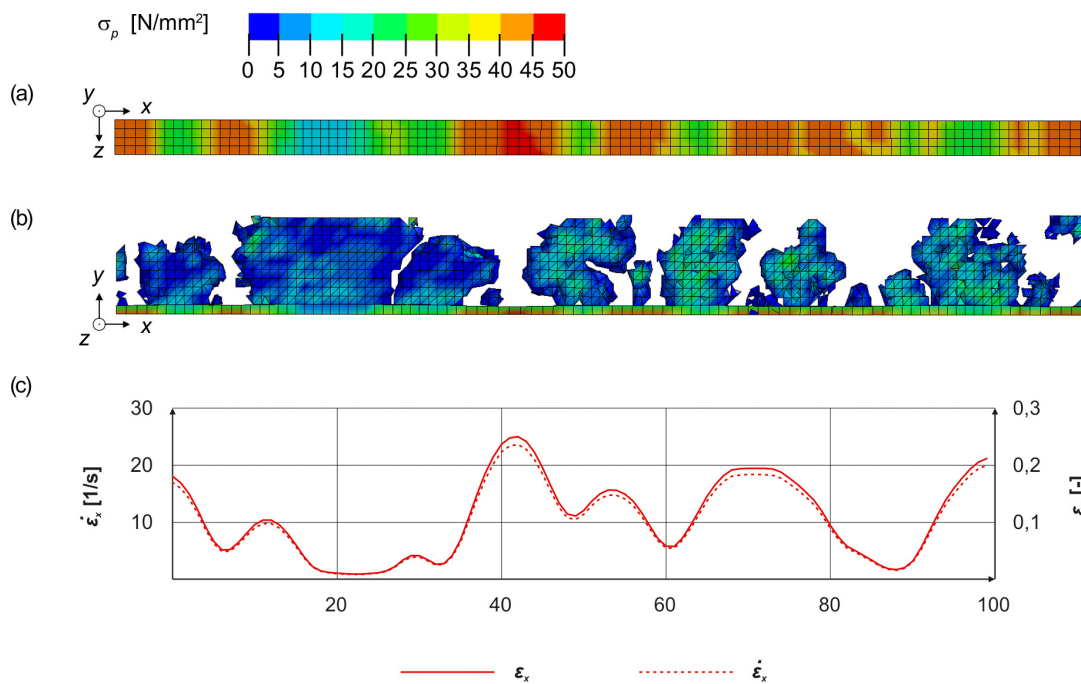


Abbildung 6.32: Verlauf der Hauptspannungen  $\sigma_p$  im Zwischenschichtgebiet (a) und im Gesamtgebiet (b) sowie der Dehnungen und Dehnraten im Zwischenschichtgebiet bei  $z = 4$  mm (c) zum Zeitpunkt  $t = 10,6$  ms

in denen das Zwischenschichtgebiet große Dehnungen erfährt. An den Ufern der angrenzenden Fragmente treten des Weiteren große Separationen zwischen den Glasgebietsteilen und dem Zwischenschichtgebiet, stellenweise unter Erosion der Kohäsivzonenelemente, auf. Zwischen den Erosionspfaden werden die Spannungen vom Zwischenschichtgebiet über die Kohäsivzone in das Glasgebiet eingeleitet, sodass die Beanspruchung des Zwischenschichtgebietes in diesen Bereichen deutlich reduziert wird. Das Mitwirken der Glasgebietsfragmente zwischen den Erosionspfaden entspricht dem aus dem Stahlbetonbau bekannten Tension-Stiffening. Zum Zeitpunkt  $t_{cr,2s}$  beginnt eine weitere Fragmentierung der Glasgebietsteile. Im Unterschied zur ersten Erosionsphase bilden sich nun  $n_{cr,2}$  zusätzliche Erosionspfade ausgehend vom Kohäsivzonenbereich hin zur freien Oberfläche des Glasgebietes. Die zweite Erosionsphase endet zum Zeitpunkt  $t_{cr,2e}$ . Über  $t_{cr,2e}$  hinaus nimmt die Dehnung des Zwischenschichtgebietes unter lokaler Erosion der Kohäsivelemente weiter zu.

In Abbildung 6.32 ist der Verlauf der Hauptspannung  $\sigma_p$  im Zwischenschichtgebiet (a) und im Gesamtgebiet (b) zum Zeitpunkt der maximalen Verschiebung  $t(u_{x,max})$  dargestellt. Ferner sind die Dehnungen und Dehnraten im Zwischenschichtgebiet (c) in Abhängigkeit von  $x$  bei  $z = 4$  mm abgebildet. Sowohl für die Spannungen als auch für die

Tabelle 6.16: Anzahl der entstehenden Erosionspfade  $n_{cr,1}$  bzw.  $n_{cr,2}$  sowie Dauer der Erosionsphasen  $t_{cr,1s} - t_{cr,1e}$  bzw.  $t_{cr,2s} - t_{cr,2e}$  in Simulation, Mittelwerte der radialen Rissdichten  $\bar{n}_{cr,rad}$  in Experiment

Versuch / Simulation	$t_{cr,1s} - t_{cr,1e}$ [ms]	$n_{cr,1}$ [1/10 cm]	$t_{cr,2s} - t_{cr,2e}$ [ms]	$n_{cr,2}$ [1/10 cm]	$\bar{n}_{cr,rad}$ [1/10 cm]
18-F-P-a-2-1	0,17 - 0,20	7	0,27 - 0,34	1	24,2
19-F-Pr-a-2-1	0,12 - 0,15	6	0,16 - 0,20	1	18,2
21-F-P-a-2-2	0,04 - 3,93	5	0,11 - 6,83	10	13,2
23-F-Pr-a-2-2	0,04 - 5,91	4	6,00 - 20,57	11	14,7

Dehnungen können zwischen den Bereichen mit haftenden Fragmenten des Glasgebietes und den Bereichen zwischen den Ufern der Erosionspfade große Unterschiede festgestellt werden.

### 6.5.3 Einfluss der Temperatur und der Adhäsion auf die Anzahl der Erosionspfade

Im Folgenden wird das Meso-Modell unter Variation der Eingabewerte nach Tabelle 6.14 untersucht. Dabei stehen die Fragmentierungsphasen  $t_{cr,1s} - t_{cr,1e}$  und  $t_{cr,2s} - t_{cr,2e}$  sowie die Anzahl der in diesen Phasen entstehenden Erosionspfade  $n_{cr,1}$  bzw.  $n_{cr,2}$  im Fokus. Das numerisch erzeugte Erosionsbild kann mit den experimentell ermittelten Mittelwerten der radialen Rissdichten  $\bar{n}_{cr,rad}$  der entsprechenden Versuche aus Abschnitt 5.3.3 validiert werden. Die genannten charakteristischen Werte sind in Tabelle 6.16 zusammengefasst.

Eine Erhöhung der Temperatur  $T$  im Materialmodell des Zwischenschichtgebietes führt zu einem früheren Einsetzen der Erosion im Glasgebiet und zu einer deutlichen Ausdehnung der beiden Fragmentierungsphasen. Dabei wird insbesondere die zweite Fragmentierungsphase verlängert, in welcher die Anzahl der Erosionspfade  $n_{cr,2}$  signifikant von eins auf über zehn ansteigt. Trotz einer längeren ersten Fragmentierungsphase wird bei erhöhter Temperatur ein geringerer Wert für  $n_{cr,1}$  festgestellt. Die Fragmentierungsphasen in den Simulationen mit niedriger Zwischenschichttemperatur bei Variation des Adhäsionsgrades besitzen im Vergleich zu den Simulationen mit erhöhter Temperatur eine geringe Dauer von 0,3 - 0,7 ms, wobei beide Phasen mit einem abnehmenden Adhäsionsgrad früher einsetzen. Beim Vergleich der Simulationen mit erhöhter Temperatur  $T$  beginnt die zweite Fragmentierungsphase bei einem niedrigen Adhäsionsgrad wesentlich später. Die Summe der Erosionspfade aus beiden Fragmentierungsphasen der Simulationen mit der

thermischen Belastungskonfiguration 2 entspricht den experimentell ermittelten Rissdichten  $\bar{n}_{cr,rad}$ . Beim Vergleich der Fragmentierungen auf dem niedrigeren Temperaturniveau wird festgestellt, dass sowohl in der Simulation als auch in den Experimenten qualitativ eine geringe Reduzierung der Erosionspfadanzahl bzw. der Rissdichten bei einem niedrigeren Adhäsionsgrad vorliegt. Quantitativ stimmen die Werte jedoch nicht mit den Rissdichten aus den Versuchen überein. Die Anzahl der Erosionspfade von der freien Oberfläche des Glasgebietes zur Kohäsivzone aus der Fragmentierungsphase nimmt mit steigender Temperatur ab, was mit den experimentellen Beobachtung korrespondiert. In der Folge ist die Differenz hinsichtlich der Fragmentierung in Simulation und Experiment insbesondere auf die zweite Fragmentierungsphase der Simulation zurückzuführen, in der die Erosionspfade von der Kohäsivzone aus zur freien Oberfläche des Glasgebietes laufen.

#### 6.5.4 Spannungen im fragmentierten Glasgebiet

In Abschnitt 6.5.3 wird festgestellt, dass die Abweichungen zwischen den numerischen und experimentellen Ergebnissen vorwiegend aus der zweiten Fragmentierungsphase in den Simulationen hervorgeht. Aus diesem Grund wird der Hauptspannungsverlauf in den Zellen eines in der ersten Fragmentierungsphase entstandenen Glasgebietfragmentes an der Schnittstelle zur Kohäsivzone näher untersucht. Abbildung 6.33 (a) zeigt einen Ausschnitt des Gesamtgebietes aus der Simulation 21-F-P-a-2-2 zum Zeitpunkt  $t = 0,83$  ms, über welchen der Verlauf der Hauptspannung  $\sigma_p$  aufgetragen ist. Das Mitwirken des Glasgebietfragmentes zwischen den Erosionspfaden ist klar zu erkennen. Auf der Achse  $y = 1$  mm,  $z = 4$  mm wird die lokale Koordinate  $x_{loc}$  zur Beschreibung der Position in  $x$ -Richtung im betrachteten Fragment eingeführt. Das Fragment besitzt in dieser Richtung eine Ausdehnung von 30 mm.

In Abbildung 6.33 (b) ist der Verlauf der Hauptspannung im Glasgebiet über  $x_{loc}$  zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Der Zeitpunkt  $t = 1$  ms befindet sich innerhalb der ersten Fragmentierungsphase. An der Schnittstelle zur Kohäsivzone liegt im Glasgebiet zu diesem Zeitpunkt eine mittlere Hauptspannung von etwa  $12 \text{ N/mm}^2$  vor. Bei  $t = 4$  ms ist die erste Fragmentierungsphase abgeschlossen. Der Hauptspannungsverlauf besitzt mehrere lokale Extrema, welche Spitzenwerte von bis zu  $42 \text{ N/mm}^2$  erreichen. Unter der zunehmenden Beanspruchung durch die Verschiebungsrandbedingung wird der betrachtete Glasgebietsteil im Zeitraum 5,65 - 6,83 ms in weitere, kleinere Bereiche fragmentiert. An den Stellen, die von den Erosionspfaden durchlaufen werden, fällt die Spannung auf null ab. Zwischen den Zeitpunkten  $t = 8$  ms und  $t = 10$  ms ist ein erneuter Anstieg der lokalen Spannungsextrema festzustellen. Die Spannungsdifferenzen benachbarter Elemente

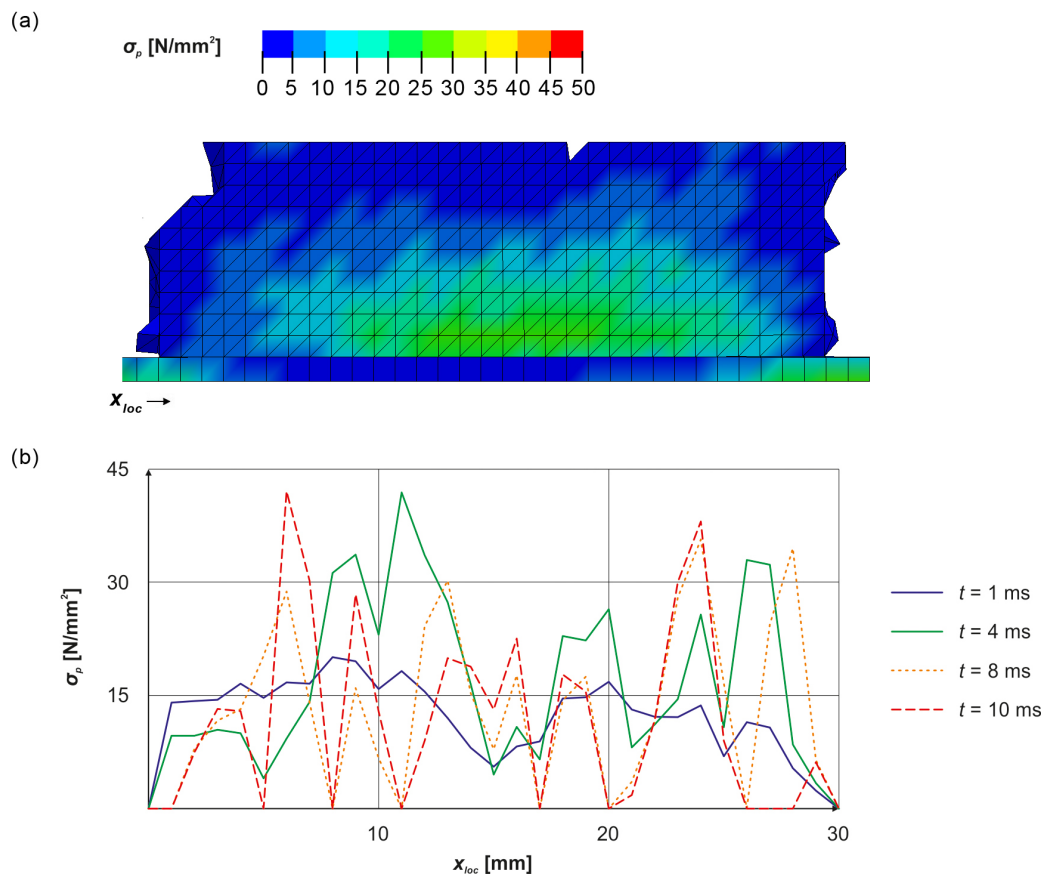


Abbildung 6.33: Simulation 21-F-P-a-2-2, Verlauf der Hauptspannung  $\sigma_p$  in einem haftenden Fragment zum Zeitpunkt  $t = 0,83$  ms und Einführung der lokalen Koordinate  $x_{loc}$  (a), Verlauf der Hauptspannung im Glasgebiet über  $x_{loc}$  ( $y = 1$  mm,  $z = 4$  mm) zu verschiedenen Zeitpunkten  $t$  (b)

erhöhen sich während der zweiten Fragmentierungsphase signifikant. Bei der Auswertung der Spannungen über die Zeit werden im gesamten EFG-Gebiet mit einsetzender Zellenerosion abklingende Spannungszitterungen beobachtet. Es ist anzunehmen, dass der mechanische Spannungszustand in der Glaskomponente mit der gewählten Diskretisierung und den durch die Erosion verursachten Spannungszitterungen ab dem Beginn der zweiten Fragmentierungsphase numerisch nicht mehr zuverlässig modelliert werden kann.

## 6.6 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Bei der numerischen Modellierung des Nachbruchverhaltens von VSG stehen der Bruchvorgang innerhalb der Glaskomponente, der Delaminationsvorgang zwischen der Glas- und der Zwischenschichtkomponente sowie die Beschreibung des Materialverhaltens der



Zwischenschicht im Vordergrund.

Für die Simulation von Bruchvorgängen im spröden Material Glas ist die EFG-Methode geeignet, da die Ansatzfunktionen dynamisch über die Einflussbereiche der Knoten unabhängig von der Knotenstruktur definiert werden. In der Folge können auftretende Diskontinuitäten im numerischen Lösungsverfahren besser als in der FEM implementiert werden. Der numerisch ermittelte Spannungszustand im Nahfeld eines Anrisses hängt im Wesentlichen von der Feinheit des Hintergrundnetzes und der Anrisslänge ab. Die Einführung von Plastizität beeinflusst den Spannungszustand und kann für eine problembezogene Kalibrierung des Bruchprozesses genutzt werden. Im Allgemeinen wird der numerische Fehler jedoch lokal innerhalb des Rissnahfeldes verlagert und führt global zu einer Zunahme des numerischen Fehlers. Wird eine Zellenerosion als Rissfortschritt interpretiert, können die kritische Energiefreisetzungsrates und verschiedene Risszustände numerisch ausgewertet werden. Die Variation der elastischen Kennwerte im Rahmen des in den Normen für Glas angegebenen Wertebereiches besitzt nahezu keinen Einfluss auf die Größe der kritischen Energiefreisetzungsrates. Hinsichtlich der Risszustände können instationäre Risse mit stabilen und instabilen Teilphasen modelliert werden.

Das Materialmodell für die Zwischenschicht muss in den experimentell festgestellten Bereichen der Dehnung, der Dehnrates und der Temperatur validiert sein. Die betrachteten Materialformulierungen  $e_p$  und  $e_v$ , die in der Literatur mit den angegebenen Eingabewerten verwendet werden, offenbaren Schwächen bei der Modellierung der Ratenabhängigkeit, des Entlastungspfadens sowie der anteiligen Zusammensetzung der elastischen, plastischen und viskosen Dehnungen. Mit der Formulierung nach BOYCE ET AL. und ARRUDA UND BOYCE liegt ein bereits implementiertes Materialmodell vor, welches das Verhalten polymerer Werkstoffe oberhalb und im Bereich von  $T_G$  auch bei großen Dehnungen und hohen Dehnrates zutreffend beschreibt. Im verwendeten Hydrocode kann die annähernde Inkompressibilität der Polymere mit einer Querverformungszahl von bis zu  $\nu = 0,495$  berücksichtigt werden. Eine Erhöhung über diesen Grenzwert hinaus führt zu einer starken Variation der Spannungen oder zum Abbruch der Berechnung.

Der Delaminationsvorgang wurde bei einer gemischten Beanspruchung, wie sie im TCT-Test vorliegt, untersucht. Für die Modellierung der Schnittstelle zwischen der Glas- und der Zwischenschichtkomponente wurden dabei ausschließlich Kohäsivelemente betrachtet. Vor dem Einsetzen der Erosion findet mit zunehmender Beanspruchung der Kohäsivzone eine Orientierungsänderung der Spannungen statt, die zu einer steigenden Mehraxialität des Spannungszustandes an der Delaminationsfront führt. Bei höheren Abzugsgeschwindigkeiten werden die Spannungsdifferenzen zwischen dem freien und dem in Verbund

stehenden Zwischenschichtgebiet über einen größeren Bereich der Kohäsivzone abgebaut. Die Delamination als Erosion der Kohäsivelemente wird durch die Interaktion mit dem Zwischenschichtgebiet beeinflusst. Obwohl das Kohäsivzonenmodell keine Ratenabhängigkeit besitzt, sind die auftretenden Separationen indirekt mit den Materialmodellen der verbundenen Komponenten verknüpft. Dies führt zu dehnratenabhängigen Pfaden im Traktions-Separations-Raum des Kohäsivgesetzes und in der Folge zu einer Änderung der Beanspruchungszusammensetzung mit der Abzugsgeschwindigkeit. Unter hohen Abzugsgeschwindigkeiten liegt sowohl örtlich als auch zeitlich eine starke Variation der Dehnratensituation im Zwischenschichtgebiet vor.

Die einzelnen Teilmodelle wurden in einem Meso-Modell für VSG zusammengeführt. Bei einer einaxialen Beanspruchung auf Zug kann der Gesamtprozess der Schädigung durch den Glasbruch und die Delamination der Komponenten sowie das von der Zwischenschicht dominierte Resttragverhalten modelliert werden. Die Fragmentierung des Glasgebietes erfolgt in einer ersten Phase durch die Bildung von Erosionspfaden von der freien Oberfläche zur Kohäsivzone und in einer zweiten Phase, bei der sich die Erosionspfade von der Kohäsivzone aus bis zur freien Oberfläche entwickeln. Die experimentellen Beobachtungen hinsichtlich des Rissbildes decken sich bis zum Abschluss der ersten Fragmentierungsphase qualitativ mit den numerisch erzeugten Erosionspfaden. Die numerische Modellierung des mechanischen Spannungszustandes in der Glaskomponente stößt mit der gewählten Netzfeinheit in der zweiten Fragmentierungsphase an ihre Grenzen.

# 7 Zusammenfassung und Ausblick

Im letzten Kapitel dieser Arbeit werden die eigenen Erkenntnisse zusammengefasst. Schließlich wird ein Ausblick auf offene Fragestellungen sowie weiterführende Untersuchungen gegeben.

## 7.1 Zusammenfassung der Arbeit

Zunächst wurden im zweiten Kapitel die Grundlagen zu den Luftstoßeinwirkungen infolge einer Explosion erläutert sowie mögliche Temperatureinwirkungen und deren Größenordnung dargestellt. Im Rahmen einer Bedrohungsanalyse lassen sich in der Folge Szenarien einer kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung ableiten. Das dritte Kapitel behandelte die materialspezifischen Grundlagen. Dabei wurde auf die charakteristischen Eigenschaften der VSG-Komponenten sowie auf die bruchmechanische Beschreibung des Verbundes zwischen den Komponenten eingegangen. Das vierte Kapitel stellte die mechanische Modellbildung zur Beschreibung der Strukturantwort des Kompositwerkstoffes im intakten und im geschädigten Zustand vor.

Die Einordnung der Ergebnisse aus den experimentellen und numerischen Untersuchungen erfolgt anhand der in Abschnitt 1.3 formulierten Zielsetzung. In eigenen Versuchen wurde das Verhalten einer VSG-Struktur unter einer kombinierten Belastung aus Luftstoß und Temperatur experimentell erforscht. Der von der Umgebungstemperatur abweichende Temperaturzustand des Laminates zum Zeitpunkt der Sprengung wurde in einem selbstkonzipierten Verfahren hergestellt und ermittelt. Bei der Versuchsauswertung wurde die digitale Bildkorrelation verwendet. Dadurch ließen sich die mechanischen Größen der Verschiebung in Feldmitte sowie der über den Querschnitt und die Bereiche lokaler Schädigung verschmierten Dehnungen und Dehnraten in den Hauptzugspannungsrichtungen der Umgebung des dominierenden Risszentrums ermitteln. Mit einem eigenen Ansatz konnte die in einem Probekörper gespeicherte bzw. dissipierte Energie bis zum Zeitpunkt der maximalen Auslenkung oder des Versagens näherungsweise bestimmt werden. Ferner wurde ein eigenes Vorgehen zur statistischen Charakterisierung des Rissbildes entwickelt, wel-

ches die Rissdichten in den Hauptzugspannungsrichtungen und die Anzahl der Risszentren berücksichtigt. Somit liegen zahlreiche Größen vor, anhand derer das Nachbruchverhalten quantifiziert werden kann.

Hinsichtlich der anliegenden Temperatur, der Temperaturabhängigkeit und der Strukturantwort des Komposites konnten folgende Zusammenhänge festgestellt werden:

- Bereits eine moderate Temperaturerhöhung führt zu einem weicherem Verbundzustand des intakten Laminates im Sprengversuch.
- Mit zunehmender Temperatur liegen niedrigere Rissdichten und höhere Beanspruchungen in der Umgebung der Risszentren vor. Liegt die Zwischenschichttemperatur nahe oder oberhalb der Glasübergangstemperatur, wird im Vergleich zu Versuchen auf einem niedrigeren Temperaturniveau die Erhöhung der maximalen Dehnung bis um das Fünffache und der maximalen Dehnrates bis um das Doppelte festgestellt.
- Trotz einer größeren Fragmentierung, wird im Probekörper, insbesondere in der Phase nach Beginn des Glasbruches, bei einer höheren Temperatur mehr Energie gespeichert bzw. dissipiert.
- Bei einer Erhöhung der thermischen Belastung kann eine Zunahme der Sekundärtrümmergröße erwartet werden.
- Die Probekörper mit Zwischenschichten, deren Glasübergangstemperatur oberhalb des in den Versuchen betrachteten Temperaturbereiches liegt, verhalten sich weniger temperatursensitiv.

Bezüglich des Einflusses des Zwischenschichtmaterials, der Vorspannung der Einzelglasplatten, der Adhäsion der Komponenten und des Herstellungsverfahrens wurden folgende Beziehungen entdeckt, die sich zu den vorgestellten Empfehlungen ableiten lassen:

- Aus einem steiferen Zwischenschichtmaterial resultieren höhere Rissdichten, eine niedrigere Beanspruchung in der Umgebung der Risszentren und ein niedrigeres Maß an Energiedissipation bzw. -speicherung durch die Verglasung. In der Folge wird erwartet, dass im Verbund einer Fassade größere Kräfte auf die Primärstruktur übertragen werden. Die Interaktion zwischen den Verglasungselementen und der Primärstruktur kann im Rahmen einer Kapazitätsbemessung abgestimmt werden.
- Die Vorspannung der Glaskomponente führt zu einer Erhöhung der Rissdichten und des Potentials der inneren Kräfte für den elastischen Teil der Strukturantwort.

Mit zunehmender Vorspannung verringert sich die Größe der Sekundärtrümmer. Der Einfluss der Vorspannung nimmt mit steigender Luftstoßbelastung und der einhergehenden, stärker belastungsinduzierten Fragmentierung ab. Die Vorspannung wirkt sich in jedem Fall positiv auf das Nachbruchverhalten aus.

- Eine kontrollierte Reduzierung des Haftgrades zwischen den Komponenten führt zu einer höheren Beanspruchung im Bereich der Risszentren und zu einer größeren Kapazität der Energiedissipation bzw. -speicherung. Bei einem hohen Haftgrad sollte konsequenterweise eine erhöhte Reißfestigkeit vorliegen, um ein frühzeitiges Versagen der Zwischenschicht bei erschwerter Delamination im Glasrissbereich zu vermeiden.
- Ein Einfluss des Herstellungsverfahrens auf die Strukturantwort kann nicht festgestellt werden. Die im Autoklaven und im Vakuumsackverfahren hergestellten Probekörper weisen nur geringfügige Unterschiede hinsichtlich der ausgewerteten Variablen auf.

Im Rahmen der Arbeit wurde eine Strategie zur ganzheitlichen Simulation der diskreten Schädigung einer VSG-Struktur präsentiert. Aus den numerischen Untersuchungen ergaben sich die nachfolgend aufgeführten Ergebnisse:

- Für die Simulation von Bruchvorgängen im spröden Material Glas ist die EFG-Methode geeignet, da die Ansatzfunktionen dynamisch über die Einflussbereiche der Knoten unabhängig von der Knotenstruktur definiert werden.
- Der numerische Spannungszustand im Nahfeld eines Anrisses hängt maßgeblich von der Feinheit des Hintergrundnetzes und der Anrisslänge ab. Die Einführung von Plastizität führt lokal zu einer Verlagerung des numerischen Fehlers im Rissnahfeld und global zu seiner Zunahme.
- Durch die Interpretation der Zellenerosion als Rissfortschritt können bruchmechanische Kennwerte ausgewertet und stationäre bis instabil-instationäre Risszustände simuliert werden.
- Das Materialmodell für die Zwischenschicht muss in den experimentell festgestellten Bereichen der Verzerrung, der Verzerrungsrate und der Temperatur validiert sein. Die in der Literatur hinsichtlich der Simulation des Nachbruchverhaltens von

VSG verwendeten Materialmodelle zeigen Defizite bei der Modellierung der Ratenabhängigkeit, des Entlastungspfades sowie der anteiligen Zusammensetzung der elastischen, plastischen und viskosen Verzerrungen.

- Im verwendeten Hydrocode führt eine Erhöhung der Querverformungszahl im Materialmodell der Zwischenschicht über  $\nu = 0,495$  hinaus zu einer starken Variation der Spannungen oder zum Abbruch der numerischen Berechnung.
- Die Delamination als Erosion der Kohäsivelemente wird durch die Interaktion mit den verbundenen Komponenten beeinflusst, da die auftretenden Separationen indirekt mit den Materialmodellen der Gebiete verknüpft sind. Dies kann zu dehnratenabhängigen Pfaden im Traktions-Separations-Raum des Kohäsivgesetzes und in der Folge zu einer Änderung der Beanspruchungszusammensetzung bei variierender Abzugsgeschwindigkeit führen.
- Unter hohen Abzugsgeschwindigkeiten treten im Zwischenschichtgebiet große Variationen zwischen den Dehnraten in freien und den im Verbund mit Fragmenten des Glasgebietes befindlichen Bereichen auf. Der numerische Delaminationsprozess führt insgesamt zu einer Reduzierung des Dehnratenniveaus und zur Verschiebung der Dehnratenmaxima von den freien Bereichen des Zwischenschichtgebietes an die Delaminationsfront.

Das vorgestellte Meso-Modell von VSG unter Zugbeanspruchung ermöglicht die numerische Simulation von Teilaspekten der experimentellen Beobachtungen in Bezug auf die Fragmentierung der Glaskomponente. Die in den Versuchen ermittelten Tendenzen der Rissdichten in Abhängigkeit von der Temperatur und der Adhäsion konnten bis zu einer bestimmten Fragmentierungsphase qualitativ modelliert werden.

## 7.2 Ausblick

Mit den experimentellen Untersuchungen konnte ein signifikanter Einfluss der Temperatur auf das Nachbruchverhalten von VSG unter Einwirkungen infolge einer Explosion nachgewiesen werden. Im Prüfverfahren nach DIN EN 13541 [86] wird eine Probekörpertemperatur von  $18 \pm 5$  °C gefordert. Die realen Temperaturverhältnisse, denen Verglasungen beispielsweise im Fassadenbau ausgesetzt sind, können deutlich von dieser Prüftemperatur abweichen. In der Folge kann die in Zertifizierungsversuchen erhaltene Aussage zur

Sprengwirkungshemmung nicht auf die reale Einbausituation zutreffen, sodass die Schutzwirkung einer Verglasung möglicherweise falsch eingeschätzt wird. Es wird daher empfohlen, den Temperatureinfluss auf die Sprengwirkungshemmung von Verglasungen normativ, beispielsweise ähnlich der Relaxationszeit-Temperatur-Verschiebung nach WILLIAMS, LANDEL UND FERRY [265], zu berücksichtigen.

Der Aspekt der kombinierten Luftstoß-Temperatur-Belastung ist weiterhin experimentell zu untersuchen. Ein möglicher Schwerpunkt ist dabei die Erweiterung des Temperaturbereiches. Hierbei ist die Entwicklung des Verglasungsverhaltens bei Zwischenschichten auf PVB-Basis weit oberhalb der Glasübergangstemperatur oder bei Ionomer-Zwischenschichten im Bereich der Glasübergangstemperatur bei einer Zwischenschichttemperatur von 70 °C von Interesse. Mit Blick auf den Temperaturzustand von Außenfassaden klimatisierter Gebäude erscheint auch die Untersuchung stark ungleichmäßiger Temperaturzustände von Verglasungen lohnenswert.

In der vorliegenden Arbeit wurden in der Versuchsauswertung zum einen das endgültige Rissbild und zum anderen die Dehnungen und Dehnraten über den gesamten Zeitraum zwischen dem Ankunftszeitpunkt der Luftstoßwelle an der Struktur bis zum Beginn des Rückschwingvorganges bzw. bis zum Zeitpunkt des Laminatversagens betrachtet. Zusätzliches Forschungspotential findet sich in der weiteren Auflösung des experimentell festgestellten Schädigungsprozesses. So können die Dehnungen und Dehnraten in verschiedenen Zeitschritten für den intakten und den geschädigten Zustand ausgewertet werden. Des Weiteren kann die Entwicklung des Rissbildes in Abhängigkeit von der Zeit dokumentiert werden. Diese Herangehensweise führt zu einem besseren Verständnis der diskreten Schädigung und liefert zusätzliche Validierungsgrößen für die numerische Simulation des Nachbruches.

Ein weiterer Gedanke, der bei der eigenen Erprobung nicht weiter verfolgt wurde, ist die Visualisierung delaminierter Bereiche. Durch das Eintauchen des geschädigten Probekörpers nach der Versuchsdurchführung in eine Lösung, die in feine Risse dringen kann, mit dem Zwischenschichtmaterial reagiert und dieses verfärbt, können Bereiche, in denen eine lokale Delamination stattgefunden hat, optisch hervorgehoben werden. Auf diese Weise kann die Delamination durch eine anteilig delaminierte Fläche oder eine mittlere Delaminationslänge quantifiziert und als weitere Validierungsgröße herangezogen werden.

In der Arbeit wurden Möglichkeiten zum Auffangen von Sekundärtrümmern getestet. Analog zu HABERACKER ET AL. [126] können zusätzlich durch Hochgeschwindigkeitskameras die Flugbahnen der Glassplitter nachverfolgt sowie die Abgangsgeschwindigkeiten und die Massen der Trümmer gemessen werden. Die vorhandenen Daten ermöglichen

dann die Bestimmung der Splitterenergien, die in einer weiteren Gefährdungsanalyse genutzt werden können. Der Einsatz von Einzelglasplatten mit dunkler Färbung vor weißen Detektionswänden kann dabei den Kontrast zur Versuchsauswertung verbessern. Eine Herausforderung bleibt die hohe Anzahl und die geringe Größe der Glassplitter.

Hinsichtlich der numerischen Simulation des Nachbruchverhaltens von VSG unter Explosionsbelastungen zeigt die Arbeit lediglich eine Strategie auf. Bei der Untersuchung von Bruchvorgängen wurde dem EFG-Gebiet ein ratenunabhängiges Materialmodell zugewiesen. Die dargelegten Aspekte sind für eine ratenabhängige Formulierung erneut zu betrachten. Hinsichtlich der EFG-Methode ist für die konkrete Problemstellung auch der Einsatz anderer Integrationsverfahren zu überprüfen. Ein zukünftiger Forschungsschwerpunkt ist die Entwicklung von Materialmodellen, die für die auftretenden Verzerrungsraten und Temperaturen validiert sind. Des Weiteren ist die Modellierung des Verbundes genauer zu behandeln. In einer Parameterstudie kann der Einfluss der Form des Traktions-Separations-Gesetzes sowie der Orientierung des Gesetzes in Richtung der Traktion oder der Separation untersucht werden. Zur numerischen Simulation des Sekundärtrümmerabganges sollte der Einsatz von Partikelmethoden in Erwägung gezogen werden.

Das vorgestellte Meso-Modell wurde im Rahmen der Arbeit unter einer einaxialen Zugbeanspruchung analysiert. In weiteren Validierungsschritten ist auch eine Änderung der Geometrie und der Randbedingungen denkbar, um die Rissbildung unter einer Biegebeanspruchung, kombinierter Biege-Membran-Zugbeanspruchung und reiner Membranzugbeanspruchung sowie in einaxialen und mehraxialen Spannungszuständen zu überprüfen, bevor das Modell auf eine Gesamtstruktur angewandt wird.



# Literaturverzeichnis

- [1] ALPERT, R. L.: Calculation of Response Time of Ceiling-mounted Fire Detectors. In: *Fire Technology* 8 (1972), Nr. 3, S. 181–195
- [2] ALTENBACH, J. ; ALTENBACH, H. : *Einführung in die Kontinuums-Mechanik*. Stuttgart : Teubner, 1994. – ISBN 978–3519030966
- [3] AMOS, T. ; BENNISON, S. J.: Strength and Deformation Behavior of Laminated Glass. In: TAMGLASS LTD. (Hrsg.): *Glass Processing Days 2005: Conference Proceedings*. Tampere : Tamglass Ltd., 2005. – ISBN 952–9–18674–6, S. 116–119
- [4] ANSORGE, R. ; OBERLE, H. J. ; ROTHE, K. ; SONAR, T. : *Mathematik für Ingenieure*. Bd. 2. John Wiley & Sons, 2011. – ISBN 3–05–501614–9
- [5] ARRUDA, E. M. ; BOYCE, M. C.: A Three-dimensional Constitutive Model for the Large Stretch Behaviour of Rubber Elastic Materials. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 41 (1993), Nr. 2, S. 389–412
- [6] ASHBY, M. F. ; JONES, DAVID R. H: *Engineering Materials 2: An Introduction to Microstructures and Processing*. 4. Auflage. Oxford : Butterworth-Heinemann, 2012. – ISBN 978–0–080–96668–7
- [7] ASTM INTERNATIONAL: *ASTM E399-12e3 - Standard Test Method for Linear-elastic Plane-strain Fracture Toughness  $K_{Ic}$  of Metallic Materials*. West Conshohocken, 2012
- [8] ASTM INTERNATIONAL: *ASTM F1642 - Standard Test Method for Linear-elastic Plane-strain Fracture Toughness  $K_{Ic}$  of Metallic Materials*. West Conshohocken, 2012
- [9] ASTM INTERNATIONAL: *ASTM F2248 - Standard Practice for Specifying an Equivalent 3-second Duration Design Loading for Blast Resistant Glazing Fabricated with Laminated Glass*. West Conshohocken, 2012

- [10] ASTM INTERNATIONAL: *ASTM C794-15a - Standard Test Method for Adhesion-in-Peel of Elastomeric Joint Sealants*. West Conshohocken, 2015
- [11] ATKINS, A. G. ; MAI, Y. W.: Residual Strain Energy in Elastoplastic Adhesive and Cohesive Fracture. In: *International Journal of Fracture* 30 (1986), Nr. 3, S. 203–221
- [12] BARENBLATT, G. I.: The Formation of Equilibrium Cracks During Brittle Fracture. General Ideas and Hypotheses. Axially-symmetric Cracks. In: *Journal of Applied Mathematics and Mechanics* 23 (1959), Nr. 3, S. 622–636
- [13] BARENBLATT, G. I.: The Mathematical Theory of Equilibrium Cracks in Brittle Fracture. In: *Zhurnal Prikladnoy Mekhaniki i Tekhnicheskoy Fiziki* (1961), Nr. 4, S. 3–56
- [14] BARREDO, J. ; SORIANO, M. ; GÓMEZ, M. S. ; HERMANNNS, L. : Viscoelastic Vibration Damping Identification Methods. Application to Laminated Glass. In: *Procedia Engineering* 10 (2011), S. 3208–3213
- [15] BATHE, K.-J. : *Finite-Elemente-Methoden*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 2002. – ISBN 978-3-540-66806-0
- [16] BATI, S. B. ; FAGONE, M. ; RANOCCHIAI, G. : Analysis of the Post-Crack Behaviour of a Laminated Glass Beam. In: TAMGLASS LTD. (Hrsg.): *Glass Performance Days 2009: Conference Proceedings*. Tampere : Tamglass Ltd., 2009. – ISBN 952-9-18674-6, S. 349–352
- [17] BEGLEY, J. A., LANDES, J. D. ; AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS (Hrsg.): *Special Technical Publication 514 - Fracture Toughness: The J Integral as a Fracture Criterion*. Philadelphia, 1972
- [18] BEHR, R. A. ; LINDEN, M. P. ; VALLABHAN, C. V. G.: Laminated Glass Units under Uniform Lateral Pressure. In: *Journal of Structural Engineering* 111 (1985), Nr. 5, S. 1037–1050
- [19] BEHR, R. A. ; MINOR, J. E. ; LINDEN, M. P.: Load Duration and Interlayer Thickness Effects on Laminated Glass. In: *Journal of Structural Engineering* 112 (1986), Nr. 6, S. 1441–1453

- [20] BEHR, R. A. ; MINOR, J. E. ; NORVILLE, H. : Structural Behavior of Architectural Laminated Glass. In: *Journal of Structural Engineering* 119 (1993), Nr. 1, S. 202–222
- [21] BEISSEL, S. ; BELYTSCHKO, T. : Nodal Integration of the Element-free Galerkin Method. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 139 (1996), S. 49–74
- [22] BELYTSCHKO, T. ; KRONGAUZ, Y. ; ORGAN, D. ; FLEMING, M. ; KRYSL, P. : Meshless Methods: An Overview and Recent Developments. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 139 (1996), S. 3–47
- [23] BELYTSCHKO, T. ; LIU, W. K. ; MORAN, B. ; ELKHODARY, K. I.: *Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures*. 2. Auflage. Chichester : Wiley, 2014. – ISBN 978–1–118–63270–3
- [24] BELYTSCHKO, T. ; LU, Y. Y. ; GU, L. : Element-free Galerkin Methods. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 37 (1994), Nr. 2, S. 229–256
- [25] BELYTSCHKO, T. ; ORGAN, D. ; GERLACH, C. : Element-free Galerkin Methods for Dynamic Fracture in Concrete. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 187 (2000), Nr. 3, S. 385–399
- [26] BELYTSCHKO, T. ; ORGAN, D. ; KRONGAUZ, Y. : A Coupled Finite Element - Element-free Galerkin Method. In: *Computational Mechanics* 17 (1995), Nr. 3, S. 186–195
- [27] BEN-DOR, G. : *Shock Wave Reflection Phenomena*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 2007 (Shock Wave and High Pressure Phenomena). – ISBN 978–3–540–71381–4
- [28] BEN-DOR, G. ; TAKAYAMA, K. : The Phenomena of Shock Wave Reflection - a Review of Unsolved Problems and Future Research Needs. In: *Shock Waves* 2 (1992), Nr. 4, S. 211–223
- [29] BENEDICTUS, E. : *United States Patent Office: Reinforced Glass and Process of Manufacturing the Same*. 1914
- [30] BENNISON, S. ; SLOAN, G. ; KRISTUNAS, D. F. ; BUEHLER, P. J. ; AMOS, T. ; SMITH, C. A.: Laminated Glass for Blast Mitigation: Role of Interlayer Properties.

- In: TAMGLASS LTD. (Hrsg.): *Glass Processing Days 2005: Conference Proceedings*. Tampere : Tamglass Ltd., 2005. – ISBN 952-9-18674-6, S. 17-20
- [31] BENNISON, S. J. ; JAGOTA, A. ; SMITH, C. A.: Fracture of Glass/Poly(vinyl Butyral) (Butacite) Laminates in Biaxial Flexure. In: *Journal of the American Ceramic Society* 82 (1999), Nr. 7, S. 1761-1770
- [32] BENSON, D. J.: Computational Methods in Lagrangian and Eulerian Hydrocodes. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 99 (1992), Nr. 2, S. 235-394
- [33] BENZEGGAGH, M. L. ; KENANE, M. : Measurement of Mixed-mode Delamination Fracture Toughness of Unidirectional Glass/Epoxy Composites with Mixed-mode Bending Apparatus. In: *Composites Science and Technology* 56 (1996), Nr. 4, S. 439-449
- [34] BERGSTRÖM, J. S. ; BOYCE, M. C.: Constitutive Modeling of the Large Strain Time-dependent Behaviour of Elastomers. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 46 (1998), Nr. 5, S. 931-954
- [35] BERMBACH, T. ; BUNGARTEN, D. ; CIEPLY, R. ; SALZMANN, M. ; GEBBEKEN, N. : Numerical Investigation of Fracture Mechanisms in Laminated Safety Glass under High Dynamic Tension. In: LI, Z. X. (Hrsg.) ; HAO, H. (Hrsg.) ; DU, X. L. (Hrsg.) ; WU, C. (Hrsg.): *4th International Conference on Protective Structures*. Peking, 2016
- [36] BERMBACH, T. ; CIEPLY, R. ; GEBBEKEN, N. : Numerical Investigation of Fracture Processes in an Element-free Galerkin Domain. In: FORQUIN, P. (Hrsg.) ; ERZAR, B. (Hrsg.): *22nd DYMAT Technical Meeting*. Grenoble, 2016
- [37] BERMBACH, T. ; GEBBEKEN, N. : Post-breakage Behaviour of Laminated Safety Glass Subjected to Blast and Temperature Loading. In: USMANI, A. (Hrsg.) ; LU, Y. (Hrsg.) ; DAS, P. (Hrsg.): *Proceedings of the First Conference on Structural Safety under Fire and Blast*. Glasgow : ASRANet Ltd, 2015. – ISBN 978-0-9930121-2-9, S. 147-154
- [38] BERMBACH, T. ; TEICH, M. ; GEBBEKEN, N. : Experimental Investigation of Energy Dissipation Mechanisms in Laminated Safety Glass for Combined Blast-temperature Loading Scenarios. In: *Glass Structures & Engineering* 1 (2016), Nr. 1, S. 331-350

- [39] BISCHOFF, M. ; RAMM, E. ; BRUSS, I. : *Schalen - Ergänzendes Material zur Vorlesung*. Stuttgart, 2009
- [40] BLANK, K. : Bemessung von rechteckigen Glasscheiben unter gleichförmiger Flächenlast. In: *Bauingenieur* 68 (1993), S. 489–497
- [41] BLANK, K. ; INSTITUT FÜR KONSTRUKTIVEN GLASBAU (Hrsg.): *Dickenbemessung von vierseitig gelagerten rechteckigen Glasscheiben unter gleichförmiger Flächenlast - Forschungsbericht*. 2. Auflage. Gelsenkirchen, 1993
- [42] BLATZ, P. J. ; KO, W. L.: Application of Finite Elastic Theory to the Deformation of Rubbery Materials. In: *Transactions of the Society of Rheology* 6 (1962), S. 223–251
- [43] BLUMENAUER, H. ; PUSCH, G. : *Technische Bruchmechanik*. 1. Auflage. Leipzig : VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1982. – ISBN 3–211–95805–3
- [44] BLUMRICH, F. : *Optische korrelationsbasierte Messtechnik mittels zufälliger Punktemuster*. Stuttgart, Universität Stuttgart, Diss., 2009
- [45] BOYCE, M. C. ; SOCRATE, S. ; LLANA, P. G.: Constitutive Model for the Finite Deformation Stress-strain Behaviour of Poly(ethylene tephthalate) above the Glass Transition. In: *Polymer* 41 (2000), Nr. 6, S. 2183–2201
- [46] BRINSON, H. F. ; BRINSON, L. C.: *Polymer Engineering Science and Viscoelasticity: An Introduction*. 2. Auflage. New York : Springer, 2015. – ISBN 978–1–4899–7485–3
- [47] BRISMAR, B. O. ; BERGENWALD, L. : The Terrorist Bomb Explosion in Bologna, Italy, 1980: An Analysis of the Effects and Injuries Sustained. In: *Journal of Trauma and Acute Care Surgery* 22 (1982), Nr. 3, S. 2216–2220
- [48] BUCAK, Ö. ; MEISSNER, M. ; FACHHOCHSCHULE MÜNCHEN (Hrsg.): *Trag- und Resttragfähigkeitsuntersuchungen an Verbundglas mit der Zwischenlage SentryGlas Plus - Abschlussbericht des AiF-Forschungsvorhabens*. München, 2005
- [49] BUCAK, Ö. ; SCHULER, C. ; MEISSNER, M. : Verbund im Glasbau - Neues und Bewährtes. In: *Stahlbau* 75 (2006), Nr. 6, S. 529–543
- [50] BUNDESAMT FÜR VERFASSUNGSSCHUTZ ; BUNDESMINISTERIUM DES INNERN (Hrsg.): *Verfassungsschutzbericht 2015*. Berlin, 2016

- [51] BUNGARTEN, D. : *Zur numerischen Modellierung des Delaminationsvorganges der Komponenten von Verbundsicherheitsglas*. München, Universität der Bundeswehr München, Masterarbeit, 2015
- [52] BÜRGEL, R. ; RICHARD, H. A. ; RIEMER, A. : *Werkstoffmechanik: Bauteile sicher beurteilen und Werkstoffe richtig einsetzen*. 2. Auflage. Wiesbaden : Springer Vieweg, 2014. – ISBN 978-3-658-03934-9
- [53] BURMEISTER, A. ; KRANZER, C. ; FACHVERBAND KONSTRUKTIVER GLASBAU (Hrsg.): *Verbundsicherheitsglas unter Blastbelastung - Experimentelle Untersuchungen - Bericht I-67/05*. Köln, 2005
- [54] BUTCHART, C. ; OVEREND, M. : Delamination in Fractured Glass. In: SCHNEIDER, J. (Hrsg.) ; WELLER, B. (Hrsg.): *Engineered Transparency 2012: Conference Proceedings*. Düsseldorf : Eigenverlag, 2012, S. 249–257
- [55] CENTER FOR CHEMICAL PROCESS SAFETY OF THE AMERICAN INSTITUTE OF CHEMICAL ENGINEERS: *Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires and BLEVEs*. New York, 1994
- [56] CHAPMAN, D. L.: On the Rate of Explosion in Gases. In: *The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 47 (1899), Nr. 284, S. 90–104
- [57] CHEN, W.-F. ; HAN, D. J.: *Plasticity for Structural Engineers*. Ft. Lauderdale : J. Ross, 2007. – ISBN 978-1932159752
- [58] CHEN, X. ; CHEN, S. ; LI, G. Q. ; LU, Y. : A Study on the Blast Resistance of Frame Monolithic Glass. In: USMANI, A. (Hrsg.) ; LU, Y. (Hrsg.) ; DAS, P. (Hrsg.): *Proceedings of the First Conference on Structural Safety under Fire and Blast*. Glasgow : ASRANet Ltd, 2015. – ISBN 978-0-9930121-2-9
- [59] CHORIN, A. J. ; MARSDEN, J. E.: *A Mathematical Introduction to Fluid Mechanics*. 3. Auflage. Berlin : Springer, 1990. – ISBN 978-0-387-90406-1
- [60] CICOTTI, M. : Stress-corrosion Mechanisms in Silicate Glasses. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 42 (2009), Nr. 21
- [61] CIEPLY, R. : *Zur numerischen Untersuchung von Bruchvorgängen mit der elementfreien Galerkin-Methode*. München, Universität der Bundeswehr München, Masterarbeit, 2015

- [62] CLAY, G. A. ; FITZPATRICK, R. D. ; HURST, N. W. ; CARTER, D. A. ; CROSTHWAITTE, P. J.: Risk Assessment for Installations where Liquefied Petroleum Gas (LPG) is Stored in Bulk Vessels Above Ground. In: *Journal of Hazardous Materials* 20 (1988), S. 357–374
- [63] COLLINS, R. V. ; CLUBLEY, S. K.: Structural Dynamics of Glazing Panel Breakage for Long Duration Blast Loads. In: BUNDESAMT FÜR INFRASTRUKTUR, UMWELTSCHUTZ UND DIENSTLEISTUNGEN DER BUNDESWEHR (Hrsg.): *15. International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Potsdam, 2013
- [64] CORMIE, D. ; SERVADIO, P. ; CHANG, W. ; WHOLEY, W. : Characterizing the Pre-fracture Response of Glazing to Blast Loads. In: UNIVERSITY OF FLORIDA (Hrsg.): *14. International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Sandestin, 2015
- [65] COURANT, R. ; FRIEDRICHS, K. ; LEWY, H. : Über die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. In: *Mathematische Annalen* 100 (1928), S. 32–74
- [66] CRAUFORD, N. L.: *The Structure of an Unconfined Buoyant Turbulent Diffusion Flame*. Southampton, University of Southampton, Diss., 1984
- [67] CROCKER, W. P. ; NAPIER, D. H.: Assessment of Mathematical Models for Fire and Explosion Hazards of Liquefied Petroleum Gases. In: *Journal of Hazardous Materials* 20 (1988), S. 109–135
- [68] DAS, Y. C. ; VALLABHAN, C. V. G.: A Mathematical Model for Nonlinear Stress Analysis of Sandwich Plate Units. In: *Mathematical and Computer Modelling* 11 (1988), S. 713–719
- [69] DEGISCHER, H.-P. ; LÜFTL, S. : *Leichtbau - Prinzipien, Werkstoffauswahl und Fertigungsvarianten*. Weinheim : Wiley, 2009. – ISBN 978–3–527–32372–2
- [70] DEPARTMENT OF DEFENSE UNITED STATES OF AMERICA: *UFC 3-340-01 - Design and Analysis of Hardened Structures to Conventional Weapons Effects*. Arlington County, 1994
- [71] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 1249-10 - Flachglas im Bauwesen - Chemische und physikalische Eigenschaften*. Berlin, 1990

- [72] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 1343 - Referenzzustand, Normzustand, Normvolumen - Begriffe und Werte*. Berlin, 1990
- [73] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 55303-7 - Statistische Auswertung von Daten - Teil 7: Schätz- und Testverfahren bei zweiparametrischer Weibull-Verteilung*. Berlin, 1996
- [74] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 1288-1 - Glas im Bauwesen - Bestimmung der Biegefestigkeit von Glas - Teil 1: Grundlagen*. Berlin, 2000
- [75] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 1288-2 - Glas im Bauwesen - Bestimmung der Biegefestigkeit von Glas - Teil 2: Doppelring-Biegeversuch an plattenförmigen Proben mit großen Prüfflächen*. Berlin, 2000
- [76] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 1288-3 - Glas im Bauwesen - Bestimmung der Biegefestigkeit von Glas - Teil 3: Prüfung von Proben bei zweiseitiger Auflagerung (Vierschneiden-Verfahren)*. Berlin, 2000
- [77] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 1259 - Teil 1: Begriffe für Glasarten und Glasgruppen*. Berlin, 2001
- [78] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 1259 - Teil 2: Begriffe für Glaserzeugnisse*. Berlin, 2001
- [79] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 13123 - Fenster, Türen und Abschlüsse - Sprengwirkungshemmung: Anforderungen und Klassifizierung*. Berlin, 2001
- [80] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 13124 - Fenster, Türen und Abschlüsse - Sprengwirkungshemmung: Anforderungen und Klassifizierung*. Berlin, 2001
- [81] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *ISO 16933 - Glas im Bauwesen - Sprengwirkungshemmende Sicherheitsverglasung - Prüfverfahren und Klassifizierung bei Arena-Freilandversuchen*. Berlin, 2007
- [82] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *ISO 16934 - Glas im Bauwesen - Sprengwirkungshemmende Sicherheitsverglasung - Prüfverfahren und Klassifizierung bei Stoßrohrversuchen*. Berlin, 2007



- [83] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 61649 - Weibull-Analyse*. Berlin, 2009
- [84] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 18008-1 - Glas im Bauwesen - Bemessungs- und Konstruktionshilfen - Teil 1: Begriffe und allgemeine Grundlagen*. Berlin, 2010
- [85] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN ISO 12543: Glas im Bauwesen - Verbundglas und Verbund-Sicherheitsglas*. Berlin, 2011
- [86] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 13541 - Glas im Bauwesen - Sicherheitssonderverglasung - Prüfverfahren und Klasseneinteilung des Widerstandes gegen Sprengwirkung*. Berlin, 2012
- [87] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 1863-1 - Glas im Bauwesen - Teilvorgespanntes Kalknatron-Einscheiben-Sicherheitsglas - Teil 1: Definition und Beschreibung*. Berlin, 2012
- [88] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 572-1 - Glas im Bauwesen - Basiserzeugnisse aus Kalk-Natronsilicatglas - Teil 1: Definitionen und allgemeine physikalische und mechanische Eigenschaften*. Berlin, 2012
- [89] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN ISO 527-1 - Kunststoffe - Bestimmung der Zugeigenschaften - Teil 1: Allgemeine Grundsätze*. Berlin, 2012
- [90] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 18008-5 - Glas im Bauwesen - Bemessungs- und Konstruktionsregeln - Teil 5: Zusatzanforderungen an begehbare Verglasungen*. Berlin, 2013
- [91] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 16613 - Glas im Bauwesen - Verbundglas und Verbundsicherheitsglas - Bestimmung der mechanischen Eigenschaften von Zwischenschichten*. Berlin, 2013
- [92] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 14179-1 - Glas im Bauwesen - Heißgelagertes thermisch vorgespanntes Kalknatron-Einscheiben-Sicherheitsglas - Teil 1: Definition und Beschreibung*. Berlin, 2014
- [93] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN 18008-6 - Glas im Bauwesen - Bemessungs- und Konstruktionsregeln - Teil 6: Zusatzanforderungen an zu Instandhaltungsmaßnahmen betretbare Verglasungen und an durchsturzsichere Verglasungen*. Berlin, 2015

- [94] DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E. V.: *DIN EN 12150-1 - Glas im Bauwesen - Thermisch vorgespanntes Kalknatron-Einscheiben-Sicherheitsglas - Teil 1: Definition und Beschreibung*. Berlin, 2015
- [95] DÖGE, T. : *Zur Reflexion von Luftstoßwellen an nachgiebigen Materialien und Baustrukturen*. München, Universität der Bundeswehr München, Diss., 2012
- [96] DOLBOW, J. ; BELYTSCHKO, T. : Numerical Integration of the Galerkin Weak Form in Meshfree Methods. In: *Computational Mechanics* 23 (1999), Nr. 3, S. 219–230
- [97] DOREMUS, R. H.: *Glass Science*. 2. Auflage. New York : Wiley, 1994. – ISBN 978-0-4718-9174-1
- [98] DU BOIS, P. A. ; KOLLING, S. ; FASSNACHT, W. : Modelling of Safety Glass for Crash Simulation. In: *Computational Materials Science* 28 (2003), Nr. 3, S. 675–683
- [99] DUGDALE, D. S.: Yielding of Steel Sheets Containing Slits. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 8 (1960), Nr. 2, S. 100–104
- [100] DUSER, A. van ; JAGOTA, A. ; BENNISON, S. J.: Analysis of Glass/Polyvinyl Butyral Laminates Subjected to Uniform Pressure. In: *Journal of Engineering Mechanics* 125 (1999), Nr. 4, S. 435–442
- [101] EHRENSTEIN, G. W.: *Polymer-Werkstoffe: Struktur - Eigenschaften - Anwendung*. 3. Auflage. München : Hanser, 2010. – ISBN 3-446-42283-8
- [102] ELLING, V. : Instability of Strong Regular Reflection and Counterexamples to the Detachment Criterion. In: *Journal on Applied Mathematics* 70 (2009), Nr. 4, S. 1330–1340
- [103] ENSSLEN, F. : *Zum Tragverhalten von Verbund-Sicherheitsglas unter Berücksichtigung der Alterung der Polyvinylbutyral-Folie*. Bochum, Ruhr-Universität Bochum, Diss., 2005
- [104] ENSSLEN, F. : Tragverhalten von bewitterten Verbundsicherheitsglas-Scheiben. In: *Stahlbau* 76 (2007), Nr. 8, S. 582–590
- [105] ERNSBERGER, F. M.: A Study of the Origin and Frequency of Occurrence of Griffith Microcracks on Glass Surfaces. In: AMERICAN CERAMIC SOCIETY (Hrsg.): *Advances in Glass Technology - Technology Papers of the Fourth International Congress on Glass*. New York : Plenum Press, 1962, S. 511–524

- [106] EXNER, G. : Bestimmung des Widerstandswertes der Spannungsrissskorrosion an Borosilicatglas DURAN. In: *Glastechnische Berichte* 55 (1982), Nr. 5, S. 107–117
- [107] FAHLBUSCH, M. : *Zur Ermittlung der Resttragfähigkeit von Verbundsicherheitsglas am Beispiel eines Glasbogens mit Zugstab*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2007
- [108] FERRY, J. D.: *Viscoelastic Properties of Polymers*. 3. New York : Wiley, 1980. – ISBN 0–471–04894–1
- [109] FINK, A. : *Ein Beitrag zum Einsatz von Floatglas als dauerhaft tragender Konstruktionswerkstoff*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2000
- [110] FLANAGAN, D. P. ; BELYTSCHKO, T. : A Uniform Strain Hexahedron and Quadrilateral with Orthogonal Hourglass Control. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 17 (1981), Nr. 5, S. 679–706
- [111] FLOCKER, F. W. ; DHARANI, L. R.: Modelling Fracture in Laminated Architectural Glass Subject to Low Velocity Impact. In: *Journal of Materials Science* 32 (1997), S. 2587–2594
- [112] FLOCKER, F. W. ; DHARANI, L. R.: Low Velocity Impact Resistance of Laminated Architectural Glass. In: *Journal of Architectural Engineering* 4 (1998), S. 12–17
- [113] FLORY, P. J.: The Configuration of Real Polymer Chains. In: *Journal of Chemical Physics* 17 (1949), Nr. 3, S. 303–310
- [114] FLORY, P. J. ; FOX, T. : Molecular Configuration and Thermodynamic Parameters from Intrinsic Viscosities. In: *Journal of Polymer Science* 5 (1950), Nr. 6, S. 745–747
- [115] FRANZ, J. : *Untersuchungen zur Resttragfähigkeit von gebrochenen Verglasungen*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2015
- [116] FRANZ, J. ; SCHNEIDER, J. ; KUNTSCHKE, J. K. ; HILCKEN, J. : Untersuchungen zum Resttragverhalten von Verbundglas: Through-Cracked-Tensile Test. In: *Stahlbau* 83 (2014), Nr. S1, S. 241–252
- [117] FRIEDLANDER, F. G. ; UK HOME OFFICE DEPARTMENT (Hrsg.): *Note on the Diffraction of Blast Waves by a Wall*. 1939 (RC (A))

- [118] FUNG, Y. C.: *Foundations of Solid Mechanics*. Upper Saddle River : Prentice Hall, 1965. – ISBN nicht mehr verfügbar, vergriffen
- [119] GEBBEKEN, N. ; DÖGE, T. : Der Reflexionsfaktor bei der senkrechten Reflexion von Luftstoßwellen an starren und nachgiebigen Materialien. In: *Bauingenieur* 81 (2006), S. 496–503
- [120] GEBBEKEN, N. ; RUPPERT, M. : On the Safety and Reliability of High Dynamic Hydrocode Simulations. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 46 (1999), Nr. 6, S. 839–851
- [121] GENT, A. N. ; HAMED, G. R.: Peel Mechanics for an Elastic-plastic Adherend. In: *Journal of Applied Polymer Science* 21 (1977), Nr. 10, S. 2817–2831
- [122] GOEBEL, H. : Laminated Safety Glass with EVA-based Densely Cross-linked Inter-layer: Durability, Mechanical and Optical Properties. In: TAMGLASS LTD. (Hrsg.): *Glass Performance Days 2013: Conference Proceedings*. Tampere : Tamglass Ltd., 2013. – ISBN 978-952-5836-03-5
- [123] GRELLMANN, W. : *Kunststoffprüfung*. 3. Auflage. München : Hanser, 2015. – ISBN 978-3-446-44350-1
- [124] GRIFFITH, A. A.: The Phenomena of Rupture and Flow in Solids. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 221 (1921), S. 163–198
- [125] GROSS, D. ; SEELIG, T. : *Bruchmechanik: Mit einer Einführung in die Mikromechanik*. Fünfte Auflage. Berlin : Springer, 2011. – ISBN 978-3-642-10195-3
- [126] HABERACKER, C. ; HÖLLINGER, R. ; TUREK, W. ; DÖRR, A. : Secondary Debris Hazard due to Near-, Contact- and Embedded-Detonations. In: BUNDESAMT FÜR INFRASTRUKTUR, UMWELTSCHUTZ UND DIENSTLEISTUNGEN DER BUNDESWEHR (Hrsg.): *15. International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Potsdam, 2013
- [127] HAHN, H. G.: *Bruchmechanik - Einführung in die theoretischen Grundlagen*. Bd. 30. Stuttgart : Teubner, 1976. – ISBN 3-519-02329-6
- [128] HALLQUIST, J. O. ; LIVERMORE SOFTWARE TECHNOLOGY CORPORATION (Hrsg.): *LS\_DYNA Keyword User's Manual*. Livermore, 2015

- [129] HAMED, G. R.: Energy Conservation During Peel Testing. In: *Treatise on Adhesion and Adhesives* 6 (1989), S. 33–53
- [130] HARDEE, H. C. ; LEE, D. O.: Thermal Hazard from Propane Fireballs. In: *Transportation Planning and Technology* 2 (1973), S. 121–128
- [131] HASEGAWA, K. ; SATO, K. ; FIRE RESEARCH INSTITUTE (Hrsg.): *Experimental Investigation of the Unconfined Vapor-cloud Explosions of Hydrocarbons*. Tokio, 1978
- [132] HAUFE, A. ; NGUYEN, N. B. ; SONNTAG, B. ; KOLLING, S. : Zur Simulation von Sicherheitsglas unter stoßartiger Belastung - Teil II: Validierung eines FE-Modells für Verbundsicherheitsglas. In: DYNAMORE GMBH (Hrsg.): *3. LS-DYNA Anwenderforum*. Bamberg, 2004, S. CI1–CI12
- [133] HÄUSSLER-COMBE, U. : *Elementfreie Galerkin-Verfahren: Grundlagen und Einsatzmöglichkeiten zur Berechnung von Stahlbetontragwerken*. Karlsruhe, Universität Fridericiana zu Karlsruhe, Diss., 2001
- [134] HENDERSON, L. F.: Exact Expressions for Shock Reflexion Transition Criteria in a Perfect Gas. In: *Journal of Applied Mathematics and Mechanics* 62 (1982), Nr. 6, S. 258–261
- [135] HENRYCH, J. ; MAJOR, R. : *The Dynamics of Explosion and its Use*. Amsterdam : Elsevier, 1979. – ISBN 0–444–99819–5
- [136] HERMANN, L. R. ; PETERSON, F. E.: A Numerical Procedure for Viscoelastic Stress Analysis. In: ICRPG (Hrsg.): *Seventh Meeting of ICRPG Mechanical Behavior Working Group - CPIA Publication No. 177*. Orlando, 1968
- [137] HIERMAIER, S. : *Structures under Crash and Impact - Continuum Mechanics, Discretization and Experimental Characterization*. New York : Springer, 2008. – ISBN 978–0–387–73863–5
- [138] HILCKEN, J. : *Zyklische Ermüdung von thermisch entspanntem und thermisch vorgespanntem Kalk-Natron-Silikatglas*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2015
- [139] HOOPER, J. A.: On the Bending of Architectural Laminated Glass. In: *International Journal of Mechanical Sciences* 15 (1973), Nr. 4, S. 309–323

- [140] HOOPER, P. : *Blast Performance of Silicone-bonded Laminated Glass*. London, Imperial College London, Diss., 2011
- [141] HOOPER, P. A. ; SUKHRAM, R. A. M. ; BLACKMAN, B. R. K. ; DEAR, J. P.: On the Blast Resistance of Laminated Glass. In: *International Journal of Solids and Structures* 49 (2012), Nr. 6, S. 899–918. – ISSN 00207683
- [142] HUGONIOT, H. : On the Propagation of Motion in Bodies and in Perfect Gases in Particular. In: *Journal de l'École Polytechnique* 57 (1887), S. 3–97
- [143] IRWIN, G. R.: Analysis of Stresses and Strains Near the End of a Crack Traversing a Plate. In: *Journal of Applied Mechanics* 24 (1957), S. 361–364
- [144] IWASAKI, R. ; SATO, K. ; LATAILLADEAND, J. L. ; VIOT, P. : Experimental Study of the Interface Fracture Toughness of PVB (Polyvinyl Butyral) / Glass at High Strain Rates. In: *International Journal of Crashworthiness* 12 (2007), Nr. 3, S. 293–298
- [145] JAGOTA, A. ; BENNISON, S. J. ; SMITH, C. A.: Analysis of a Compressive Shear Test for Adhesion between Elastomeric Polymers and Rigid Substrates. In: *International Journal of Fracture* 104 (2000), Nr. 2, S. 105–130
- [146] JI, F. ; DHARANI, L. R. ; BEHR, R. A.: Damage Probability in Laminated Glass Subjected to Low Velocity Small Missile Impacts. In: *Journal of Materials Science* 33 (1998), S. 4775–4782
- [147] JOHNSON, D. M. ; PRITCHARD, M. J. ; WICKENS, M. J. ; EUROPEAN COMMISSION (Hrsg.): *Report: EV4T.0014.UK (H) - Large Scale Catastrophic Releases of Flammable Liquids*. 1990
- [148] JOUGUET, E. : On the Propagation of Chemical Reactions in Gases. In: *Journal de Mathématiques Pures et Appliquée* 1 (1905), Nr. 2, S. 347–452
- [149] KAISER, N. D. ; BEHR, R. A. ; MINOR, J. E. ; DHARANI, L. R. ; JI, F. ; KREMER, P. A.: Impact Resistance of Laminated Glass Using "Sacrificial Ply" Design Concept. In: *Journal of Architectural Engineering* 6 (2000), S. 24–34
- [150] KALWEIT, A. (Hrsg.) ; PAUL, C. (Hrsg.) ; PETERS, S. (Hrsg.) ; WALLBAUM, R. (Hrsg.): *Handbuch für technisches Produktdesign - Material und Fertigung, Entscheidungsgrundlagen für Designer und Ingenieure*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 2012. – ISBN 978-3-642-02641-6

- [151] KASPER, R. : *Tragverhalten von Glasträgern*. Aachen, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Diss., 2005
- [152] KELLER, U. ; MORTELMANS, H. : Adhesion in Laminated Safety Glass - What Makes It Work? In: TAMGLASS LTD. (Hrsg.): *Glass Processing Days 1999: Conference Proceedings*. Tampere : Tamglass Ltd., 1999. – ISBN 952-91-0885-0, S. 353-356
- [153] KERKHOF, F. : *Bruchvorgänge in Gläsern*. Offenbach : Verlag der Deutschen Glastechnischen Gesellschaft, 1970
- [154] KERKHOF, F. ; RICHTER, H. ; STAHN, D. : Festigkeit von Glas - Zur Abhängigkeit von Belastungsdauer und -verlauf. In: *Glastechnische Berichte* 54 (1981), Nr. 8, S. 265-277
- [155] KIM, K.-S. ; KIM, J. : Elasto-plastic Analysis of the Peel Test for Thin Film Adhesion. In: *Journal of Engineering Materials and Technology* 110 (1988), Nr. 3, S. 266-273
- [156] KINNEY, G. F. ; GRAHAM, K. J.: *Explosive Shocks in Air*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 1985. – ISBN 3-540-15147-8
- [157] KÖLBLE, F. ; HARWICK, W. ; FRAUNHOFER-INSTITUT FÜR KURZZEITDYNAMIK (Hrsg.): *Dynamische Zugversuche an vier PVB-Folientypen und einer Ionomerfolie*. Freiburg, 2010
- [158] KORN, C. : *Das elementfreie Galerkin-Verfahren mit adaptiver Verfeinerung*. Karlsruhe, Universität Fridericiana zu Karlsruhe, Diss., 1999
- [159] KOTHE, M. : *Alterungsverhalten von polymeren Zwischenschichtmaterialien im Bauwesen*. Dresden, Technische Universität Dresden, Diss., 2013
- [160] KOTT, A. ; VOGEL, T. : Safety of Laminated Glass Structures after Initial Failure. In: *IABSE Symposium Report* 88 (2004), Nr. 3, S. 67-72
- [161] KOTT, A. ; VOGEL, T. : *Versuche zum Trag- und Resttragverhalten von Verbund-sicherheitsglas*. Zürich : vdf, 2006. – ISBN 978-3-7281-3073-0
- [162] KRIEG, R. D. ; KEY, S. W.: Implementation of a Time Dependent Plasticity Theory into Structural Computer Programs. In: *Constitutive Equations in Viscoplasticity: Computational and Engineering Aspects* 20 (1976), S. 125-137

- [163] KRYSL, P. ; BELYTSCHKO, T. : Element-free Galerkin Method: Convergence of the Continuous and Discontinuous Shape Functions. In: *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 148 (1997), Nr. 3, S. 257–277
- [164] KUNTSCHKE, J. K.: *Mechanisches Verhalten von Verbundglas unter zeitabhängiger Belastung und Explosionsbeanspruchung*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2015
- [165] KURARAY: *SentryGlas Ionoplast - Architectural Safety Glass Interlayer*. [http://glasslaminatingsolutions.kuraray.com/fileadmin/user\\_upload/technical\\_information/downloads/sentryglas/Sentryglas\\_Brochure\\_English.pdf](http://glasslaminatingsolutions.kuraray.com/fileadmin/user_upload/technical_information/downloads/sentryglas/Sentryglas_Brochure_English.pdf). Version: 16.02.2016
- [166] KURARAY TROSIFOL: *Architectural Glazing - Product Portfolio*. <http://www.trosifol.de/en/service/downloads/architecture>. Version: 08.04.2016
- [167] KURARAY TROSIFOL: *Verfügbare Produkte und technische Daten BG R10*. <http://www.trosifol.de/de/produkte/architektur/trosifol-bg-r1015/>. Version: 18.02.2016
- [168] KURARAY TROSIFOL: *Manual - Verarbeitung von Trosifol PVB-Folie*. <http://www.trosifol.de/service/trosifol-manual/>. Version: 23.02.2016
- [169] LANCASTER, P. ; SALKAUSKAS, K. : Surfaces Generated by Moving Least Squares Methods. In: *Mathematics of Computation* 37 (1981), Nr. 155, S. 141–158
- [170] LARCHER, M. : *Numerische Simulation des Betonverhaltens unter Stoßwellen mit Hilfe des Elementfreien Galerkin-Verfahrens*. Karlsruhe, Universität Fridericiana zu Karlsruhe, Diss., 2007
- [171] LARCHER, M. ; SOLOMOS, G. ; CASADEI, F. ; GEBBEKEN, N. : Experimental and Numerical Investigations of Laminated Safety Glass Subjected to Blast Loading. In: *International Journal of Impact Engineering* 39 (2012), S. 42–50
- [172] LAUFS, W. ; VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE (Hrsg.): *Bauen mit Glas- VDI Bericht Nr. 1527: Die Bestimmung der Festigkeit thermisch vorgespannter Gläser*. Düsseldorf, 2000
- [173] LAUFS, W. : *Ein Bemessungskonzept zur Festigkeit thermisch vorgespannter Gläser*. Aachen, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Diss., 2000



- [174] LAW, A. ; STERN-GOTTFRIED, J. ; GILLIE, M. ; REIN, G. : The Influence of Travelling Fires on a Concrete Frame. In: *Journal of Engineering Structures* 33 (2011), Nr. 5, S. 1635–1642
- [175] LINDEN, M. P.: *Experimental Study of Laterally Loaded Laminated Glass Units*. Lubbock, Texas Tech University, Diss., 1983
- [176] LINDEN, M. P. ; MINOR, J. E. ; VALLABHAN, C. V. G. ; GLASS RESEARCH AND TESTING LABORATORY (Hrsg.): *Evaluation of Laterally Loaded Laminated Glass Units by Theory and Experiments*. Lubbock, 1984
- [177] LIU, M. B. ; LIU, G. R. ; LAM, K. Y.: A One-dimensional Meshfree Particle Formulation for Simulating Shock Waves. In: *Shock Waves* 13 (2003), Nr. 3, S. 201–211
- [178] LUKETA, A. ; SANDIA NATIONAL LABORATORIES (Hrsg.): *Recommendations on the Prediction of Thermal Hazard Distances from Large Liquefied Natural Gas Pool Fires on Water for Solid Flame Models*. Albuquerque, 2011
- [179] MAILLETTE, J. ; BIRK, A. M.: Effects of Tank Failure Mode and Lading Properties on Propane Fireball Geometry and Fire Hazard. In: AMERICAN INSTITUTE OF CHEMICAL ENGINEERS (Hrsg.): *International Conference and Workshop on Modeling and Mitigating the Consequences of Accidental Releases of Hazardous Materials*. New York : Eigenverlag, 1995. – ISBN 0–8169–0660–2, S. 721–735
- [180] MARTINSEN, W. E. ; MARX, J. D.: An Improved Model for the Prediction of Radiant Heat from Fireballs. In: AMERICAN INSTITUTE OF CHEMICAL ENGINEERS (Hrsg.): *International Conference and Workshop on Modeling and Mitigating the Consequences of Accidental Releases of Hazardous Materials*. New York : Eigenverlag, 1999. – ISBN 0–8169–0781–1, S. 605–621
- [181] MAYRHOFER, C. : Methoden der dynamischen Grenztragfähigkeitsberechnung. In: THOMA, K. (Hrsg.) ; GEBBEKEN, N. (Hrsg.) ; THÜNEMANN H. (Hrsg.): *Workshop Bau-Protect - Bauliche Strukturen unter Belastung durch Impact und Sprengwirkung*. Stuttgart : Fraunhofer IRB, 2004. – ISBN 3–8167–6627–7, S. 169–184
- [182] MINOR, J. E. ; REZNIK, P. L.: Failure Strengths of Laminated Glass. In: *Journal of Structural Engineering* 116 (1990), Nr. 4, S. 1030–1039
- [183] MOLNÁR, G. ; FERENTZI, M. ; WELTSCH, Z. ; SZEBÉNYI, G. ; BORBÁS, L. ; BOJTÁR, I. : Fragmentation of Wedge Loaded Tempered Structural Glass. In:

- Glass Structures & Engineering* 1 (2016), Nr. 1. <http://dx.doi.org/10.1007/s40940-016-0010-9>. – DOI 10.1007/s40940-016-0010-9
- [184] MOONEY, M. : A Theory of Large Elastic Deformation. In: *Journal of Applied Physics* 11 (1940), Nr. 9, S. 582–592
- [185] MORISON, C. : *The Resistance of Laminated Glass to Blast Pressure Loading and the Coefficients for Single Degree of Freedom Analysis of Laminated Glass*. Cranfield, Cranfield University - Defence Academy of the United Kingdom, Diss., 2007
- [186] MORISON, C. ; PULLAN, D. : Few Degrees of Freedom Analysis of Rectangular Glazing Units under Blast. In: UNIVERSITY OF FLORIDA (Hrsg.): *14. International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Sandestin, 2015
- [187] MUELLER, K. ; YOKOYAMA, T. ; MARJANISHVILI, S. : Structural Response to Blast and Subsequent Fire from a Petrochemical Train Derailment. In: USMANI, A. (Hrsg.) ; LU, Y. (Hrsg.) ; DAS, P. (Hrsg.): *Proceedings of the First Conference on Structural Safety under Fire and Blast*. Glasgow : ASRANet Ltd, 2015. – ISBN 978-0-9930121-2-9, S. 319–328
- [188] MÜLLER, P. ; HEINEMANN, H. ; ZIMMER, H. ; KRÄMER, H. : *Übungsbuch Physik*. München : Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 1996. – ISBN 3-446-40780-4
- [189] MURALIDHAR, S. ; JAGOTA, A. ; BENNISON, S. J. ; SAIGAL, S. : Mechanical Behaviour in Tension of Cracked Glass Bridged by an Elastomeric Ligament. In: *Acta Materialia* 48 (2000), Nr. 18, S. 4577–4588
- [190] NAWAR, M. ; SALIM, H. ; LUSK, B. ; KIGER, S. : Modeling and Shock Tube Testing of Architectural Glazing Systems for Blast Resistance. In: *Journal of Structural Engineering* 141 (2015), Nr. 7, S. 040141741–040141749
- [191] NAYROLES, B. ; TOUZOT, G. ; VILLON, P. : Generalizing the Finite Element Method: Diffuse Approximation and Diffuse Elements. In: *Computational Mechanics* 10 (1992), Nr. 5, S. 307–318
- [192] NEUGEBAUER, J. : Edelstahlgewebeanbindung für explosionsssichernde Gläser. In: *Stahlbau* 82 (2013), Nr. S1, S. 109–116

- [193] NIEDERLÄNDISCHE ORGANISATION FÜR ANGEWANDTE NATURWISSENSCHAFTLICHE FORSCHUNG ; TNO (Hrsg.): *LPG Integraal - Rapport No. 1112 Effectmodellen LPG*. Appeldoorn, 1983
- [194] NIELSEN, J. H. ; OLESEN, J. F. ; STANG, H. : The Fracture Process of Tempered Soda-lime-silica Glass. In: *Experimental Mechanics* 49 (2008), Nr. 6, S. 855–870
- [195] NIELSEN, J. H. ; OLESEN, J. F. ; STANG, H. : Characterization of the Residual Stress State in Commercially Fully Toughened Glass. In: *Journal of Materials in Civil Engineering* 22 (2010), Nr. 2, S. 179–185
- [196] NORVILLE, H. ; GLASS RESEARCH AND TESTING LABORATORY (Hrsg.): *Breakage Test of Du Pont Laminated Glass Units*. Lubbock, 1990
- [197] NORVILLE, H. ; GLASS RESEARCH AND TESTING LABORATORY (Hrsg.): *Dynamic Failure Prediction for Annealed Window Glass Lites*. Lubbock, 1990
- [198] NORVILLE, H. ; CONRATH, E. J.: Considerations for Blast-resistant Glazing Design. In: *Journal of Architectural Engineering* 7 (2001), S. 80–86
- [199] NORVILLE, H. ; CONRATH, E. J.: Blast-resistant Glazing Design. In: *Journal of Architectural Engineering* 12 (2006), S. 129–136
- [200] NORVILLE, H. ; HARVILL, N. ; CONRATH, E. J. ; SHARIAT, S. ; MALLONEE, S. : Glass-related Injuries in Oklahoma City Bombing. In: *Journal of Performance of Constructed Facilities* 13 (1999), Nr. 2, S. 50–56
- [201] NORVILLE, H. ; KING, K. W. ; SWOFFORD, J. L.: Behaviour and Strength of Laminated Glass. In: *Journal of Engineering Mechanics* 124 (1998), Nr. 1, S. 46–53
- [202] OBERSTE BAUBEHÖRDEIM BAYERISCHEN STAATSMINISTERIUM DES INNEREN, FÜR BAU UND VERKEHR: *Merkblatt ZiE-Nr-. 3A - Hinweise zur Erlangung der Zustimmung im Einzelfall*. München, 2015
- [203] ODA, J. ; ZANG, M. Y.: Analysis of Impact Fracture Behaviour of Laminated Glass of Bi-Layer Type Using Discrete Element Method. In: *Key Engineering Materials* 145 (1998), S. 349–354
- [204] OERTEL, H. ; BÖHLE, M. ; DOHRMANN, U. : *Strömungsmechanik: Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele*. 4. Auflage. Wiesbaden : Vieweg, 2006. – ISBN 978–3–8348–0206–4

- [205] OGDEN, R. W.: Nearly Isochoric Elastic Deformations: Application to Rubberlike Solids. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 26 (1978), Nr. 1, S. 37–57
- [206] OLTMANN, A. ; VENNEMANN, N. ; MITZLER, J. : Dem Gummi auf der Spur. In: *Kunststoffe* 98 (2008), Nr. 3, S. 38–42
- [207] ORGAN, D. ; FLEMING, M. ; TERRY, T. ; BELYTSCHKO, T. : Continuous Meshless Approximations for Nonconvex Bodies by Diffraction and Transparency. In: *Computational Mechanics* 18 (1996), Nr. 3, S. 225–235
- [208] PANTELIDES, C. P. ; HORST, A. D. ; MINOR, J. E.: Postbreakage Behaviour of Heat Strengthened Laminated Glass under Wind Effects. In: *Journal of Structural Engineering* 119 (1993), Nr. 2, S. 454–467
- [209] PASCOE, L. M. ; STURT, R. ; CORMIE, D. ; DENNIS, J. : Advances in Modelling. In: BUNDESAMT FÜR INFRASTRUKTUR, UMWELTSCHUTZ UND DIENSTLEISTUNGEN DER BUNDESWEHR (Hrsg.): *15. International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Potsdam, 2013
- [210] PENG, Y. ; YANG, J. ; DECK, C. ; WILLINGER, R. : Finite Element Modeling of Crash Test Behavior for Windshield Laminated Glass. In: *International Journal of Impact Engineering* 57 (2013), S. 27–35
- [211] PYTTEL, T. ; LIEBERTZ, H. ; CAI, J. : Failure Criterion for Laminated Glass under Impact Loading and its Application in Finite Element Simulation. In: *International Journal of Impact Engineering* 38 (2011), S. 252–263
- [212] RACKAUSKAITE, E. ; REIN, G. ; HAMEL, C. ; LAW, A. : Travelling Fires in Large Enclosures for Structural Design: Improved Methodology and Fire Sizes. In: USMANI, A. (Hrsg.) ; LU, Y. (Hrsg.) ; DAS, P. (Hrsg.): *Proceedings of the First Conference on Structural Safety under Fire and Blast*. Glasgow : ASRANet Ltd, 2015. – ISBN 978–0–9930121–2–9, S. 79–86
- [213] RANKINE, W. J. M.: On the Thermodynamic Theory of Waves of Finite Longitudinal Disturbance. In: *Proceedings of the Royal Society of London* 18 (1869), S. 80–83
- [214] RICE, J. R.: A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks. In: *Journal of Applied Mechanics* 35 (1968), Nr. 2, S. 379–386

- [215] RICE, J. R. ; PARIS, P. C. ; MERKLE, J. G. ; AMERICAN SOCIETY FOR TESTING AND MATERIALS (Hrsg.): *Special Technical Publication 536 - Progress in Flaw Growth and Fracture Toughness Testing: Some Further Results of J-Integral Analysis and Estimates*. Philadelphia, 1973
- [216] RIVLIN, R. S.: Large Elastic Deformations of Isotropic Materials - Further Developments of the General Theory. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 241 (1948), Nr. 835, S. 379–397
- [217] ROBERTS, A. F.: Thermal Radiation Hazards from Releases of LPG from Pressurized Storage. In: *Fire Safety Journal* 4 (1981), S. 197–212
- [218] RÖSLER, J. ; HARDERS, H. ; BÄKER, M. : *Mechanisches Verhalten der Werkstoffe*. 1. Auflage. Stuttgart : Teubner, 2003. – ISBN 3–519–00438–0
- [219] RÜDIGER, L. : *Zum Tragverhalten von Stahlbetonplatten unter dem Einfluss der Steifigkeitsänderung im gerissenen Zustand*. München, Universität der Bundeswehr München, Diss., 2009
- [220] SACKMANN, V. : *Untersuchungen zur Dauerhaftigkeit des Schubverbunds in Verbundsicherheitsglas mit unterschiedlichen Folien aus Polyvinylbutyral*. München, Technische Universität München, Diss., 2008
- [221] SALAS, M. D. ; IOLLO, A. : Entropy Jump Across an Inviscid Shock Wave. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 8 (1996), Nr. 5, S. 365–375
- [222] SALZMANN, M. : *Zur numerischen Untersuchung des nachbruchverhaltens von Verbundsicherheitsglas in Abhängigkeit von der Temperatur und vom Adhäsionsgrad zwischen den Komponenten*. München, Universität der Bundeswehr München, Bachelorarbeit, 2016
- [223] SANTONI, P. ; MARCELLI, T. ; LEONI, E. : Measurement of Fluctuating Temperatures in a Continuous Flame Spreading across a Fuel Bed Using a Double Thermocouple Probe. In: *Combustion and Flame* 131 (2002), Nr. 1, S. 47–58
- [224] SCHMIDT, U. : *Tabellen der Glastechnik*. Leipzig : Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1980

- [225] SCHNEIDER, F. ; SONNTAG, B. ; KOLLING, S. : Numerische und experimentelle Untersuchung des Tragverhaltens einer Verbund-Sicherheitsglasscheibe unter Berücksichtigung des gerissenen Zustands. In: *Bauingenieur* 79 (2004), Nr. 11
- [226] SCHNEIDER, J. : *Festigkeit und Bemessung punktgelagerter Gläser und stoßbeanspruchter Gläser*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2001
- [227] SCHOLZE, H. : *Glas - Natur, Struktur und Eigenschaften*. 3. Auflage. Berlin : Springer, 1988. – ISBN 978-3-5401-8977-0
- [228] SCHREIER, H. W. ; LICHTENBERGER, R. : Kombination von Stereoskopie und digitalen Korrelationsverfahren zur Messung von Kontur, Verformung und Dehnung. In: LUHMANN, T. (Hrsg.): *Photogrammetrie-Laserscanning - Optische 3D-Messtechnik - Beiträge der Oldenburger 3D-Tage 2003*. Heidelberg : Huthig, 2003. – ISBN 3-87907-404-6
- [229] SCHUBERT, H. : *Handbuch der Mechanischen Verfahrenstechnik*. Weinheim : Wiley, 2003. – ISBN 978-3-527-30577-3
- [230] SCHULA, S. : *Charakterisierung der Kratzanfälligkeit von Gläsern im Bauwesen*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2015
- [231] SCHULER, C. : *Einfluss des Materialverhaltens von Polyvinylbutyral auf das Tragverhalten von Verbundsicherheitsglas in Abhängigkeit von Temperatur und Belastung*. München, Technische Universität München, Diss., 2003
- [232] SCHUSTER, M. : *Untersuchung des zeitabhängigen Materialverhaltens von VSG-Zwischenschichten*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Masterarbeit, 2014
- [233] SCHWARZL, F. ; STAVERMAN, A. J.: Time-temperature Dependence of Linear Viscoelastic Behaviour. In: *Journal of Applied Physics* 23 (1952), Nr. 8, S. 838–843
- [234] SCHWARZL, F. R.: *Polymermechanik - Struktur und mechanisches Verhalten von Polymeren*. Berlin : Springer, 1990. – ISBN 3-540-51965-3
- [235] SEDLACEK, G. : *Glas im Konstruktiven Ingenieurbau*. Berlin : Ernst & Sohn, 1999. – ISBN 978-3-433-01745-6
- [236] SESHADRI, M. ; BENNISON, S. J. ; JAGOTA, A. ; SAIGAL, S. : Mechanical Response of Cracked Laminated Plates. In: *Acta Materialia* 50 (2002), S. 4477–4490

- [237] SHA, Y. ; HUI, C. Y. ; KRAMER, E. J. ; GARRETT, P. D. ; KNAPCZYK, J. W.: Analysis of Adhesion and Interface Debonding in Laminated Safety Glass. In: *Journal of Adhesion and Science Technology* 11 (1997), Nr. 1, S. 49–63
- [238] SIEBERT, G. : *Beitrag zum Einsatz von Glas als tragendes Bauteil im konstruktiven Ingenieurbau*. München, Technische Universität München, Diss., 1999
- [239] SIEBERT, G. : *Vorlesungsskript Bauphysik - Abschnitt B: Wärme*. München, 2006
- [240] SIEBERT, G. ; MANIATIS, I. : *Tragende Bauteile aus Glas - Grundlagen, Konstruktion, Bemessung, Beispiele*. 2. Auflage. Berlin : Ernst & Sohn, 2012. – ISBN 978-3-433-02914-5
- [241] SIEBERT, T. ; BECKER, T. ; SPILTHOF, K. ; NEUMANN, I. ; KRUPKA, R. : High-speed Digital Image Correlation: Error Estimations and Applications. In: *Optical Engineering* 46 (2007), Nr. 5, S. 051004/1–7
- [242] SMITH, D. C.: Glazing for Injury Alleviation under Blast Loading - United Kingdom Practice. In: TAMGLASS LTD. (Hrsg.): *Glass Processing Days 2001: Conference Proceedings*. Tampere : Tamglass Ltd., 2001. – ISBN 952-91-3526-2, S. 335–340
- [243] SNEDDON, I. N.: The Distribution of Stress in the Neighbourhood of a Crack in an Elastic Solid. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 187 (1946), Nr. 1009, S. 229–260
- [244] SOBEK, W. ; KUTTERER, M. ; MESSMER, R. : Untersuchung zum Schubverbund bei Verbundsicherheitsglas - Ermittlung des zeit- und temperaturabhängigen Schubmoduls von PVB. In: *Bauingenieur* 75 (2000), Nr. 1, S. 41–46
- [245] STERN-GOTTFRIED, J. : *Travelling Fires for Structural Design*. Edinburgh, University of Edinburgh, Diss., 2011
- [246] STERN-GOTTFRIED, J. ; REIN, G. : Travelling Fires for Structural Design - Part I: Literature Review. In: *Fire Safety Journal* 54 (2012), S. 74–85
- [247] STERN-GOTTFRIED, J. ; REIN, G. : Travelling Fires for Structural Design - Part II: Design Methodology. In: *Fire Safety Journal* 54 (2012), S. 96–112
- [248] SUN, D. Z. ; ANDRIEUX, F. ; OCKEWITZ, A. ; KLAMSER, H. ; HOGENMÜLLER, J. : Modelling of the Failure Behaviour of Windscreens and Component Tests. In:

- DYNAMORE GMBH (Hrsg.): *4. LS-DYNA Anwenderforum*. Bamberg, 2005, S. BII23–BII32
- [249] SUTTON, M. A. ; YAN, J. ; DENG, X. ; CHENG, C. S. ; ZAVATTIERI, P. : Three-dimensional Digital Image Correlation to Quantify Deformation and Crack-opening Displacement in Ductile Aluminium under Mixed-mode I/III Loading. In: *Optical Engineering* 46 (2007), Nr. 5, S. 051003/1–17
- [250] SZABÓ, I. : *Wissenschaft und Kultur*. Bd. 32: *Geschichte der mechanischen Prinzipien und ihrer wichtigsten Anwendungen*. 3. Auflage. Berlin : Birkhäuser, 1996. – ISBN 3–034–89980–7
- [251] TEICH, M. : *Interaktion von Explosionen mit flexiblen Strukturen*. München, Universität der Bundeswehr München, Diss., 2011
- [252] TIMMEL, M. ; KOLLING, S. ; OSTERRIEDER, P. ; DU BOIS, P. A.: A Finite Element Model for Impact Simulation with Laminated Glass. In: *International Journal of Impact Engineering* 34 (2007), S. 1465–1478
- [253] U.S. DEPARTMENT OF DEFENSE: *Unified Facilities Criteria 3-340-02 - Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions*. Arlington County, 2008
- [254] U.S. DEPARTMENT OF DEFENSE: *Unified Facilities Criteria 4-010-01 - DoD Minimum Antiterrorism Standards for Buildings*. Arlington County, 2012
- [255] VALLABHAN, C. V. G.: Iterative Analysis of Nonlinear Glass Plates. In: *Journal of Structural Engineering* 109 (1983), Nr. 2, S. 489–502
- [256] VALLABHAN, C. V. G. ; DAS, P. ; MAGDI, M. ; ASIK, M. ; BAILEY, J. R.: Analysis of Laminated Glass Units. In: *Journal of Structural Engineering* 119 (1993), Nr. 5, S. 1572–1585
- [257] VALLABHAN, C. V. G. ; MINOR, J. E. ; NAGALLA, S. R.: Stresses in Layered Glass Units and Monolithic Glass Plates. In: *Journal of Structural Engineering* 113 (1987), Nr. 1, S. 36–43
- [258] VENTURA, G. ; XU, J. X. ; BELYTSCHKO, T. : A Vector Level Set Method and New Discontinuity Approximations for Crack Growth by EFG. In: *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 54 (2002), Nr. 6, S. 923–944



- [259] WEGGEL, D. C. ; ZAPATA, B. J.: Laminated Glass Curtain Walls and Laminated Glass Lites Subjected to Low-level Blast Loading. In: *Journal of Structural Engineering* 134 (2008), Nr. 3, S. 466–477
- [260] WEI, J. ; DHARANI, L. R.: Response of Laminated Architectural Glazing Subjected to Blast Loading. In: *International Journal of Impact Engineering* 32 (2006), S. 2032–2047
- [261] WEIBULL, W. : A Statistical Distribution of Wide Applicability. In: *Journal of Applied Mechanics* 18 (1951), S. 293–297
- [262] WENDEHORST, R. : *Baustoffkunde*. 27. Auflage. Wiesbaden : Vieweg + Teubner, 2011. – ISBN 978-3-8351-0225-5
- [263] WILKINSON, W. ; CORMIE, D. ; WHOLEY, W. : Design of Curved Glass under Blast Loading. In: UNIVERSITY OF FLORIDA (Hrsg.): *14. International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Sandestin, 2015
- [264] WILLIAMS, M. L.: The Bending Stress Distribution at the Base of a Stationary Crack. In: *Journal of Applied Mechanics* 28 (1961), S. 78–82
- [265] WILLIAMS, M. L. ; LANDEL, R. F. ; FERRY, J. D.: The Temperature Dependence of Relaxation Mechanisms in Amorphous Polymers and Other Glass-forming Liquids. In: *Journal of the American Chemical Society* 77 (1955), Nr. 14, S. 3701–3707
- [266] WÖRNER, J.-D. ; FINK, A. ; SCHNEIDER, J. : *Glasbau - Grundlagen, Berechnung, Konstruktion*. 2. Auflage. Berlin : Springer, 2006. – ISBN 978-3-540-28476-5
- [267] ZANG, M. Y. ; CHEN, H. ; LEI, Z. : Simulation on High Velocity Impact Process of Windshield by SPH/FEM Coupling Method. In: IEEE COMPUTER SOCIETY (Hrsg.): *2010 WASE International Conference on Information Engineering*. Bei Dai, 2010, S. 381–384
- [268] ZANG, M. Y. ; LEI, Z. ; WANG, S. F.: Investigation of Impact Fracture Behavior of Automobile Laminated Glass by 3D Discrete Element Method. In: *Computational Mechanics* 41 (2007), Nr. 1, S. 73–83
- [269] ZHANG, X. ; HAO, H. ; MA, G. : Laboratory Test and Numerical Simulation of Laminated Glass Window Vulnerability to Debris Impact. In: *International Journal of Impact Engineering* 55 (2013), S. 49–62

- [270] ZUKAS, J. A.: *Introduction to Hydrocodes*. Bd. 49. Amsterdam : Elsevier, 2004. – ISBN 978-0-080-44348-5