Mehrskalenmodellierung von Schädigung in gummimodifizierten thermoplastischen Kunststoffen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften

des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Martin Matthias Helbig

aus Sayda im Erzgebirge

Tag der mündlichen Prüfung: 16.06.2016

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Seelig
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Stefan Kolling

Karlsruhe 2016

Kurzfassung

Bei der Fertigung zahlreicher Produkte werden gummimodifzierte Kunststoffe wie z.B. Acrylnitril-Butadien-Styrol (ABS) verwendet. Diese Thermoplaste zeichnen sich durch eine hohe Bruchzähigkeit aus. Mit einem zunehmenden Massenanteil von fein verteilten Gummipartikel nimmt die Duktilität dieser Werkstoffe zu, während gleichzeitig Steifigkeit und Fließspannung abnehmen. Diese makroskopischen Effekte werden durch Mikromechanismen wie Scherfließen, Porenwachstum und Crazing hervorgerufen.
Im Rahmen dieser Arbeit wird der Crazing-Mechanismus bei amorphen glasartigen Thermoplasten untersucht. Unter Crazing ist eine rissähnliche Deformation zu verstehen, bei welcher die Rissufer mit feinen, dünnen Fibrillen aus hochverstrecktem Polymermaterial verbunden sind. Im Unterschied zum Riss können Crazes Lasten zwischen den Rissufern übertragen. Das gleichzeitige Auftreten mehrerer Crazes in bandartigen parallelen Deformationszonen, ausgehend von den feinverteilten Gummipartikeln, wird als verteiltes Crazing bezeichnet.
In dieser Arbeit werden zunächst experimentelle Untersuchungen zur Charakterisierung des Deformations- und Bruchverhaltens eines ABS-Werkstoffs durchgeführt. Ein kontinuumsmechanisches, homogenisiertes Materialmodell zur Beschreibung von verteiltem Crazing wird vorgestellt, welches die wichtigsten mikromechanischen Parameter berücksichtigt. Mit Hilfe der Versuche werden die Materialparameter des Crazing-Modells ermittelt. Parameterstudien dienen zur Untersuchung des Einflusses der Mikrostrukturparameter auf das makroskopische Deformationsverhalten. Die numerische Simulation von makroskopischer Rissausbreitung im homogenisierten Material und der Vergleich mit Experimenten dient dem Verständnis des Deformations- und Schädigungsverhaltens von ABS. Dreidimensionale FE-Modelle der explizit aufgelösten Mikrostruktur werden ergänzend zur Untersuchung der Entstehung von verteiltem Crazing genutzt.
Mit Hilfe eines etablierten Modells zur Beschreibung des Deformationsverhaltens von amorphen glasartigen Thermoplasten werden die Bildung und das Ziehen von Crazefibrillen untersucht. Ausgehend von vereinzelten Poren in einer thermoplastischen Matrix wird mit Hilfe FE- Simulationen der Topologiewechsel zum zusammenhängenden Porenraum mit isolierten Crazefibrillen unter äußerer Zugbelastung beschrieben. Dabei wird der Einfluss der wichtigsten Materialparameter auf die Bildung und das Wachstum von Crazefibrillen untersucht.

Abstract

Rubber toughened polymers such as acrylonitrile-butadiene-styrene (ABS) are used for numerous products. These thermoplastics have an improved fracture toughness compared to unmodified thermoplastics (e.g. styrene-acrylonitrile, SAN) [37]. With an increasing mass fraction of the fine dispersed rubber particles the ductility of these materials increases while the stiffness and the yield stress decrease. These macroscopic effects are caused by micro mechanisms such as shear yielding, void growth and crazing.
In this work the crazing mechanism in rubber-toughened amorphous glassy thermoplastics is investigated. Crazing means a crack-like deformation, where the crack faces are bridged by numerous thin fibrils of highly stretched polymer-material. The difference between crazes and cracks is the capability of the fibrils to transfer load between the crack faces. The occurrence of many band-like damage zones between the rubber particles is known as multiple crazing or distributed crazing.
Here, experimental investigations on an ABS-material are used to characterize the deformation and fracture behavior. A homogenized material model for distributed crazing is developed, which takes the most important micromechanical parameters into account. The experimental results are used to determine the parameter of the distributed crazing model. The influence of microstructural parameters on the macroscopic material behavior is investigated numerically.
The simulation of macroscopic crack growth using the homogenized material and the comparison with experiments are used to investigate the elongated shape of the plastic zone at the crack tip as well as the fracture behavior of the material. Three-dimensional investigations of the explicitly resolved microstructure are used to gain information about the initiation of distributed crazing.
An established model for the deformation behavior of glassy polymers is used to analyze the initiation and drawing of craze fibrils. Starting from individual voids in a surrounding thermoplastic matrix FE simulations used to study the change of the topology to an interconnected void space with isolated fibrils. Simulations are used to investigate the influence of the most important material parameters on the initiation and growth of craze fibrils.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als akademischer Mitarbeiter am Institut für Mechanik (IFM) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Die wissenschaftliche Grundlage wurde erlangt durch die Bearbeitung des Forschungsprojektes SE-872/5, gefördert durch die deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG).
Meinen besonderen Dank möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Seelig für die hervorragende wissenschaftliche Betreuung aussprechen. Seine wissenschaftliche Kompetenz, die zahlreichen wertvollen Anregungen, die engagierte Unterstützung und stete Diskussionsbereitschaft haben diese Arbeit wesentlich geprägt.
Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Stefan Kolling danke ich für die Übernahme des Korreferats, die zügige Durchsicht des Manuskripts sowie wertvolle Hinweise.
Für die praktische Unterstützung bei den experimentellen Untersuchungen möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Jakob Weber und Frau Johanna Naumann danken. Herrn Dipl.-Ing. Volker Zibat des Laboratoriums für Elektronenmikroskopie danke ich für die aufschlussreichen REM-Bilder. Im besonderen Masse möchte ich mich bei Herrn Willi Wendler bedanken, ohne dessen besonderes Engagement die zahlreichen experimentellen Untersuchungen nicht möglich gewesen wären.
Herrn M.Sc. Philipp Hempel danke ich für die langjährige Zusammenarbeit, Freundschaft, sowie die zahlreichen kritischen Diskussionen und Anregungen.
Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Betsch, Prof. Dr.-Ing. Karl Schweizerhof und allen Kolleginnen und Kollegen des Instituts für Mechanik danke ich für Ihre fachliche und persönliche Unterstützung sowie das angenehme und produktive Arbeitsklima.
Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Familie für die stetige Unterstützung und Ermutigung bedanken. Der Rückhalt und die Geduld meiner Frau und meiner Kinder haben erheblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Karlsruhe, den 15. September 2016 Martin Helbig

Inhaltsverzeichnis

Bezeichnungen und mathematische Operatoren **vii**

1 Einleitung **1**

2 Mechanisches Verhalten von Polymerwerkstoffen **5**
2.1 Aufbau von Polymerwerkstoffen 5
2.2 Acrylnitril-Butadien-Styrol (ABS) 9
2.3 Schädigungsmechanismen 12

3 Kontinuumsmechanische und numerische Grundlagen **19**
3.1 Kontinuumsmechanik 19
3.2 Finite Elemente Methode 25

4 Experimentelle Untersuchungen an ABS **29**
4.1 Versuchsaufbau, -durchführung und -auswertung 29
4.2 Vorversuche 33
4.3 Zugversuche unter monotoner Belastung 36
4.4 Zugversuche unter zyklischer Belastung 37
4.5 Einfluss inelastischer Vordeformation 41
4.6 Bruchmechanische Experimente 48
4.7 Zusammenfassung und Ausblick 52

5 Kontinuumsmechanische Modellierung von verteiltem Crazing **55**
5.1 Homogenisiertes Materialmodell 55
5.2 Modellierung von Mikrostrukturparametern 58
5.3 Elastisches Verhalten mit Schädigung 59
5.4 Materialparameterermittlung 61
5.5 Einfluss von Mikrostrukturparametern 64
5.6 Zusammenfassung und Ausblick 66

6 Numerische Untersuchungen zu verteiltem Crazing **69**
6.1 Makroskopische Rissausbreitung in homogenisiertem Material 69
6.2 Crazing in porösem RVE 74
6.3 Zusammenfassung und Ausblick 84

7 Simulation von Fibrillationsprozessen **85**
7.1 Modell für Scherfließen in homogenen glasartigen Thermoplasten 85
7.2 Mikromechanische Modellierung 87

7.3 Simulationsergebnisse 89
7.4 Diskussion 95

8 Zusammenfassung **97**

Bezeichnungen und mathematische Operatoren

Bezeichnungen

Die Notationen sind im Schrifttum nicht einheitlich, daher sind die Notationen dieser Arbeit der folgenden Liste zu entnehmen. Während Skalare in Normalschift gegeben sind, werden Vektoren, Matrizen und Tensoren zweiter Stufe mit fettgedruckten Buchstaben bezeichnet, die Unterscheidung ergibt sich aus dem Kontext.

A	Materialparameter
A_i, A_0	aktuelle Querschnittsfläche, Anfangsquerschnitt
α, β, η, h, ω	Parameter
b	Länge
$\boldsymbol{b}$	Rückspannungstensor
$\boldsymbol{B}$	Rechts-Cauchy-Green Tensor
c	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
C	Ähnlichkeitsmaß
$\boldsymbol{C}$	Links-Cauchy-Green Tensor
C_r	Verfestigungsmodul
$\boldsymbol{d}$	Verschiebung
$d\boldsymbol{a}$, $d\boldsymbol{b}$, $d\boldsymbol{c}$	Vektoren
δ	Phasenwinkel (Viskosität)
$\dot{\delta}$	Separationsrate
$\boldsymbol{D}$	Verzerrungsgeschwindigkeitstensor
ΔA	Flächenelement
$\Delta \boldsymbol{F}$	resultierende Schnittkraft
ε, $\boldsymbol{\varepsilon}$	Dehnung, Verzerrungstensor
$\boldsymbol{\varepsilon}^G$, $\boldsymbol{\varepsilon}^A$, $\boldsymbol{\varepsilon}^H$	Green-Lagrange-Verzerrungstensor, Euler-Almansi-Verzerrungstensor, Hencky'scher Verzerrungstensor
$\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{pl}}$	plastische Dehnung
ε_f	Bruchdehnung
ε_v	Volumendehnung
$< \varepsilon >$	makroskopische Dehnung

$\dot{\varepsilon}$	nominelle Dehnrate
E	Elastizitätsmodul
$\mathbb{E}$	Elastizitätstensor (vierstufig)
f	Porosität
$\boldsymbol{f}$	Volumenkraftdichte
F	Stempelkraft
$\boldsymbol{F}$	Deformationsgradient
G	Schermodul
$G^{'}$	Speichermodul
$G^{''}$	Verlustmodul
$\dot{\gamma}$	Deformationsgeschwindigkeit
I_σ, II_σ, III_σ	Hauptinvarianten des Spannungstensors
$\boldsymbol{I}$	Einheitstensor
J	JACOBI-Determinante
K	Kompressionsmodul
l	(charakteristische) Länge, Abmessung
$\boldsymbol{L}$	Räumlicher Geschwindigkeitsgradient
λ	Hauptspannung (Eigenwerte), LAMÉsche Konstante
λ_x, λ_y, λ_z	Streckungen
m	Masse
μ	LAMÉsche Konstante, Schermodul
$\boldsymbol{M}$	Massenmatrix
$\boldsymbol{n}$	Normaleneinheitsvektor
N	Anzahl von Kettensegmenten, Ansatzfunktionen
ν	Querdehnzahl
$\boldsymbol{P}$	erster PIOLA-KICHHOFF'sche Spannungstensor
$\boldsymbol{R}$	Rotationstensor
ϱ, ϱ_0	Massendichte
σ, $\boldsymbol{\sigma}$	(Normal-) Spannung, (Cauchy-) Spannungstensor
$< \sigma >$	makroskopische Spannung
t	Zeit
$\boldsymbol{t}$	Spannungsvektor
T, θ	Temperatur
T_G, T_M	Glasübergangs- und Schmelztemperatur
τ	Schubspannung
$\boldsymbol{\tau}$	Schubspannungvektor
u, $\boldsymbol{u}$	Verschiebung, Verschiebungsvektor
$\dot{\boldsymbol{u}}$	Geschwindigkeitsvektor
$\ddot{\boldsymbol{u}}$	Beschleunigungsvektor
$\boldsymbol{U}$	Rechts-Strecktensor
v	Belastungsgeschwindigkeit
$\boldsymbol{v}$	Geschwindigkeitsvektor
V, V_0	Volumen, Volumen in Referenzkonfiguration
$\boldsymbol{V}$	Links-Strecktensor

∂V	Rand von V
w	Brucharbeit
$\boldsymbol{W}$	schiefsymmetrischer Anteil von $\boldsymbol{L}$ (Spintensor)
$\boldsymbol{x}$	Ortsvektor in Momentankonfiguration
$\boldsymbol{X}$	Ortsvektor in Referenzkonfiguration
ω	Parameter

Erklärung mathematischer Operatoren

In der Arbeit wird im Allgemeinen die symbolische Tensornotation verwendet. Zum besseren Verständnis der mathematischen Operationen wird vereinzelt auf die Indexschreibweise zurückgegriffen.

Für alle	$\forall$
Leere Menge	$\varnothing$
inkrimentelle Größe a	Δa
Vereinigung der Mengen M und J	$M \cup J$
Durchschnitt der Mengen M und J	$M \cap J$
Dyadisches Produkt zweier Vektoren	$(\boldsymbol{a} \otimes \boldsymbol{b}) \cdot \boldsymbol{c} := \boldsymbol{a}(\boldsymbol{b} \cdot \boldsymbol{c})$
Spatprodukt dreier Vektoren	$\boldsymbol{u} \cdot (\boldsymbol{u} \times \boldsymbol{w}) = V$
Mulitplikation zweier Tensoren zweiter Stufe	$\boldsymbol{A} \cdot \boldsymbol{B} = A_{ij}B_{jl}\boldsymbol{e}_i \otimes \boldsymbol{e}_l$
Skalarprodukt zweier Tensoren:	$\boldsymbol{A} : \boldsymbol{B} = A_{ij}B_{ij}$
transponierter Tensor	$\boldsymbol{A}^T = A_{ji}\boldsymbol{e}_i \otimes \boldsymbol{e}_j$
Einheitstensor 2.Stufe	$\boldsymbol{I} = \delta_{ij}\boldsymbol{e}_i \otimes \boldsymbol{e}_j$
Inverser Tensor	$\boldsymbol{A}^{-1} \cdot \boldsymbol{A} = \boldsymbol{I}$
Spur eines Tensors 2.Stufe	$\mathrm{tr}\,\boldsymbol{A} = A_{ii}$
Betrag eines Tensors 2. Stufe	$\lvert A \rvert = \sqrt{\boldsymbol{A} : \boldsymbol{A}}$
Gradient	$\mathrm{grad}(...) := \dfrac{\partial(...)}{\boldsymbol{x}}$
Divergenz	$\mathrm{div}(...) := \sum_{i=1}^{3} \dfrac{\partial(...)}{\partial x_i}\boldsymbol{e}_i$

1 Einleitung

Motivation

Der verstärkte Einsatz von gummimodifizierten thermoplastischen Kunststoffen, wie z.B. Acylnitril-Butadien-Styrol (ABS) als Werkstoff für technische Bauteile erfordert Modelle, mit denen das Deformations- und Versagensverhalten zuverlässig simuliert werden kann. Die Zuverlässigkeit eines Modells, das die makroskopischen Eigenschaften wiedergeben soll, wird durch die Berücksichtigung von mikroskopischen Deformations- und Schädigungsmechanismen deutlich erhöht. Dazu ist es aber unabdingbar die wichtigsten Mikromechanismen und deren Einfluss auf das makroskopische Deformations- und Schädigungsverhalten zu identifizieren, zu untersuchen und zu verstehen.
Gummimodifizierte Thermoplaste wie ABS bestehen aus einer thermoplastischen amorphen Matrix (z.B. Styrol-Acrylnitril (SAN)), in der sich feinverteilte Gummipartikel (Butadien) befinden. Aufgrund von unterschiedlichen Deformationsmechanismen auf der Mikroebene unterscheidet sich das makroskopische Materialverhalten eines gummimodifizierten Thermoplast deutlich vom Verhalten des Matrixmaterials. Mit zunehmendem Gummianteil nimmt die Duktilität und Bruchzähigkeit deutlich zu. Bei ABS-Werkstoffen sind die Kavitation der Gummipartikel und das damit verbundene Porenwachstum, sowie Scherfließen der Matrix und Crazing die wichtigsten Mikro-Mechanismen [9, 13, 48, 43]. Als Crazing wird ein Deformations- und Schädigungsmechanismus bezeichnet, bei welchem sich rissartige längliche Zonen senkrecht zur maximalen Hauptspannungsrichtung bilden. In diesen Zonen wird Matrixmaterial zu einer Vielzahl von dünnen Fibrillen verstreckt, die im Gegensatz zu Rissen Zugkräfte übertragen können [13, 48, 43]. Optisch ist Crazing durch eine Weißfärbung des inelastisch deformierten Materials erkennbar, deswegen wird auch der deutsche Begriff Weißbruch verwendet.
Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Crazing-Mechanismus bei gummimodifizierten Thermoplasten (ABS) auf mehreren Längenskalen. Dazu sollen experimentelle Untersuchungen Aufschluss über das Deformations- und Schädigungsverhalten von ABS geben. Ein makroskopisches Materialmodell für verteiltes Crazing unter Berücksichtigung der wichtigsten mikromechanischen Parameter wird entwickelt und an Versuchsergebnisse angepasst. Die typische Form der plastischen Zone an einer Kerbe sowie Bruchvorgänge werden simuliert und mit Experimenten verglichen. Durch numerische Berechnungen auf der Mikroebene mit explizit modellierter Mikrostruktur werden die Modellannahmen untersucht. Ein grundlegendes Verständnis über die Initiierungsphase von Crazing wird erlangt, indem die Bildung und Verstreckung von Crazefibrillen simuliert und die dabei wichtigsten Parameter untersucht werden.

Stand der Forschung

Einzelne Aspekte der Grundprinzipien des sog. *rubber-toughening* sind heute recht gut verstanden [13, 43], dennoch herrscht Unklarheit bezüglich einer Reihe wesentlicher Fragen, wie z.B. die des optimalen Gummianteils. Der Einfluss mikroskopischer Prozesse und des daraus resultieren makroskopischen Materialverhaltens ist bisher noch unzureichend durch theoretische Modelle erfasst worden.
Bisher wurden die einzelnen Mikromechanismen (Porenwachstum, Scherfließen und Crazing) meist getrennt betrachtet. Ein Großteil der Arbeiten beschäftigte sich mit Matrixfließen in Kombination mit Porenwachstum. Dabei wurde von kavitierten Gummipartikeln ausgegangen [49, 60, 63] und ein viskoplastisches Stoffgesetz zur Beschreibung des charakteristischen Verhaltens der glasartigen Matrix [11] verwendet. Ein Ansatz zur homogenisierten Beschreibung des Deformationsverhaltens gummimodifizierter Thermoplaste wurde mit Hilfe eines Modells für poröse Plastizität [50] untersucht.
Weil Crazes als rissähnliche Zonen beschrieben werden können, die in der Lage sind Spannungen zu übertragen, ist es möglich Kohäsivelemente zur Beschreibung dieser Eigenschaften zu verwenden. Spannungsbasierte Kriterien zur Beschreibung der Crazeinitiierung und des Crazeversagens (Durchriss der Crazefibrillen) wurden hierbei verwendet [67]. Spezielle Volumenelemente wurden in [60] entwickelt, um diskrete Crazes zu beschreiben. Dabei wurde das Matrixmaterial als rein elastisch betrachtet und kein Versagen berücksichtigt. Bei beiden Ansätzen ist die Crazerichtung von der diskreten Elementierung abhängig, d.h. Crazes können nur in der vorgegebenen Richtung wachsen. Dadurch kann eine Änderung der Belastungsrichtung (z.B. an einer fortschreitenden Rissspitze) nicht berücksichtigt werden. In der vorliegenden Arbeit wird als Alternative ein homogenisiertes makroskopisches Materialmodell für verteiltes Crazing vorgestellt.

Gliederung der Arbeit

In Kapitel 2 - *Mechanisches Verhalten von Polymeren* - wird zunächst der allgemeine Aufbau von Polymeren und deren drei Hauptgruppen beschrieben. Im Anschluss wird auf die Herstellung, die thermomechanischen Eigenschaften und die Schädigungsmechanismen des gummimodifizierten Thermoplasts *Acrylnitril-Butadien-Styrol* (ABS) eingegangen, wobei der Crazing-Mechanismus besonders betrachtet wird.

Kapitel 3 - *Kontinuumsmechanische und numerische Grundlagen* - stellt die notwendigen mechanischen Grundlagen bereit, die zur Beschreibung der in dieser Arbeit betrachteten Materialmodelle und Randwertprobleme notwendig sind. Im zweiten Teil des Kapitels wird die Methode der Finiten Elemente (FEM) kurz erläutert, da diese zur Berechnung später verwendet wird.

In Kapitel 4 - *Experimentelle Untersuchungen* - werden zunächst Versuchsaufbau und -auswertung von Zugversuchen beschrieben. Anschließend werden Zug- und Bruchmechanikversuche an einem ABS-Werkstoff durchgeführt, sowie deren Ergebnisse diskutiert.

Kapitel 5 - *Kontinuumsmechanische Modellierung von verteiltem Crazing* beschreibt ein makroskopisches Modell für verteiltes Crazing, das die wichtigsten mikromechanischen Parameter berücksichtigt. Die Parameter des Modells werden an die Versuche des dritten Kapitels dieser Arbeit angepasst. Anschließend wird der Einfluss der Mikrostrukturparameter auf das makroskopische Deformationsverhalten analysiert.

Kapitel 6 - *Numerische Untersuchungen zu verteiltem Crazing* - die numerische Simulation von Bruchmechanikversuchen wird im ersten Teil beschrieben, dabei wird das simulierte Deformations- und Schädigungsverhalten mit den Versuchen aus dem dritten Kapitel dieser Arbeit verglichen. Im zweiten Teil wird Crazing auf der Mikroebene numerisch untersucht, um die Annahmen des Modells für verteiltes Crazing in Kapitel 4 zu bewerten.

Im letzten Kapitel 7 - *Simulation von Fibrillationsprozessen*- wird zuerst ein Materialmodell vorgestellt, das Scherfließen im homogenen amorphen thermoplastischen Kunststoffen beschreibt. Im Anschluss wird mit Hilfe dieses Modells und einer modellierten Mikrostruktur das Ziehen von Crazefibrillen untersucht. Mit Hilfe von Finite Elemente Simulationen werden die wichtigsten Parameter untersucht, die ein stabiles Fibrillenwachstum ermöglichen.

2 Mechanisches Verhalten von Polymerwerkstoffen

In diesem Kapitel werden einige allgemeinen Grundlagen zu Polymerwerkstoffen bereitgestellt. Im Anschluss wird auf ein schlagzähmodifiziertes Thermoplast, dessen Herstellung, Mikrostruktur und mechanische Eigenschaften eingegangen. Schließlich werden die Deformations- und Schädigungsmechanismen erklärt, die auf der Mikroebene ($\approx 0.05 - 5.0\ \mu m$) wirken und für eine sehr große Bruchdehnung bei gummimodifizierten Thermoplasten sorgen. Für weitere Informationen zu Polymeren im Allgemeinen sei auf die Fachliteratur, z.B. [19, 20, 42], und zu schlagzäh- bzw. gummimodifizierten Thermoplasten auf [43, 13, 9, 19, 20] verwiesen.

2.1 Aufbau von Polymerwerkstoffen

Polymerwerkstoffe sind Werkstoffe, die aus makromolekularen organischen Verbindungen bestehen. Sie werden synthetisch oder durch Umwandlung von Naturprodukten hergestellt. Makromoleküle bestehen aus vielen, kettenförmig aneinander gereihten Monomereinheiten, welche oft recht einfache organische Verbindungen sind [19]. Ein Beispiel hierfür zeigt Abbildung 2.2 des Abschnitts 2.2, wo die Strukturen von drei Monomeren zu sehen sind. Die mittlere Anzahl der Monomere in den Kettenmolekülen wird als Polymerisationsgrad bezeichnet. Die Anzahl kovalenter Bindungen (Elektronenpaarbindung) zwischen einzelnen Ketten hat großen Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften der Polymere. Sie wird zur Unterteilung der Polymere in drei Hauptgruppen (Elastomere, Duromere und Thermoplaste) verwendet, welche im Anschluss kurz beschrieben werden. Schließlich werden Beispiele für die Polymere sowie deren Anwendung genannt. Von einem amorphen Zustand wird gesprochen, wenn sich die Moleküle in einem ungeordneten Zustand befinden. Während Elastomere und Duromere ausschließlich amorph vorkommen, gibt es sowohl amorphe als auch kristalline Thermoplaste. Eine wichtige Größe zur Beschreibung des mechanischen Verhaltens amorpher Thermoplaste ist die Glasübergangstemperatur T_G, unterhalb derer die thermische Energie nicht mehr ausreicht, um eine Drehbewegung der Kettensegmente zu ermöglichen. Das Material verhält sich unterhalb von T_G glasartig und spröde.

2.1.1 Elastomere

Elastomeren haben eine geringe Vernetzungsdichte von ca. einer Vernetzung pro 1000 Atomen der Hauptkette und ihre Glasübergangstemperatur T_G (z.B. Polyisopren $T_G \approx -75C^\circ$) liegt unterhalb des typischen Einsatzbereiches. Die Drehbarkeit einzelner Kettensegmente der langen Molekülketten ist stark ausgeprägt, deswegen können sich sog. Polymerknäuel bilden. Die Ausrichtung der Ketten unter Zugbelastung und das Zurückbilden statistischer Knäuel bei Entlastung wird als Entropie-Elastizität bezeichnet. Die Mobilität der Kettensegmente nimmt mit der Temperatur zu.

Name		Anwendung
NR	Naturgummi	Handschuhe, Schuhsohlen
SBR	Styrol-Butadien-Gummi	Fahrzeugreifen, techn. Artikel
BR	Butadiengummi	Schuhsohlen, techn. Artikel
IR	Isoprengummi	dünne Gummiartikel
CR	Chloroprengummi	Transportbänder, Dichtungen, Schläuche
NBR	Acrylnitril-Butadien-Gummi	O-Ringe, Dichtungen, Membranen, Schläuche
PUR	Polyurethan	verschleißfeste Maschinenteile, Auskleidungen

Tabelle 2.1: Beispiele für Elastomere und deren Anwendung [20, 53]

2.1.2 Duroplaste

Der vernetzte, endgültig feste Werkstoff besteht aus chemisch engmaschig untereinander gebundenen Makromolekülen mit einer Vernetzungsdichte von etwa einer Vernetzung pro 20 Atome der Hauptkette. Duroplaste entstehen durch chemische Reaktionen mehrerer Komponenten, d.h. Harz und Härter oder zusätzlicher Additive. Die Ausgangsstoffe sind meist flüssige und plastisch verformbare Monomere oder Oligomere. Duromere können nach ihrer Aushärtung nur noch in geringem Maß plastisch verformt werden.

Name		Anwendung
UP	Ungesättigter Polyester	Automobilbau, Behälter, Gehäuse, Polymerbeton
EP	Epoxidharze	Luft- Raumfahrt, Medizin, E-Technik, Klebstoffe
PF	Phenolharze	Spanplatten, Dämmstoffe, Brandschutz
PI	Polyimide	E-Technik, Elektronik
SI	Silikonharze	E-Technik, Dichtungen, Bauwesen

Tabelle 2.2: Beispiele für Duroplaste und deren Anwendung [20, 53]

2.1.3 Thermoplaste

Polymere, die sich mit zunehmender Temperatur immer leichter plastisch verformen lassen, werden als Thermoplaste bezeichnet. Im Unterschied zu Elastomeren und Duromeren lassen sich Thermoplaste im erwärmten Zustand beliebig oft plastisch verformen, solange die Temperatur unterhalb der Zersetzungstemperatur liegt. Thermoplaste besitzen keine kovalenten Bindungen außer denen innerhalb der Hauptketten. VAN DER WAALS[I]-Kräfte zwischen den Molekülketten sind für das Netzwerk aus physikalischen Verschlaufungen (engl. entanglement) verantwortlich, siehe Abbildung 2.1a). Die mechanischen Werkstoffkenngrößen von Thermoplasten sind temperaturabhängig. Thermoplaste sind bei Raumtemperatur hart und ihr mechanisches Verhalten ist viskoelastisch- viskoplastisch. Typische Spannungs-Dehnungskurven von Zugversuchen an Polycarbonat (PC) mit unterschiedlichen makroskopischen Dehnraten und Temperaturen sind in Abbildung 2.1b zu sehen. Das Nachlassen von elastischer Steifigkeit und Fließspannung mit zunehmender Temperatur sind deutlich zu sehen. Im Bereich der Glasübergangstemperatur T_G ist nahezu keine elastische Steifigkeit mehr zu erkennen.

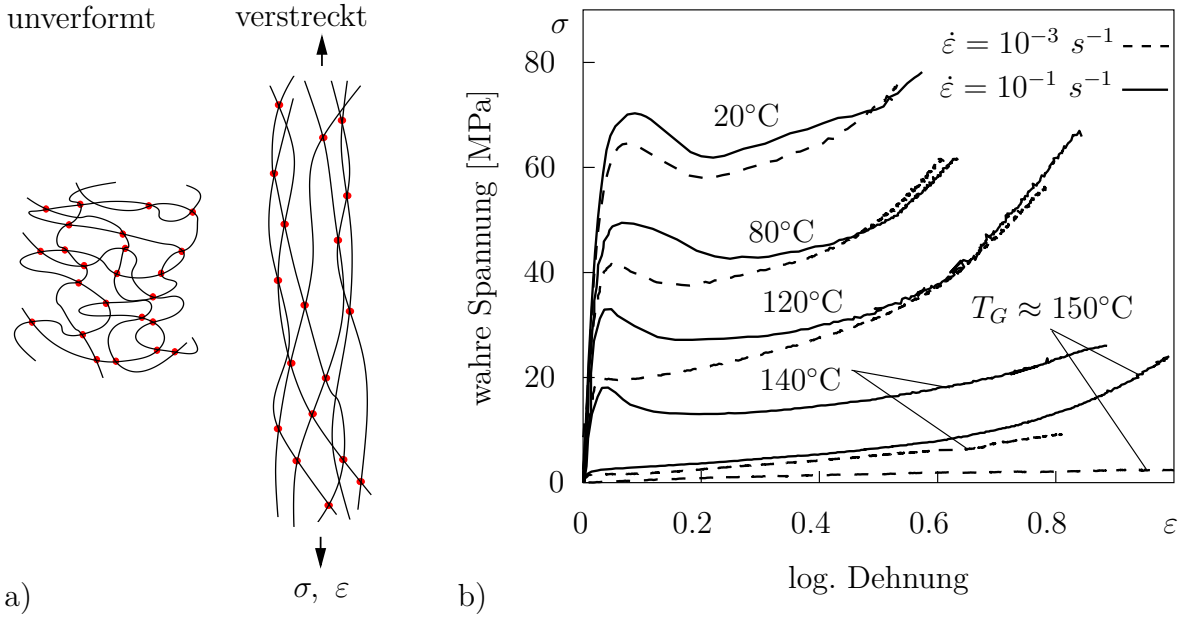


Abbildung 2.1: a)Verstreckung von zufällig verschlauften Polymerketten [58]
b)Einfluss der Temperatur auf Spannungs-Dehnungs-Verhalten von PC in Abhängigkeit der Verzerrungsrate [32]

Die Temperaturabhängigkeit der mechanischen Eigenschaften ist mit Hilfe der BROWN'schen[II]-Molekularbewegung zu erklären. Bei niedrigen Temperaturen sind die Makromoleküle unbeweglich, da die Mikro-BROWNSCHEN Bewegungen sehr gering sind und die Molekülverschlaufungen wie feste Vernetzungspunkte wirken. Dieser Zustand bei niedrigen Temperaturen wird als Glaszustand oder energieelastischer Zustand bezeichnet. Durch Temperaturerhöhung werden Molekülsegmente beweglich genug, um Belastungen

[I] nach Johannes Diderik von der Waals, niederländischer Physiker, 1837-1923
[II] nach Robert Brown, englischer Botaniker, 1773-1858

folgen zu können. Die Verschlaufungen bleiben dabei meist fest, können aber verrutschen oder sich lösen. Dieser Zustand wird als gummiartig oder entropieelastisch bezeichnet, die Thermoplasten sind dann leicht formbar. Der Übergang vom energieelastischen zum entropieelastischen Zustand wird als Glasübergang bezeichnet, der durch die Glasübergangstemperatur T_G angegeben wird. Bei weiterer Erhitzung über den Gummizustand hinaus, schmilzt das Polymer bei T_M.
Die Zeit-Temperatur-Beziehungen von Polymerwerkstoffen sagt aus, dass Zeit und Temperatur gleichen Einfluss auf das viskoelastische Verhalten haben, d.h. eine Verlängerung der Versuchszeit hat den gleichen Effekt wie eine Temperaturerhöhung [54]. Die Aurrhenius-Kinetik kann verwendet werden, um die Verzerrungs-Temperatur-Gesetzmäßigkeit hinreichend zu beschreiben (z.B. [52]).

$$\dot{\varepsilon}(T) = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{A}{k_B T}\right) \tag{2.1}$$

Gleichung (2.1) beschreibt den Zusammenhang zwischen Temperatur T und der Dehnrate $\dot{\varepsilon}$ mit der Referenzdehnrate $\dot{\varepsilon}_0$, der Bolzmannkonstanten k_B und der Aktivierungsenergie A.

Name		Anwendung
PE	Polyethylen	Folien, elektr. Isolierung, Rohre, Flaschen
PP	Polypropylen	Rohre, Lebensmittelverpackungen, elektr. Isolierung
PS	Polystyrol	Schall- und Wärmedämmung, Verpackungen
PVC	Polyvinychlorid	Rohre, Verpackungen, Bodenbeläge, Fensterrahmen
PMMA	Polymethyl-methacrylat	Fenster, Beleuchtungstechnik
PA	Polyamid	Zahnräder, Wälzlagerkäfige, Gleitlager
PC	Polycarbonat	Gehäuse, Zahnräder, Klebebänder, Verpackungen
PET	Polyethylen-terephtalat	Klebstoff, Stecker, Bedachung, Tanks, Karosserien

Tabelle 2.3: Beispiele für Thermoplaste und deren Anwendung [20, 53]

2.2 Acrylnitril-Butadien-Styrol (ABS)

Acrylnitril-**B**utadien-**S**tyrol (ABS) ist neben HIPS[III] einer der meist verbreiteten, kommerziellen gummimodifizierten Thermoplasten. Es wurde 1952 von einem US-amerikanischen Gummihersteller auf den Markt gebracht [13]. Bauteile aus ABS können durch Spritzgießen, Extrudieren, Kalandrieren und Blasformen erstellt werden. Für die Verarbeitung sind Temperaturen von 190 $°C$ (Extrudieren) bis 280 $°C$ (Spritzgießen) erforderlich. Die Struktur der drei Monomere des ABS (Styrol, Butadien und Acrylnitril) sind in Abbildung 2.2 gezeigt.

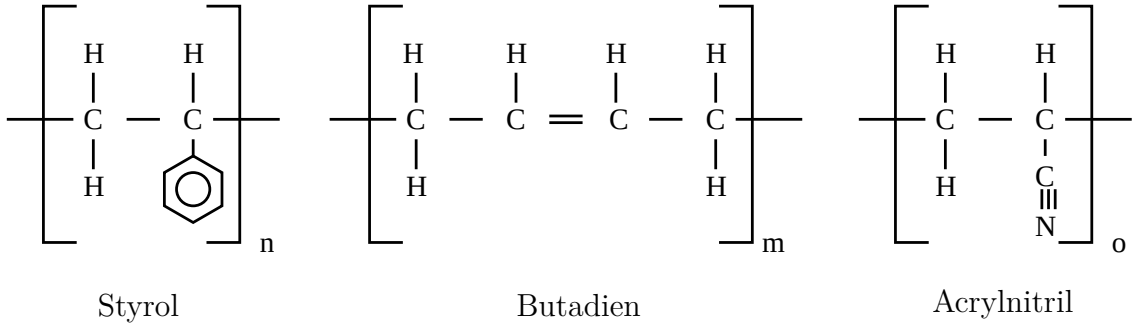


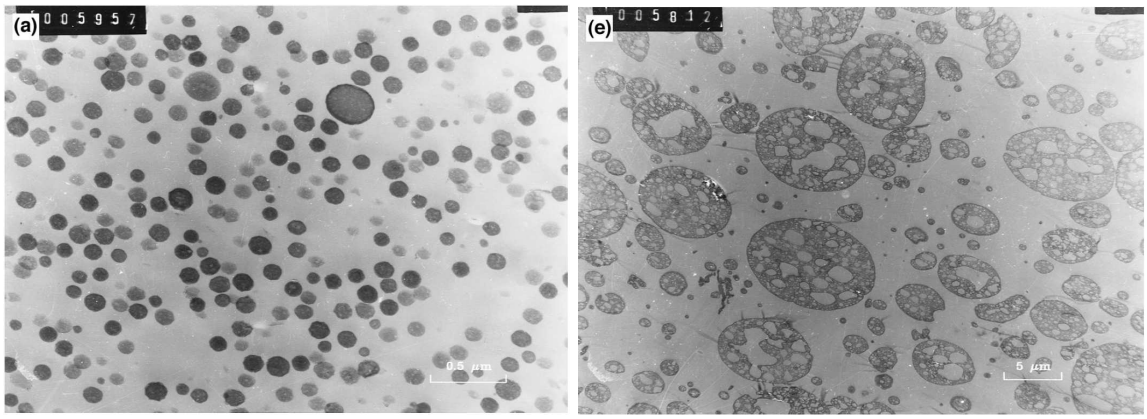
Abbildung 2.2: Struktur der ABS - Monomere [19]

2.2.1 Herstellung und Mikrostruktur

ABS kann sich, je nach Zusammensetzung, durch hohe mechanische Festigkeit und Steifigkeit, hohe Härte und Kratzfestigkeit, hohe Schlagfestigkeit bei Kälte, hohe Formstabilität bei Wärme, hohe Temperaturwechselfestigkeit, geringe Wasseraufnahme und hohe Chemikalienbeständigkeit auszeichnen. ABS hat eine höhere Bruchzähigkeit als homogene amorphe Thermoplaste wie **P**oly**s**tyrol (PS) oder **S**tyrol-**A**cryli**n**itril (SAN) [20, 26]. Bei ABS liegt eine Partikel-Matrix Mikrostruktur vor, wie Abbildung 2.3 zeigt, in der die dunklen Gummipartikel in einer thermoplastischen Matrix zu sehen sind. Diese Matrix (SAN) besteht aus den beiden Monomeren Acrylnitril und Styrol und ist ein spröder, transparenter und steifer Kunststoff, ähnlich wie PS. Der Gummipartikelanteil (Butadien) im ABS liegt zwischen 5 und 40 Masseprozent und die Partikel sind ca. 0.05 bis 5.0μm groß [43]. ABS wird häufig in einer Emulsion polymerisiert, Styrol-Acrylnitril-Monomere werden dazu zunächst mit einer wässrigen Kautschukdispersion gemischt und polymerisieren dort. Diese gepfropfte Dispersion und eine getrennt hergestellte SAN-Dispersion werden vermischt, gemeinsam ausgefällt und aufbereitet. Durch das aufwendige Herstellungsverfahren erhält man eine feine Verteilung der Kautschukteilchen in der spröden Matrix [19]. Die in Abbildung 2.3 gezeigten TEM[IV]-Aufnahmen zweier ABS-Werkstoffe zeigen den Unterschied zweier Herstellungsverfahren, der Emulsionspolymerisation und der Massenpolymerisation. Während in Abbildung 2.3a die schwarzen Gummipartikel

[III]HIPS = **h**igh-**i**mpact **p**oly**s**tyrene
[IV]TEM=**T**ransmissions**e**lektronen**m**ikroskop

fein verteilt in der hellgrauen Matrix vorliegen, sind in Abbildung 2.3b sog. Salamipartikel zu sehen, dabei sind Hart- und Weichkomponente nicht eindeutig zu unterscheiden, bzw. schließen sich gegenseitig ein.



a) Emulsionspolymerisation b) Massenpolymerisation

Abbildung 2.3: TEM-Aufnahmen der Mikrostruktur von ABS mit unterschiedlichen Herstellungsverfahren [26]

2.2.2 Thermomechanische Eigenschaften

Bereits in Abschnitt 2.1.3 wurde der große Einfluss der Temperatur auf das mechanische Verhalten von Thermoplasten erwähnt. Der Temperatureinfluss auf das Spannungs-Dehnungsverhalten eines ABS-Werkstoffs unter Zugbelastungen ist in Abbildung 2.4a dargestellt. Zusätzlich ist auch der Temperatureinfluss auf das Spannungs-Dehnungsverhalten für das Matrixmaterial (SAN) abgebildet [20]. Mit steigender Temperatur nimmt die elas-

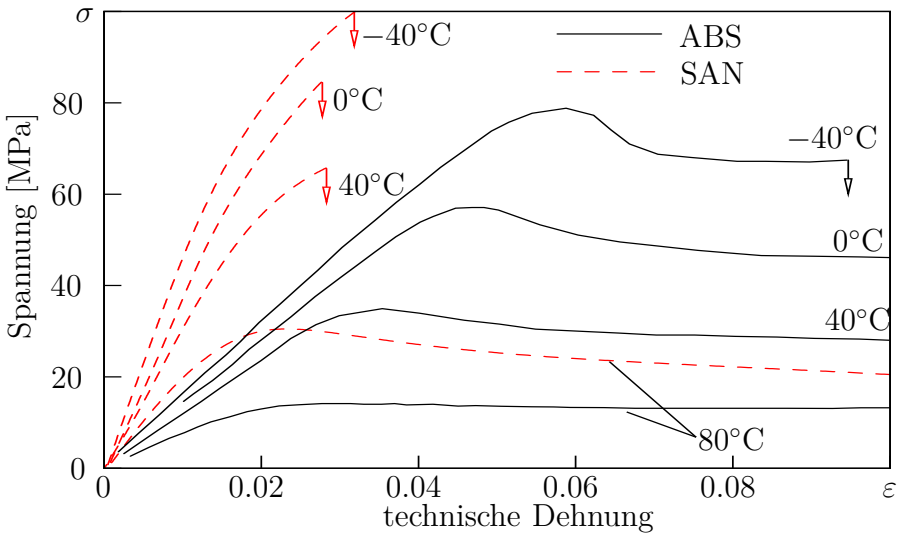


Abbildung 2.4: Einfluss der Temperatur auf das Spannungs-Dehnungs-Verhalten von ABS und SAN [20]

tische Steifigkeit bei beiden Materialien ab. Erst bei höheren Temperaturen ist ein plastisches Verhalten beim SAN erkennbar. Beim ABS sinkt die Fließspannung mit zunehmender Temperatur. Der Spannungsabfall nach Fließbeginn beim ABS-Werkstoff nimmt mit zunehmender Temperatur ab und ist bei 80 $°C$ nicht mehr vorhanden.
Die sog. Dynamisch-Mechanisch-Thermische Analyse(DMTA) ist ein Standardmessverfahren zur Ermittlung linear viskoser Materialeigenschaften von Polymerwerkstoffen. Bei kleinen Deformationen wird viskoelastisches Materialverhalten in Abhängigkeit von der Temperatur durch harmonische z.B. Torsionsschwingversuche bestimmt. Dazu werden Speicher- und Verlustmodul mit Hilfe der Schubspannung τ und der Schubdeformation γ

$$|G| = \frac{\tau}{\gamma} = \sqrt{[G']^2 + [G'']^2} \tag{2.2}$$

ermittelt. Der Speichermodul

$$G' = |G| \cdot \cos\delta \tag{2.3}$$

ist proportional zur maximalen elastischen, reversiblen Arbeit und der Verlustmodul

$$G'' = |G| \cdot \sin\delta \tag{2.4}$$

zur dissipierten Energie während einer Belastungsperiode. Der Phasenwinkel

$$\tan\delta = \frac{G''}{G'} \tag{2.5}$$

gibt die Phasenverschiebung zwischen Spannung und Verzerrung an und ist ein direktes Maß für lineare Viskosität [20]. Bei elastischem Verhalten ist $\delta = 0$, bei viskosem ist $\delta = \pi/2$.
In Abbildung 2.5 sind Speicher- und Verlustmodul als Funktion der Temperatur dargestellt.

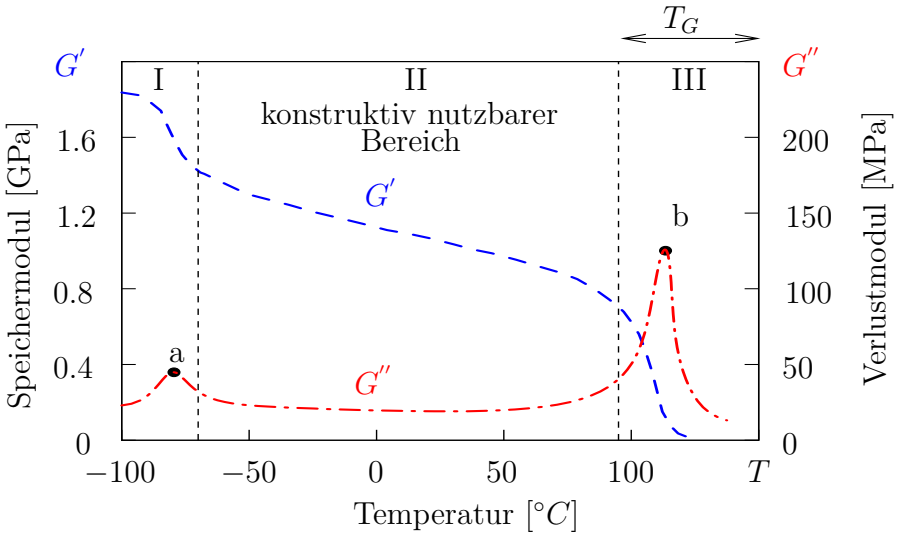


Abbildung 2.5: Viskoelastische Materialeigenschaften von ABS in Abhängigkeit der Temperatur [19]

Das Schaubild ist in drei unterschiedliche Bereiche I, II, III eingeteilt. Am Anfang des Bereichs I sind sowohl Matrix als auch Gummi im Glaszustand. Mit zunehmender Temperatur erreichen die Butadienpartikel den entropieelastischen Gummizustand, zu sehen ist der Glasübergang am lokalen Maximum des Verlustmoduls G'', (Punkt a in Abbildung 2.5). Der Bereich I stellt somit den Glasübergangsbereich des Gummis dar. ABS ist im Bereich II konstruktiv nutzbar, der Gummi ist entropieelastisch und die SAN Matrix glasartig. Bereich III ist der Glasübergangsbereich des SAN. Bei zunehmender Temperatur findet ein Wechsel der Materialeigenschaften von glasartig zu entropieelatischen statt. Das Verlustmodul G'' zeigt ein deutliches Maximum (b in Abbildung 2.5). Die Glasübergangstemperatur von SAN liegt bei ca. $100°C$, die beiden in Abbildung 2.5 dargestellten Maxima (a,b) von ABS bei $-85°C$ und $100°C$ [19]. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die in Abbildung 2.5 exemplarisch für einen ABS-Werkstoff sind. Für ein reales Material ist auf Grund der Zeit-Temperatur-Beziehung von Polymerwerkstoffen (siehe Abschnitt 2.1.3) die Verzerrungsrate zu berücksichtigen.

2.3 Schädigungsmechanismen

Die Gummipartikel des ABS reduzieren die elastische Steifigkeit, senken die Fließspannung und erhöhen die Bruchdehnung deutlich, wie in Abbildung 2.4 gezeigt. Diese makroskopischen Materialeigenschaften sind mit dem Wechselwirken dreier unterschiedlicher inelastischen Deformations- und Schädigungsmechanismen (Porenwachstum, Scherfließen und Crazing) zu erklären. Im folgenden werden diese drei Mechanismen erläutert. Eine detaillierte Übersicht der Schädigungs- und Bruchmechanismen ist in [43] zu finden.

2.3.1 Gummipartikelkavitation

Butadien hat eine wesentlich geringere Steifigkeit als das SAN-Matrixmaterial. Bei mehrachsiger Zugbelastung kavitiert der inkompressible Gummi, wenn ein kritischer Wert der hydrostatischen Spannung überschritten wird und es kommt zur Porenbildung. Abbildung 2.6 zeigt kavitierte Gummipartikel als weiße Ovale, das Matrixmaterial ist hellgrau und die unkavitierten Gummipartikel sind dunkelgrau zu sehen [35]. Die Bilder aus dem Transmissionselektronenmikroskop sind in der Nähe der Kerbe einer Bruchmechanikprobe aufgenommen. Der Pfeil zeigt die Rissoberfläche. Verschiedene mikromechanische Überlegungen wurden in der Literatur genutzt, um den kritischen Spannungswert zu beschreiben bei dem Gummikugeln kavitieren, siehe z.B. [24]. Typische Werte für die nötige hydrostatische Spannung liegen im Bereich von $10 \ldots 20$ MPa.

2.3.2 Scherfließen

Scherfließen bezeichnet die inleastische Deformation in Form von Scherdeformationen, häufig als lokalisierte Scherbänder auftretend, siehe z.B. Abbildung 2.1b). Dabei tritt

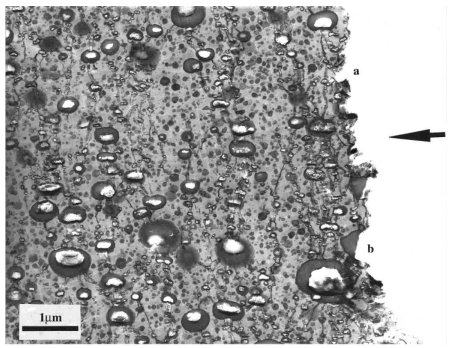
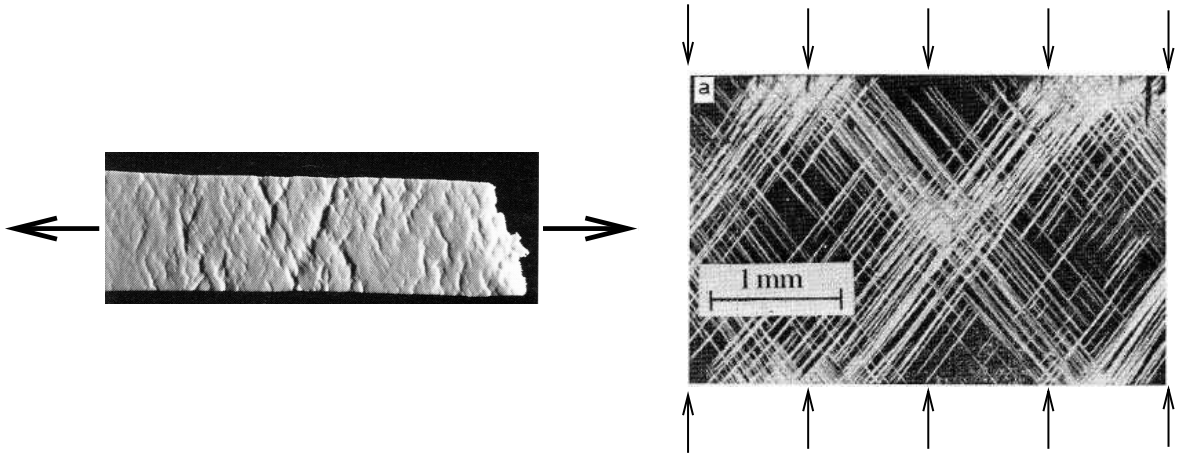


Abbildung 2.6: Kavitierte Gummipartikel in SAN Matrix [35]

eine Entfestigung des Materials direkt nach Fließbeginn auf. Bei weiterer Deformation folgt eine Materialverfestigung aufgrund der Orientierung der Makromoleküle, was zur Ausbreitung der Scherbänder führt [22]. Bei duktilen homogenen Thermoplasten wie PC (Abbildng 2.1b)) oder unter Druckbelastung ist Scherfließen der dominante Deformationsmechanismus, was sich z.B. in Mikro-Scherbändern, wie in Abbildung 2.7b), äußert. Scherbänder bilden sich in der Ebene aus, in welcher die maximale Scherspannung auftritt. Der Scherwinkel kann von 45° abweichen, weil die notwendige Scherspannung zur Scherbandbildung auch vom hydrostatischen Druck abhängt [18]. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.7a) für ABS zu sehen. Reines Scherfließen ist volumenerhaltend. In Abbildung



a) b)

Abbildung 2.7: a) Scherbänder in ABS unter Winkel von ≈ 58° zur Zugrichtung [19],
b) Mikro-Scherbänder in PS unter Druckbeanspruchung [37]

2.8a) sind zwei unterschiedliche Verformungszustände einer PC-Zugprobe gezeigt. Links ist die unverformte, rechts die homogen verformte Probe kurz vor Versagen abgebildet. Die äußere Kontur der unverformten, linken PC-Probe wurde über die verformte Probe gelegt, um die Querdehnung der Probe zu verdeutlichen. In Abbildung 2.8b) ist die Verformung und die wesentlich geringere Querdeformation einer ABS-Zugprobe zu sehen. Im nächsten Abschnitt (2.3.3) wird auf das Querdehnungverhalten von ABS eingegangen.

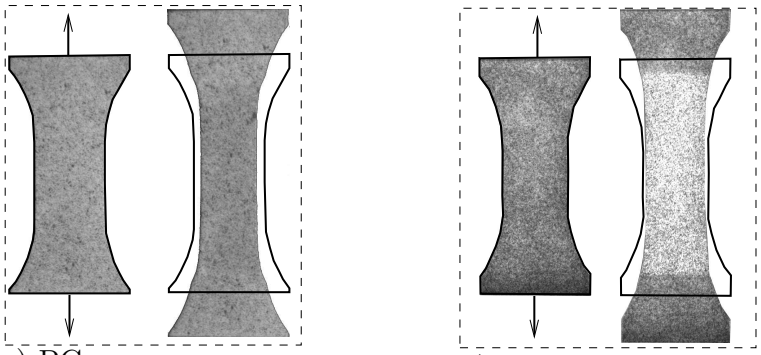


Abbildung 2.8: Vergleich der Querdehnungen mit Hilfe der äußeren Kontur unbelasteter und belasteter Zugproben: a) PC [32], b) ABS, siehe Kapitel 4.7 dieser Arbeit

2.3.3 Crazing

Unter Crazing wird die Bildung von rissartigen Deformationszonen (sog. Crazes) verstanden. Es handelt sich dabei um einen lokalen, inelastischen Deformationsmechanismus, der hauptsächlich bei spröden glasartigen Thermoplasten (SAN, PMMA, PS) auftritt. Der Begriff Craze leitet sich vom engl. crack = Riss ab [43]. Im Unterschied zu einem Riss sind die Rissflanken beim Craze durch sehr dünne Fibrillen aus hochverstrecktem Polymermaterial verbunden; diese ermöglichen eine Lastübertragung zwischen den Rissflanken. Der Fibrillendurchmesser ist abhängig vom Polymer ca. $10 - 100\ nm$ groß. Crazes können mehrere Millimeter lang und einige Mikrometer dick werden. Typisch für Crazing ist eine Weißfärbung(engl. stress whitening) des Materials infolge von Lichtstreuungen an den Crazes, wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist. Im deutschen wird Crazing daher als Weißbruch bezeichnet.

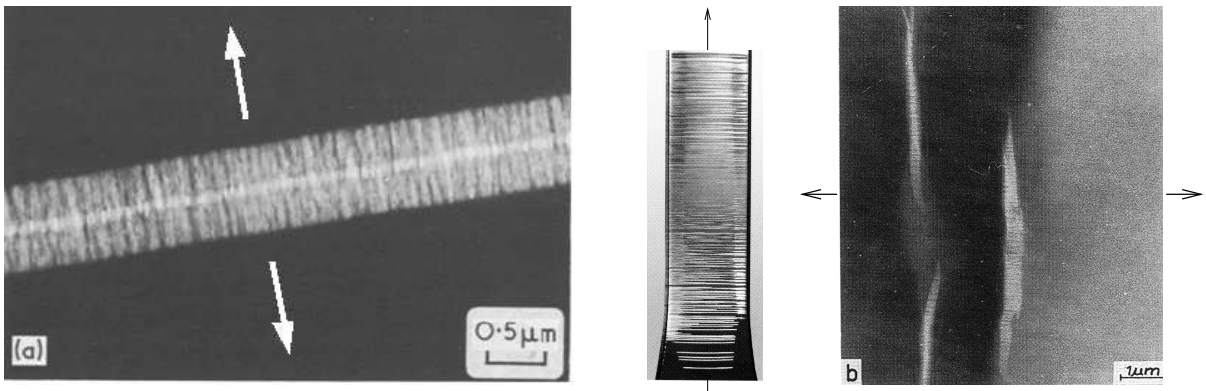


Abbildung 2.9: a) Craze in SAN [5], b) Crazes in PS-Zugprobe [19], c) Mehrere Crazes in SAN [43]; die Pfeile geben die Belastungsrichtung an

Generell wird Crazing in drei Phasen unterteilt: Initiierung, Wachstum und Rissbildung. Die Initiierung beginnt in Bereichen mit hohem hydrostatischen Zug [58], wie z.B. an

Staubpartikeln oder Poren, die als Spannungskonzentratoren wirken. Abbildung 2.10 zeigt schematisch die Crazebildung aus vorhandenen Mikroporen. Die vereinzelten Poren wachsen bis die Ligamente zwischen einzelnen Poren reißen und separate Fibrillen verbleiben. Dieser Topologiewechsel ist Untersuchungsgegenstand in Kapitel 7.4. Beim Crazewachstum werden die vereinzelten hochverstreckten Fibrillen länger, indem verschlaufte Makromoleküle aus der sog. aktiven Zone nachgezogen werden. Die Crazefibrillen reißen bei einer bestimmten Länge (bzw. Materialverstreckung) und aus einem Craze entsteht ein Riss. Bei schlagzähmodifizierten Thermoplasten wie ABS liefern Gummipartikel bzw. Poren den notwendigen hydrostatischen Spannungszustand und die Spannungskonzentration zur Initiierung des Crazing. Die Größe der Gummipartikel bzw. der Poren spielt eine außerordentlich wichtige Rolle, da Crazing vorwiegend an größeren Partikeln initiiert wird, während kleine Partikel häufig nur Porenwachstum bei Scherfließen des Matrixmaterials hervorrufen [9]. Unter verteiltem Crazing[V] ist die Entstehung zahlreicher, paralleler

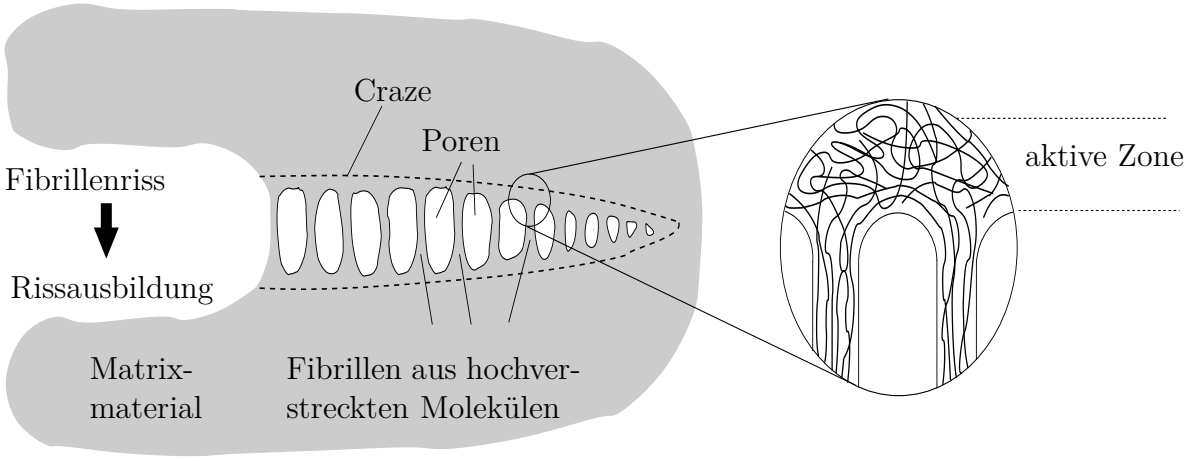
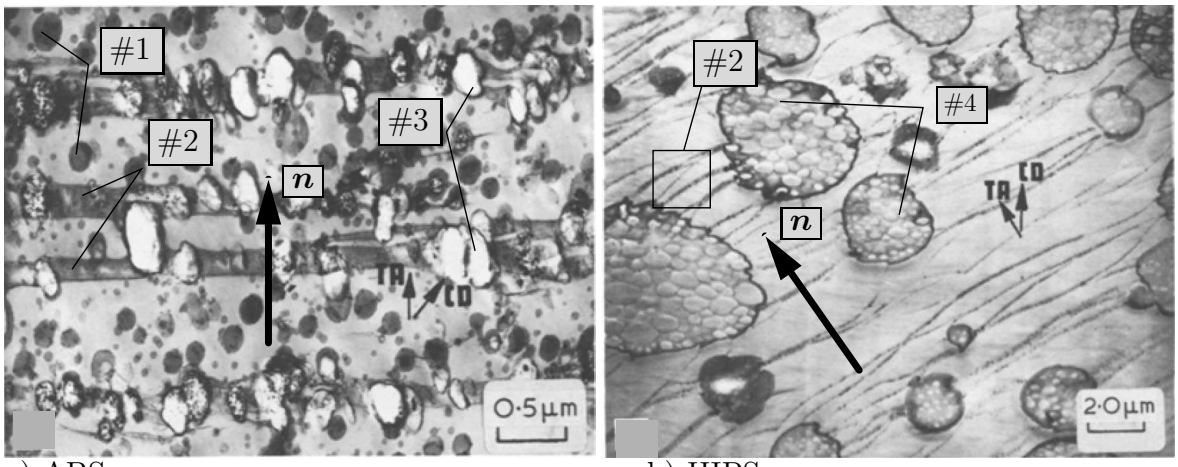


Abbildung 2.10: Crazebildung

Schädigungszonen zu verstehen, siehe Abbildung 2.11. Abhängig vom Material bzw. der Herstellung kommt es zu Crazezonen zwischen kavitierten Gummipartikeln (Abbildung 2.11a) oder Crazes am Rand von sog. Salamipartikeln (Abbildung 2.11b). Ein makroskopisches Modell für verteiltes Crazing wird in Kapitel 5 beschrieben.

[V] engl. distributed crazing

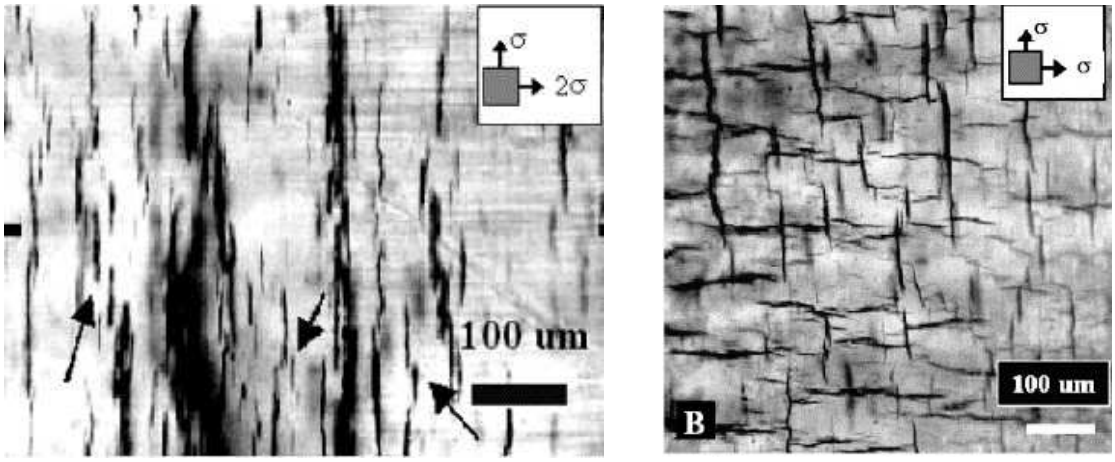


a) ABS b) HIPS

Abbildung 2.11: Verteilte Crazes in gummimodifierten Thermoplasten [5]
#1: vereinzelte unkavitierte Gummipartikel, #2: Crazes,
#3: kavitierte Gummipartikel, #4: Salamipartikel,
$\boldsymbol{n}$: Richtung der größten Hauptspannung,
a) verteilte, reine Gummipartikel in SAN-Matrix von ABS,
b) heterogene Salamiepartikel in PS-Matrix von HIPS

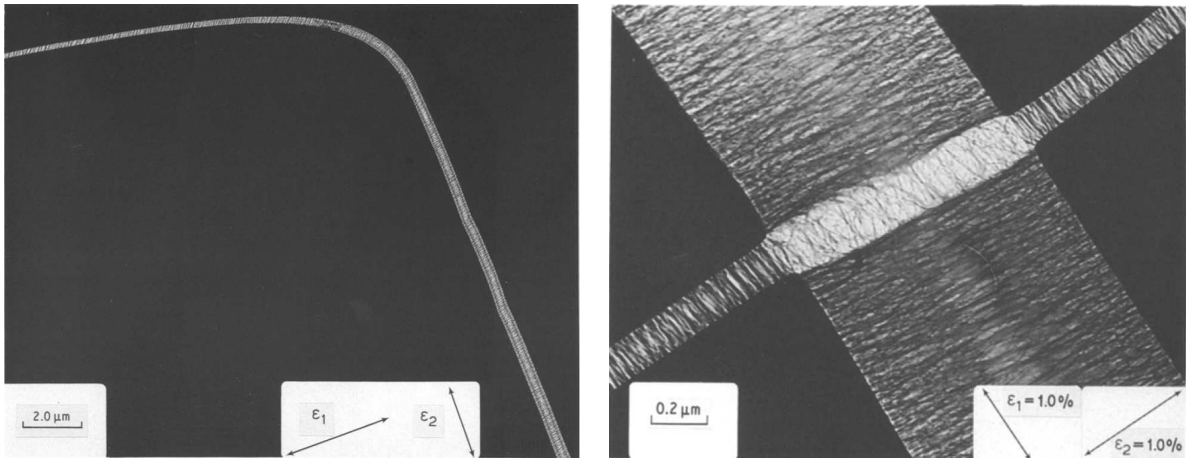
Crazing unter biaxialem Zug

Bei einem Spannungszustand mit einer eindeutigen Richtung der maximalen Hauptspannung $\boldsymbol{n}$, bilden sich die Crazes orthogonal zur Richtung der maximalen Hauptspannung, wie in Abbildung 2.11 zu sehen ist. Bei einem äqui-biaxialen Spannungszustand haben zwei Hauptspannungen den exakt gleichen Betrag, die Richtung $\boldsymbol{n}$ der maximalen Hauptspannung ist dann nicht mehr eindeutig. Bei einer Änderung der Belastungsrichtung können sich neue Crazes bilden oder ihre Richtung ändern, wie in den Abbildung 2.12 und 2.13 gezeigt.
Die Risse in einem Bauteil aus ABS unter biaxialer Belastung sind in Abbildung 2.12a) gezeigt, die Richtung der Hauptspannung und damit der Crazes ist hier eindeutig. Abbildung 2.12b) zeigt das Rissbild eines ABS-Zylinders, bei welchen sich die Hauptspannungsrichtung geändert hat[51]. Ändert sich die maximale Hauptspannungsrichtung kontinuierlich im Verlauf der Belastung, so ändert sich die Richtung des Craze (Abbildung 2.13a). Bei plötzliche Änderung Hauptspannungsrichtung kann sich ein neuer Craze bilden [36], wie in Abbildung 2.13b) zu sehen ist. Experimente zur Untersuchung des Einflusses inelastischer Vordeformation auf den Deformationsmechanismus bei geänderter Hauptspannungsrichtung bei ABS werden Abschnitt 4.5 gezeigt.



a) b)

Abbildung 2.12: Mikrorissmuster in ABS unter biaxialer Belastung [51]



a) b)

Abbildung 2.13: a) Craze in PS bei kontinuierlicher Änderung der Belastungsrichtung [36]
b) Kreuzung zweier Crazes in PS bei plötzlicher Änderung der Belastungsrichtung [36]

3 Kontinuumsmechanische und numerische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die verwendeten kontinuumsmechanischen Grundlagen bereit gestellt. Nachdem Deformation und Verzerrung definiert wurden, folgen das Spannungskonzept und die Bilanzgleichungen. Im zweiten Abschnitt wird aus der starken Form des Gleichgewichts die schwache Form hergeleitet. Deren räumliche und zeitliche Diskretisierung werden eingeführt und die Methode der finiten Elemente kurz erläutert. Diese wird bei der Berechnung der numerischen Beispiele dieser Arbeit verwendet. Weiterführende Details sind der Literatur zu entnehmen, z.B. [33, 8, 7, 47, 69, 4, 21, 41].

3.1 Kontinuumsmechanik

3.1.1 Deformation und Verzerrung

Zur Beschreibung finiter Deformationen wird zunächst ein materieller Körper im undeformierten und unbelasteten Zustand in seiner Referenzkonfiguration ($t = 0$, V_0) und im deformierten Zustand zu einem beliebigen Zeitpunkt ($t > 0$, V), der sog. Momentankonfiguration, betrachtet (Abb. 3.1). Ein Koordinatensystem wird eingeführt, um materielle Punkte des Körpers zu jedem Zeitpunkt mit den zugehörigen Ortsvektoren beschreiben zu können.
In der Referenzkonfiguration beschreibt der Ortsvektor $\boldsymbol{X}$ die Lage des Punktes P, die Summe aller Punkte P wird mit V_0 bezeichnet und die Oberfläche des materiellen Körpers mit ∂V_0. In der Momentenkonfiguration bezeichnet P' den materiellen Punkt und $\boldsymbol{x}$ den Ortsvektor, siehe Abbildung 3.1. Die Bewegung eines materiellen Punktes ist eine Funktion der ursprünglichen Lage $\boldsymbol{X}$ und der Zeit t und wird durch

$$\boldsymbol{x} = \boldsymbol{\chi}\left(\boldsymbol{X}, t\right) \tag{3.1}$$

ausgedrückt. Die Verschiebung eines materiellen Punktes zwischen Referenzkonfiguration und Momentankonfiguration wird mit dem Verschiebungsvektor beschrieben

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{X}, t) := \boldsymbol{x}(\boldsymbol{X}, t) - \boldsymbol{X} \tag{3.2}$$

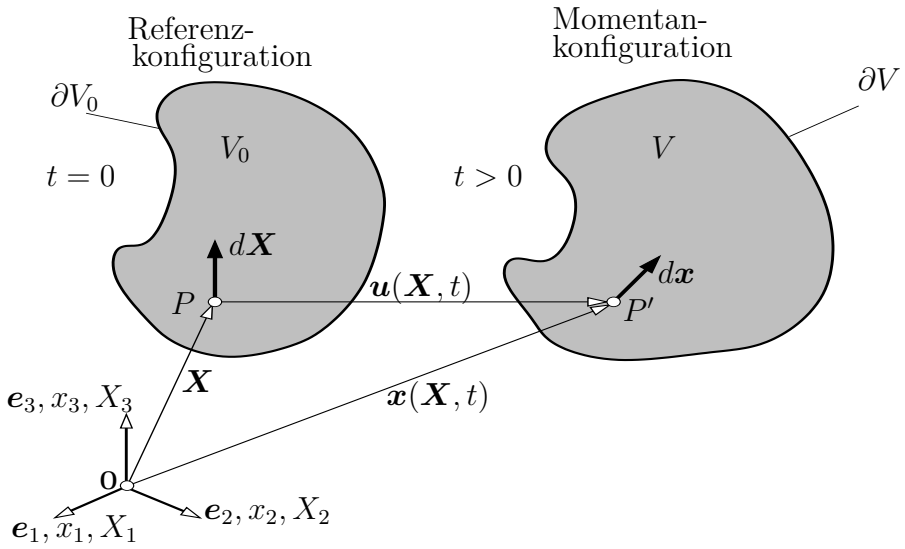


Abbildung 3.1: Deformation eines Körpers

3.1.2 Deformationsgradient

Die erste partielle Ableitung von $\boldsymbol{\chi}$ nach $\boldsymbol{X}$ wird als Deformationsgradient $\boldsymbol{F}$ bezeichnet, mit dessen Hilfe sich ein Linienelement $d\boldsymbol{X}$ der Referenz- in die Momentankonfiguration $d\boldsymbol{x}$ abbilden lässt.

$$\begin{aligned} d\boldsymbol{x} &= \frac{\partial \boldsymbol{\chi}(\boldsymbol{X}, t)}{\partial \boldsymbol{X}}\, d\boldsymbol{X} = \boldsymbol{F}\, d\boldsymbol{X} \\ \boldsymbol{F} &= \frac{\partial \boldsymbol{\chi}(\boldsymbol{X}, t)}{\partial \boldsymbol{X}} = \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}} + \boldsymbol{I} \end{aligned} \tag{3.3}$$

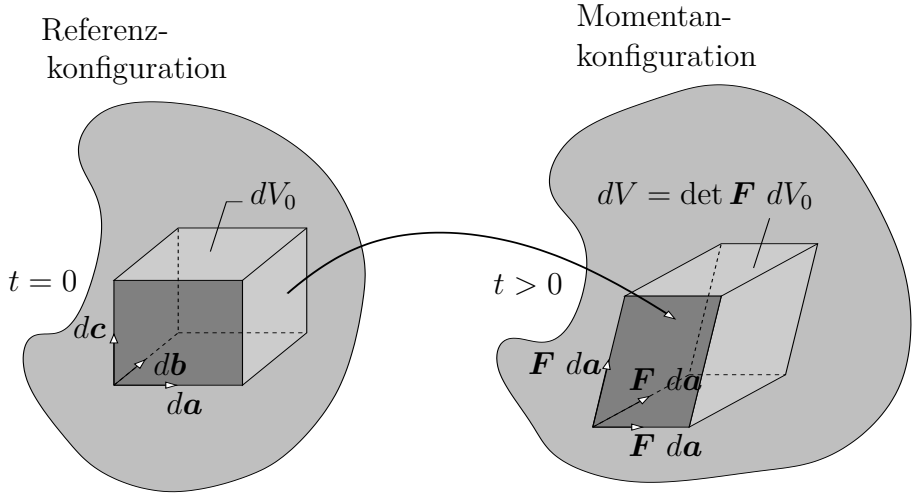


Abbildung 3.2: Deformation eines Volumenelementes

Der Deformationsgradient kann polar zerlegt werden

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{R} \cdot \boldsymbol{U} = \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{R} \tag{3.4}$$

mit dem eigentlich orthogonalen Rotationstensor $\boldsymbol{R}$ und den positiv definiten und symmetrischen Strecktensoren $\boldsymbol{U}$ und $\boldsymbol{V}$ [47]. Zur Beschreibung der Volumenänderung wird zunächst ein infinitesimal kleines Volumenelement dV_0 in der Referenzkonfiguration betrachtet, welches durch die Vektoren $d\boldsymbol{a}$, $d\boldsymbol{b}$ und $d\boldsymbol{c}$ aufgespannt wird:

$$dV_0 = (d\boldsymbol{a} \times d\boldsymbol{b}) \cdot d\boldsymbol{c} \quad . \tag{3.5}$$

Die Deformation überführt die Vektoren in $\boldsymbol{F}\ d\boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{F}\ d\boldsymbol{b}$, $\boldsymbol{F}\ d\boldsymbol{c}$, die das deformierte infinitesimale Volumenelement

$$dV = (\boldsymbol{F}\ d\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{F}\ d\boldsymbol{b}) \cdot \boldsymbol{F}\ d\boldsymbol{c} \tag{3.6}$$

beschreiben. Das Verhältnis der Volumina eines materiellen Punktes in der Referenz- und Momentankonfiguration kann mit Hilfe des Deformationsgradienten dargestellt werden:

$$\det \boldsymbol{F} = \frac{dV}{dV_0} = J \quad . \tag{3.7}$$

Die Determinante des Deformationsgradienten wird auch als JACOBI[I]-Deterimante J bezeichnet. Sie muss immer $J > 0$ sein, da ein kleinerer Wert eine Selbstdurchdringung des Materials bedeutet. Als isochore Deformation wird eine volumenerhaltende Deformation $J = 1$ bezeichnet.

3.1.3 Verzerrungstensoren

Der Deformationsgradient $\boldsymbol{F}$ dient hier als die zentrale Größe, um Verzerrungsmaße auszudrücken. Die Quadrate der Streckungen definieren den RECHTEN und LINKEN CAUCHY-GREEN[II]-Tensor:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{C} &:= \boldsymbol{U}^2 = \boldsymbol{F}^T \cdot \boldsymbol{F} && \text{Rechts-Cauchy-Green-Tensor} \\ \boldsymbol{B} &:= \boldsymbol{V}^2 = \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{F}^T && \text{Links-Cauchy-Green-Tensor.} \end{aligned} \tag{3.8}$$

Zur Beschreibung finiter Verzerrungen wird der GREEN-LAGRANGE[III] Verzerrungstensor

$$\boldsymbol{\varepsilon}^G = \frac{1}{2}(\boldsymbol{C} - \boldsymbol{I}) = \frac{1}{2}\left(\left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}}\right)^T \cdot \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}} + \left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}}\right)^T + \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}}\right), \tag{3.9}$$

[I] nach Carl Gustatav Jacob Jacobi, deutscher Mathematiker, 1804-1851

[II] nach Augustin-Louise Cauchy, französischer Mathematiker, 1789-1857 und George Green, englischer Physiker, 1793-1841

[III] nach Joseph-Louise Lagrange, französischer Mathematiker, 1736-1813

der EULER-ALMANSI[IV]-Verzerrungstensor

$$\boldsymbol{\varepsilon}^A = \frac{1}{2}\left(\boldsymbol{I} - \boldsymbol{B}^{-1}\right) \tag{3.10}$$

oder auch der HENCKY[V] - Verzerrungstensor

$$\boldsymbol{\varepsilon}^H = \frac{1}{2}\ln \boldsymbol{C} = \ln \boldsymbol{C}^{\frac{1}{2}} = \ln \boldsymbol{U} \tag{3.11}$$

verwendet.

3.1.4 Infinitesimale Deformationen

Der Sonderfall infinitesimaler Deformationen bedeutet, dass Verschiebungen sowie deren räumliche Ableitungen sehr klein sind

$$\left|\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}} \ll 1\right| \quad , \qquad \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}} \approx \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{x}} \quad . \tag{3.12}$$

Das Produkt $\left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}}\right)^T \cdot \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{X}} \approx \boldsymbol{0}$ kann dann vernachlässigt werden. Damit folgt aus Gleichung (3.9) bzw. (3.10) der infinitesimale Verzerrungstensor

$$\boldsymbol{\varepsilon}^G \approx \underbrace{\frac{1}{2}\left(\left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{x}}\right)^T + \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial \boldsymbol{x}}\right)}_{=\boldsymbol{\varepsilon}} \approx \boldsymbol{\varepsilon}^A. \tag{3.13}$$

Bei infinitesimalen Deformationen reduzieren sich die Verzerrungstensoren $\boldsymbol{\varepsilon}^G$ und $\boldsymbol{\varepsilon}^A$ auf den infinitesimalen Verzerrungstensor $\boldsymbol{\varepsilon}$ der geometrisch linearen Theorie.

3.1.5 Verzerrungsraten

Die materielle Zeitableitung der Abbildungsfunktion Gl. (3.1) wird verwendet, um die Geschwindigkeit eines Punktes

$$\boldsymbol{v}(\boldsymbol{X}, t) = \dot{\boldsymbol{x}} = \frac{\partial \boldsymbol{\chi}(\boldsymbol{X}, t)}{\partial t} \tag{3.14}$$

zu beschreiben. Die materielle Zeitableitung des Deformationsgradienten ist demnach

$$\dot{\boldsymbol{F}} = \mathrm{Grad}\ \boldsymbol{v} = \frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial \boldsymbol{X}} \quad . \tag{3.15}$$

[IV] nach Emilio Almansi, italienischer Mathematiker, 1869-1948 und Leonhard Euler, schweizer Mathematiker, 1707-1783

[V] nach Heinrich Hencky, deutscher Ingenieur, 1885-1951

Mit Hilfe des Gradienten der Geschwindigkeit bezüglich der Momentankonfiguration kann der RÄUMLICHE GESCHWINDIGKEITSGRADIENT

$$\boldsymbol{L} := \operatorname{grad} \dot{\boldsymbol{x}} = \dot{\boldsymbol{F}} \cdot \boldsymbol{F}^{-1} \tag{3.16}$$

hergeleitet werden, welcher sich aus einem symmetrischen $\boldsymbol{D}$ und einem schiefsymmetrischen Anteil $\boldsymbol{W}$ zusammensetzt

$$\boldsymbol{L} = \boldsymbol{D} + \boldsymbol{W} = \underbrace{\frac{1}{2}\left(\boldsymbol{L} + \boldsymbol{L}^T\right)}_{\boldsymbol{D}} + \underbrace{\frac{1}{2}\left(\boldsymbol{L} - \boldsymbol{L}^T\right)}_{\boldsymbol{W}} . \tag{3.17}$$

Der schiefsymmetrische Anteil $\boldsymbol{W}$ beschreibt die Starrkörperdrehungen. $\boldsymbol{D}$ wird als VERZERRUNGSRATENTENSOR bezeichnet und beschreibt die zeitliche Verzerrungsänderung in der momentanen Konfiguration.

3.1.6 Spannungskonzept

Zur Definition des Spannungsvektors $\boldsymbol{t}$ wird ein deformierter Körper betrachtet, Abbildung 3.3. Durch die gedankliche Teilung des Körpers wirken an beiden Seiten des Schnittes

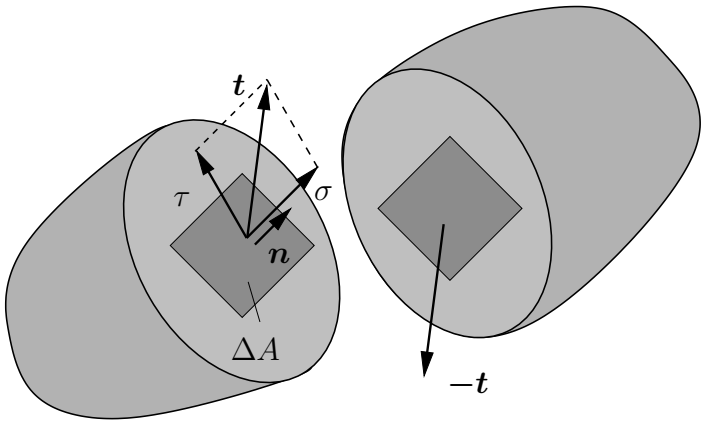


Abbildung 3.3: Spannungsvektor auf einem infinitesimalen Flächenelemente

entgegengesetzte gleich große Flächenlasten bzw. Schnittkräfte. Die lokale Belastung eines Oberflächenelements wird als Quotient aus lokaler Schnittkraft und Fläche $\Delta\boldsymbol{F}/\Delta A$ beschrieben. Eine Grenzwertbetrachtung liefert den SPANNUNGSVEKTOR in einem Punkt der Schnittfläche

$$\boldsymbol{t} = \lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta \boldsymbol{F}}{\Delta A} = \frac{d\boldsymbol{F}}{dA} \quad . \tag{3.18}$$

Der Spannungsvektor $\boldsymbol{t}$ hängt von der Orientierung $\boldsymbol{n}$ der Schnittfläche ab. Die Komponente $\sigma = \boldsymbol{t} \cdot \boldsymbol{n}$ in Richtung des *Normaleneinheitenvektors* $\boldsymbol{n}$ wird NORMALSPANNUNG und die beiden Komponenten $\tau = \sqrt{\boldsymbol{t}^2 - \sigma^2}$ senkrecht zu $\boldsymbol{n}$ werden SCHUBSPANNUNGEN

genannt. Das CAUCHY-THEOREM besagt, dass der Spannungsvektor $\boldsymbol{t}$ linear abhängig ist von der Orientierung der Schnittfläche $\boldsymbol{n}$:

$$\boldsymbol{t} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{n}. \tag{3.19}$$

Durch die Komponenten des CAUCHY-Spannungstensors $\boldsymbol{\sigma}$ ist der Spannungszustand eines beliebigen Punktes in einem materiellen Körper eindeutig definiert. Mit Hilfe der Jacobi-Determinante und des Deformationsgradienten errechnet sich

$$\boldsymbol{P} = J\ \boldsymbol{\sigma}\ \boldsymbol{F}^{-T} \tag{3.20}$$

der 1.PIOLA-KIRCHHOFF[VI]'sche Spannungstensor oder Nominalspannungstensor, welcher die lokale Schnittkraft auf die Fläche der Referenzkonfiguration bezieht.

3.1.7 Hauptspannungen und Hauptachsensystem

Die drei Hauptinvarianten eines Spannungstensors

$$I_\sigma = \text{tr}\ \boldsymbol{\sigma} = \sigma_{11}+\sigma_{22}+\sigma_{33} \quad , \qquad II_\sigma = \frac{1}{2}\left(\text{tr}\ (\boldsymbol{\sigma}^2) - \text{tr}\ (\boldsymbol{\sigma})^2\right) \quad , \qquad III_\sigma = \det\ \boldsymbol{\sigma} \tag{3.21}$$

dienen zur Ermittlung der Hauptspannungen (Eigenwerte eines Tensors 2. Stufe) oder auch zur Beschreibung von isotropem Materialverhalten. Das Hauptachsensystem zeichnet sich dadurch aus, dass nur Normalspannungen und keine Schubspannungen auftreten. Die Hauptspannungen λ und deren Richtungen $\boldsymbol{n}$ (Eigenvektoren eines Tensors 2. Stufe) werden durch die nichttriviale Lösung des homogenen linearen Gleichungssystems

$$(\boldsymbol{\sigma} - \lambda \boldsymbol{I})\, \boldsymbol{n} = \boldsymbol{0} \tag{3.22}$$

ermittelt. Die Koeffizientdeterminante $\det(\boldsymbol{\sigma} - \lambda \boldsymbol{I}) = \boldsymbol{0}$ liefert die charakteristische kubische Gleichung

$$\lambda^3 - I_\sigma \lambda^2 - II_\sigma \lambda - III_\sigma = 0 \quad . \tag{3.23}$$

Eine analytische Lösung der Gleichung (3.23) kann mit Hilfe der CARDANISCHEN-[VII] Formeln erfolgen. Sind die Eigenwerte bestimmt, lassen sich die Eigenvektoren mit Gleichung (3.22) ermitteln. Zur Berechnung von Eigenwerten und Eigenvektoren gibt es analytische Lösungen [64] oder numerische Iterationsverfahren [44].

3.1.8 Bilanzgleichungen

Zeitliche Änderungen kontinuumsmechanischer Größen in materiellen Körpern werden ermittelt, indem diese Größen mit den Einwirkungen bilanziert werden. Die Bilanzglei-

[VI] nach Gustav Kirchhoff, deutscher Physiker, 1824-1887 und Gabrio Piola, italienischer Mathematiker, 1794-1850

[VII] nach Geralamo Cardano, italienischer Mathematiker, 1501-1576

chungen gelten für alle Materialien und müssen immer erfüllt sein. Die Herleitung der Bilanzgleichungen ist der Fachliteratur (z.B. [33, 7, 47]) zu entnehmen. Im Folgenden werden die lokalen Formen, d.h. auf einen Punkt des materiellen Körpers bezogen, in LAGRANGE'scher Darstellung betrachtet.

- Die Massenbilanz sagt aus, dass die Masse m eines materiellen Körpers unabhängig von seiner Verformung konstant bleibt:

$$\varrho_0(\boldsymbol{X}, t) = J\ \varrho(\boldsymbol{x}, t), \tag{3.24}$$

  mit der Massendichte $\varrho_0(\boldsymbol{X}, t)$ im Ausgangszustand und der Massendichte der Momentankonfiguration $\varrho(\boldsymbol{x}, t)$ sowie der Jacobi-Determinante J.

- Die Impulsbilanz sagt aus, dass die zeitliche Änderung des Impulses eines materiellen Punktes gleich der Resultierenden der auf ihn wirkenden Kräfte ist:

$$\varrho_0(\boldsymbol{X})\ \ddot{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{X}, t) = \varrho_0(\boldsymbol{X})\boldsymbol{f}_0(\boldsymbol{X}, t) + \operatorname{div}\left(\boldsymbol{P}(\boldsymbol{X}, t)\right) \quad . \tag{3.25}$$

  Dabei ist $\ddot{\boldsymbol{u}}$ die Beschleunigung, $\boldsymbol{f}_0$ die Volumenkraftdichte und $\boldsymbol{P}$ der 1. PIOLA-KIRCHHOFF- Spannungstensor (3.20)

- Die Drehimpulsbilanz sagt aus, dass die zeitliche Änderung des Drehimpulses eines materiellen Körpers gleich ist dem resultierenden Moment der auf ihn wirkenden Kräfte. Sie hat zur Folge, dass der CAUCHY'sche Spannungstensor symmetrisch ist:

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^T, \tag{3.26}$$

  $\boldsymbol{P}$ aus (3.20) ist hingegen nicht symmetrisch.

3.2 Finite Elemente Methode

3.2.1 Schwache Form des Gleichgewichts

Die kinematischen Gleichungen (3.9), die Impulsbilanz (3.25) und ein Stoffgesetz für die Spannungen $\boldsymbol{\sigma}$ sowie die Anfangs- und Randbedingungen stellen die starke Form des Anfangs-Randwertproblems der geometrisch nichtlinearen Strukturmechanik dar. Anfangsbedingungen zum Zeitpunkt $t = 0$ für Verschiebungen $\boldsymbol{u}$ und Geschwindigkeiten $\dot{\boldsymbol{u}}$ sind:

$$\boldsymbol{u}(t = 0) = \boldsymbol{u}_0\ , \quad \dot{\boldsymbol{u}}(t = 0) = \dot{\boldsymbol{u}}_0 \quad . \tag{3.27}$$

Randbedingungen sind entweder als Verschiebungs- (DIRICHLET-[VIII]) Randbedingungen

$$\boldsymbol{u} = \bar{\boldsymbol{u}} \qquad \text{auf} \quad \partial V_{0,u} \tag{3.28}$$

[VIII] nach Peter Gustav Lejeune Dirichlet, deutscher Mathematiker 1805-1859

oder als Spannungs- (NEUMANN-[IX]) Randbedinungen

$$\bar{\boldsymbol{t}}(\boldsymbol{X},t) = \boldsymbol{P}(\boldsymbol{X},t)\cdot\boldsymbol{n}_0(\boldsymbol{X},t) \qquad \text{auf} \quad \partial V_{0,t} \tag{3.29}$$

auf dem Rand $\partial V_{0,u} \cup \partial V_{0,t} = \partial V_0$ des Gebiets vorzugeben [21, 41]. Eine analytische Lösung der Feldgleichungen (3.9),(3.25),(3.27),(3.28),(3.29) ist nur in einigen einfachen Sonderfällen möglich [41]. Eine Näherungslösung, z.B. mit der Finite-Element-Methode, erfordert den Übergang in die sog. schwache Form. In dieser muss das Gleichgewicht nur im integralen Mittel, aber nicht in jedem Punkt erfüllt sein. Lediglich die DIRICHLET-Randbedingungen müssen exakt erfüllt werden. Die Überführung der starken Form in die schwache Form des dynamischen Gleichgewichts kann durch die Multiplikation der lokalen Impulsbilanz (3.25) mit einer Testfunktion $\delta\boldsymbol{u}$, z.B. einer virtuellen Verschiebung, mit anschließender Integration über das räumliche Lösungsgebiet V_0 erfolgen

$$\int_{V_0} \operatorname{div}\boldsymbol{P}\cdot\delta\boldsymbol{u}\; dV + \int_{V_0} \varrho_0\,(\boldsymbol{f}_0 - \ddot{\boldsymbol{u}})\cdot\delta\boldsymbol{u}\; dV = 0 \quad . \tag{3.30}$$

Mit Hilfe de s CAUCHY-Theorems $\boldsymbol{t}(\boldsymbol{x},t) = \boldsymbol{\sigma}(\boldsymbol{x},t)\cdot\boldsymbol{n}(\boldsymbol{x},t)$ (bzw. $\boldsymbol{t}(\boldsymbol{X},t) = \boldsymbol{P}(\boldsymbol{X},t)\cdot\boldsymbol{n}_0(\boldsymbol{X},t)$ in der Refenzkonfiguration) auf dem NEUMANN-Rand, unter Anwendung partieller Integration und mit $\partial V = A$ folgt:

$$\int_{V_0} \varrho_0\ddot{\boldsymbol{u}}\cdot\delta\boldsymbol{u}\;\mathrm{d}V + \int_{V_0} (\operatorname{grad}_{\boldsymbol{X}}\delta\boldsymbol{u}) : \boldsymbol{P}\;\mathrm{d}V - \int_{V_0} \varrho_0\boldsymbol{f}_0\cdot\delta\boldsymbol{u}\;\mathrm{d}V - \int_{\partial V} \bar{\boldsymbol{t}}\cdot\delta\boldsymbol{u}\;\mathrm{d}A = 0 \quad . \tag{3.31}$$

Räumliche Diskretisierung

Zur näherungsweisen numerischen Lösung des Anfangsrandwertproblems der nichtlinearen Strukturdynamik in einem Gebiet V_0 muss V_0 in eine endliche Anzahl n_e nicht überlappender Teilgebiete bzw. finiten Elementen $V_{0,h}^i$ mit dazugehörigen Knoten eingeteilt werden:

$$V_0 \approx V_{0,h} = \bigcup_{i=1}^{n_e} V_{0,h}^i \qquad \text{mit } V_{0,h}^i \cap V_{0,h}^j = \varnothing\ \forall\ i \neq j. \tag{3.32}$$

Die FE-Diskretisierung der schwachen Form des dynamischen Gleichgewichts (3.31) führt zu einem nichtlinearen, gekoppelten System gewöhnlicher Differentialgleichungen, die die zeitliche Evolution der Knotenfreiheitsgrade beschreibt. Es werden diskrete Knoten mit den Ortvektoren $\boldsymbol{X}_i$ und Freiheitsgraden $\boldsymbol{d}_i$ (Verschiebung) eingeführt. Zwischen diesen Knoten wird mit Ansatzfunktionen N_i interpoliert. Die virtuellen Verschiebungen werden mit den gleichen Ansatzfunktionen interpoliert. Als isoparametrisches Konzept wird die

[IX] nach Carl Gottfried Neumann, deutscher Mathematiker 1832-1925

Verwendung gleicher Ansatzfunktionen für Geometrie und Freiheitsgrade bezeichnet:

$$\boldsymbol{X}_h^e = \sum_{i=1}^{n} N_i \; \boldsymbol{X}_i \quad , \qquad \boldsymbol{u}_h^e = \sum_{i=1}^{n} N_i \; \boldsymbol{d}_i \quad . \tag{3.33}$$

Der Index h zeigt die Diskretisierung der jeweiligen kontinuierlichen Größe ($\boldsymbol{X}$, $\boldsymbol{u}$) an. Die Diskretisierung der virtuellen Größen erfolgt in gleicher Weise.

$$\delta\boldsymbol{u}_h^e = \sum_{i=1}^{n} N_i \; \delta\boldsymbol{d}_i \tag{3.34}$$

Das Einsetzen der diskretisierten Größen in die einzelnen Terme von (3.31) führt zur semidiskreten Form der Bewegungsgleichung für das gesamte System

$$\boldsymbol{M}\ddot{\boldsymbol{d}} + \boldsymbol{f}^{int}(\boldsymbol{d}) = \boldsymbol{f}^{ext}, \tag{3.35}$$

mit der Massenmatrix

$$\boldsymbol{M} = \bigcup_{k=1}^{n_e} \int_{V_0^k} \varrho_{0,k} \boldsymbol{N}^T \cdot \boldsymbol{N} \; \mathrm{d}V_0 \quad \text{mit } \boldsymbol{N} = \left(\begin{array}{ccc|c|ccc} N_1 & & \mathbf{0} & \dots & N_n & & \mathbf{0} \\ & \ddots & & & & \ddots & \\ \mathbf{0} & & N_1 & \dots & \mathbf{0} & & N_n \end{array} \right) \tag{3.36}$$

dem internen Knotenkraftvektor $\boldsymbol{f}^{int}$ und dem Vektor der zeitabhängigen äußeren Belastung $\boldsymbol{f}^{ext}$ [69]. $\boldsymbol{N}$ beinhaltet die Ansatzfunktionen zur Interpolation der Knotenfreiheitsgrade eines Elements („*Anzahl der Dimensionen*“ x „*Anzahl der Freiheitsgrade*“) [41].

Zeitliche Diskretisierung

Zur Lösung des semidiskreten Anfangs-Randwertproblems muss zeitlich diskretisiert werden. Dabei wird die gesamte Beobachtungs- oder Berechnungszeit T in kleine Zeitschritte $\Delta t = t_n - t_{n-1}$ unterteilt. Dadurch sind die zeitabhängigen Größen nicht mehr kontinuierlich, sondern nur noch zu diskreten Zeitpunkten bestimmbar. Es wird zwischen zwei grundsätzlichen Arten der Zeitintegration unterschieden.
Bei der impliziten Integration hängt die Lösung zum Zeitpunkt t_n von alten t_{n-1} und neuen (d.h. noch unbekannten) Größen ab [21]. Ein nichtlineares gekoppeltes Gleichungssystem muss in jedem Zeitschritt gelöst werden. Implizite Verfahren sind recht aufwendig in Bezug auf ihre Implementierung und Berechnung, da eine Linearisierung der Modelle mit einem Lösungsverfahren (z.B. Newton-Raphson) notwendig ist. Der große Vorteil implizierter Zeitintegrationsverfahren liegt in der Stabilität der Lösung und in der Möglichkeit die Zeitschritte groß wählen zu können. Die bekanntesten Einschritt-Verfahren sind das Newmark-Verfahren und das Wilson-Θ-Verfahren. Das Houbolt-Verfahren ist ein Mehrschrittverfahren, welches eine Startprozedur benötigt [4].
Bei expliziten Zeitintegrationsverfahren ist die Lösung zum aktuellen Zeitpunkt t_n nur von bekannten Lösungen zu t_{n-1} abhängig. Die Methoden sind leicht zu implementie-

ren und werden besonders effizient bei diagonalisierter Massenmatrix $\boldsymbol{M}$, weil dann mit entkoppelten skalaren, linearen Gleichungen gerechnet werden kann. Der große Nachteil expliziter Zeitintegrationsverfahren sind die sehr kleinen Zeitschritte, da die Stabilität der Lösung von der Zeitschrittgröße abhängt. Deswegen eignen sich diese Verfahren im Bereich der Kurzzeitdynamik (Crash, Schockwellenausbreitung, Risswachstum). Die bekannteste explizite Zeitintegrationsmethode ist das Zentrale-Differenzen-Verfahren. Die Lösung von expliziten Zeitintegrationsverfahren steigt unbegrenzt an, wenn der verwendete Zeitschritt größer als ein kritischer Zeitschritt wird. Der maximale Zeitschrittgröße Δt_{krit} wird mit Hilfe des COURANT-Kriteriums abgeschätzt und ist abhängig von der größten in der Struktur auftretenden Eigenfrequenz:

$$\Delta t_{krit} = \min \frac{l}{c} \tag{3.37}$$

Für der Berechnung der maximalen Zeitschrittgröße nach Gleichung (3.37) wird die charakteristische Länge l und die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit c des maßgebenden Elements verwendet [41]. Da bei hohen Frequenzen oder Schockwellen sehr kleine Zeitschritte zur Berechnung des physikalischen Problems notwendig sind, sind hierfür explizite Zeitintegrationsverfahren zu bevorzugen [69]. Die Finite-Element-Berechnungen der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe expliziter Zeitintegration mit dem kommerziellen FE-Programm LS-Dyna durchgeführt [39].

4 Experimentelle Untersuchungen an ABS

Die experimentelle Charakterisierung eines ABS-Werkstoffs erfolgt durch monotone und zyklische Zugversuche. Durch Variation von Belastung und Probengeometrie werden unterschiedliche Werkstoffeigenschaften untersucht. Im folgenden Kapitel werden zunächst der Versuchsaufbau und die Verzerrungsermittlung, sowie die verwendeten Verzerrungs- und Spannungsgrößen vorgestellt. Nach der Beschreibung des Deformationsverhaltens des ABS-Werkstoffs unter Zugbelastung, folgen experimentelle Untersuchungen zum Einfluss inelastischer Vordeformationen auf das Spannungs-Dehnungsverhalten und den Schädigungsmechanismus. Schließlich werden Experimente zum Schädigungs- und Bruchverhalten anhand bruchmechanischer Proben behandelt.

4.1 Versuchsaufbau, -durchführung und -auswertung

Bei dem verwendeten ABS-Material handelt es sich um ein kommerzielles Produkt, das im Einzelhandel bezogen wurde und über dessen Zusammensetzung keine Herstellerinformationen vorliegen. Das Mischungsverhältnis von Styrol und Acrylnitril sowie insbesondere auch der Gummianteil (Butadien) hat großen Einfluss auf die mechanischen Eigenschaften von ABS, welche abhängig von Hersteller und Produkt stark schwanken [20]. An den weißen, $3mm$ starken Platten waren weder eine Angussstelle noch eine Vorzugsrichtung sichtbar. Die verwendete Probengeometrie ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Die Proben-

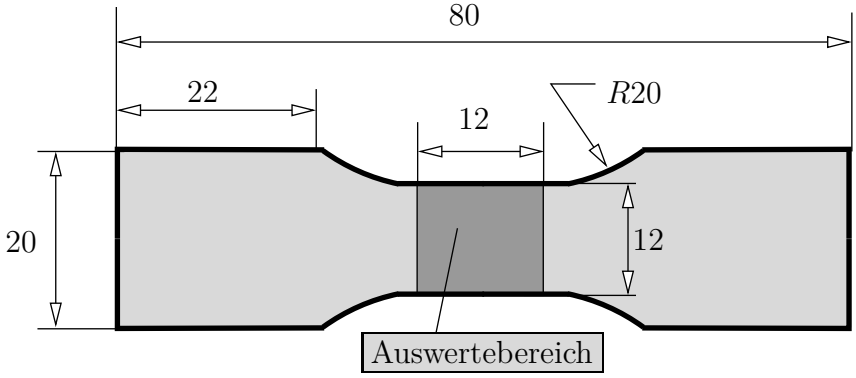


Abbildung 4.1: Schulterzugproben, 3mm Dicke

geometrie ist wichtig, um die Vergleichbarkeit experimenteller Ergebnisse gewährleisten zu können. Es die Geometrie des BECKER-ZUGSTABS [6] verwendet, die einen Kompromiss zwischen uniaxialem Spannungszustand und höchstmöglicher Dehnrate darstellt. Die Probenherstellung erfolgte durch Fräsen aus den Platten. Eine servohydraulische Zugprüfmaschine der Firma Instron (Modell 1342 mit Upgrade Paket 8800) und ein optisches Verzerrungsmesssystem der Firma Limess werden am IFM[I] verwendet, um mechanische Werkstoffeigenschaften zu untersuchen. Abbildung 4.2 zeigt eine zwischen den Klemmbacken fixierte Kunststoffzugprobe. Der Hubzylinder zieht die Probe mit einer definierten Geschwindigkeit, während die Kraftmessdose die aufgebrachte Kraft misst. Alle Versuche in diesem Kapitel wurden bei einer Raumtemperatur von $\approx 20°C$ durchgeführt.

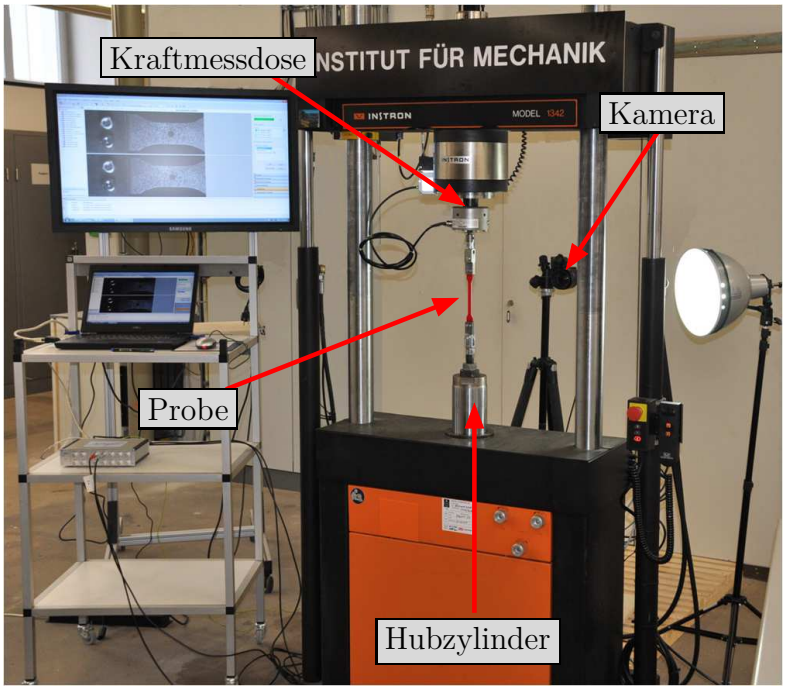


Abbildung 4.2: Zugprüfmaschine und optisches Messystem

4.1.1 Verzerrungsmessung

Lokale Verzerrungen werden optisch mit Hilfe der sog. Grauwertkorrelation (engl.: **d**igital **i**mage **c**orrelation, DIC) gemessen. Dazu wird auf der ebenen Probenoberfläche ein unregelmäßiges Muster (sog. *Speckle*) aufgebracht, wie in Abbildung 4.3 zu sehen. Mit einer Kamera werden die Verformungen von Probe und Muster während eines Versuchs aufgezeichnet. Ein Ähnlichkeitsmaß C als Funktion der beiden Verschiebungen $u_x,\ u_y$ in der Probenebene sowie deren Ableitungen wird zur Berechnung der besten Anpassung an das

[I]IFM =Institut für Mechanik

Grauwertmuster des Referenzbildes definiert:

$$C = f\left(u_x, u_y, \frac{\partial u_x}{\partial x}, \frac{\partial u_x}{\partial y}, \frac{\partial u_y}{\partial x}, \frac{\partial u_y}{\partial y}\right). \tag{4.1}$$

Im Anschluss wird ein Referenzbild (mit $u_x = 0.0$, $u_y = 0.0$) gewählt und der auszuwertende Bereich festgelegt. Dieser Auswertebereich wird in mehrere kleinere Bereiche (sog. SUBSETS) unterteilt. Verschiebungen und Verzerrungen werden an jedem Bildpunkt eines Subsets berechnet.

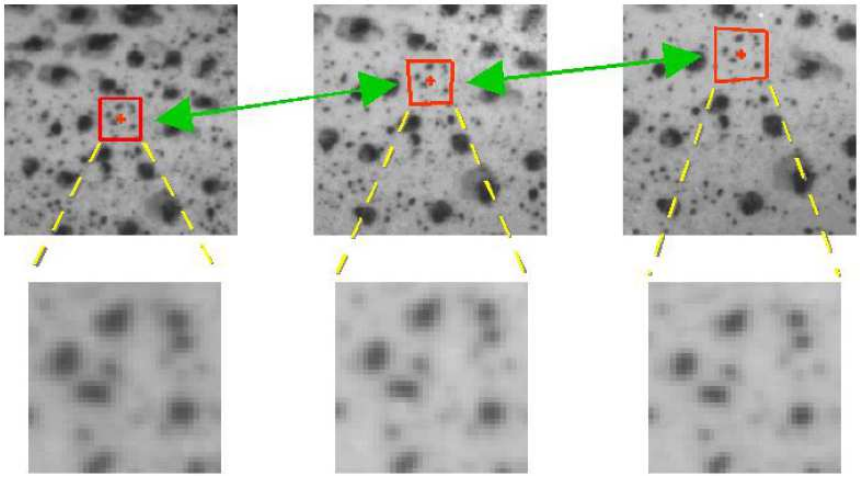


Abbildung 4.3: Verformung eines Subsets während der Deformation [57]

Abbildung 4.3 stellt die Bewegung einzelner Bildpunkte mit unterschiedlichen Grauwerten in einem Subset dar [57]. Die Bestimmung der besten Anpassung an das Grauwertmuster erfolgt durch die iterative Optimierung von C mit Hilfe der INSTRA4D-Software der Firma LIMESS. Lokale Objektverformungen wie Größenänderung, Rotation und Scherung werden zuverlässig bestimmt, da Ableitungsterme berücksichtigt werden. Lokale Verzerrungen in der Probenebene werden aus den Verschiebungsvektorfeldern berechnet. Die dazu notwendigen Gradienten der Verschiebungsfelder werden mit lokalen Polynomfits bestimmt [57].

4.1.2 Spannungs- und Verzerrungsgrößen

Wird vom GREEN-LAGRANGE-Verzerrungstensor (3.9) ausgegangen und ein einachsiger Spannungszustand in einer Zugprobe aus isotropem Material angenommen, können Winkeländerungen vernachlässigt werden und die GREEN-LAGRANGE-Verzerrung als Funktion der Streckung λ_x in Belastungsrichtung geschrieben werden,

$$\varepsilon_{xx}^{G} = \frac{\partial u_x}{\partial X} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial X}\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\lambda_x^2 - 1\right). \tag{4.2}$$

Die Streckung λ wird dann verwendet, um Dehnungen in unterschiedlichen Verzerrungmaßen auszudrücken, siehe Gl. (3.10), (3.11):

$$\lambda_x = \sqrt{2\,\varepsilon_{xx}^G + 1} \tag{4.3}$$

$$\varepsilon_{xx}^A = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{\lambda_x^2}\right) \tag{4.4}$$

$$\varepsilon_{xx}^H = \ln(\lambda_x) = \ln\left(\sqrt{2\,\varepsilon_{xx}^G + 1}\right) \tag{4.5}$$

$$\varepsilon_{xx}^{tech} = \lambda_x - 1 = \exp(\varepsilon_{xx}^H) - 1. \tag{4.6}$$

In dieser Arbeit werden wahre (CAUCHY-) Spannungen und wahlweise logarithmische oder technische Dehnungen verwendet. Die wahre Spannung ist definiert als der Quotient aus der Stempelkraft F der Kraftmessdose und der aktuellen Probenquerschnittsfläche A

$$\sigma_{xx} = \frac{F}{A} = \frac{F}{A_0\lambda_y\lambda_z}, \tag{4.7}$$

mit dem Anfangsquerschnitt A_0 und den Streckungen λ_y, λ_z quer zur Belastungsrichtung. Es wird davon ausgegangen, dass $\lambda_y = \lambda_z$ ist. Eine Verifikation dieser Annahme erfolgt im Abschnitt 4.2.3.

Volumendehnung

Die Volumendehnung ε_v gibt die Zu- oder Abnahme des Volumens an:

$$\varepsilon_v^{tech} = \frac{dV - dV_0}{dV_0} = \det \boldsymbol{F} - 1 \quad , \qquad \varepsilon_v^H = \varepsilon_{xx}^H + \varepsilon_{yy}^H + \varepsilon_{zz}^H \quad . \tag{4.8}$$

Bei reiner Gestaltänderung (z.B. reines Scherfließen) bleibt das Volumen konstant, die Volumendehnung ist gleich Null. Bei den Untersuchungen in dieser Arbeit wird die Volumendehnung aus den HENCKY-Dehnungen ermittelt.

4.1.3 Dehnrate

Die Abhängigkeit des Materialverhaltens von der Dehnrate $\dot{\varepsilon}$ ist bei Thermoplasten stark ausgeprägt. Bei den experimentellen Untersuchungen wird eine nominelle Dehnrate

$$\dot{\varepsilon} := \frac{v}{l_0} \tag{4.9}$$

verwendet, die von der konstanten Belastungsgeschwindigkeit v und von der Länge l_0 des Auswertebereichs (siehe Abbildung 4.1) abhängt.

4.2 Vorversuche

4.2.1 Deformation von ABS unter Zug

Die experimentellen Untersuchungen des Werkstoffs erfolgten ausschließlich unter Zugbeanspruchung, deswegen wird im Rahmen der Vorversuche zunächst das typische Verformungsverhalten von ABS unter Zugbelastung aufgezeigt. Abbildung 4.4 zeigt eine ABS-Zugprobe bei unterschiedlicher Verformung, sowie die zugehörigen Konturplots der gemessenen technischen Dehnung ε_{xx}^{tech} in Zugrichtung.

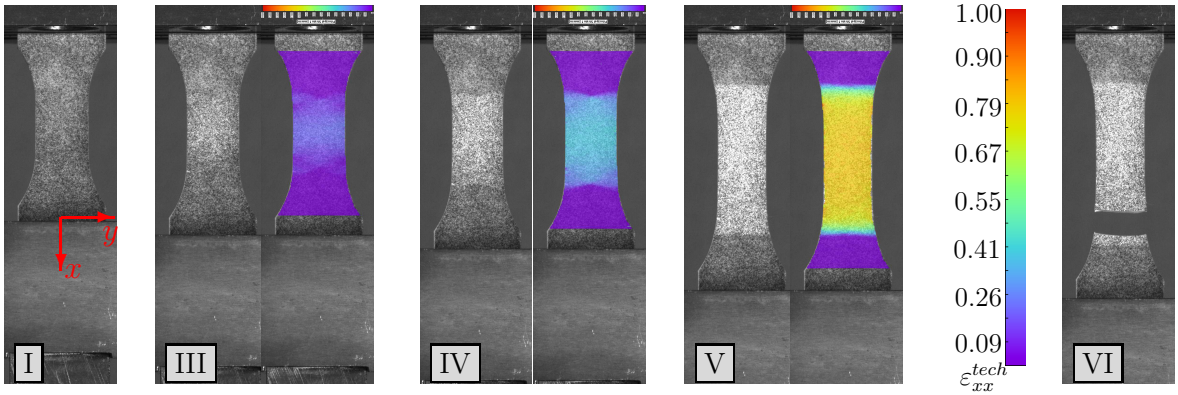


Abbildung 4.4: Fotos und Konturplots (DIC) der Dehnung ε_{xx}^{tech} in Belastungsrichtung einer belasteten ABS-Zugprobe; römische Ziffern verweisen auf Abbildung 4.5

Im mittleren Probenbereich wird bei zunehmender Belastung Crazing initiiert, was durch die Aufhellung (stress whitening [13]) deutlich wird. In Bild III (rechts) hat sich eine weitgehend homogene Zone inelastischer Deformationen ausgebildet, welche sich mit zunehmender Stempelverschiebung ausbreitet (Bild IV und V). Bild VI zeigt die gerissene Probe. Die zur Abbildung 4.4 gehörigen Kraft-Verschiebungs- und Spannungs-Dehnungs-Diagramme sind in Abbildung 4.5 zu finden.

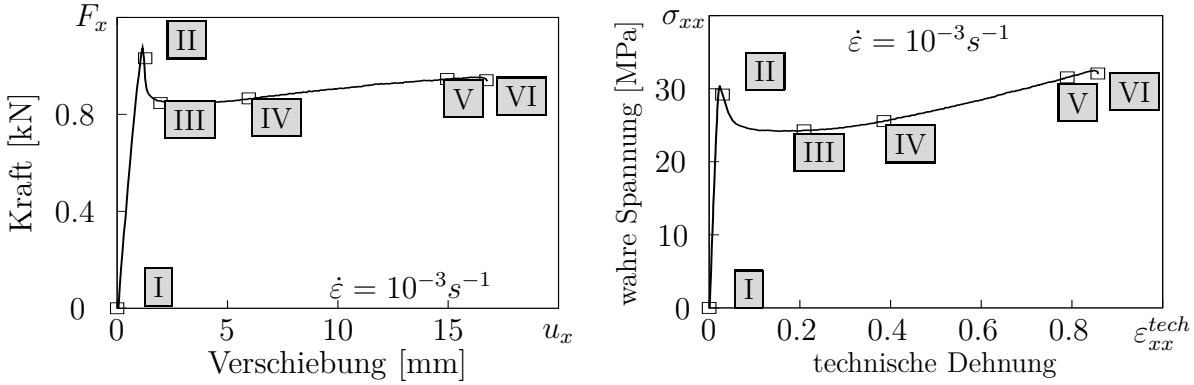


Abbildung 4.5: Kraft-Verschiebungskurven und Spannungs-Dehnungskurven des Zugversuchs

Die römischen Ziffern in Abbildung 4.5 verweisen auf die Fotos in Abbildung 4.4. Zwischen den Punkten I und II kann ein annähernd linearer Verlauf angenommen werden. Bei Punkt II wird ein lokales Maximum erreicht, im Anschluss lässt das Kraftniveau deutlich nach, bis Punkt III erreicht wird. Danach nimmt steigt die Spannung wieder an.

4.2.2 Auswertebereich bei optischer Verschiebungsmessung

Die folgende Untersuchung zeigt den Einfluss Auswertebereiches auf das ermittelte Spannungs-Dehnungsverhalten. Es wurden drei unterschiedliche Auswertebereiche verwendet, die auf dem Konturplot in Abbildung 4.6 mit unterschiedlichen Farben markiert sind.

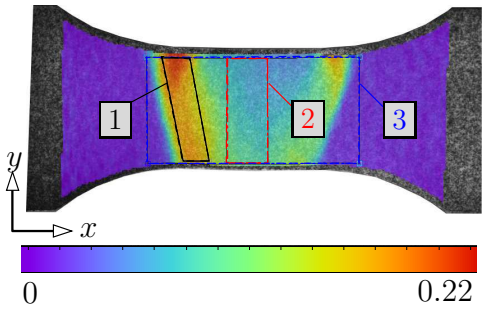


Abbildung 4.6: Verzerrungsplot (ε^H_{xx}, $\dot{\varepsilon} = 10^{-2}s^{-1}$) mit unterschiedlichen lokalen Auswertebereichen

Die in Abbildung 4.6 gezeigte Probe (Geometrie siehe Abbildung 4.1) wurde 5.9 mm gezogen. Dargestellt sind die dabei entstanden Verzerrungen. Bereich 1 wurde so gewählt, dass lokal auftretende Verzerrungskonzentrationen ausgewertet wurden, Bereich 2 ist in Probenmitte und Bereich 3 umfasst den gesamten Messbereich der Probe. Weiterhin wurden zwei Unterschiedliche Auswertungsarten betrachtet. Bei der Auswertung von 1a, 2 und 3 wurde der Verzerrungsmittelwert des Auswahlbereichs verwendet, bei 1b Maximalwerte. Die Kreise in Abbildung 4.7 markieren den Verzerrungswert (bzw. das Spannungs-Dehnungsniveau), welches zu Abbildung 4.6 gehört.

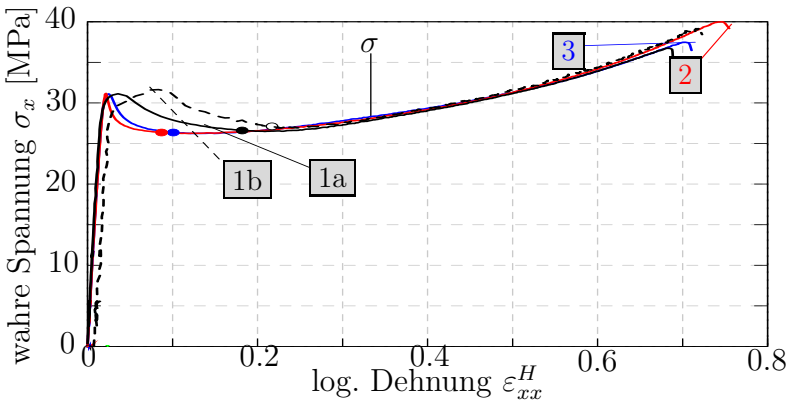


Abbildung 4.7: Einfluss unterschiedlicher lokaler Auswertebereiche und -methoden auf Spannungs-Dehnungsverhalten, Bereiche siehe Abbildung 4.6

Im elastischen Bereich ist kein Einfluss des Auswahlbereichs auf das Spannungs-Dehnungs-Verhalten erkennbar, ein Unterschied zwischen den Auswahlmethoden 1a und 1b hingegen schon. Deutlicher wird der Einfluss des Bereichs bei Betrachtung der Entfestigung. Die größeren Bereiche 2 und 3 zeigen Entfestigung bei klienerer Dehnung als bei dem kleineren Bereich 1a bzw. 1b. Ähnliche Beobachtungen wurden auch bei anderen Thermoplasten festgestellt, siehe z.B. [38]. Der Einfluss der Auswahlbereiche auf die Größe der Bruchdehnung ist relativ gering.

4.2.3 Vergleich der Dehnungen in Quer- und Dickenrichtung

Die Annahme von isotropem Materialverhalten (siehe Abschnitt 4.1.2) wurde mit Hilfe von einachsigen Zugversuchen untersucht. Dabei wurden zwei Kameras verwendet, um Verzerrungen in Breiten- und in Dickenrichtung gleichzeitig zu ermitteln. Abbildung 4.8a) zeigt die DIC-Dehnungsauswertung in Belastungsrichtung ($\varepsilon^G_{xx} \approx 0.6$) einer Zugprobe in Frontal- und Seitenansicht. Die gewählten Auswertebereiche, über die die Verzerrungen gemittelt wurden, sind schwarz umrandet dargestellt
Abbildung 4.8b) zeigt den zeitlichen Verlauf der drei GREEN'schen Verzerrungen (ε_{xx}, ε_{yy} und ε_{yy}). In rot sind die ausgewerteten Dehnungen der frontalen Aufnahme dargestellt, in schwarz die der seitlichen Aufnahme.

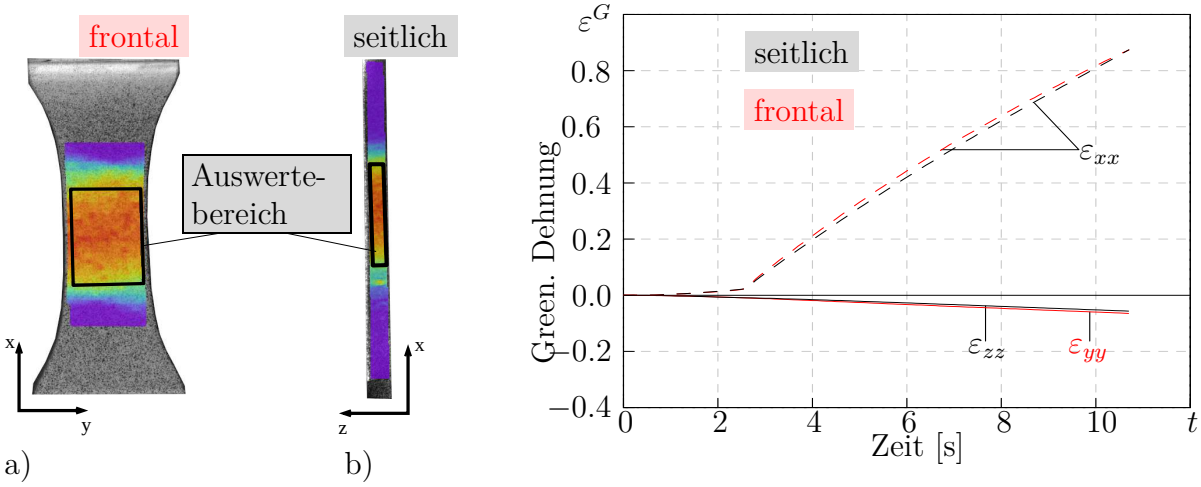


Abbildung 4.8: Seiten- und Frontansicht einer Zugprobe mit Verzerrungs-Konturplot ε_{xx} in Belastungsrichtung mit Auswertebereich

Die gute Übereinstimmung der Verzerrungen in Belastungsrichtung ε_{xx} bestätigen, dass die Auswertebereiche der Verzerrungsermittlung sinnvoll gewählt wurden. Weil die Dehnungsverläufe von ε_{yy} und ε_{zz}, orthogonal zur Belastungsrichtung, keine nennenswerten Unterschiede zeigen, ist die Annahme des isotropen Materialverhaltens gerechtfertigt und die Ermittlung der Spannungen gemäß Abschnitt 4.1.2 gerechtfertigt.

4.3 Zugversuche unter monotoner Belastung

Im folgenden Abschnitt werden Ergebnisse einachsiger Zugversuche beschrieben. Ziel der experimentellen Untersuchungen war es, bessere Kenntnisse über das Deformations- und Schädigungsverhalten des gummimodifizierten Thermoplasts ABS zu erhalten. Die Probengeometrie ist Abbildung 4.1 zu sehen. Die Belastungsgschwindigkeiten wurden entsprechend Gleichung (4.9) zur Vorgabe bestimmter nomineller Dehnraten gewählt.
Bei den Versuchen wurden die Verzerrungen aus den optische ermittelten Verschiebungen auf der Probenoberfläche ermittelt. Dazu wurde der Bereich 2 gemäß Abbildung 4.6 gewählt. Die Verzerrung werden aus den Mittelwerten einzelner lokaler Größen gebildet (wie bei den Kurven 1a, 2, 3 in Abbildung 4.7). Der Einfluss der Dehnrate auf das Spannungs-Dehnungs-Verhalten und die Volumendehnung ist in Abbildung 4.9 gezeigt.

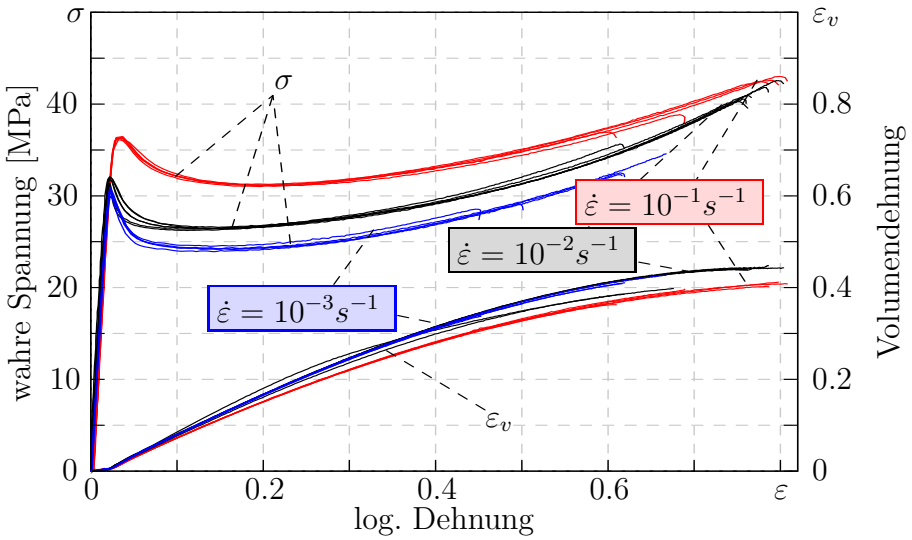


Abbildung 4.9: Spannungs-Dehnung-Verhalten und Volumendehnung des untersuchten ABS-Werkstoffs bei unterschiedlichen Dehnraten

Bis zum Erreichen der Spannungsmaxima ($\varepsilon \approx 0.03$) verformt sich das Material bei allen Versuchen nahezu elastisch, bei weiterer Belastung nehmen die Spannungen bis zum Erreichen der Spannugsminima (Entfestigung) ab. Mit zunehmender Deformation nimmt dann die Spannung wieder zu bis die Probe reißt. Der Dehnrateneinfluss auf das Spannungsniveau ist im inelastischen Deformationsbereich deutlich ausgeprägt. Die lokalen Spannungsmaxima nach der elastischen Verformung sind bei $\dot{\varepsilon} = 10^{-2}s^{-1}$ und $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}s^{-1}$ annähernd gleich groß. Bei niedriger Dehnrate $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}s^{-1}$ ist eine stärkere Entfestigung erkennbar, d.h. der Spannungsabfall ist größer als bei mittlerer oder höherer Dehnrate.
Der Anstieg der Spannung mit zunehmender inelastischer Deformation ist bei kleiner und mittler Dehnrate annähernd gleich, während die Spannungszunahme bei $\dot{\varepsilon} = 10^{-1}s^{-1}$ geringer ist. Mit zunehmender Dehnrate nimmt bei diesen Experimenten auch die Bruchdehnung zu.
Die log. Volumendehnung ε_v^H als Funktion der log. Längsdehnung ist für alle Zugversuche ebenfalls in Abbildung 4.9 dargestellt. Die Versuche mit $\dot{\varepsilon} = 10^{-2}s^{-1}$ und $\dot{\varepsilon} = 10^{-3}s^{-1}$ unterscheiden sich wenig, während bei $\dot{\varepsilon} = 10^{-1}s^{-1}$ eine etwas geringere Volumenzunahme

erkennbar ist. Bis zum Bruch nimmt das Volumen deutlich zu, was auf den Crazing-Mechanismus schließen lässt. Mikromechanische Untersuchungen von Steenbrink et al. [63] und Danielsson [15] haben gezeigt, dass die makroskopische Volumendehnung infolge von Porenwachstum und Scherfließen unter makroskopischer einachsiger Spannung (wie im Experiment) sehr gering ist.
Die Bruchdehnung als Funktion der nominellen Dehnrate der Zugversuche ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Mittelwerte. Es ist zu erkennen, dass die durchschnittliche Bruchdehnung mit der Dehnrate leicht zunimmt.

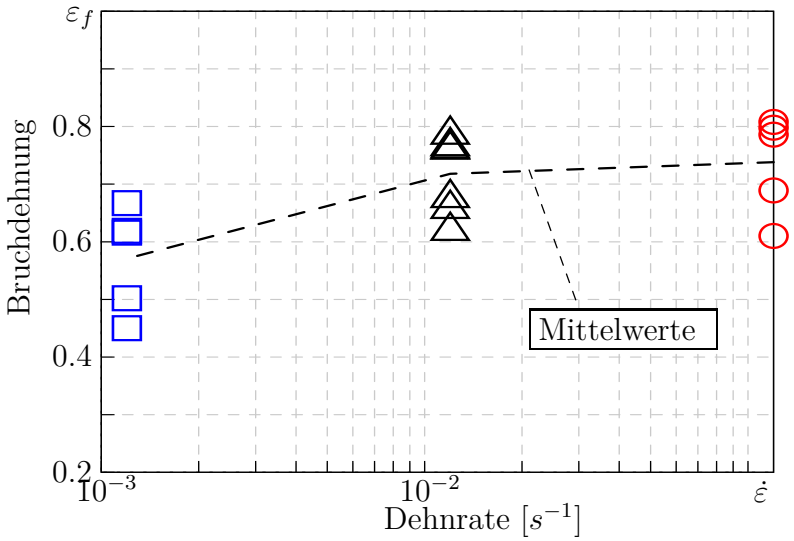


Abbildung 4.10: Bruchdehnungen in Abhängigkeit von der makroskopischen nominellen Dehnrate

4.4 Zugversuche unter zyklischer Belastung

Dieser Abschnitt behandelt das Verhalten des untersuchten ABS-Werkstoffes unter zyklischer Belastung. Ziel dieser Untersuchungen ist es die Schädigungsentwicklung infolge inelastischer Deformation zu bestimmen. Die Proben wurden mit der gleichen Geschwindigkeit gezogen und anschließend mit der gleichen Geschwindigkeit entlastet, dann wieder belastet usw, die Verschiebungen wurden weggesteuert aufgebracht. Ein typischer Verlauf der aufgebrachten Verschiebung $u(t)$ und der gemessenen Kraft $F(t)$ ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Der zeitliche Verlauf der Kraftmaxima ist den Kraft-Verläufen bei monotoner Zugbelastung ähnlich, was durch die gestrichelte schwarze Linie verdeutlicht wird. Nach dem linearen Anstieg der Kraft auf $F \approx 1.2\ kN$ folgt ein Kraftabfall und ein Bereich mit beinahe konstanten Kraftmaxima. Die Probe versagt bei einer wesentlich geringeren Stempelverschiebung ($u \approx 8\ mm$) als unter monotoner Belastung. Ein sehr kleiner Phasenunterschied infolge Viskoelastizität zwischen Kraft- und Weg-Verlauf ist in Abbildung 4.11 erkennbar.

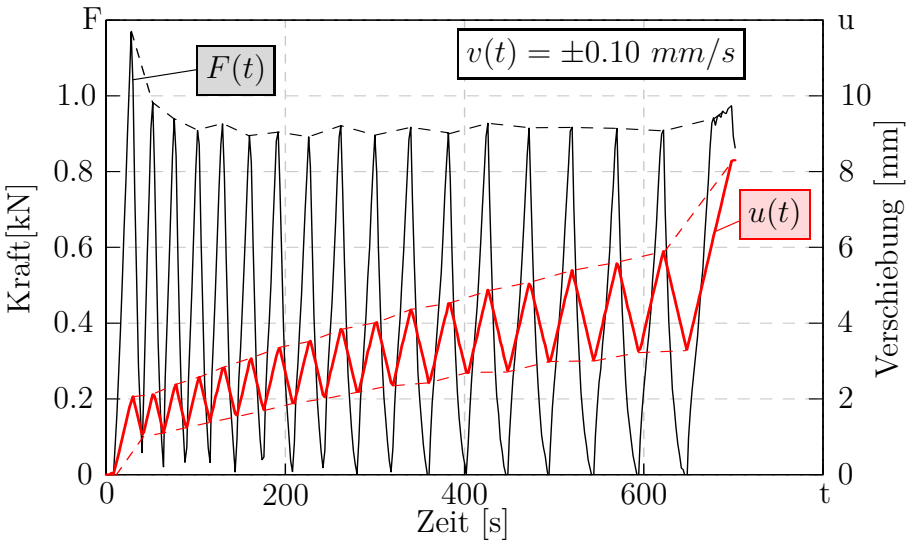


Abbildung 4.11: Kraft und Verschiebung als Funktion der Zeit bei Versuchen mit zyklischer Zugbelastung

4.4.1 Spannnung und Volumendehnung bei zyklischen Zugversuchen

Abbildung 4.12 zeigt den Verlauf der wahren Spannung und der log. Volumendehnung als Funktionen der logarithmischen Dehnung in Belastungsrichtung. Die angegebene nominelle Dehnrate $\dot{\varepsilon}$ bezieht sich nach (4.9) auf eine konstante Abzugsgeschwindigkeit. Ein

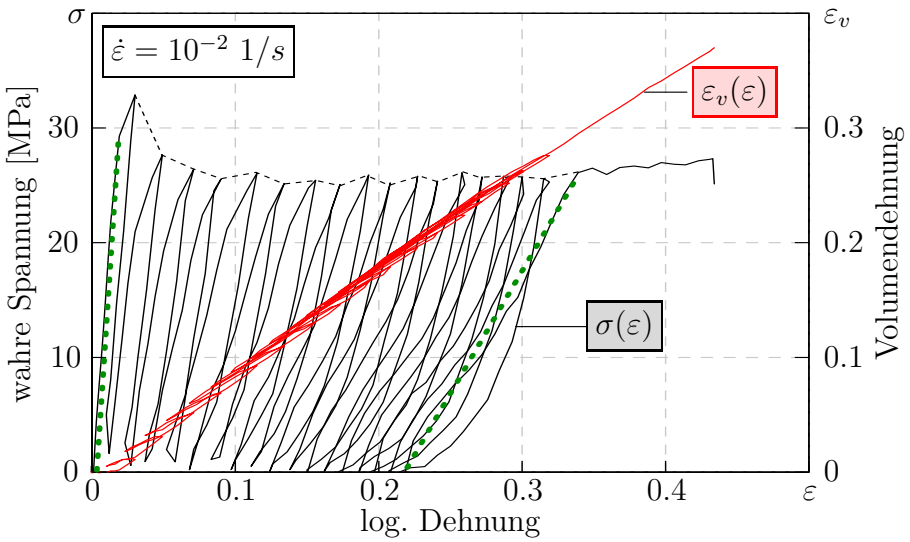


Abbildung 4.12: Spannungs-Dehnungs-Kurve und Volumendehnung von zyklischem Zugversuch

deutlicher Rückgang der elastischen Steifigkeit mit zunehmender inelastischer Deformation ist exemplarisch mit Hilfe der beiden grün gepunkteten Linien gekennzeichnet und weist auf eine Schädigungsentwicklung hin. Die Volumendehnung ε_v hat einen ähnlichen Verlauf wie bei den monotonen Zugversuchen in Abbildung 4.9. Es ist deutlich erkennbar, dass das Volumen des ABS-Werkstoffs unter zyklischer Belastung zunimmt.

4.4.2 Dehnrateneinfluss bei zyklischer Belastung

Der Einfluss der Deformationsgeschwindigkeit auf die Entwicklung der Schädigung bei zyklisch belasteten Proben wurde untersucht. In Abbildung 4.13 sind die Spannungs-Dehnungs-Kurven zyklisch belasteter Zugproben für unterschiedliche Dehnraten dargestellt. Bei Raumtemperatur und Dehnraten im Bereich $\dot{\varepsilon} = 10^{-1} \ldots 10^{-3} s^{-1}$ konnte kein nennenswerter Einfluss der Deformationsgeschwindigkeit auf die Schädigungsentwicklung festgestellt werden.

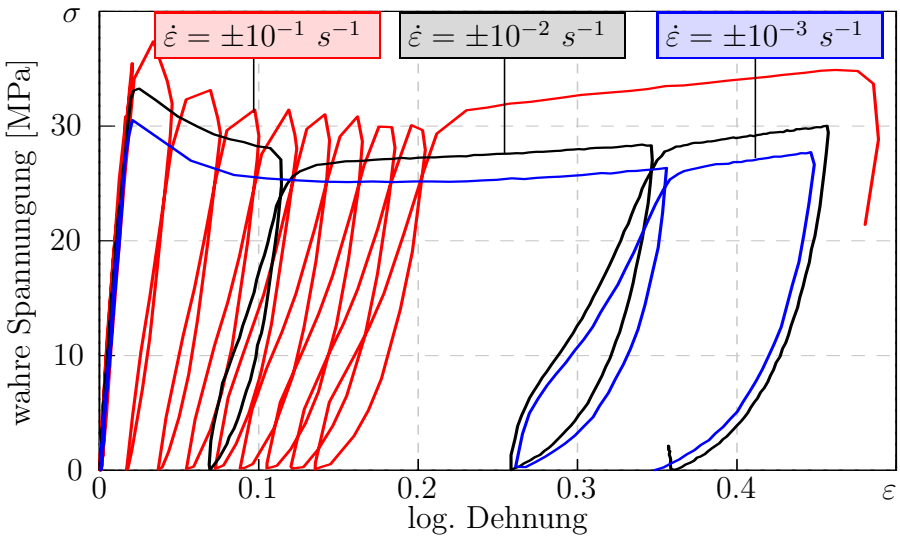


Abbildung 4.13: Einfluss der Dehnrate auf das zyklische Spannungs-Dehnungs-Verhalten

4.4.3 Entwicklung der Schädigung durch zyklische Belastung

In diesem Abschnitt soll ermittelt werden, ob Schädigung durch die akkumulierte inelastische Deformation oder durch zyklische Belastung (ähnlich der Ermüdung bei metallischen Werkstoffen) entsteht. Als Schädigung wird der Abfall der elastischen Steifigkeit bei zunehmender inelastischer Deformation bezeichnet, siehe Abbildung 4.12. Im Unterschied zu den Abschnitten 4.4.1 und 4.4.2 wird immer wieder die selbe inelastische Deformation aufgebracht, dazu wird zyklisch die gleiche Verschiebung $u(t)$ aufgebracht, wie die rote Kurve in Abbildung 4.14 zeigt.

In schwarz ist der zeitliche Verlauf der Stempelkraft $F(t)$ zu sehen. Die lokalen Kraftmaxima und -minima nehmen mit zunehmender Zyklenzahl ab.
Die Verläufe der Spannung und der Volumendehnung als Funktion der log. Dehnung sind in Abbildung 4.15 für Zugversuhe unter monotoner (gestrichelt) und zyklischer (durchgezogen) Belastung für die Dehnraten $\dot{\varepsilon} = 10^{-3} \ldots 10^{-1}\ s^{-1}$ dargestellt. Die nominellen Dehnraten beeinflussen, wie auch bei monotoner Belastung, das Spannungsniveau. Die Unterschiede der Spannungsverläufe von monotonen und zyklischen Versuchen sind vernachlässigbar gering, wobei die Bruchdehnungen unter zyklischer Zugbelastung geringer

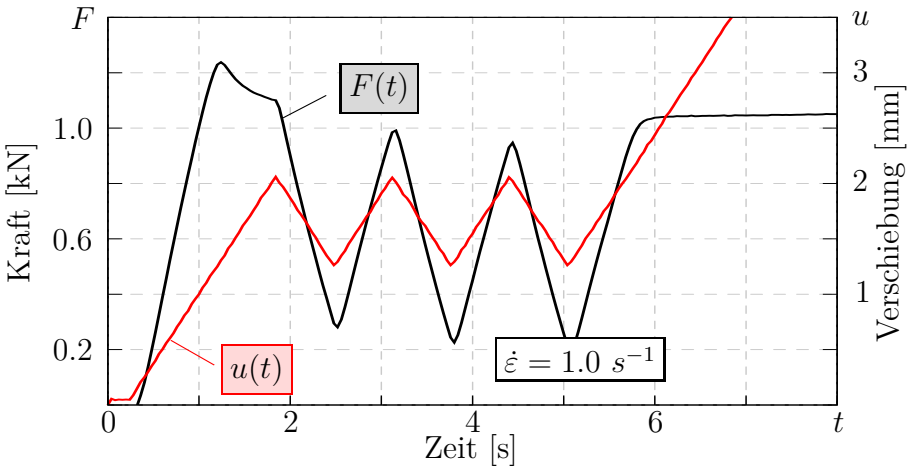


Abbildung 4.14: zeitlicher Verlauf von Stempelverschiebung und Stempelkraft einer zyklisch belasteten Zugprobe

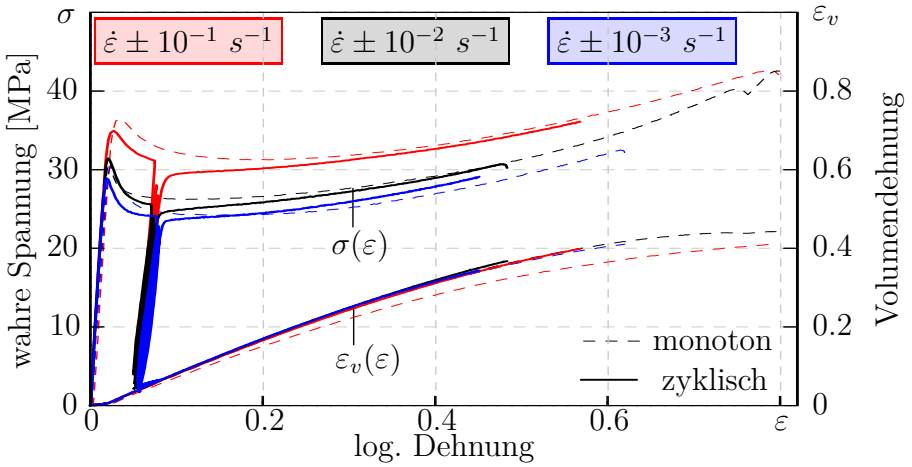


Abbildung 4.15: Spannungs-Dehnungs-Verlauf und Volumendehnung zur Untersuchung der Schädigungsentwicklung von zyklisch belasteten ABS-Proben

sind als unter monotoner. Bei niedriger ($\dot{\varepsilon} = 10^{-3}\ s^{-1}$) und mittlerer($\dot{\varepsilon} = 10^{-2}\ s^{-1}$) Dehnrate ist kein Unterschied zwischen beiden Belastungsarten im Verlauf der Volumendehnung erkennbar, nur bei der höheren Dehnrate ($\dot{\varepsilon} = 10^{-1}\ s^{-1}$) zeigen sich Unterschiede. Die Untersuchungen zeigen, dass die Abnahme der elastischen Steifigkeit. d.h die Schädigung, nur durch die Zunahme der inelastischen Deformation kommt. Durch das zyklische Belasten konnte keine Zunahme der Schädigung festgestellt werden.

4.5 Einfluss inelastischer Vordeformation

In diesem Abschnitt wird der Einfluss inelastischer Vordeformationen auf das Spannungs-Dehnungsverhalten untersucht. Das Spannungs-Dehnungs-Verhalten in unterschiedlichen Richtungen relativ zur Vordeformation soll Aufschluss über die Entwicklung mikroskopischer Deformations- bzw. Schädigungsmechanismen geben.

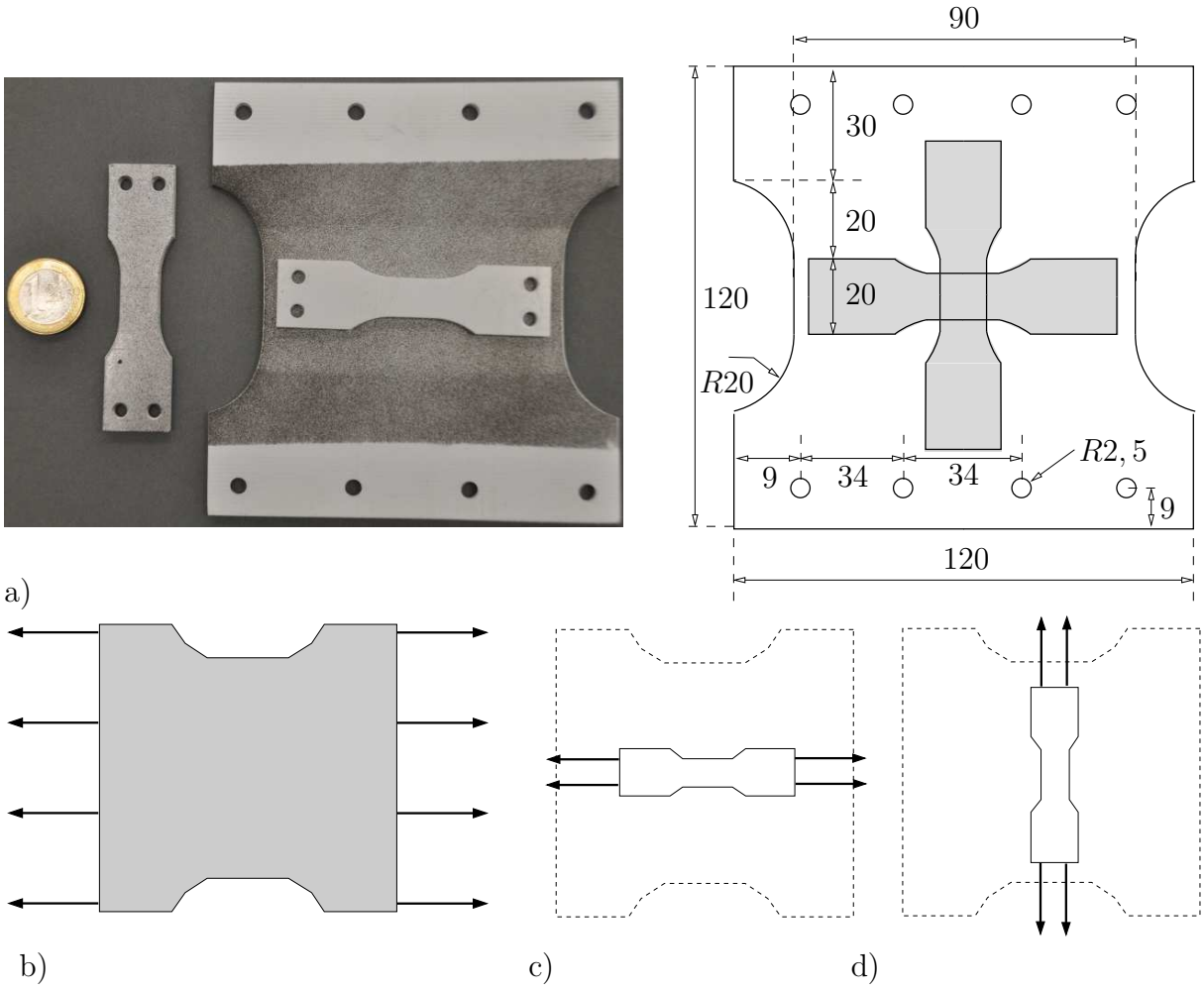


Abbildung 4.16: Versuchsdurchführung:
a) Foto und Zeichnung [mm] der großen Zugprobe
b) Aufbringen inelastischer Vordeformation an großer Zugprobe
c) Zugversuche in Richtung der inelastischer Vordeformation
d) Zugversuche 90° zur Vordeformationsrichtung

Es wurden große Zugproben, wie in Abbildung 4.16a) und b) gezeigt, inelastisch bis zu unterschiedlichen Dehnungen vorverformt. Im Anschluss wurden aus den großen Proben kleinere Zugproben entnommen, um damit weitere Zugversuche in verschiedenen Richtungen relativ zur Richtung der Vordeformation durchzuführen, wie in Abbildung 4.16c-d) skizziert.

4.5.1 Vordeformation der großen Proben

Um eine definierte inelastische Vordeformation der großen Zugproben zu erhalten, wurden Vorversuche hinsichtlich der Ausbildung einer hinreichend großen homogenen Deformationszone durchgeführt. Abbildung 4.17 zeigt die Verteilung der logarithmischen Dehnung in Belastungsrichtung (d.h. horizontal). Es wurde mit einer Geschwindigkeit von $v = 1.0\ mm/s$ belastet. Der Bereich zwischen den Ausrundungen beträgt $l = 20\ mm$ im unbelasteten Zustand, so dass sich die nominelle Dehnrate $\dot{\varepsilon} = v/l = 0.05\ s^{-1}$ ergibt. Die untere Reihe der Verzerrungs-Konturplots in Abbildung 4.17 macht deutlich, dass erst ab einer Stempelverschiebung $u_x \approx 6\ mm$ von einer näherungsweise homogenen Deformationszone im mittleren Probenbereich ausgegangen werden kann.

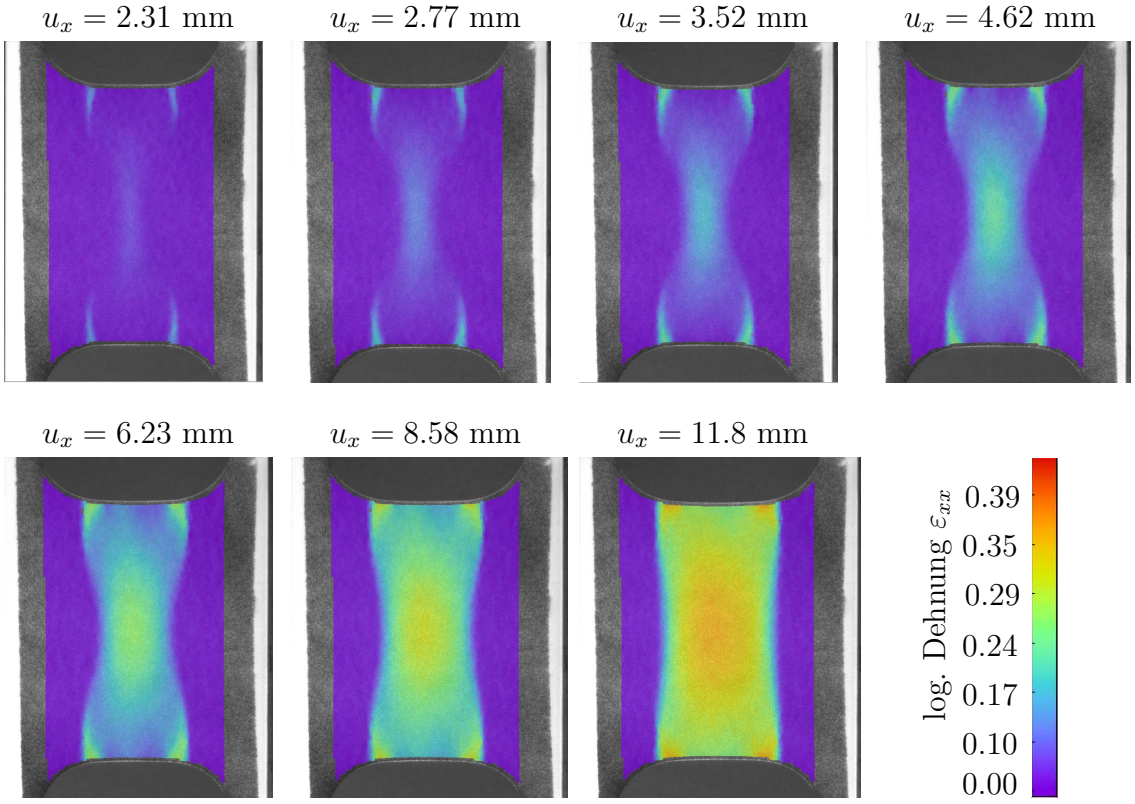


Abbildung 4.17: Optische Auswertung der Dehnung ε_{xx} in Belastungsrichtung bei unterschiedlicher makroskopischer Deformation u_x

Die inelastische Dehnung errechnet sich aus der Gesamtdehnung und deren elastischem Anteil

$$\varepsilon^{pl} = \varepsilon - \varepsilon^{el} = \varepsilon - \sigma/E. \tag{4.10}$$

Es wurden unterschiedliche Vordeformation gewählt: $\varepsilon^{pl}_{ini} \approx 0.15$, $\varepsilon^{pl}_{ini} \approx 0.22$, $\varepsilon^{pl}_{ini} \approx 0.28$. Dazu wurden aus einem Vorversuch die zugehörigen Stempelverschiebungen bestimmt. Die Abnahme elastischer Steifigkeit infolge Schädigung (siehe Abschnitt 4.4) wurde bei der Ermittlung der inelastischen Vordeformation nicht berücksichtigt.

In Abbildung 4.18 sind die an den großen Zugproben ermittelten Spannungs-Dehnungs-Kurven und die Volumendehnungen zu sehen. Bei diesen Versuchen wurde ein E-Modul von 1707 MPa ermittelt, welcher aufgrund von Querdehnbehinderung höher ist als unter reinem einachsigen Zug bei kleinen (schmalen) Zugproben, siehe Abbildung 5.4. Gestrichelt sind die Mittelwerte der inelastischen Deformationen zu Versuchsende mit dem ermittelten E-Modul als Steigung eingezeichnet. Die rechentechnisch aufwendige Verzerrungsermittlung (DIC) kann nicht in situ während des Versuchs durchgeführt werden. Deswegen wurden die aufzubringenden Vordeformationen anhand der Hubzylinderverschiebung festgelegt, was größere Streuung der maximalen inelastischen Vordeformation zur Folge hat. Die Volumendehnung als Funktion der log. Längsdehnung ist ebenfalls in Abbildung 4.18 dargestellt. An dem inelastisch vordeformierten Material kann nun der Einfluss von plastischer Vordeformation auf das Spannungs- und Deformationsverhalten in unterschiedlichen Richtungen untersucht werden.

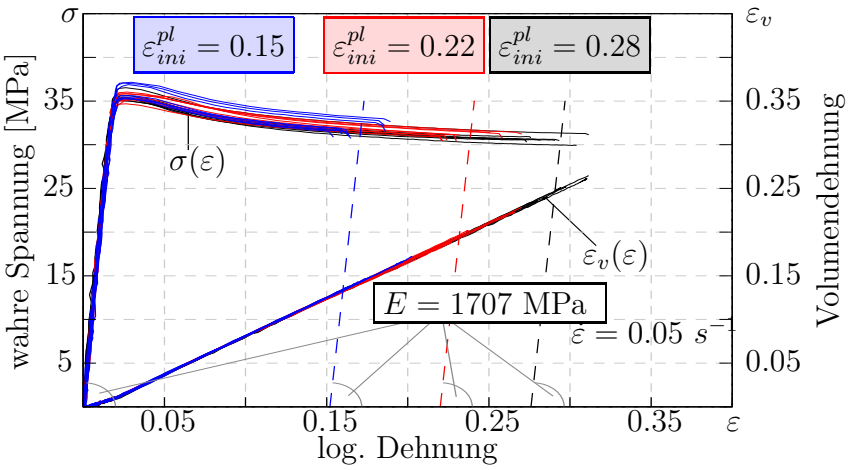


Abbildung 4.18: Spannungen und Volumendehnung als Funktion der Dehnung bei großen Zugproben

4.5.2 Zugversuche an inelastisch vordeformierten Proben

In Abbildung 4.19 ist der Einfluss inelastischer Vordeformation auf das Spannungs-Dehnungs-Verhalten gezeigt. Abgebildet sind Spannungs-Dehnungskurven in Richtung der Vordeformation (gestrichelt) und senkrecht dazu (durchgezogen) für die drei Vordeformationen ($\varepsilon_{ini}^{pl} = 0.15$, $\varepsilon_{ini}^{pl} = 0.22$, $\varepsilon_{ini}^{pl} = 0.28$). Das Material wurde mit einer nominellen Dehnrate $\dot{\varepsilon} = 0.04\ s^{-1}$ einachsig gezogen.
Die Spannungs-Dehnungskurven der Versuche senkrecht zur Vordeformation (durchgezogene Linien in Abbildung 4.19) zeigen lineares Materialverhalten bei kleinen Verformungen $\varepsilon \leq 0.05$ bis ein Fließpunkt erreicht ist, dessen Spannungsniveau mit zunehmender Vordeformation abnimmt. Ein Spannungsabfall im Übergangsbereich zwischen elastischer und inelastischer Deformation $\varepsilon \approx 0.05$ ist nur bei dem Material mit der geringsten Vordeformation zu erkennen. Bei weiterer Deformation des Materials nimmt die Spannung bis zum Bruch zu. Im Bereich der Verfestigung nimmt die Steigung der Verfestigungsgeraden mit der Vordeformation zu.

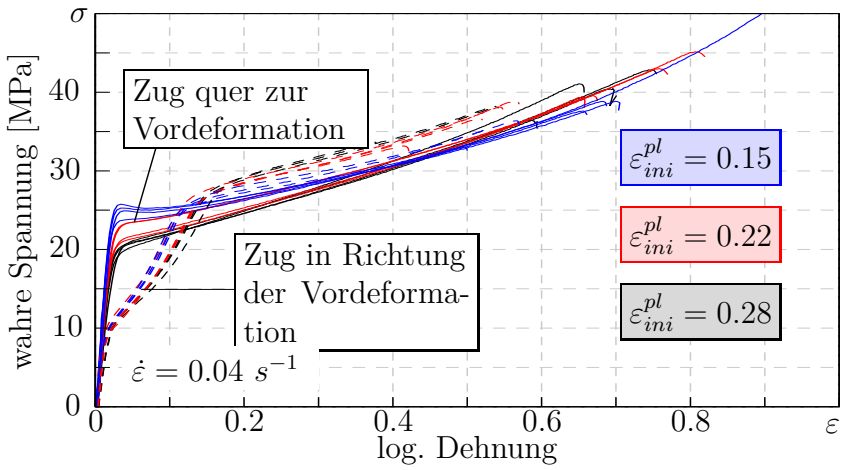


Abbildung 4.19: Spannungs-Dehnungs-Kurven von plastisch vordeformierten Zugproben längs und quer zur ursprünglichen Belastungsrichtung

Wird das Material in Richtung der inelastischen Vordeformation gezogen, ist nur ein sehr kleiner Bereich linearen Materialverhaltens erkennbar bis ein Spannungswert von $\sigma \approx 10MPa$ erreicht wird, der unabhängig von der inelastischen Vordeformation ist. Bei weiterer Deformation folgt ein Bereich mit deutlich geringerer Steigung bis zu einer Verzerrung von $\varepsilon \approx 0.15$. In diesem Bereich nimmt das Spannungsniveau mit zunehmender Vordeformation ab. Es folgt eine Materialverfestigung bis zum Bruch der Probe. Wie auch beim Material, welches senkrecht zur Vordeformationsrichtung belastet wurde, ist die Spannungszunahme bei Versuchen mit größerer inelastischer Vordeformation höher. Ein Einfluss der inelastischen Vordeformation auf die Bruchdehnung kann nicht festgestellt werden, da die Streuung der Bruchdehnungen zu groß ist.

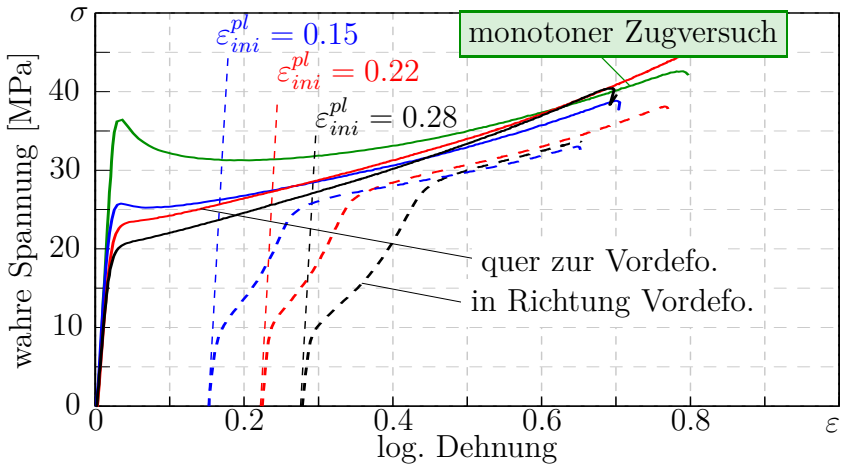


Abbildung 4.20: Spannungs-Dehnungs-Kurven von plastisch vordeformierten Zugproben längs und quer zur ursprünglichen Belastungsrichtung

Addiert man die inelastische Vordeformation bei den Versuchen in Richtung der Vorbelastung zur Dehnung, wie in Abbildung 4.20 gezeigt, ergibt sich ein ähnliches Verfestigungsverhalten bei einem etwas niedrigeren Spannungsniveau und die Bruchdehnungen

sind vergleichbar zu den Experimenten ohne Vordeformation. Zum Vergleich wurde die Spannungs-Dehnungs-Kurve eines monotonen Zugversuchs ohne inelastische Vordeformation (aus Abschnitt 4.3) in grün in Abbildung 4.20 eingefügt. Die inelastische Vordeformation beeinflusst das Spannungsniveau zu Fließbeginn deutlich. Bei größeren Dehnungen ($\varepsilon > 0.6$) erreicht das Material ein ähnliches Spannungsniveau wie Material ohne Vordeformation.
Die Volumendehnung als Funktion der log. Dehnung der inelastisch vordeformierten Zugproben ist in Abbildung 4.21 gezeigt (gleichbleibende Belastungsrichtung gestrichelt, quer zur ursprünglichen Belastungsrichtug durchgezogen). In grün ist die Volumendehnung bei monotoner Belastung, analog zu Abbildung 4.20, dargestellt.

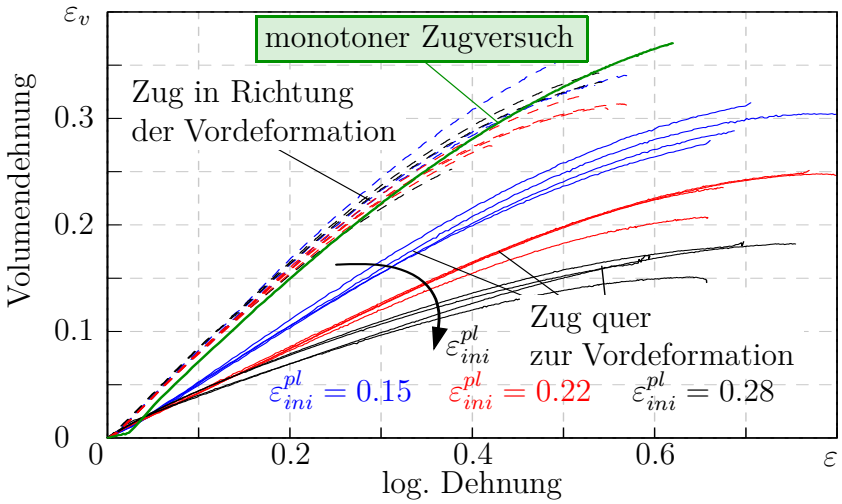
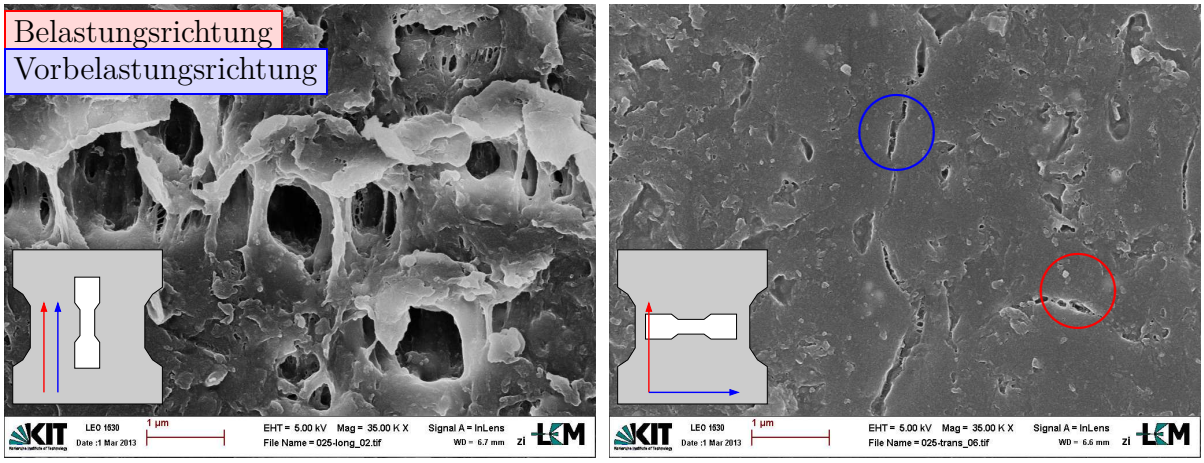


Abbildung 4.21: Volumendehnung als Funktion der log. Längsdehnung von plastisch vordeformierten Zugproben längs und quer zur ursprünglichen Belastungsrichtung

Bei gleichbleibender Belastungsrichtung nimmt die Volumendehnungen des Materials gleich stark zu, wie bei einem Material ohne inelastische Vordeformation. Ein deutlicher Einfluss der inelastischen Vordeformation auf die Volumendehnung ist hingegen beim Material, dass senkrecht zur Vordeformationsrichtung belastet wurde, zu sehen. Die Volumenzunahme ist deutlich geringer als bei den Versuchen ohne Vordeformation. Mit zunehmender Vordeformation nimmt die Volumenzunahme ab.
Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Deformations- bzw. Schädigungsmechanismus stark von der Vordeformation abhängt. Haben sich durch Vordeformation Crazes senkrecht zur ursprünglichen Hauptspannungsrichtung $\boldsymbol{n}$ bereits gebildet, wachsen diese nur noch in Richtung $\boldsymbol{n}$. Crazes in Richtung einer geänderten maximalen Hauptspannungsrichtung können sich nur im inelastisch undeformierten Material bilden. Wird inelastisch deformiertes Material in einer anderen Richtung als $\boldsymbol{n}$ belastet, findet offenbar verstärkt Scherfließen statt, was zu einer geringeren Zunahme der Volumendehnung führt.
Im Anschluss an die Zugversuche wurden die Oberflächen einzelner Proben mit einer dünnen Platinschicht bedampft und mit Hilfe eines Rasterelektronenmikroskops (REM) untersucht. Die Abbildungen 4.22a) und 4.22b) zeigen REM-Aufnahmen des ABS-Materials mit einer inelastischen Vordeformation von $\varepsilon^{pl} = 0.28$. In Abbildung 4.22a) ist Material zu

sehen, das in Vorbelastungsrichtung gezogen wurde. Es sind Crazes in Belastungsrichtung erkennbar. Abbildung 4.22b) zeigt Material, das senkrecht zur Vorbelastungsrichtung gezogen wurde. Crazfibrillen, sowohl in Richtung der Vorbelastung als auch senkrecht dazu, sind in Abbildung 4.22b) mit Kreisen markiert.



a) b)

Abbildung 4.22: Rasterelektronen-Mikroskop (REM) Aufnahmen zugbelasteter ABS-Proben mit 27.6% Vorstreckung:
a) Zug in Richtung der Vordehnung
b) Zug senkrecht zur Vordehnung

4.5.3 Schematische Zusammenfassung

Abbildung 4.23 fasst den Befund der Versuche mit sukzessiver Belastung in unterschiedlichen Richtungen schematisch zusammen. In Abbildung 4.23a) ist die Vordeformation der großen Zugprobe skizziert. Es bilden sich Crazes senkrecht zur maximalen Hauptspannungsrichtung. Im Anschluss wird die Probe entlastet, die elastischen Deformationen gehen zurück, wie Abbildung 4.23c) zeigt. Aus den großen Proben werden kleine Zugproben entnommen, Bild b) und d). Diese werden nachfolgend gemäß Abbildung e) und f) belastet. Dabei nimmt bei gleichbleibender Belastungsrichtung die Crazedicke zu (Abbildung 4.23e). Bei geänderter Belastungsrichtung (Abbildung 4.23f) bilden sich neue Crazes senkrecht zur aktuellen Zugrichtung. Bei inelastisch vordeformiertem Material wird durch die vorhandenen Crazes bei geänderter Lastrichtung lokales Scherfließen begünstigt. Ein Indiz dafür ist die geringere Volumendehnung, die in Abbildung 4.21 gezeigt ist.

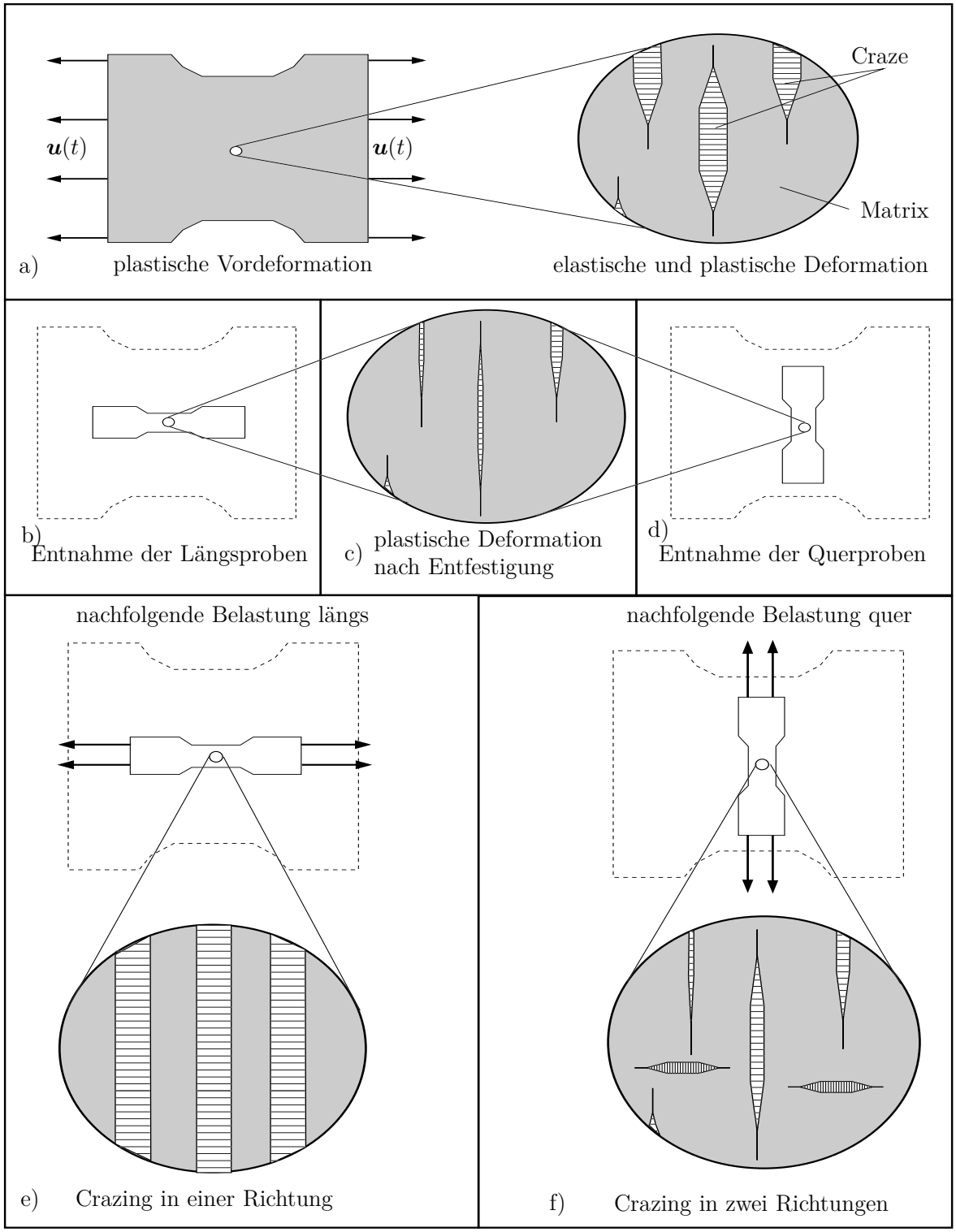


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung der experimentellen Untersuchung und Mikromechanismen in Abhängigkeit der Belastungsgeschichte

4.6 Bruchmechanische Experimente

In diesem Kapitel werden bruchmechanische Eigenschaften des ABS-Werkstoffs untersucht. Dazu werden SENT[II]-Proben verwendet, analog zu [62]. Eine Skizze und die Probenabmessungen sind in Abbildung 4.24 zu sehen. Diese Geometrie wurde gewählt um die für gummimodifizierte Thermoplaste charakteristische längliche inelastische Deformationszone vor der Kerbe zu untersuchen [62]. Es wurde mit konstanter Geschwindigkeit bis zum endgültigen Durchriss der Probe belastet.

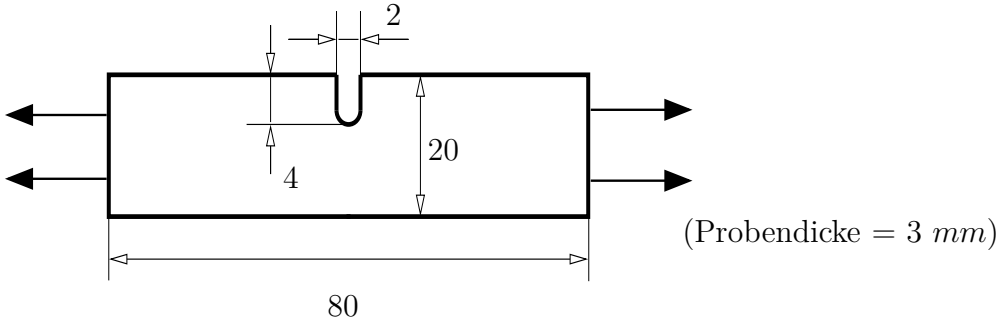
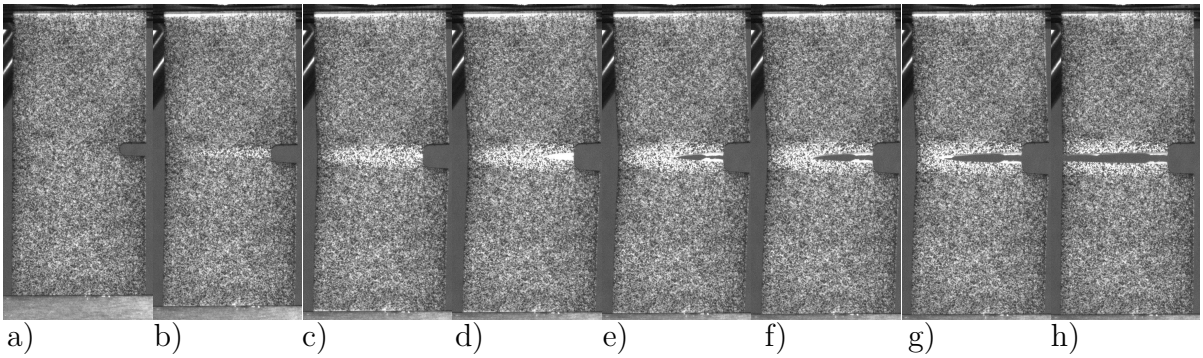


Abbildung 4.24: Skizze mit Abmessungen in mm der für bruchmechanische Untersuchungen verwendeten SENT-Probe

4.6.1 Deformation und Rissfortschritt an SENT-Probe

Abbildung 4.25 zeigt die SENT-Probe bei unterschiedlichen Verschiebungen der Probenenden mit der zugehörigen Kraft-Verschiebungs-Kurve, in der die einzelnen Photos gekennzeichnet sind. Photo a) zeigt die unverformte Probe mit dem aufgebrachten Speckle-Muster für die anschließende optische Verzerrungsmessung. Die inelastische Deformationszone vor der Kerbe ist durch die helle Färbung deutlich ab Photo b) zu sehen. Photos c)-g) zeigen Rissinitiierung und -wachstum sowie die Veränderung der plastischen Zone während des Rissfortschritts. In Photo h) ist die Probe nach dem kompletten Durchriss zu sehen.
Die Kraft nimmt zunächst annähernd linear zu bis zu einer Verschiebung von $u \approx 1\ mm$ (Abbildung 4.25 unten). Bei zunehmender Verformung $u \geq 1\ mm$ bildet sich dann die plastische Zone vor der Kerbe aus (Foto b), die Steigung der Kraft-Verschiebungs-Kurve nimmt ab (Punkte b-c). Nachdem die Probe vor der Kerbe durchplastiziert ist, bildet sich ein Riss an der Kerbe (Punkt c), dabei sinkt die Kraft mit zunehmendem Rissfortschritt (Punkte c-g), bis die Probe komplett reißt (Punkt h) und die Kraft gleich Null ist.

[II]SENT=**S**ingle-**E**dged-**N**otched-**T**ensile



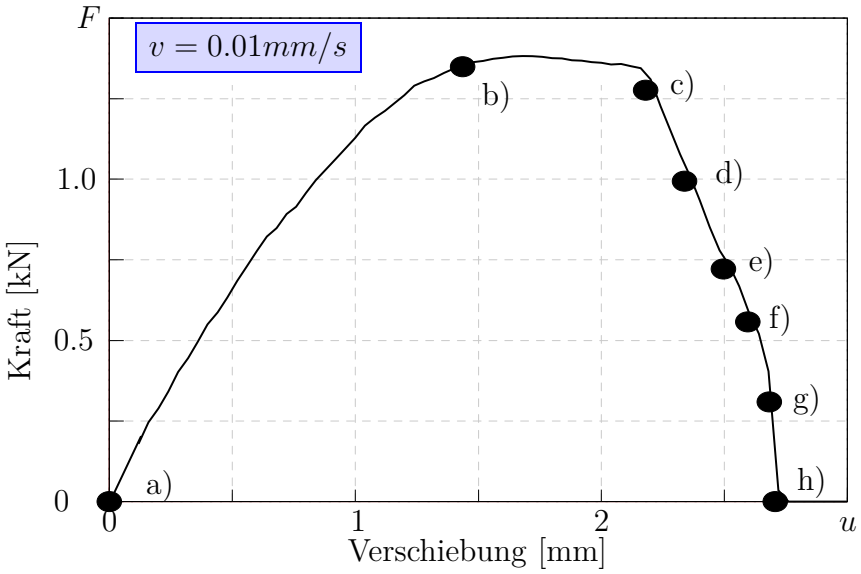


Abbildung 4.25: Fotos und Kraft-Verschiebungskurve einer bis zum Bruch gezogenen SENT-Probe, a)-h) verweisen auf die Punkte der Kraft-Verschiebungs-Kurve

4.6.2 Plastische Zone vor der Kerbe

Abbildung 4.26 zeigt die zugbelasteten SENT-Proben und die lokale Auswertung (DIC) der max. Hauptdehnung im Bereich der Kerbe für unterschiedliche Belastungsgeschwindigkeiten. Unter der Annahme, dass die elastischen Deformationen im Vergleich zu den inelastischen sehr klein sind, kann auf diese Art die plastische Zone vor der Kerbe visualisiert und quantifiziert werden.
Die Bilder I, IV und VI zeigen die Proben bei Fließbeginn, dabei ist kein signifikanter Einfluss der Belastungsgeschwindigkeit zu erkennen. Ein deutlicher Einfluss der Belastungsgeschwindigkeit ist beim Vergleich der Bilder III, V und VII zu erkennen, dort sind die Proben mit großen inelastischen Deformationszonen zu sehen. Die pfeilförmige Deformationszone an der Kerbe ändert sich mit zunehmender Belastungsgeschwindigkeit. Während bei $v = 10^{-2}\ mm/s$ eine konvexe Form der Zone zu erkennen ist, ist die Form bei $v = 1.0\ mm/s$ eher konkav und spitz zulaufend.

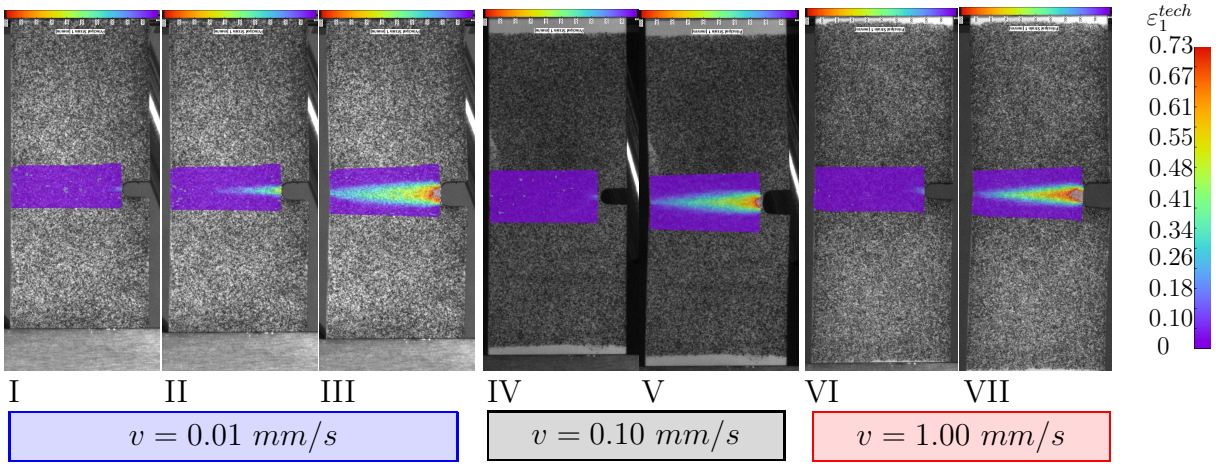


Abbildung 4.26: DIC-Auswertung der max. Hauptdehnung an Kerbe von SENT-Proben bei unterschiedlichen Belastungsgeschwindigkeiten; I-VII verweisen auf Punkte in Abbildung 4.27

Abbildungen 4.27 und 4.28 zeigen die Kraft- und Verschiebungskurven der bruchmechanischen Experimente. Die römischen Zahlen verweisen auf die Bilder in Abbildung 4.26. Die dünneren gestrichelten Kurven stellen einzelne Versuchsergebnisse und die dickeren durchgezogenen Kurven die Mittelwerte der einzelnen Versuche dar.

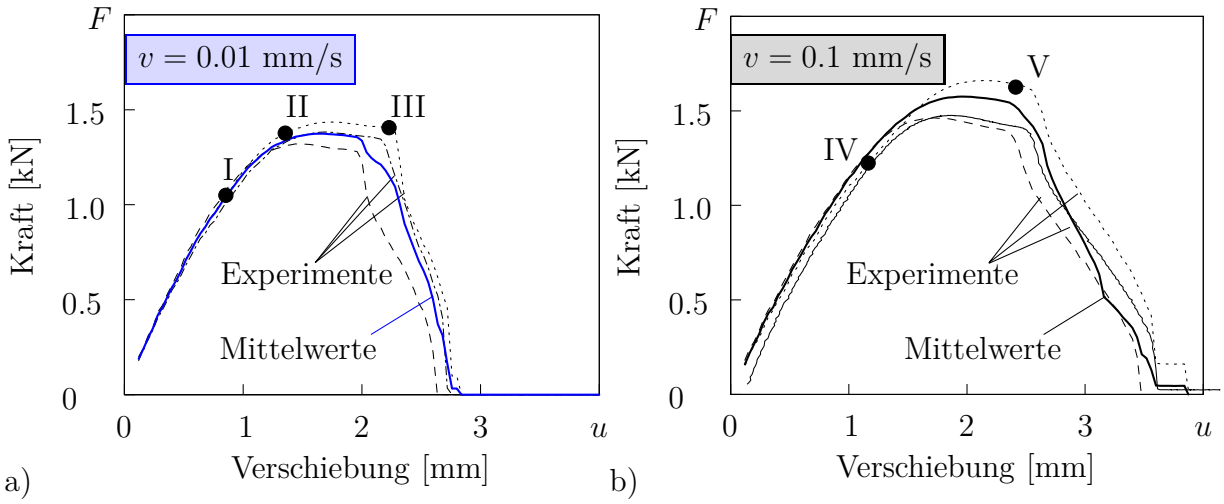


Abbildung 4.27: Kraft-Verschiebungs-Kurven der bruchmechanischen Untersuchungen; I-V verweisen auf Verzerrungs-Konturplots in Abbildung 4.26

Im elastischen Bereich ($u \leq 1\ mm$) ist eine geringe Streuung der Kurven, sowie der gleiche Anstieg bei allen Belastungsgeschwindigkeiten zu sehen. Die Streuung der Kurven nimmt mit Einsetzen inelastischer Deformation ($u > 1\ mm$) zu. Der Vergleich der drei Mittelwerte in Abbildung 4.28b) zeigt einen sehr geringen Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit auf das elastische Verhalten ($u \leq 1\ mm$) der Bruchmechanik-Proben. Die Verschiebung bei Bruch ist bei den langsam belasteten Proben ($v = 0.01\ mm/s$) am geringsten und

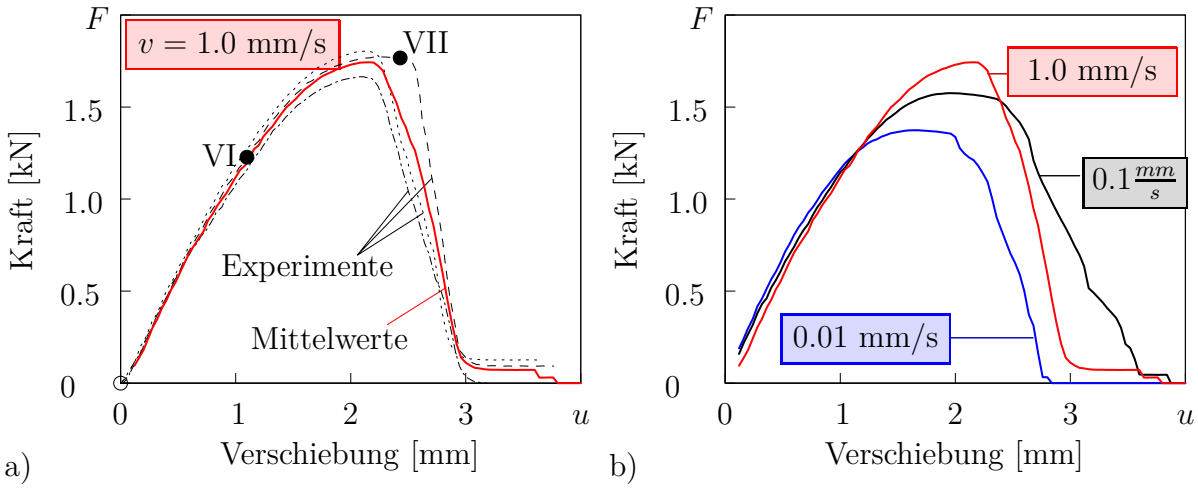


Abbildung 4.28: a) Kraft-Verschiebungs-Kurven der bruchmechanischen Untersuchungen, VI und VII verweisen auf Konturplots in Abbildung 4.26
b) Einfluss der Belastungsgeschwindigkeit auf Kraft-Verschiebungs-Verhalten der ABS-SENT-Proben

bei den Proben, die mit mittlerer Geschwindigkeit ($v = 0.1\ mm/s$) belastet wurden, am größten.

4.6.3 Einfluss der Belastungsgeschwindigkeit auf die spezifische Brucharbeit

In Abbildung 4.29 ist die spezifische Brucharbeit w als Quotient aus der Fläche unter der Kraft-Verschiebungs-Kurve und der Ligamentfläche $A = 48\ mm^2$ (vgl. Abbildung 4.24) als Funktion der Belastungsgeschwindigkeit v dargestellt;

$$w = \frac{1}{A} \int_0^{u_{max}} F\ du \qquad \text{in} \qquad \left[\frac{kJ}{m^2}\right]. \tag{4.11}$$

Die einzelnen Punkte in Abbildung 4.29 sind die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen, die gestrichelte Linie verbindet die Mittelwerte der Experimente. Die experimentell ermittelten Werte der spezifischen Brucharbeit für den untersuchten ABS-Werkstoff sind quantitativ vergleichbar mit den Werten von [62]. Ein Maximum der spezifischen Brucharbeit ist bei den Experimenten mit mittlerer Belastungsgeschwindigkeit zu erkennen. Es wird bei dieser Geschwindigkeit am meisten Energie benötigt, um die Probe zu zerreißen.

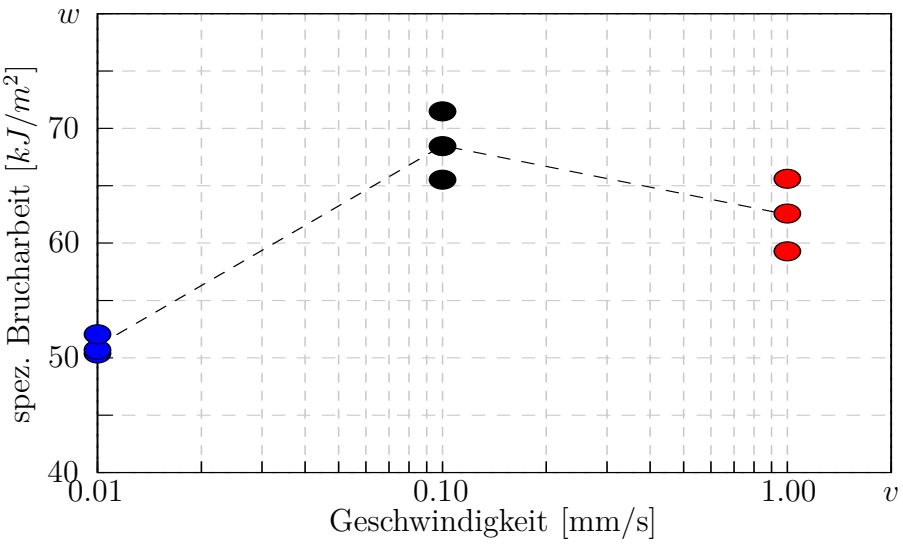


Abbildung 4.29: Spezifische Brucharbeit der SENT-Versuche

4.7 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde eine systematische experimentelle Untersuchung des Deformations- und Bruchverhaltens eines kommerziellen ABS-Werkstoffs durchgeführt. Dazu wurden zunächst die verwendeten Probentypen, der Versuchsaufbau sowie die Verzerrungsmessung vorgestellt. Dann wurden auf die Verzerrungs- und Spannungsmaße sowie die Ermittlung von Volumendehnung und nomineller Dehnrate eingegangen. Vorversuche wurden verwendet um das Deformations- und Schädigungsverhalten des ABS-Werkstoffs quantitativ abzuschätzen.
Mit Hilfe der Versuche unter monotoner Zugbelastung wurde neben dem inelastischen Deformationsverhalten auch die Dehnratenabhängigkeit des Materials charakterisiert. Dabei wurde festgestellt, dass im betrachteten Dehnratenbereich mit zunehmender Dehnrate auch die Bruchdehnung zunimmt. Die Versuche unter zyklischer Belastung dienten der Untersuchung der Schädigungsentwicklung bei zunehmender inelastischer Deformation. Es wurde gezeigt, dass die elastische Steifigkeit mit zunehmender inelastischer Deformation abfällt. Eine Abhängigkeit der Schädigungsentwicklung von der Dehnrate konnte bei diesen Untersuchungen nicht festgestellt werden. Es wurde festgestellt, dass die Bruchdehnung bei zyklischer Belastung abnimmt.
Nach der Beschreibung des Versuchsablaufs zur Untersuchung des Einflusses von inelastischer Vordeformation auf das Deformations- und Schädigungsverhalten wurden Vorversuche zur Bestimmung der inelastischen Vordeformation vorgestellt. Dann wurde der Einfluss der Vordeformation auf das Spannungs-Dehnungsverhalten und die Volumendehnung bei nachfolgender Belastung in verschiedenen Richtungen relativ zur Vordeformation untersucht. Es konnte ein deutlicher Einfluss der Vordeformationsrichtung gezeigt werden. Bei nachfolgender Zugbelastung senkrecht zur ursprünglichen Belastungsrichtung findet für größere Werte der Vordeformation eine deutlich geringere Volumendehnung zu, was auf einen Wechsel des Deformations- bzw. Schädigungsmechanismus hindeutet.
Mit Hilfe der bruchmechanischen Experimente wurde die charakteristische Form der plas-

tischen Zone an einer Kerbe unter Modus-I-Belastung analysiert. Versuche bei unterschiedlichen Belastungsgeschwindigkeiten zeigten, eine maximale spezifische Brucharbeit bei einer mittleren Belastungsgeschwindigkeit.

Bei zukünftigen experimentellen Arbeiten ist es sinnvoll die genaue Materialzusammensetzung zu wissen. Die Abhängigkeit der Bruchdehnung von der Dehnrate bei monotonen Zugversuchen sollte durch Experimente unter Berücksichtigung der Wärmeentwicklung untersucht werden. Ein Vergleich von REM-Aufnahmen in der unmittelbaren Nähe der Bruchfläche sowie die Messung von Crazedicken und Fibrillenstärken bei unterschiedlicher nomineller Dehnrate sollten Auskunft über die Dehnratenabhähngigkeit des Crazing-Mechanismus geben. Eine Analyse der Wärmeentwicklung bei zyklisch belasteten Proben und der Vergleich zur Wärmeentwicklung bei monotoner Zugbelastung könnte erklären, weshalb die zyklisch belasteten Proben eine deutlich geringere Bruchdehnung zeigen als die monoton belasteten. Der Einfluss der Vordeformation auf das Bruch- und Schädigungsverhalten in Abhängigkeit der Dehnrate könnte Verständnis über das Wechselwirken unterschiedlicher Deformationsmechanismen (Crazing, Scherfließen) liefern.

5 Kontinuumsmechanische Modellierung von verteiltem Crazing

In diesem Kapitel wird ein kontinuumsmechanisches Materialmodell für verteiltes Crazing in gummimodifizierten Thermoplasten beschrieben. Dabei berücksichtigt das Modell die wichtigsten mikromechanischen Parameter. Das Modell wird an Experimente aus Kapitel 4.3 angepasst und der Einfluss maßgebender mikromechnanischer Parameter untersucht. Das Modell für verteiltes Crazing wird ebenfalls ausführlich in [30] beschrieben.

5.1 Homogenisiertes Materialmodell

Bisher wurden zur kontinuumsmechanischen Modellierung von Crazes entweder kohäsive Elemente [67] oder spezielle Finite-Elementformulierungen verwendet [60]. Aufgrund der Elementierung war die Ausbreitungsrichtung der Crazes bei diesen Ansätzen explizit vorgegeben. Das hier beschriebene Modell hat einen kontinuumsmechanischen Ansatz, es ist unabhängig von der Finiten-Elementformulierung und nicht vom FE-Netz abhängig. Grundgedanke des Modells für verteiltes Crazing ist, dass inelastische Deformation in Richtung der maximalen Hauptspannungsrichtung stattfindet [25], wie in Abbildung 5.1 skizziert.

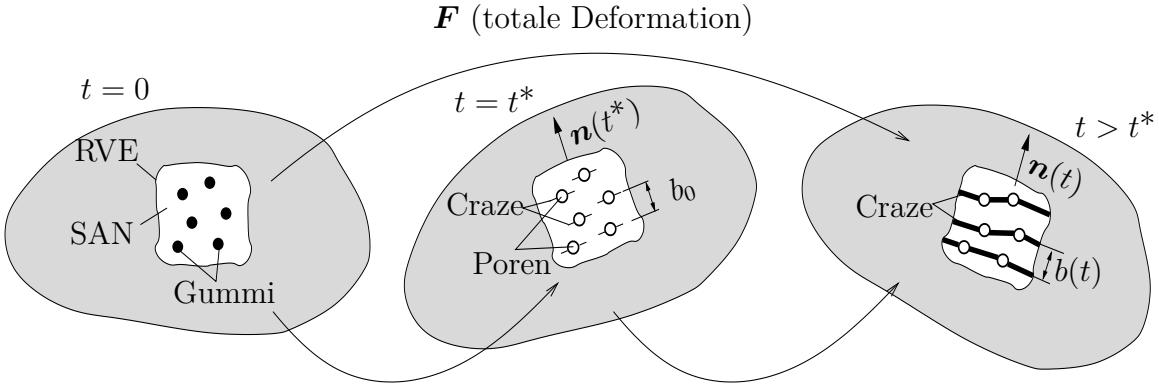


Abbildung 5.1: Deformationsschema eines RVE mit Initiierung (Zeitpunkt t^*) und Wachstum von verteilten Crazes in einem gummimodifizierten Thermoplast

Die Gummipartikel in der SAN-Matrix eines undeformierten RVE[I] zum Zeitpunkt $t = 0$ sind links in Abbildung 5.1 dargestellt. Bei elastischen Deformationen wird isotropes linear elastisches Materialverhalten angenommen. Das grundsätzliche Prinzip des Modells sind in Abbildung 5.1 skizziert. Mit zunehmender Zugbelastung kavitieren die Gummipartikel und Poren bilden sich, wie mittig in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Porenbildung wird als erster Schritt zum Crazing betrachtet. Bei weiterer Zugbelastung werden Crazes zum Zeitpunkt $t = t^*$ am Äquator der Poren aufgrund erhöhter Spannungsmehrachsigkeit und der Spannungskonzentration initiiert. Crazing beginnt im Modell, nach Erreichen eines kritischen Wertes der maximalen Hauptspannung σ_1. Die Ausrichtung der Crazes ist senkrecht zur Richtung $\boldsymbol{n}$ der maximalen Hauptspannung σ_1. Inelastisch verformt sich das Material nur durch Bildung und Wachstum von Crazes, die sich rissähnlich wie Kohäsivflächen verhalten und über das RVE verteilt sind. Bei weiterer Belastung vereinigen sich vereinzelte Crazes zu Schädigungsbändern zwischen den verteilten Partikeln (Abbildung 5.1, rechts). Im Unterschied zu früheren Arbeiten [25] zu Crazing in homogenen Thermoplasten ist hier der Abstand zwischen den Crazes sowohl bei der Crazeinitiierung durch b_0 als auch beim Crazewachstum $b(t)$ durch die Mikrostruktur festgelegt (Abschnitt 5.2). Der makroskopische Effekt der Crazeöffnung im RVE wird mit Hilfe des inelastischen Anteils des Deformationsgeschwindigkeitstensors $\boldsymbol{D}^c$ beschrieben:

$$\boldsymbol{D}^c = \frac{1}{V_{RVE}} \int\limits_{A_c} \left(\dot{\boldsymbol{\delta}}_{loc} \otimes \boldsymbol{n}_{loc} \right)^{sym} dA \quad . \tag{5.1}$$

$\dot{\boldsymbol{\delta}}_{loc}$ ist die lokale Crazeöffnungsrate bzw. Separationsrate (Verschiebungsdiskontinuität) in der Momentankonfiguration, V_{RVE} ist das aktuelle RVE-Volumen und A_c ist die gesamte Crazefläche im RVE. Wird die lokale Crazeöffnungsrate und die Craze-Normalenrichtung auf RVE-Niveau zu $\dot{\boldsymbol{\delta}}$ und $\boldsymbol{n}$ gemittelt, vereinfacht sich (5.1) zu

$$\boldsymbol{D}^c = \frac{1}{b} \left(\dot{\boldsymbol{\delta}} \otimes \boldsymbol{n} \right)^{sym} = \frac{1}{b} \left(\dot{\delta}_n \boldsymbol{n} \otimes \boldsymbol{n} + \dot{\delta}_\tau \left(\boldsymbol{\tau} \otimes \boldsymbol{n} \right)^{sym} \right) . \tag{5.2}$$

Dabei ist $b = V_{RVE}/A_c$ der mittlere Abstand zwischen zwei Crazes in der Momentankonfiguration. Die Crazerichtung $\boldsymbol{n}$ ist durch die Richtung der maximalen Hauptspannung σ_1 bei Crazeinitiierung festgelegt. Die Separation δ_n in Normalenrichtung $\boldsymbol{n}$ führt zum Crazedickenwachstum. Die tangentiale Separation δ_τ berücksichtigt inelastische Scherdeformationen des RVE infolge einer Änderung des Spannungszustandes während der Deformation. Der Tangentialeinheitsvektor $\boldsymbol{\tau}$ berechnet sich aus dem Scheranteil des Spannungsvektors unter Berücksichtigung der Crazeorientierung $\boldsymbol{n}$ gemäß

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{n} - \sigma_n \boldsymbol{n}}{\sigma_\tau} \quad \text{mit} \quad \sigma_n = \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{n} \quad \text{und} \quad \sigma_\tau = \left| \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{n} - \sigma_n \boldsymbol{n} \right| . \tag{5.3}$$

Die Geschwindigkeitskomponenten der Crazeöffnung (Crazeöffnungsrate), in normaler und tangentialer Richtung $\dot{\delta}_n$ und $\dot{\delta}_\tau$ in Gleichung (5.2) bilden den Prozess des Ziehens zahlreicher dünner Fibrillen aus dem viskoplastischen Matrixmaterial ab, siehe z.B. [67].

[I] RVE=Repräsentatives Volumen-Element

Für die Crazeöffnungsraten werden ähnliche Ansätze verwendet wie in früheren Arbeiten, bei denen Crazes als diskrete Kohäsivzonen (siehe [22, 23, 67]) oder durch vergleichbare Konzepte [56, 60] beschrieben wurden:

$$\dot{\delta}_n = \dot{\delta}_{n0} \ \exp\left(\frac{A}{T}\left(\tilde{\sigma}_n - \sigma_n^c(\delta_n)\right)\right) \quad , \qquad \dot{\delta}_\tau = \dot{\delta}_{\tau 0} \ \exp\left(\frac{A}{T}\left(\tilde{\sigma}_\tau - \sigma_\tau^c(\delta_n)\right)\right). \tag{5.4}$$

Bei den hier angenommenen Beziehungen sind $\dot{\delta}_{\tau 0}$, $\dot{\delta}_{n0}$ und A Materialparameter und T die Temperatur. $\tilde{\sigma}_n$ und $\tilde{\sigma}_\tau$ beschreiben die treibende Spannung des Crazeöffnens in normaler und tangentialer Richtung, $\sigma_n^c(\delta_n)$ und $\sigma_\tau^c(\delta_n)$ werden verwendet, um den zugehörigen Crazeöffnungswiderstand als Funktion der Crazeöffnung δ_n in Normalenrichtung zu beschreiben, siehe Abbildung 5.2. Der Verlust der Belastbarkeit durch Reißen der Crazefibrillen tritt bei einem kritischen Wert δ_{crit} ein, der die Crazeöffnung in normaler und tangentialer Richtung berücksichtigt:

$$\sqrt{\delta_n^2 + \delta_\tau^2} = \delta_{crit} \quad . \tag{5.5}$$

Die verwendete Beziehung $\sigma_n^c(\delta_n)$ in Gleichung (5.4) für den Crazeöffnungswiderstand bzw. die Form der Spannungs-Separations-Beziehung ist, analog zu anderen Kohäsivflächenmodellen, ein Hauptbestandteil des Models und in Abbildung 5.2 dargestellt. Numerische Untersuchungen des Fibrillenziehprozesses [55, 31, 3] zeigen, dass die Crazespannung nach der Initiierung zunächst sinkt und beim späteren Fibrillenziehen wieder zunimmt bis zum Riss der Crazefibrillen. Unten in Abbildung 5.2 sind die unterschiedlichen Stadien von Crazebildung und -wachstum für Normal- und Tangentialrichtung skizziert. Die oben

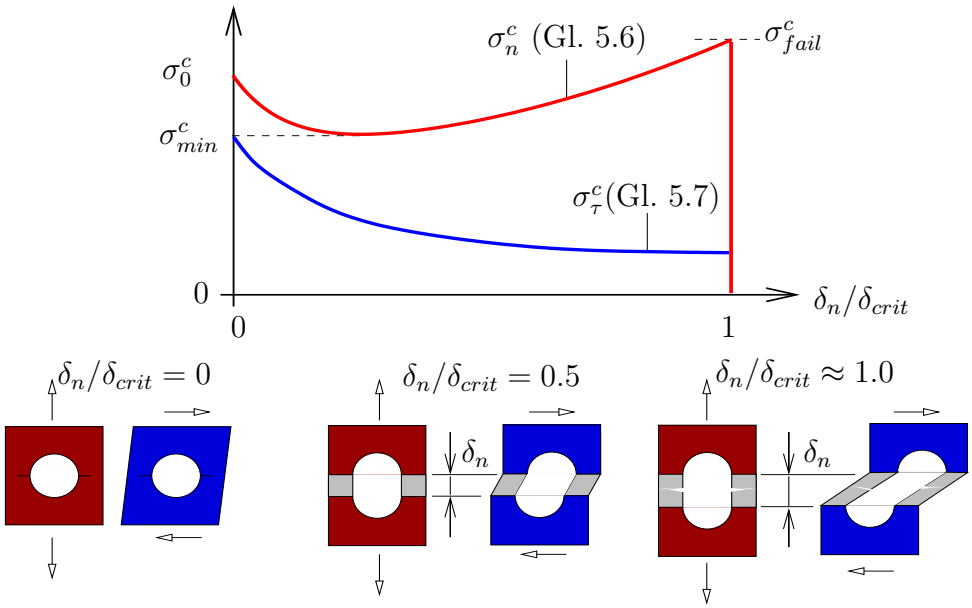


Abbildung 5.2: Craze-Öffnungswiderstand in Normal- und Tangentialrichtung

in Abbildung 5.2 dargestellte nicht-monotone Funktion gibt den Spannungsabfall nach Crazeinitiierung und die Spannungszunahme bei größeren inelastischen Deformationen

wieder

$$\sigma_n^c(\delta_n) \;=\; \sigma_{min}^c + \underbrace{(\sigma_0^c - \sigma_{min}^c)\;\exp\left(-h_n\frac{\delta_n}{\delta_{crit}}\right)}_{\text{Entfestigung}} + \underbrace{\left(\sigma_{fail}^c - \sigma_{min}^c\right)\left(\frac{\delta_n}{\delta_{crit}}\right)^n}_{\text{Verfestigung}} \quad . \tag{5.6}$$

Dabei ist σ_{min}^c die minimale Spannung nach der Entfestigung, σ_0^c die Crazeinitiierungsspannung, h_n beschreibt die Entfestigung in normaler Richtung, n dient zur Beschreibung der Verfestigung, σ_{fail}^c ist die kritische Spannung und δ_{crit} ist die kritische Separation bei Crazeversagen. Die Werte der Parameter sind unbekannt und müssen an Spannungs-Dehnungskurven von Zug-Versuchen angepasst werden (z.B. Abbildung 4.9). Der Crazeöffnungswiderstand unter Scherbeanspruchung $\sigma_\tau^c(\delta_n)$ ist durch Gleichung (5.7) gegeben. Dabei wird davon ausgegangen, dass der Widerstand gegen tangentiale Crazeöffnung mit zunehmender Crazedicke abnimmt (kontrolliert durch den Parameter h_τ)

$$\sigma_\tau^c(\delta_n) \;=\; \sigma_{min}^c\;\exp\left(-h_\tau\frac{\delta_n}{\delta_{crit}}\right) \quad . \tag{5.7}$$

5.2 Modellierung von Mikrostrukturparametern

Die wichtigsten mikrostrukturellen Parameter gummimodifizierter Thermoplaste sind der Volumenanteil f und die Größe (Radius) r der Gummipartikel. Diese Parameter werden im Materialmodell für verteiltes Crazing berücksichtigt. Im Fall von inelastischer Deformation spielt die kritische Crazedicke δ_{crit} eine ausschlaggebende Rolle und führt eine charakteristische Länge ein, die ins Verhältnis zum anfänglichen Abstand $b_0(r, f_0)$, der Crazes bei Initiierung zu setzen ist. Einfache Skalierungsbeziehungen zur Berücksichtigung des Einflusses der Mikrostrukturparameter auf das mechanischen Gesamtverhalten werden mit Hilfe einer Einheitszelle (Abbildung 5.3) hergeleitet. Im unbelasteten Zustand

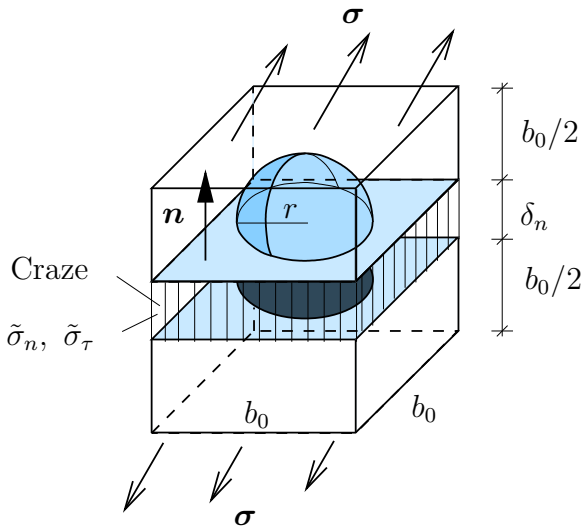


Abbildung 5.3: Kubische Einheitszelle der Mikrostruktur mit Craze am Äquator des Gummipartikels (Pore)

hat die kubische Zelle mit einem einzelnen Gummipartikel die Abmessung b_0. Es wird angenommen, dass der Gummipartikel bereits kavitiert ist und als Pore mit dem Radius r angesehen werden kann. Unter makroskopischer Zugbelastung findet die Crazeöffnung in Richtung $\boldsymbol{n}$ der maximalen Hauptspannung am Äquator der Pore statt. Aus der anfänglichen Porosität $f_0 = 4/3\ \pi r^3/b_0^3$, d.h. dem Verhältnis von Poren- und Zellvolumen, kann der Abstand einzelner Crazes b_0 berechnet werden (Abbildung 5.3)

$$b_0(r, f_0) = r\left(\frac{4\pi}{3f_0}\right)^{1/3} \approx 1.6\ r f_0^{-1/3} \quad . \tag{5.8}$$

Mit Hilfe der Annahme, dass sich an jeder Pore ein Craze bildet, kann der momentane Abstand zweier Crazes b, bzw. die aktuelle Höhe der verformten Einheitszelle, berechnet werden:

$$b = b_0 + \delta_n \quad . \tag{5.9}$$

Dabei ist δ_n ist die aktuelle Crazedicke. Der Abstand zwischen den Crazes wird zur Berechnung der Defomationsgeschwindigkeit in Gleichung (5.2) benötigt. Mit Hilfe der makroskopischen Normal- und Scherspannung in Abhängigkeit der Crazerichtung $\boldsymbol{n}$ und dem Flächenverhältnis $\left(b_0^2 - \pi r^2\right)/b_0^2$ der äußeren Oberfläche zur Craze-Fläche in Äquatorhöhe der Zelle lassen sich die effektiven Normal- und Scherspannungen $\tilde{\sigma}_n,\ \tilde{\sigma}_\tau$ in der Crazeebene (Abbildung 5.3) aus dem Kräftegleichgewicht berechnen:

$$\tilde{\sigma}_n = \frac{\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{n}}{1-\pi(r/b_0)^2} = \frac{\sigma_n}{1-\pi(3f/4\pi)^{2/3}} \approx \frac{\sigma_n}{1-1.2f^{2/3}} \quad , \quad \tilde{\sigma}_\tau = \frac{\sigma_\tau}{1-1.2f^{2/3}} \quad . \tag{5.10}$$

Die effektiven Spannungen $\tilde{\sigma}_n,\ \tilde{\sigma}_\tau$ (im Sinne der Schädigungsmechanik [28]) wirken in Gleichung (5.4) als treibende Spannung für den viskoplastischen Prozess des Crazeöffnens. Zur Craze-Initiierung wird ein spannungsbasiertes Kriterium verwendet. Die inelastische Craze-Deformation beginnt, wenn die effektive maximale Hauptnormalspannung den Betrag der Crazeinitierungsspannung $\tilde{\sigma}_n = \sigma_0^c$ (siehe Gleichung (5.6)) erreicht.
Die Betrachtung anderer Zellgeometrien, um die mikromechanische Parameter zu berücksichtigen, bewirkt lediglich eine Änderung der Faktoren in (5.8) und (5.10). Die Volumenzunahme beim Crazing bewirkt eine Änderung des Porenradius, der Einfluss auf die Porosität ist jedoch gering und wird daher nicht berücksichtigt, d.h. die Porosität wird im folgenden als konstant $f = f_0$ betrachtet.

5.3 Elastisches Verhalten mit Schädigung

Für das makroskopische Verhalten bei elastischen Verformungen wird der Volumenanteil der Gummipartikel als wichtigster Parameter im Modell berücksichtigt. Inelastische Deformationen durch verteiltes Crazing werden ebenfalls explizit bei der Beschreibung des elastischen Verhaltens im Modell berücksichtigt. Diese Effekte werden in zwei Homogenisierungsschritten mit Hilfe des effektiven vierstufigen Elastizitätstensor $\mathbb{E}^*$ beschrieben.

Es wird von der additiven Zerlegung des Verzerrungsgeschwindigkeitstensors

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}^{el} + \boldsymbol{D}^{c} \tag{5.11}$$

ausgegangen. Der inelastische Teil wird mit dem Index c (für Crazing) bezeichnet (siehe (5.1)). Der elastische Anteil $\boldsymbol{D}^{el}$ wird verwendet, um die objektive JAUMANN'sche-Spannungsrate $\overset{\nabla}{\boldsymbol{\sigma}}$ des CAUCHY-Spannungstensors mit Hilfe des vierstufigen Elastizitätstensors $\mathbb{E}$ zu berechnen, welcher der Einfachheit halber als isotrop angenommen wird:

$$\overset{\nabla}{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbb{E} : \left(\boldsymbol{D} - \boldsymbol{D}^{pl}\right) \quad mit \qquad \mathbb{E} = 2\mu\mathbb{I} + \lambda \boldsymbol{I} \otimes \boldsymbol{I} \quad . \tag{5.12}$$

Dabei sind μ und λ die LAMÉschen Konstanten, die sich gemäß

$$\mu = G = \frac{E}{2(1+\nu)} \qquad \lambda = K - \frac{2}{3}\mu = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \tag{5.13}$$

aus dem Elastizitätsmodul E und der Querdehnzahl ν ermitteln lassen [28]. Es wird angenommen, dass der Schermodul von Gummi μ_r wesentlich kleiner ist als alle anderen elastischen Konstanten ($\nu_r \approx 0.5$), deswegen wird dieser zu Null gesetzt. Der Kompressionsmodul von Gummi K_r und des glasartigen Polymers K sind annähernd gleich groß und nach der Gummipartikelkavitation wird $K_r = 0$ gesetzt. Daraus lässt sich der Einfluss der isotrop verteilten Gummipartikel in der homogenen Matrix mit Hilfe der effektiven elastischen Konstanten μ^*, K^* nach [28]

$$K^* = K\left(1 - \frac{f}{1-\alpha\,(1-f)}\right) \quad , \qquad \mu^* = \mu\left(1 - \frac{f}{1-\beta\,(1-f)}\right) \tag{5.14}$$

ausdrücken. $\alpha = 3K/(3K+4\mu)$ und $\beta = 6(K+2\mu)/(5(3K+4\mu))$ sind zwei skalare Parameter. Mit dem effektiven Kompressionsmodul K^* und dem effektiven Schermodul μ^* kann der Elastizitätstensor $\mathbb{E}^*(f)$ in Abhängigkeit der Porosität f mit (5.13) und (5.12) berechnet werden. Die in Abschnitt 4.4 experimentell gezeigte Schädigungsentwicklung elastischer Eigenschaften mit zunehmender inelastischer Crazing-Deformation wird ebenfalls mit Hilfe des effektiven Elastizitätstensors beschrieben. Dazu wird vereinfachend weiterhin isotropes Materialverhalten angenommen und die Entwicklung der Anisotropie durch Crazing nicht berücksichtigt. Eine monotone Abnahme der effektiven elastischen Steifigkeit bei zunehmender Crazeöffnung δ_n wird angenommen:

$$\mathbb{E}^*\left(f, \frac{\delta_n}{\delta_{crit}}\right) = \mathbb{E}^*(f)\left(1 + \eta\frac{\delta_n}{\delta_{crit}}\right)^{-1} . \tag{5.15}$$

Der Materialparameter η muss experimentell angepasst werden und beschreibt das Verhältnis von Matrix- zu Crazesteifigkeit.

5.4 Materialparameterermittlung

Elastisches Verhalten und Gummivolumenanteil

Aufgrund der unbekannten Zusammensetzung des untersuchten ABS-Materials (siehe Abschnitt 4.7) wurden zunächst Elastizitätsmodul und Querdehnzahl experimentell bestimmt und im Anschluss der Volumenanteil der Gummipartikel mit Hilfe von (5.14) abgeschätzt. Der zum Fitten betrachtete Bereich ist in Abbildung 5.4 grau hinterlegt. In schwarz ist die Spannungs-Dehnungsverlauf und in rot der Querdehnungsverlauf $\nu(\varepsilon) = -\varepsilon_y/\varepsilon_x$ (Zugrichtung x) eingezeichnet. Bei der Ermittlung des effektiven E-Moduls wurde die Steigung einer Geraden $E^*(f) \approx 1540MPa$ (schwarze gestrichelte Linie) und eine Querdehnzahl $\nu^*(f) = 0.40$ (rote gestrichelte Linie) mit Hilfe der Summe der kleinsten Quadrate durch Anpassung an die Messwerte (dicke Linien in Abbildung 5.4) ermittelt. Durch Einsetzen von E^* und ν^* in Gleichung (5.13), ergibt sich $K^* = 2567$ MPa. Aus Gleichung (5.14) mit $\alpha = 0.742$ und $E_{SAN} \approx 3600$ MPa und $\nu_{SAN} = 0.38$ berechnet sich ein Gummipartikelanteil (Porosität) von $f \approx 0.2$.

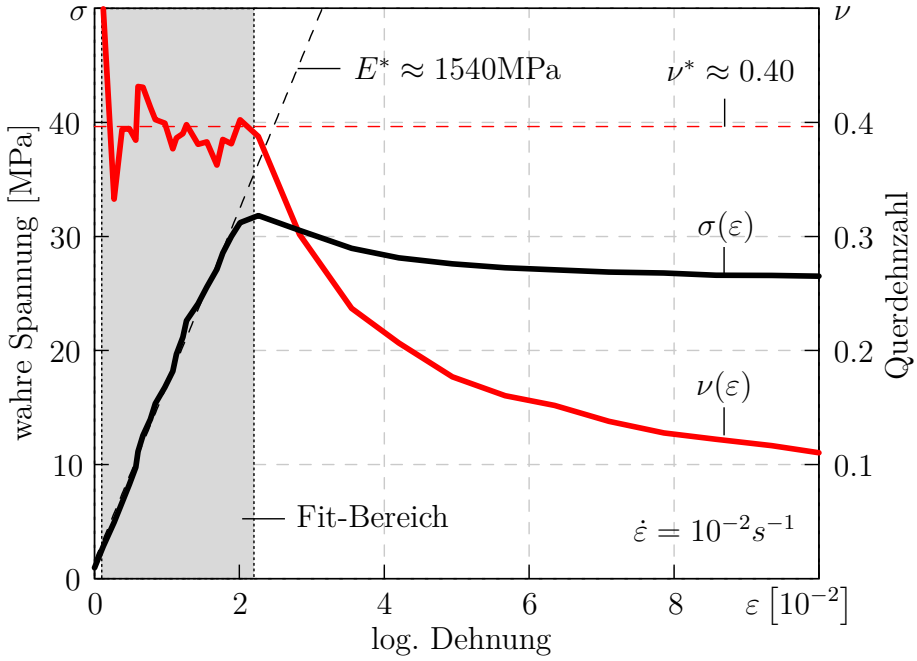


Abbildung 5.4: Spannungs-Dehnungsverlauf und Querdehnungsverlauf eines Zugversuchs mit ermitteltem effektivem E-Modul und effektiver Querdehnzahl

Es wurde der graue Bereich in Abbildung 5.4 zur Ermittlung von E^* und ν^* verwendet.

Fließverhalten und Dehnratenabhängigkeit

Die das Fließverhalten bestimmenden Parameter für Entfestigung (σ_0^c, h_n und σ_{min}^c), Verfestigung (n und σ_c^{fail}) und Bruchdehnung (δ_{crit}) in Gleichung (5.6) wurden so gewählt,

dass eine gute Übereinstimmung der Spannungs-Dehnungskurven von Modell und Experiment bei der mittleren Dehnrate von $\dot{\varepsilon} = 10^{-2}s^{-1}$ vorliegt, wie der Vergleich der schwarzen Spannungs-Dehnungskurven mit der mittleren grünen Kurve in Abbildung 5.5 zeigt. Mit Hilfe der Parameter A und $\dot{\delta}_{n0}$ in Gleichung (5.4) kann das Modell an die experimentell ermittelte Dehnratenabhängigkeit angepasst werden. Abbildung 5.6 zeigt das Ergebnis dieser Anpassung für drei Dehnraten. Die experimentell ermittelte geringe Zunahme der Bruchdehnung bei zunehmender Belastungsgeschwindigkeit wird im Modell nicht berücksichtigt, siehe Abbildung 4.10. Die Dehnratenabhängigkeit kann vom Modell gut wiedergegeben werden. Die ebenfalls in Abbildung 5.6 dargestellte Volumenzunahme wird jedoch überschätzt, da als inelastische Deformation ausschließlich Crazing berücksichtigt wird. Eine bessere Übereinstimmung würde die Berücksichtigung von Crazing und Scherfließen bringen.

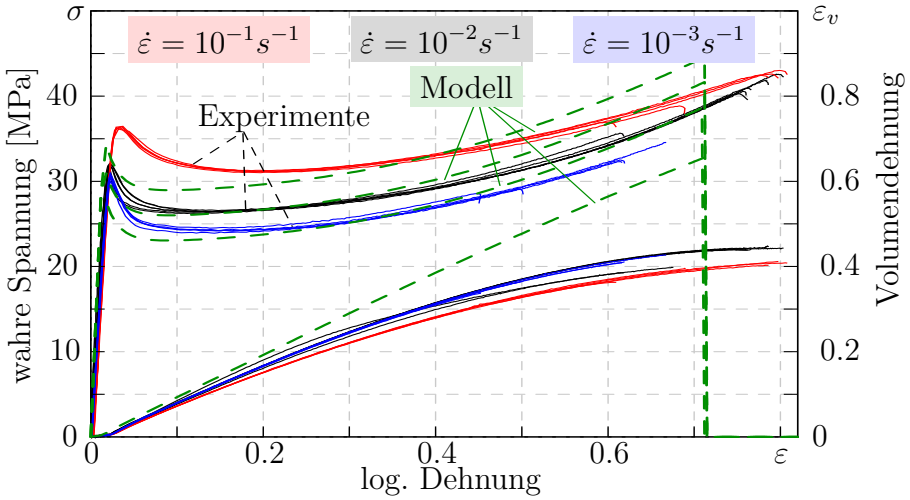


Abbildung 5.5: Experimentelle und numerische Spannungen-Dehnungs-Kurven und Volumendehnungen bei unterschiedlichen Dehnraten

In Abbildung 5.6 ist die Spannungs-Dehnungs-Kurve eines zyklischen Zugversuchs als durchgezogene schwarze Linie dargestellt. Die gestrichelten Kurven zeigen die Anpassung des Modells an den Versuch. Der Materialparameter η in Gleichung (5.15) wird zu $\eta \cong 15$ angepasst, um die Schädigungsentwicklung zu berücksichtigen. Das Modell ist in der Lage die Abnahme der elastischen Steifigkeit (Schädigung) bei zunehmender Deformation abzubilden. Die Hysterese bei den Versuchen wird im Modell (siehe Gleichung 5.15) jedoch nicht berücksichtigt.

Abbildung 5.7 zeigt Scherspannungs-Scherverzerrungsverläufe des Modells nach unterschiedlicher Zug-Vordehnung. Die Scherspannung sinkt mit zunehmender Zugvordeformation, wie in Abbildung 5.2 und Gleichung (5.7) beschrieben.

Die ermittelten Parameter für das Materialmodell sind in Tabelle 5.1 zusammengestellt. Das Modell wurde als USER-Materialroutine in das kommerzielle FE-Programm LS-DYNA implementiert.

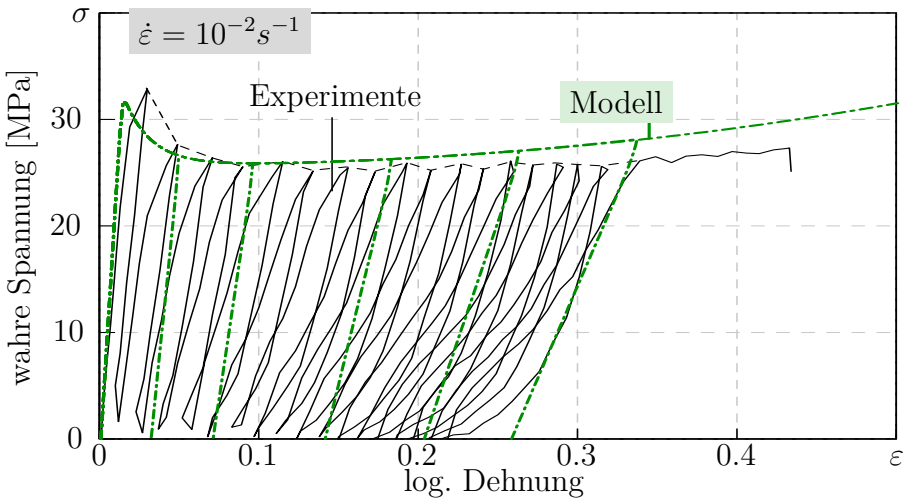


Abbildung 5.6: Schädigungentwicklung bei zunehmender inelastischer Deformation unter zyklische Belastung

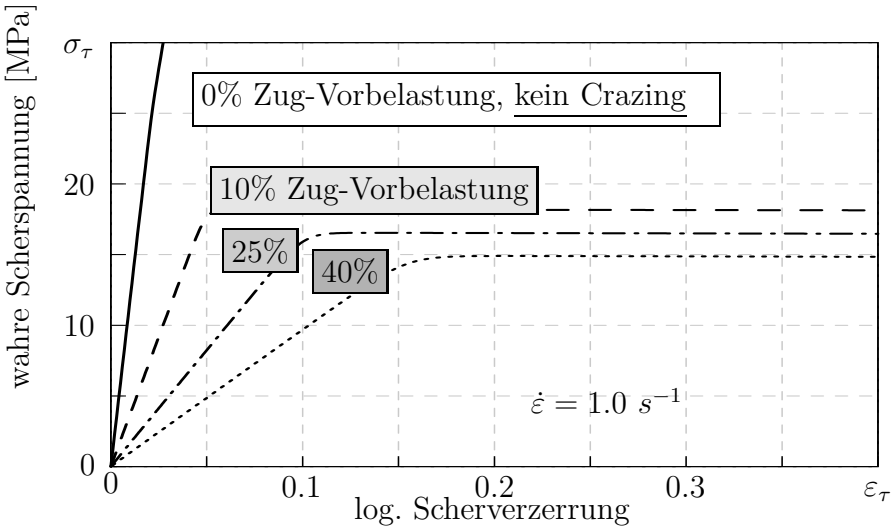


Abbildung 5.7: Modell unter einfacher Scherung bei unterschiedlicher Zug-Vordehnung

E $[MPa]$	ν $[-]$	A $[K/MPa]$	$\dot{\delta}_{n0}/\delta_{crit}$ $[s^{-1}]$	σ_0^c $[MPa]$	σ_{min}^c $[MPa]$	h_n $[-]$	h_τ $[-]$	σ_{fail}^c $[MPa]$	n $[-]$	η $[-]$
3600	0.38	150	10^{-4}	40	30	990	2	55	2	15

Tabelle 5.1: Materialparameter des Materialmodells für verteiltes Crazing

5.5 Einfluss von Mikrostrukturparametern

5.5.1 Gummipartikelanteil und -größe

Aus zahlreichen experimentellen Untersuchungen [9, 34, 65, 29] ist bekannt, dass sowohl der Volumenanteil f als auch die Größe r der Gummipartikel einen wesentlichen Einfluss auf das mechanische Verhalten von ABS-Werkstoffen haben. Die maximale Crazedicke δ_{crit} beim Crazeversagen hängt von der Verschlaufungsdichte des Matrixmaterials ab und wird im Modell als Parameter der SAN-Matrix als konstant angenommen. Der Einfluss der Mikrostrukturparamter f und r/δ_{crit} ist explizit im Modell durch die Fließregel (5.4) und die Skalierungsbeziehungen (5.8)-(5.10) berücksichtigt.
Abbildung 5.8 zeigt den Einfluss des Gummivolumenanteils (Porosität) f auf das makroskopische Spannungs-Dehnungsverhalten. Mit zunehmendem f nehmen die elastische Steifigkeit und das Spannungsniveau ab und die Bruchdehnung zu, was eine qualitative Übereinstimmung mit experimentellen Befunden bedeutet, z.B. [34].

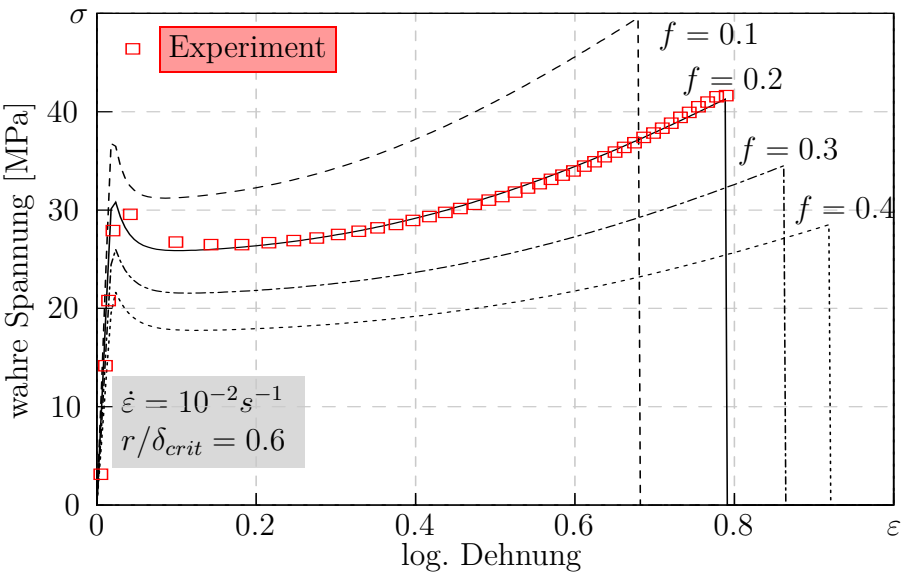


Abbildung 5.8: Einfluss des Gummianteils auf makroskopisches Spannungs-Dehnungsverhalten

Abbildung 5.9 zeigt den Partikel- (bzw. Poren-) Größeneinfluss auf das makroskopische Materialverhalten bei konstantem f. Kleinere Partikel führen zu einer höheren Bruchdehnung, wie Abbildung 5.9 zeigt. Ein kleinerer Abstände zwischen kleineren Partikeln führt zu einem größeren Beitrag der Crazeöffnung zur Makrodehnung. Zur anschaulichen Darstellung des Partikelgrößeneinflusses dienen die abgebildeten Zellen in Abbildung 5.9.

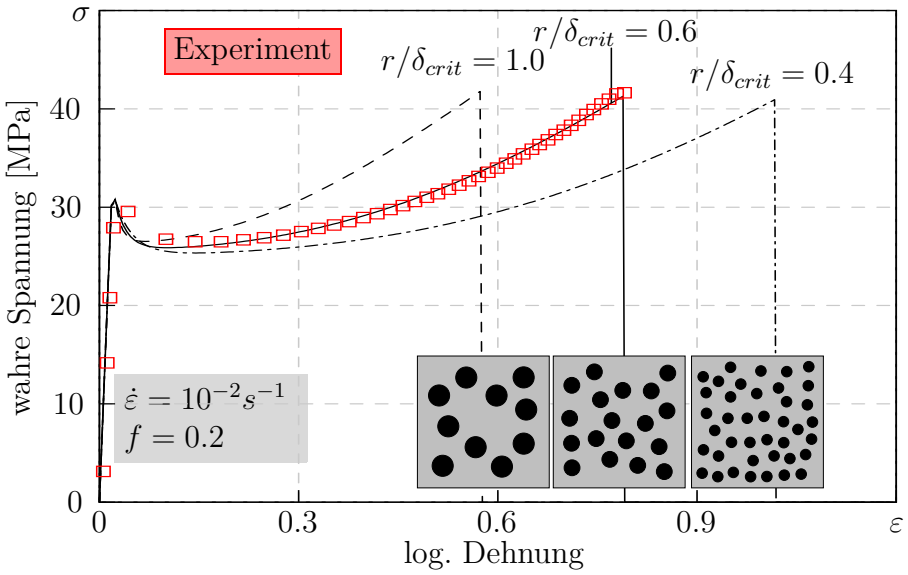


Abbildung 5.9: Partikelgrößeneinfluss auf makroskopische Verhalten

5.5.2 Der optimale Gummipartikelanteil

Die Gummipartikel in ABS-Werkstoffen sollen die Bruchzähigkeit der spröden SAN-Matrix erhöhen. Die Frage nach dem optimalen Gummipartikelanteil ist von praktischer Bedeutung und soll mit Hilfe des Modells für verteiltes Crazing untersucht werden. Durch Betrachtung der Einheitszelle gemäß Abbildung 5.3 in Abschnitt 5.2 kann die makroskopische inelastische HENCKY-Dehnung beim Versagen, für $\delta_n = \delta_{crit}$ berechnet werden:

$$\varepsilon^H_{fail} = \ln\left(\frac{b}{b_0}\right) = \ln\left(\frac{b_0 + \delta_{crit}}{b_0}\right). \tag{5.16}$$

Mit der anfänglichen Größe b_0 der Einheitszelle gemäß Gleichung (5.8) ergibt sich

$$\varepsilon^H_{fail} = \ln\left(1 + 0.625\frac{\delta_{crit}}{r}f^{1/3}\right) \approx \ln\left(1 + \frac{\delta_{crit}}{r}f^{1/3}\right). \tag{5.17}$$

Aus dem Verhältnis von Makro- zu Crazespannung in Gleichung (5.10) kann die Makrospannung als Funktion der Porosität berechnet werden

$$\sigma_n(f) \approx \sigma_c\left(1 - f^{2/3}\right), \tag{5.18}$$

wobei die Craze-Spannung σ_c bei dieser Betrachtung als konstant angenommen wird. Das Produkt aus der Makrospannung (5.18) und der Makrodehnung (5.17) bei Versagen

$$w_{fail} = \sigma_n\ \varepsilon_{fail} \tag{5.19}$$

ist die spezifische Arbeit (pro Volumen) bis zum Materialversagen und kann als Maß für die Bruchzähigkeit angesehen werden. In Abbildung 5.10 ist die spezifische Brucharbeit

w_{fail} (mit der Crazespannung σ_c normiert) als Funktion von f dargestellt. Es ist zu erkennen, dass unabhängig von der Partikelgröße ein lokales Maximum im Bereich zwischen $f = 10\%$ und 20% vorliegt. Experimentelle Untersuchungen [65, 9] weisen ebenfalls auf einen optimalen Gummipartikelanteil in diesem Bereich hin.

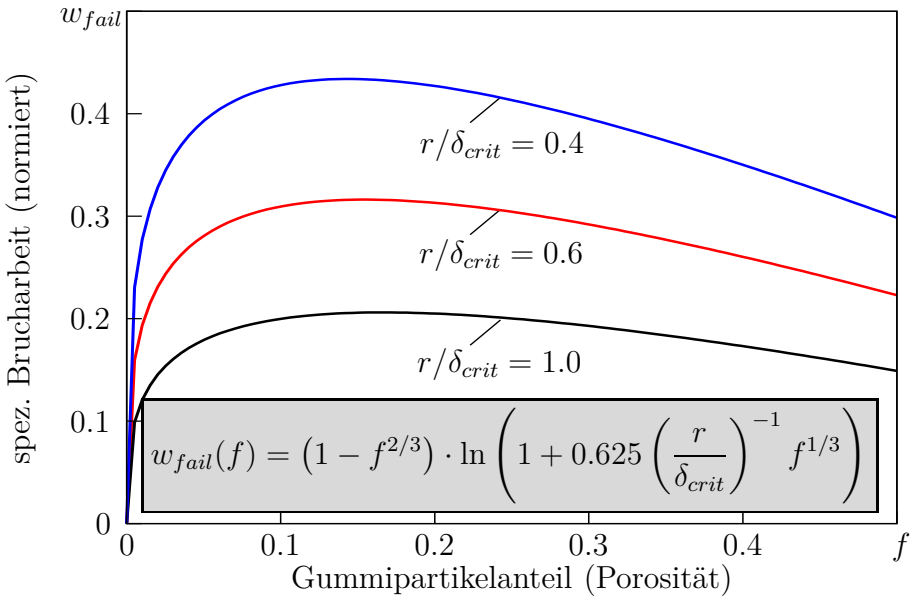


Abbildung 5.10: Einfluss des Gummianteils auf spezifische Brucharbeit gemäß analytischer Betrachtung

5.6 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde ein Materialmodell für das elastisch-viskoplastische Verhalten gummimodifizierter Thermoplaste infolge von verteiltem Crazing vorgestellt, das die wichtigsten Mikrostrukturparameter berücksichtigt. Beruhend auf der Annahme, dass sich Crazes in Richtung der maximalen Hauptspannung bilden, wurde die inelastische Verzerrungsrate in Abhängigkeit dieser Richtung formuliert. Die Funktion des Crazeöffnungswiderstands in Normalenrichtung wurde so gewählt, dass das experimentell ermittelte inelastische Deformationsverhalten unter einachsigem Zug realistisch beschrieben werden kann. In tangentialer Richtung wird davon ausgegangen, dass der Fließwiderstand mit zunehmender Crazedicke abnimmt. Der Volumenanteil und die Größe der Gummipartikel in der thermoplastischen SAN-Matrix sind die wichtigsten Mikrostrukturparameter, deren Einfluss mit Hilfe der Betrachtung einer Einheitszelle im homogenisierten Materialmodell berücksichtigt wurde. Dazu wurde angenommen, dass zu Crazebeginn die Gummipartikel bereits kavitiert sind und als Poren angesehen werden können. Inelastische Deformationen werden nur durch Crazing beschrieben und es wurde angenommen, dass sich an jeder Pore ein Craze bildet. Die Partikelgröße und der Volumenanteil bestimmen damit den Abstand zwischen den verteilten Crazes. Das elastische Materialverhalten wird als isotrop

beschrieben, wobei sowohl die Porosität als auch die Crazeöffnung (d.h. die Schädigung) einen Einfluss auf die elastische Steifigkeit haben.
Im Anschluss wurde die Anpassung des Materialmodells an die Versuche aus Kapitel 4.7 gezeigt. Das Modell kann das Verfestigungsverhalten, die Verzerrungsabhängigkeit und die Schädigungsentwicklung des ABS-Werkstoffes beschreiben, überschätzt aber die Entwicklung der Volumendehnung. Es kann den Einfluss des Volumenanteils und die Größe der Gummipartikel auf das Spannungs-Dehnungsverhalten realistisch beschreiben. Mit zunehmendem Gummianteil (Porosität im Model) nehmen die elastische Steifigkeit und das Spannungsniveau ab und die Bruchdehnung zu. Die Partikelgröße hat Einfluss auf die Bruchdehnung, mit zunehmend kleineren Partikeln nimmt die Bruchdehnung zu. Mit Hilfe von Modellannahmen und einer analytischen Betrachtung der Spannungs- und Dehnungsbeziehung wurde ein hinsichtlich der spezifischen Brucharbeit optimaler Gummianteil zwischen 10% und 20% ermittelt.

Um die Entwicklung der Volumendehnung besser beschreiben zu können, ist es notwendig einen zweiten Deformationsmechanismus, Scherfließen zu berücksichtigen. Dazu muss ein passendes Kriterium verwendet werden, um zwischen den Mechanismen zu wechseln. Ein anderer Schritt wäre anisotropes elastisches Materialverhalten nach Crazeinitiierung zu berücksichtigen.

6 Numerische Untersuchungen zu verteiltem Crazing

In diesem Kapitel werden mit Hilfe des Materialmodells für verteiltes Crazing numerische Untersuchungen zum Bruchverhalten gummimodifizierter Thermoplaste durchgeführt. Es wird eine einseitig gekerbte Zugprobe (SENT) verwendet, um Simulationsergebnisse mit den experimentellen Untersuchungen aus Kapitel 4.6 dieser Arbeit zu vergleichen. Die Form der plastischen Zone vor der Kerbe und die notwendige Bruchenergie, die bis zum kompletten Zerreißen der Probe aufgebracht werden muss, spielen dabei eine zentrale Rolle.

6.1 Makroskopische Rissausbreitung in homogenisiertem Material

Abbildung 6.1 zeigt das finite Elemente-Netz der SENT-Probe, deren Abmessungen der Proben aus Kapitel 4.6 entsprechen und der Abbildung 4.24 zu entnehmen sind. Die Symmetrieeigenschaften der Probe wurden nicht ausgenutzt, um einen evtl. unsymmetrischen Deformationenspfad nicht zu unterdrücken. Da die Probe bei den Experimenten an den Probenenden eingeklemmt wurde, wird bei den Simulationen eine gegenüber Abbildung 4.25 reduzierte Länge von 70mm verwendet.

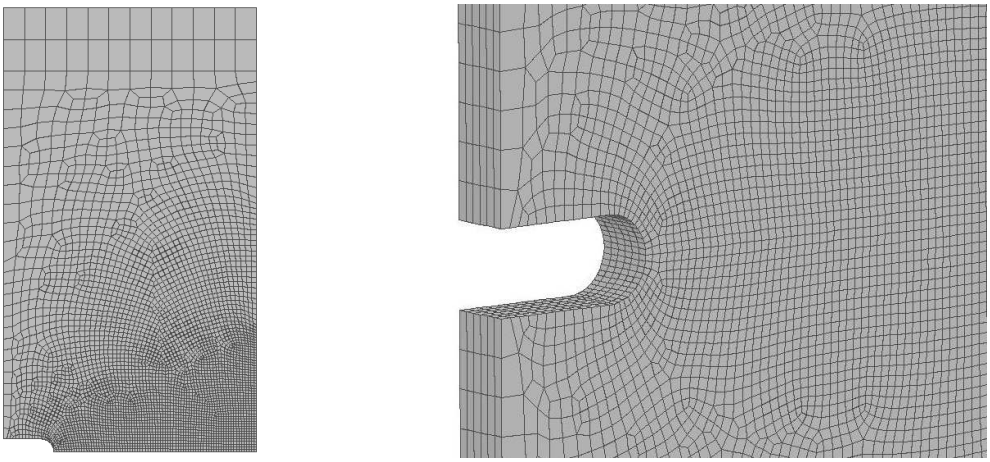


Abbildung 6.1: FE-Netz SENT-Probe

6.1.1 Plastische Zone an einer Kerbe

Die erhöhte Bruchzähigkeit gummimodifizierter Polymere unter Zugbelastung steht im Zusammenhang mit der Bildung einer großen plastischen Zone an Kerben oder Rissspitzen, die auch als Weißfärbung erkennbar ist. Charakteristisch für gummimodifizierte Thermoplaste wie ABS ist die längliche Form der plastischen Zone, welche auf Grund der material-spezifischen inelastischen Mikro-Mechanismen entsteht [48, 51]. Diese längliche Form ist grundsätzlich unterschiedlich im Vergleich zur Form von plastischen Zonen bei Metallen oder homogenen duktilen glasartigen Polymeren im ebenen Verzerrungszustand, welche mit etablierten Materialmodellen sehr gut numerisch abgebildet werden können. Versuche die plastische Zone in gummimodifizierten Polymeren numerisch zu reproduzieren waren bisher wenig erfolgreich. Die Annahme, dass Porenwachstum und Scherfließen in einer plastisch inkompressiblen Matrix der dominante Mechanismus ist, führte auf Grund der Entfestigung des makroskopischen Materialverhaltens zu einer unrealistisch schmalen Form der plastischen Zone [50]. Eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen Untersuchungen und numerischen Berechnungen von verteiltem Crazing an einem Kreisloch in einem homogenen glasartigen Thermoplast wurde hingegen durch die Verwendung zahlreicher räumlich verteilter Kohäsivzonen erreicht [67].

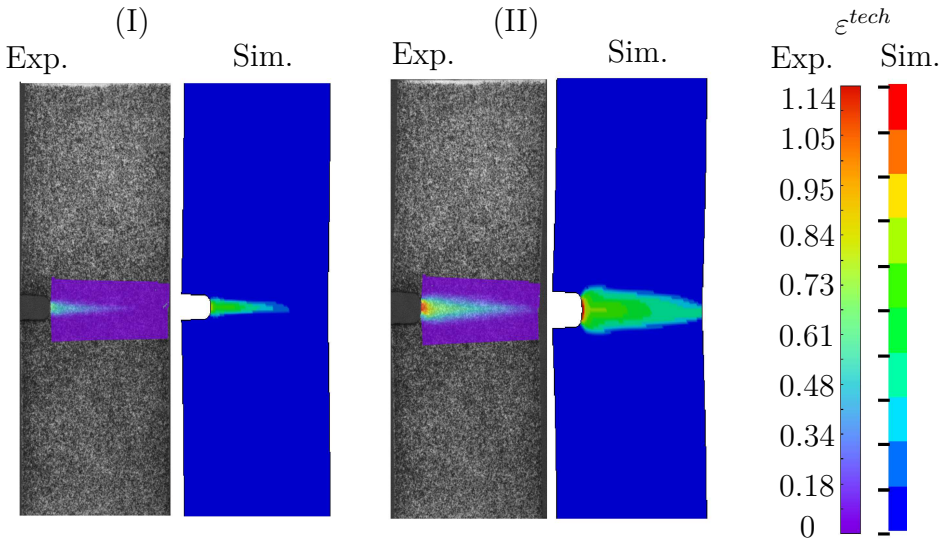


Abbildung 6.2: Dehnungsverteilung in Zugrichtung in Experiment und Simulation zu zwei Stadien (I und II) des Deformationsprozesses

Ein Vergleich von experimentellen Untersuchungen und Simulationen der plastischen Zone vor der Kerbe einer SENT-Probe ist in Abbildung 6.2 für unterschiedliche Deformationsstadien (I und II) abgebildet. Die linke Seite der Abbildung 6.2 (I) zeigt den Konturplot der plastische Zone zu Beginn inelastischer Deformation bei einer Relativverschiebung um $u = 1.4\ mm$. Das rechte Bild (II) kurz vor Probendurchriss bei $u = 2.4\ mm$. Die zugehörigen Kraft-Verschiebungs-Kurven sind in Abbildung 6.3a) dargestellt. Die Konturen der technischen Dehnung in Belastungsrichtung zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen experimenteller und numerischer Untersuchung. Die längliche Form der plastischen Zone

an der Kerbe und die quantitativen Werte der Verzerrung werden mit Hilfe des Modells gut wiedergegeben.

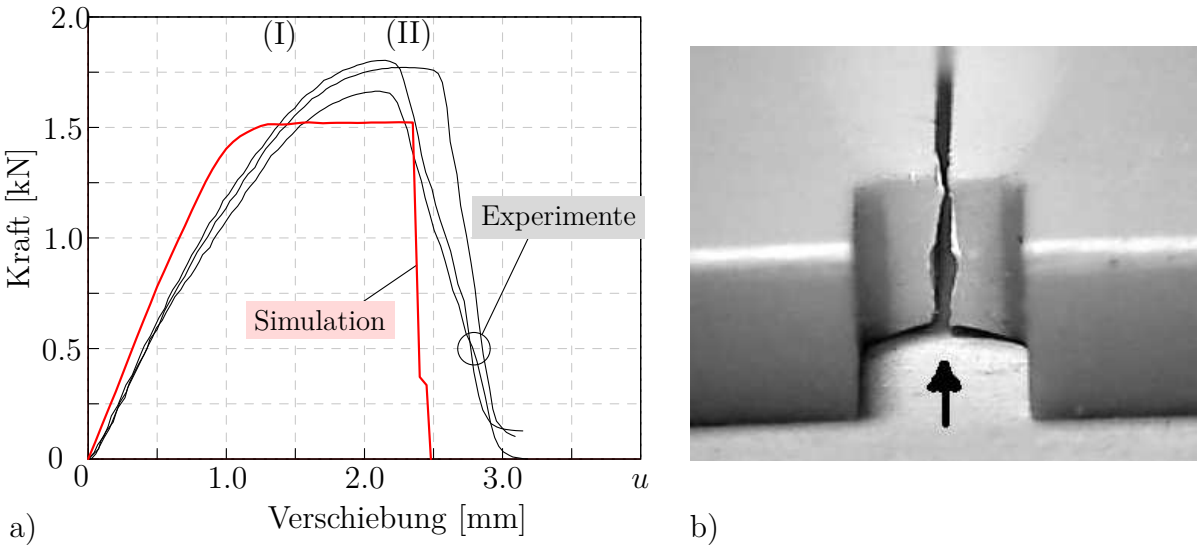


Abbildung 6.3: a) Kraft-Verschiebungs-Kurven simulierter und experimenteller SENT-Zugversuche
b) Einschnürung an gerissener Probe im Experiment

6.1.2 Rissfortschritt

Der Rissfortschritt wird durch das Löschen von finiten Elementen simuliert, wenn eine kritische Crazeöffnung ($\delta = \delta_{crit}$) gemäß Gleichung (5.5) erreicht ist. Abbildung 6.3 zeigt die Kraft-Verschiebungs-Kurven von drei Experimenten und einer Simulation mit der Belastungsgeschwindigkeit von $v = 1\ mm/s$ (vgl. Abbildung 4.27c). (I) und (II) verweisen auf die beiden Deformationszustände, die in Abbildung 6.2 gezeigt sind. Zustand (I) verweist auf den Beginn des Plateaus in der Kraft-Verschiebungs-Kurve in Abbildung 6.3a). Im Zustand (I) hat sich die plastische Zone noch nicht über das gesamte Ligament ausgebreitet. Zustand (II) bezeichnet den Zustand unmittelbar vor der Rissinitiierung. Trotz einiger Unterschiede ist eine qualitativ gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation erkennbar. Im Vergleich zu den Experimenten zeigt die Kraft-Verschiebung-Kurve der Simulation einen etwas steiferen Verlauf in der Anfangsphase und einen abrupten Übergang zum Kraftplateau. Die Maximalkräfte der Experimente liegen etwas höher als bei der Simulation, was auf die im Modell fehlende Wechselwirkung mit anderen Mikromechanismen (Scherfließen) zurückgeführt werden kann. Die Betrachtung einer gerissenen Probe in Abbildung 6.3b) zeigt plastische Verformungen in Form von Einschnürungen an der Probenoberfläche, was ein Indiz für Matrix-Scherfließen ist. In der numerischen Untersuchung hingegen wird Crazing als einziger inelastischer Deformationsmechanismus betrachtet. Bei der Simulation sind keine inhomogenen Deformationen in Probendickenrichtung zu erkennen.

6.1.3 Einfluss des Gummianteils auf die Bruchzähigkeit

Als Maß für die Bruchzähigkeit des Materials wird hier die spezifische Brucharbeit, d.h. der Quotient aus der totalen Arbeit an der Probe bis zum Bruch und der Bruchfläche, betrachtet. Dabei wird nicht zwischen der tatsächlichen Separationsarbeit und der dissipierten Arbeit in der plastischen Zone entlang der Bruchoberfläche unterschieden. In Abbildung 6.4 sind die Kraft-Verschiebungskurven simulierter SENT-Versuche für verschiedene Werte des Gummianteils f dargestellt.

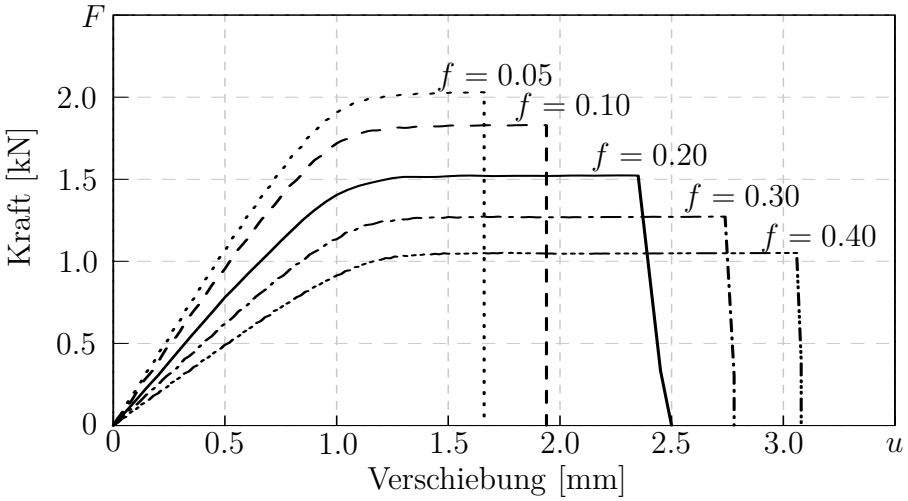


Abbildung 6.4: Einfluss des Gummianteils bei simulierten SENT-Bruchversuchen: Kraft-Verschiebungskurven

Mit zunehmendem Partikelanteil f nimmt die Maximalkraft ab und die maximale Verschiebung beim Bruch zu. Die zugehörige spezifische Brucharbeit, d.h. die Fläche unter der Kraft-Verschiebungskurve geteilt durch die Ligamentfläche von 16 x 3 mm^2, ist in Abbildung 6.5 als Funktion des Gummianteils f dargestellt.

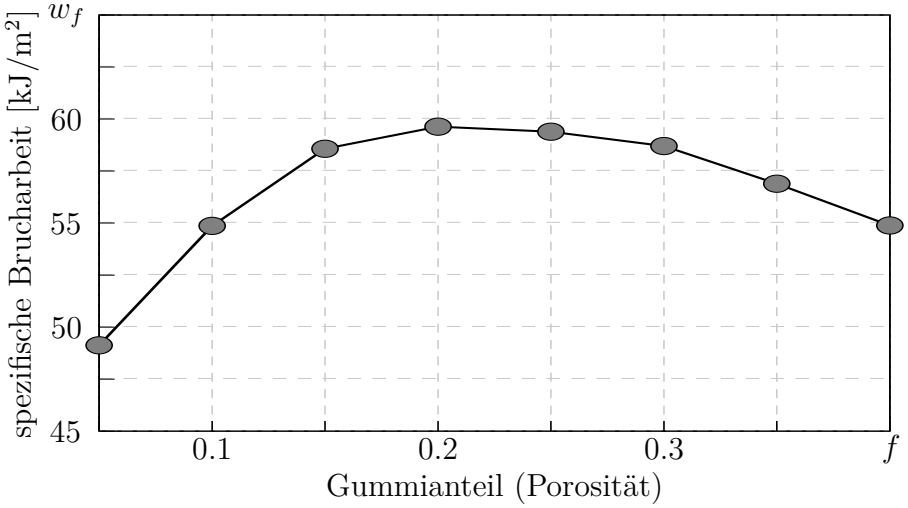


Abbildung 6.5: Abhängigkeit der spezifischen Brucharbeit vom Gummipartikelanteil

Die Simulationen zeigen, eine maximale Brucharbeit bei einem Gummipartikelanteil von $f \approx 20\%$ liegt, ähnlich zu den analytischen Betrachtungen in Abschnitt 5.5.2 oder experimentellen Untersuchungen [9, 65]. Die numerisch ermittelten Werte der spezifischen Brucharbeit stimmen auch quantitativ recht gut mit den Versuchen in [62] bei gleicher Probengeometrie überein.

6.2 Crazing in porösem RVE

Bei den folgenden Untersuchungen wird Crazing im mikroskopischen Bereich, d.h. auf der Ebene der Matrix zwischen einzelnen Gummipartikeln betrachtet. Die Partikel werden dabei wegen ihrer vorherigen Kavitation als Poren modelliert. Untersucht wird der Einfluss unterschiedlicher Parameter auf Bildung und Wachstum von Crazes zwischen den Poren sowie auf das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten.

6.2.1 Materialllmodell für Crazing in homogener Matrix

Für die Untersuchungen wurde das Materialmodell aus Abschnitt 5.1 für den Fall eines homogenen glasartigen Thermoplasts, d.h. $f = 0$ verwendet. In diesem Fall wird die Anfangszellgröße b_0 nach Gleichung (5.8) durch die Elementgröße a ersetzt, die damit als Bezugsgröße für die kritische Separation δ_{crit} dient. Die im folgenden verwendeten Materialparameter sind der Tabelle 6.1 zu entnehmen.

E_{SAN}	ν	A	$\dot{\varepsilon}_0$	T	σ_0^c	σ_{min}^c	σ_{fail}^c	h_n	h_τ	n	η
$[MPa]$	$[-]$	$[K/MPa]$	$[s^{-1}]$	K	$[MPa]$	$[MPA]$	$[MPA]$	$[-]$	$[-]$	$[-]$	$[-]$
3600	0.38	150	10^{-2}	293	60	40	70	1000	2	2	15

Tabelle 6.1: Verwendete Materialparameter für mikromechanische Untersuchungen

Abbildung 6.6 zeigt die Spannungs-Dehnungs-Kurve (bezogen auf ein würfelförmiges Volumenelement mit Kantenlänge eins) des verwendeten Materialmodells für Crazing. Bei diesem werden große inelastische Deformationen sowie ein Entfestigungsverhalten mit anschließender Verfestigung angenommen.

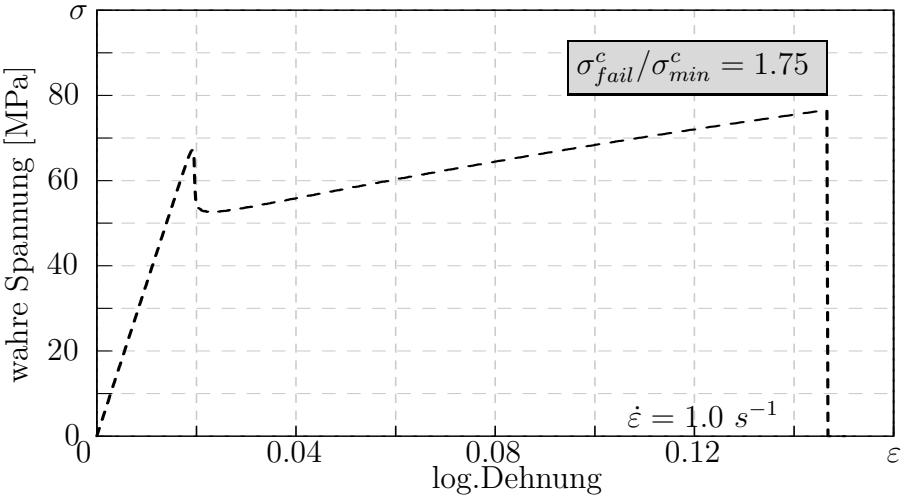


Abbildung 6.6: Spannungs-Dehnungs-Kurve des Materialmodells für Crazing

Wichtig für die Simulation von Crazing ist die Annahme, dass sich Crazes immer senkrecht zur Richtung der maximalen Hauptspannung bilden. Abbildung 6.7 zeigt die FE-Simulation einer Einheitszelle mit einer Pore unter Zug- und Scherbelastung. Dabei ist erkennbar, dass entsprechend dem Materialmodell inelastische Deformation (in hellgrau dargestellt) und Risse senkrecht zur Richtung der maximalen Hauptspannung verlaufen.

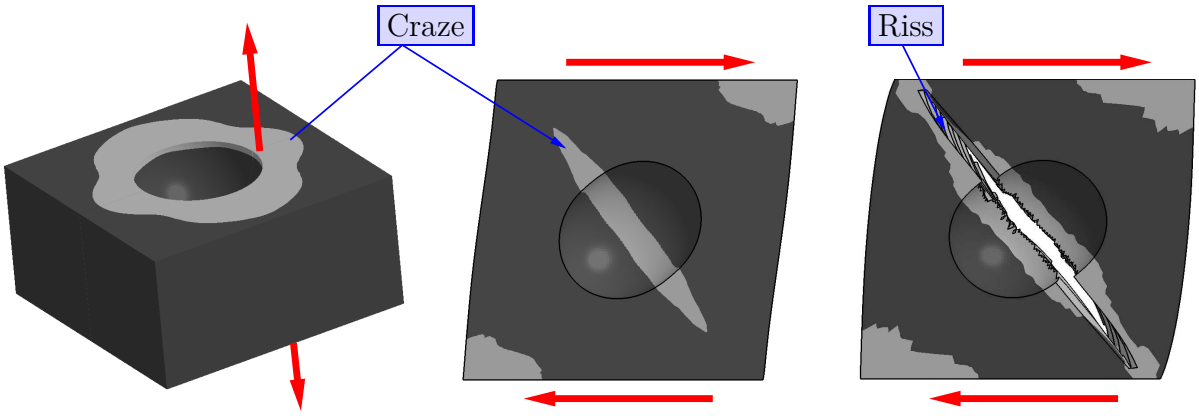


Abbildung 6.7: Craze- und Rissbildung an Einheitszelle mit Pore unter Zug- und Scherbelastung

6.2.2 Periodisch verteilte Gummipartikel - Einheitszellmodell

Die Zellen wurden, wie links in Abbildung 6.8 skizziert, durch eine einachsige Makro-Verzerrung belastet und die restlichen Seiten tangential frei verschieblich gelagert (sog. Symmetrie-Randbedingungen). Dabei wurde, im Unterschied zu realem Material, eine regelmäßige, periodische Anordnung der Partikel angenommen.

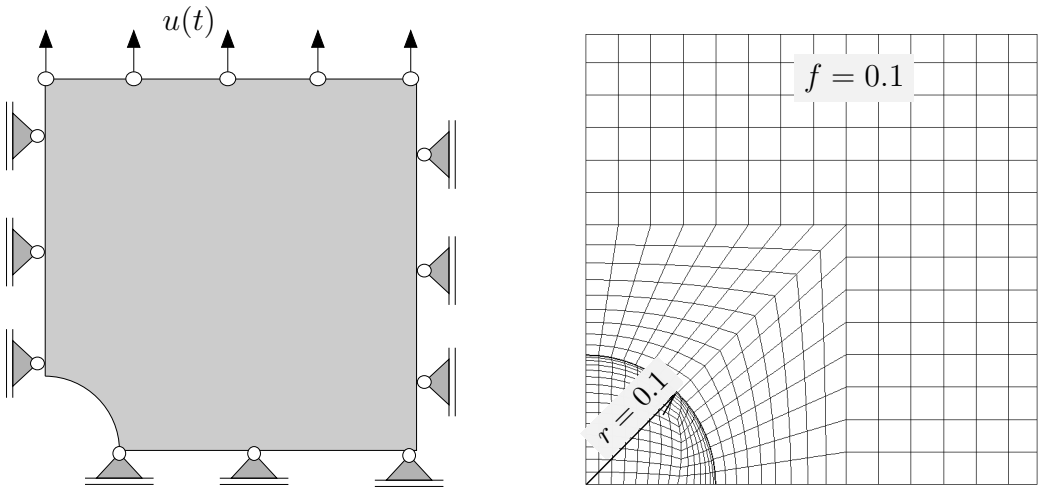


Abbildung 6.8: Randbedingungen und FE-Netz der Einheitszellen

Einfluss der Verfestigung

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Verfestigung ($\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min}$) im Materialmodell für Crazing auf das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten mit Hilfe einer Einheitszelle untersucht. Die Spannungs-Dehnungskurven des Matrixmaterials (bezogen auf ein würfelförmiges Volumenelement mit Kantenlänge eins) mit unterschiedlichen Verfestigungen ($\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min}$) sind in Abbildung 6.9 dargestellt. Das verwendete FE-Netz der Einheitszelle mit $f = 0.1$ ist rechts in Abbildung 6.8 gezeigt.

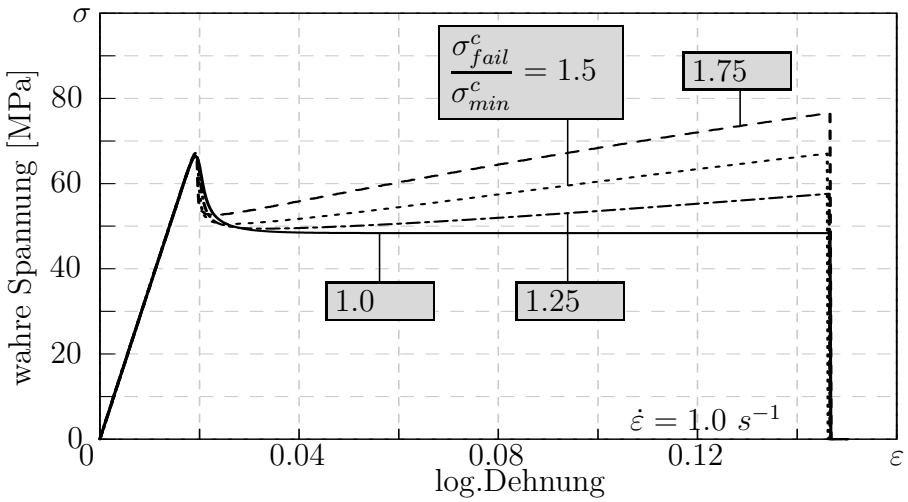


Abbildung 6.9: Variation der Verfestigung

Es wurde sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung von lokalem Versagen gerechnet, um den Verfestigungs-Einfluss bei sehr großen Deformationen beurteilen zu können. Abbildung 6.10 zeigt die Makro-Spannungs-Dehnungskurven der Einheitszelle für unterschiedliche werte der Verfestigung $\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min}$.

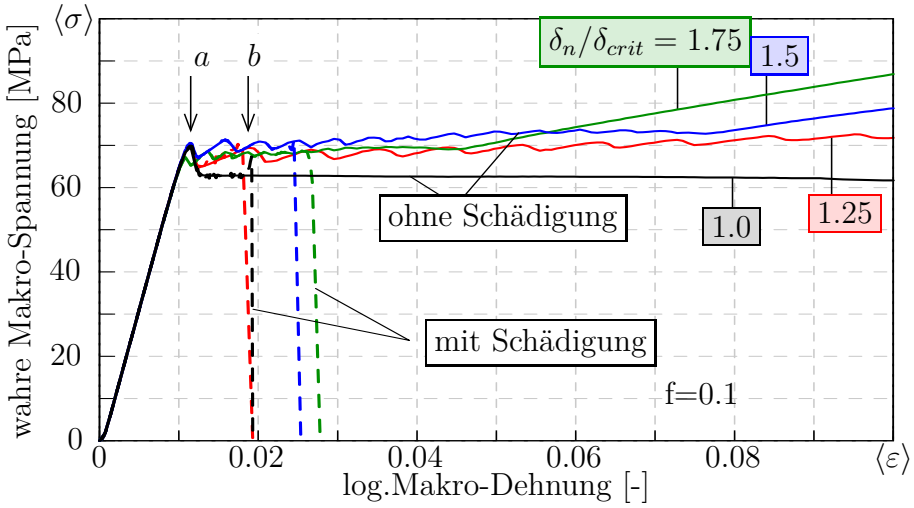


Abbildung 6.10: Einfluss der Verfestigung ($\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min}$) auf makroskopisches Spannungs-Dehnungs-Verhalten

Die Makrospannung nimmt mit der Makrodehnung zunächst linear zu, bis ein Wert von ca. $\langle\sigma\rangle = 67$ MPa erreicht ist, im Anschluss nimmt die Makrospannung ab. Ohne Verfestigung ($\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} = 1.0$) bleibt die Spannung im Anschluss konstant (schwarze Kurven in Abbildung 6.10). Wird von einer Verfestigung des Craze-Materials ausgegangen ($\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} > 1.0$), so nimmt das Spannungsniveau nach dem Spannungsabfall wieder zu, wie die roten, blauen und grünen Kurven in Abbildung 6.10 zeigen. Die wellenförmigen Schwankungen in den Spannungsverläufen mit Verfestigung entstehen dadurch, dass einzelne Elementreihen verfestigen bis ein Spannungsniveau erreicht ist, bei dem inelastische Deformationen in der benachbarten Elementreihe beginnen, d.h. zunächst wieder eine Entfestigung des Materials. Wird kein lokales Versagen berücksichtigt, wiederholt sich dieser Vorgang bis alle Elementreihen der Zelle plastisch verformt sind; dann folgt ein monotoner Anstieg der Makro-Spannung (duchgezogene Linien in Abbildung 6.10). Bei der Berücksichtigung lokalen Versagens nimmt die makroskopische Versagens-Dehnung, mit zunehmender Verfestigung zu (gestrichelte Kurven in Abbildung 6.10).

Bei größerer Verfestigung ($\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min}$) breitet sich die plastische Zone stärker aus und die einzelnen Elementreihen werden weniger verformt. In Abbildung 6.11 sind die plastischen Dehnungen für zwei unterschiedliche Verfestigungswerte $\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} = 1.0$ und $\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} = 1.75$ bei den Verformungszuständen a) und b) dargestellt, siehe Abbildung 6.10.

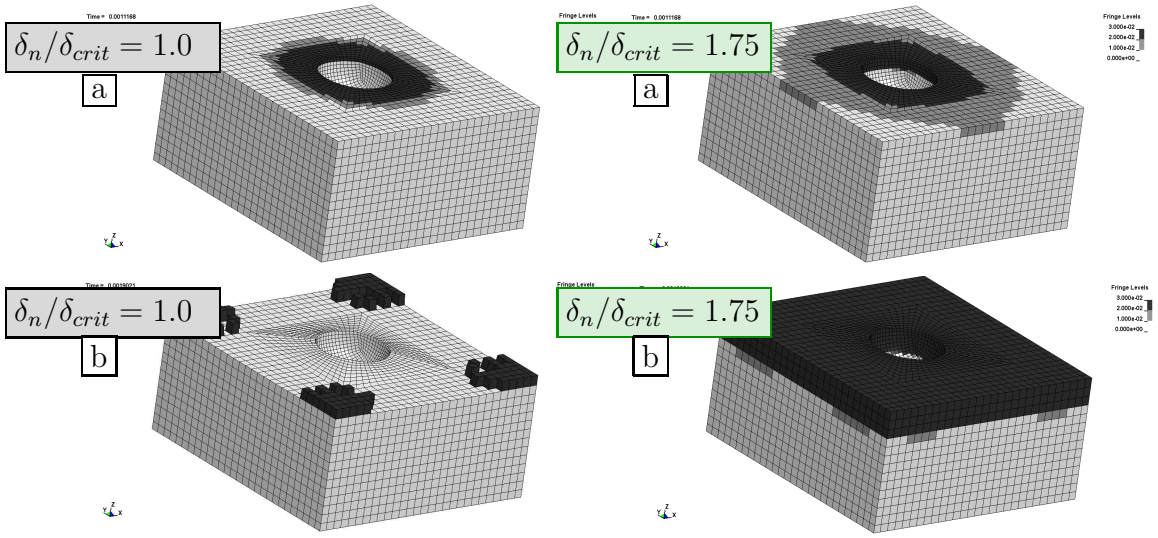


Abbildung 6.11: Einheitszellen zeigen den Einfluss der Verfestigung anhand gelöschter Elemente und plastische Deformation

Der Vergleich beider Verfestigungswerte für den Verformungszustand a zeigt, dass sich die plastische Zone bei größerer Verfestigung stärker ausbreitet. Im Verformungszustand b ist erkennbar, dass zahlreiche Elemente der Einheitszelle mit $\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} = 1.0$ bereits die kritische Separation erreicht haben und gelöscht wurden. Bei der Zelle mit Verfestigung sind plastische Verformungen in mehreren Elementreihen erkennbar.

Einfluss der Porosität

Der Einfluss der Porosität auf das Makro-Spannungs-Dehnungs-Verhalten wird mit Hilfe von Einheitszellen im Folgenden untersucht. In Abbildung 6.12 sind drei FE-Modelle der Einheitszellen mit unterschiedlicher Porosität f und gleichem Porenradius r abgebildet. Auf Grund der Symmetrie wurde nur ein Achtel der Einheitszelle modelliert.

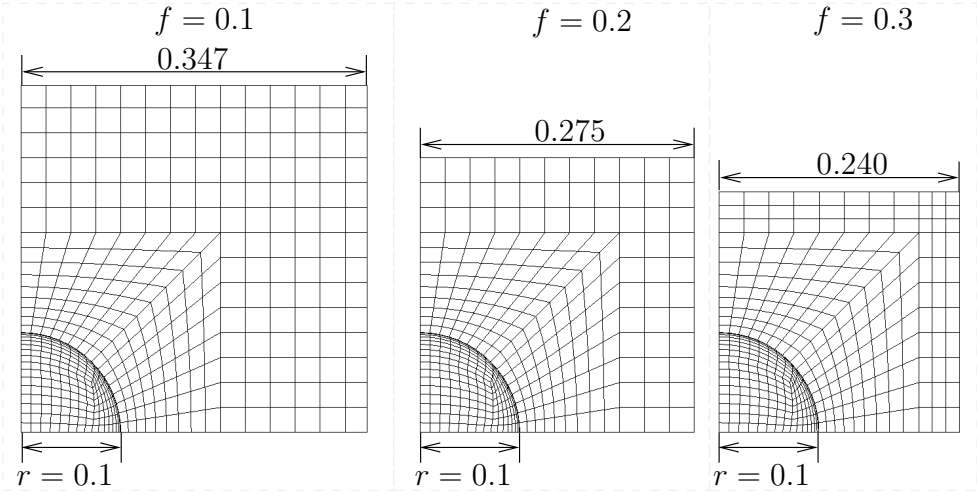


Abbildung 6.12: Einheitszellen mit konstantem Porenradius bei unterschiedlichem Porenanteil f

Abbildung 6.13 zeigt den Einfluss der Porosität f auf das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten der Einheitszelle bei einer Verfestigung von $\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} = 1.75$. Mit zunehmendem f sinkt die Makro-Fließspannung, während die makroskopische Bruchdehnung zunimmt.

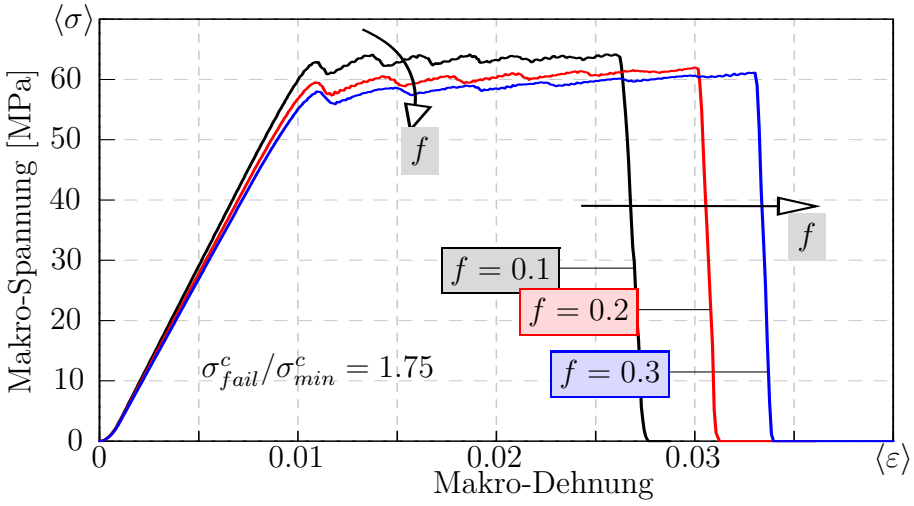


Abbildung 6.13: Makroskopische Spannungs-Dehnungs-Kurven zeigen den Einfluss der Porosität f

Abbildung 6.14 zeigt die Verteilungen der Spannung σ_z in Belastungsrichtung und der

akkumulierten plastischen Dehnung bevor der kritische Schädigungswert erreicht und ein Element gelöscht wird. Mit zunehmender Porosität nimmt die Anzahl der Elemente, in denen eine höhere Spannung vorherrscht zu. Es ist erkennbar, dass mit zunehmender Porosität der inelastisch deformierte Bereich größer wird (mehr Elementreihen sind plastisch verformt). Bei der Zelle mit der kleinsten Porosität sind die plastische Dehnungen in der obersten Elementreihe am größten.

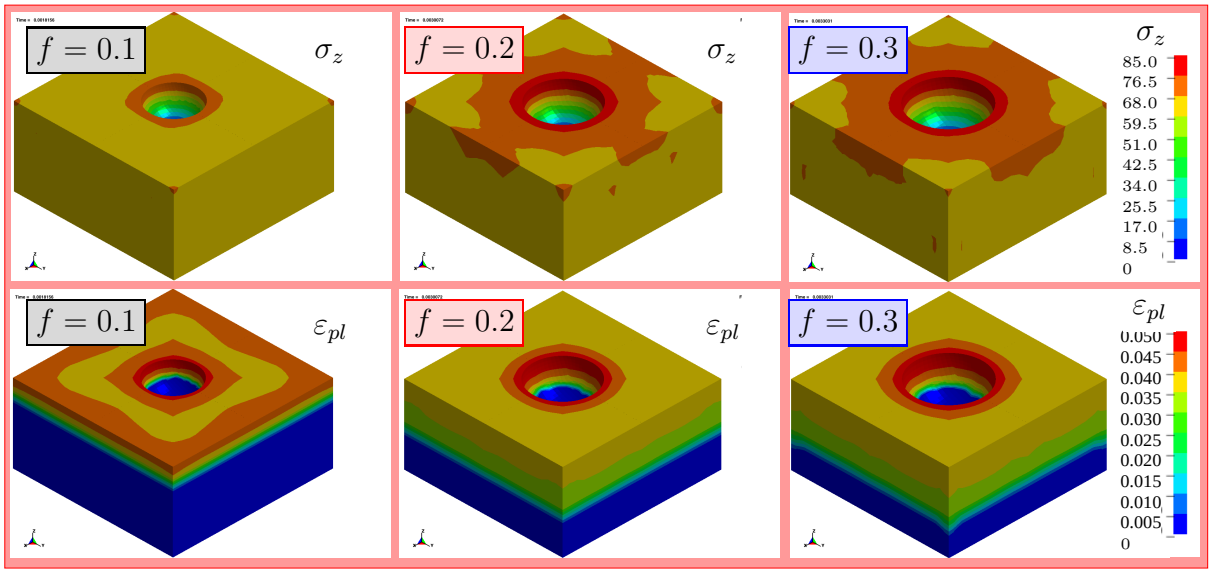


Abbildung 6.14: Verteilung von Spannung und plastischer Dehnung in Einheitszellen mit unterschiedlicher Porosität bevor ein Element die kritische Separation erreicht

Beim Modell für verteiltes Crazing in Abschnitt 5.2 wurde davon ausgegangen, dass eine konstante Craze-Spannung $\tilde{\sigma}_n$ über die Craze-Fläche im Äquatorbereich der Pore vorliegt. Diese Annahme ist hier nicht erfüllt. Deswegen ist der Einfluss der Porosität auf das Makrospannungsniveau geringer, als in Abschnitt 5.5.1 angemommen, bzw. simuliert.

6.2.3 Zufällig verteilte Poren in repräsentativem Volumenelement

Der Einfluss des Gummipartikelanteils auf das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten wurde im Abschnitt 5.5.1 mit Hilfe des homogenisierten Modells für verteiltes Crazing untersucht. In diesem Abschnitt wird nun der Einfluss des Partikelanteils mit Hilfe von RVEs, die aus einer homogenen Matrix mit vielen Partikel (d.h. Poren) bestehen, untersucht. Es wird von zufällig verteilten Poren ausgegangen, die sich in einem würfelförmigen RVE der Kantenlänge $l = 1$ befinden. Bei allen FE-Modellen, die in diesem Abschnitt verwendet wurden, haben die finiten Tetraederelemente die annähernd gleiche Größe (ca. 0.02). Abbildung 6.15 zeigt ein repräsentatives Volumenelement (RVE), welches mit Symmetrierandbedingungen gelagert ist und durch eine einachsige Makro-Verzerrung belastet wird. Die verwendeten Materialparameter sind analog zu Abschnitt 6.2.2 und Tabelle 6.1 zu entnehmen.

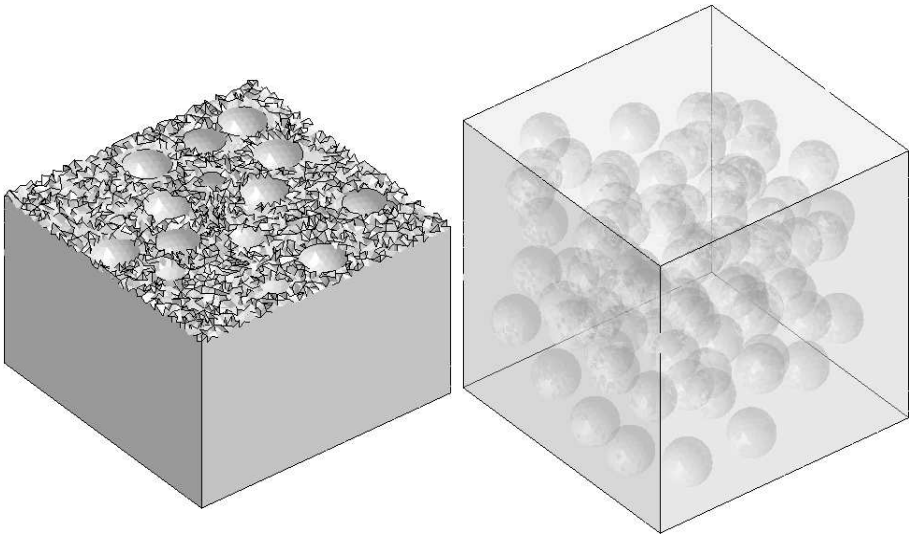


Abbildung 6.15: Repräsentatives Volumenelement mit zufällig verteilten Poren

Wegen der FE-Vernetzung wird angenommen, dass immer ein Mindestabstand zwischen den Poren sowie der RVE-Oberfläche besteht. In Abbildung 6.16 ist die makroskopische Spannung als Funktion der Makrodehnungen für fünf unterschiedlichen Porenverteilungen bei jeweils gleicher Größe und Volumenanteil gestrichelt dargestellt. Dabei ist eine große Streuung der Spannungen vor allem bei größeren Deformationen erkennbar. Die durchgezogene dicke Linie stellt die Mittelwerte der fünf Simulationen dar. Die römischen Ziffern verweisen auf die in Abbildung 6.17a) und b) gezeigten unterschiedlichen Deformationszustände.

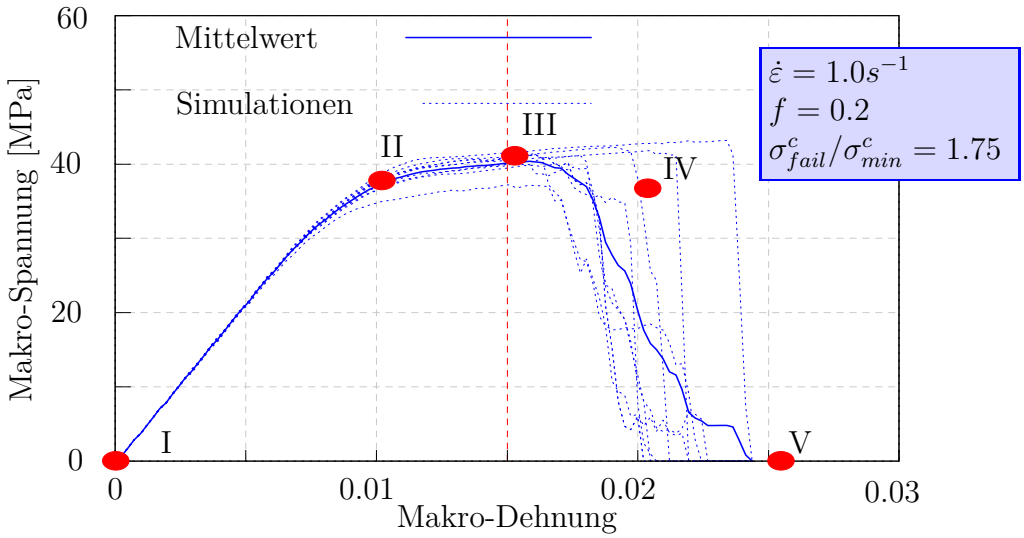


Abbildung 6.16: Makroskopische Spannungs-Dehnung-Kurven für poröses RVE

Die Entwicklung von Crazing ist anhand der akkumulierten plastischen Dehnung ε^{pl} an der äußeren Oberfläche (Abbildung 6.17a) und im Inneren des RVE (Abbildung 6.17b) dargestellt.

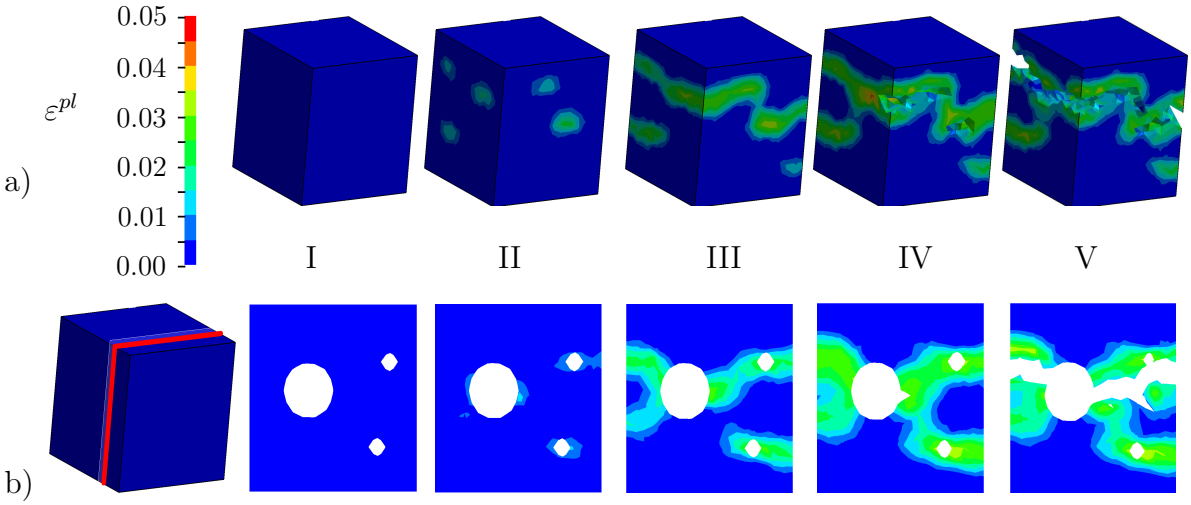


Abbildung 6.17: Kontourplots von ε^{pl} an Oberfläche und im Inneren des RVE

Der Ort des Schnitts durch das RVE ist ganz links in Abbildung 6.16b) in rot gekennzeichnet. Unter zunehmender Zugbelastung verformt sich das RVE zunächst linear-elastisch bis sich Crazes am Äquator der Poren bilden (Zustand II). Sobald inelastische Deformationen beginnen, nimmt die Steigung der Spannungs-Dehnungs-Kurve ab (Abbildung 6.16). Die Crazedicke und -länge nehmen zu und Crazes verbinden sich bei zunehmender Makrodeformation, wie Zustand III zeigt. Beim Erreichen der kritischen Crazeöffnung werden betroffene Elemente gelöscht, Zustand IV. Die Makrospannung sinkt bis das RVE komplett durchgerissen ist, wie der Zustand V zeigt. Im Unterschied zu den experimentellen Untersuchungen an ABS-Zugproben in Kapitel 4.7 ist kein makroskopischer Spannungsabfall im RVE-Verhalten nach dem Einsetzen inelastischer Deformation erkennbar, obwohl eine temporäre Entfestigung durch das Materialmodell für lokales Crazing (Abbildung 6.6) beschrieben wird.

Einfluss der Porosität

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Gummianteils (bzw. der Porosität) auf das Deformations- und Schädigungsverhalten des REV's untersucht. Für die in Bildung 6.18 folgenden dargestellten makroskopischen Spannungs-Dehnungskurven wurden jeweils die Mittelwerte von fünf Simulationen mit unterschiedlicher Porenanordung verwendet. Es wird der Einfluss der Porosität auf das makroskopische Spannungs-Dehnungsverhalten anhand dreier Porositäten ($f = 0.1$, $f = 0.2$, $f = 0.3$) untersucht. Dabei ist das Verhältnis von Porenradius zu RVE-Kantenlänge $r/l = 0.15$, und es wird ein Spannungsverhältnis von $\sigma^c_{fail}/\sigma^c_{min} = 1.75$ für die Verfestigung verwendet.

Mit zunehmender Porosität f nehmen die elastische Steifigkeit und das Spannungsniveau ab. Der deutliche Einfluss von f auf die Bruchdehnung, wie in Abbildung 6.13 erkennbar und auch aus experimentellen Untersuchungen (z.B. [34]) berichtet, kann hier nicht reproduziert werden. Weil der kritische Wert des verwendeten lokalen Schädigungskriteriums

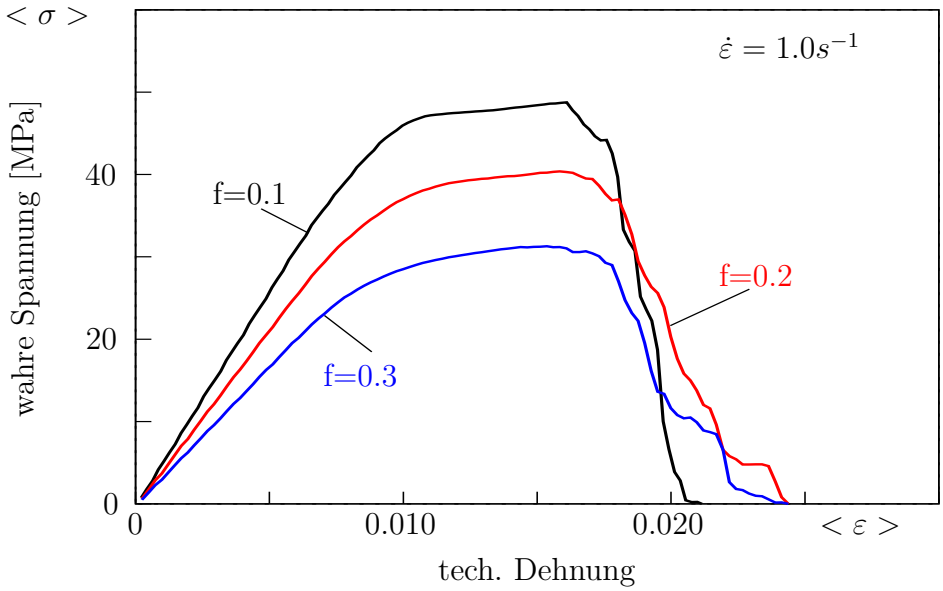


Abbildung 6.18: Mittelwerte der makroskopischen Spannungs-Dehnung-Kurven zeigen Einfluss des Porenvolumenanteils

auf Integrationspunktebene nicht ins Verhältnis zu eine kritischen Separation δ_{crit}, die sich über mehrere Elemente erstreckt, gesetzt werden kann.

Abbildung 6.19 zeigt für jeweils fünf statistisch äquivalente Realisierungen der Mikrostruktur Kontourplots der akkumulierten plastischen Dehnung bei einer makroskopischen Verzerrung von $< \varepsilon >= 0.015$ sowie die gelöschten Elemente nach dem Durchriss des RVEs für unterschiedliche Porositäten f.

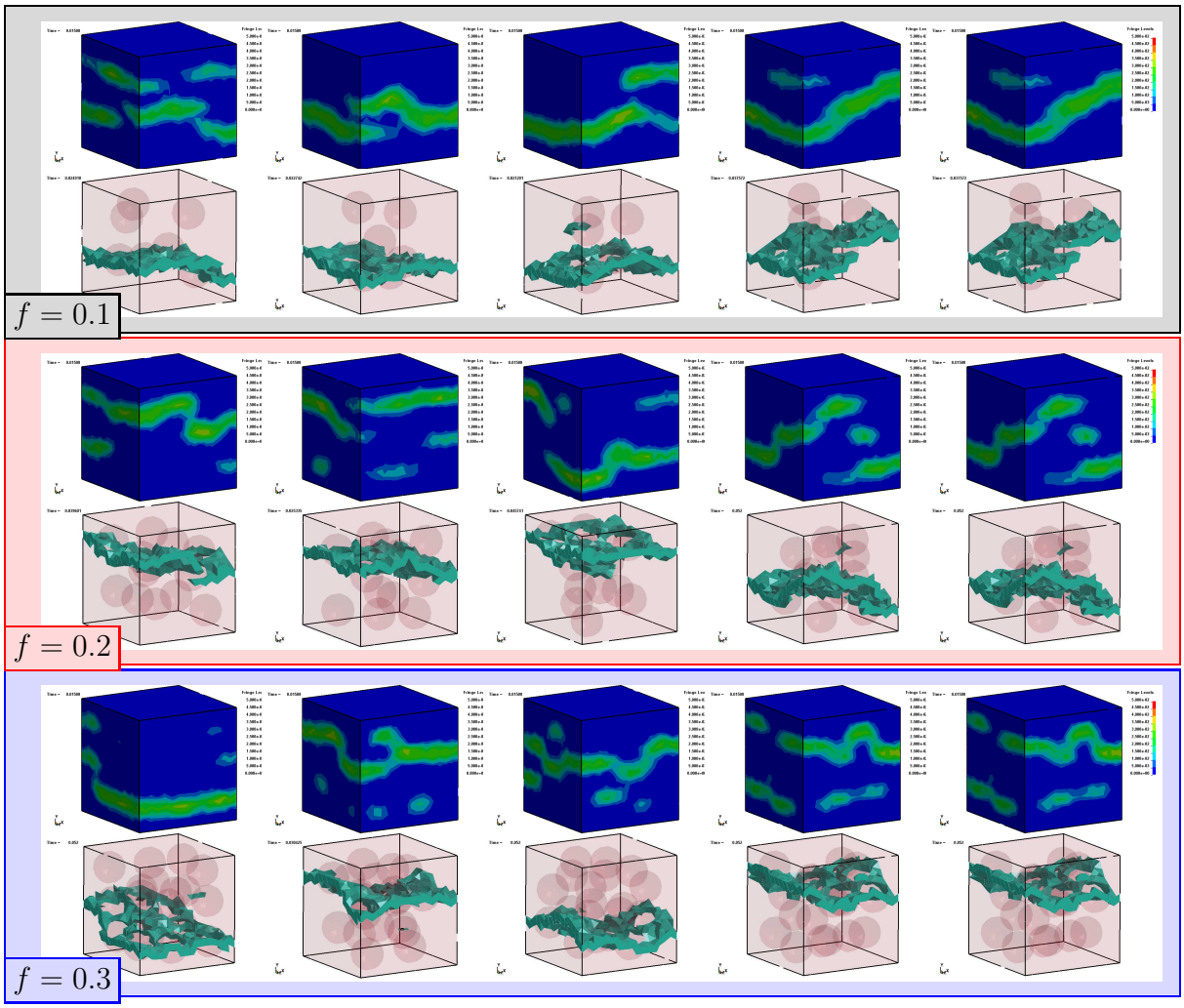


Abbildung 6.19: Plastische Dehnungen ε^{pl} bei $< \varepsilon >= 0.015$ und gelöschte Elemente nach Durchriss für $f = 0.1$, $f = 0.2$ und $f = 0.3$ in jeweils fünf Realisierungen (horizontal) der Mikrostruktur (Skala siehe Abbildung 6.17)

6.3 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurden numerische Untersuchungen des inelastischen Deformations- und Bruchverhaltens eines gummimodifizierten Thermoplasts (ABS) vorgestellt. Dazu wurde zunächst das homogenisierte Materialmodell aus Kapitel 5 für verteiltes Crazing verwendet, um die typische langgestreckte inelastische Deformationszone an der Kerbe einer SENT-Probe zu simulieren. Mit der vereinfachten Annahme, dass verteiltes Crazing als alleiniger inelastischer Deformationsmechanismus wirkt, wurde eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Untersuchungen des Verzerrungsfeldes an der Kerbe erreicht. Beim Vergleich der Kraft-Verschiebungs-Kurven von Experimenten und Simulation wird ein Unterschied im Kraftmaximum und im Anstieg der Kurven festgestellt. Diese Unterschiede werden durch die Vernachlässigung von Scherfließen im Modell erklärt. Bei numerischen Untersuchungen zur Ermittlung des optimalen Gummianteils f wurde ein Maximum der spezifischen Brucharbeit bei einer mittleren Porosität von $f \approx 0.2$ ermittelt. Im zweiten Abschnitt des Kapitels wurde Crazing auf der Mikroebene untersucht, d.h. die Poren (bzw. kavitierten Gummipartikel) wurden explizit modelliert. Dazu wurde beim Materialmodell für verteiltes Crazing die Abhängigkeit von Gummipartikelgröße und -anteil aufgehoben, indem eine Porosität von $f = 0$ gewählt und die Schädigung auf die Elementgröße bezogen wurde. Unter der Annahme periodisch verteilter Partikel wurde anhand von Einheitszellen zunächst der Einfluss der Verfestigung des Crazes auf das makroskopische Spannungs-Dehnungsverhalten der Zelle untersucht. Dabei wurde deutlich, dass sowohl eine Entfestigung als auch eine anschließende Verfestigung zur Bildung von wachsenden Crazezonen notwendig sind. Der Einfluss der Porosität auf das Makro-Spannungs-Dehnungsverhalten zeigte, dass mit zunehmender Porosität die elastische Steifigkeit und die Fließspannung abnehmen und die Bruchdehnung zunimmt. Es sind jedoch deutliche quantitative Unterschiede zu den Untersuchungen der Mikrostrukturparameter mit Hilfe des homogenisierten Modells für verteiltes Crazing (Abschnitt 5.5.1) und experimentellen Untersuchungen z.B. [34] zu erkennen. Diese Unterschiede sind auf das hier verwendete lokale Versagenskriterium auf Elementebene zurück zuführen. Im nächsten Schritt wurde eine Mikrostruktur mit mehreren zufällig verteilten Poren untersucht. Es wurde festgestellt, dass der Porenanteil einen deutlichen Einfluss auf die elastische Steifigkeit, jedoch nicht auf auf die Bruchdehnung hat. Eine Erweiterung des Materialmodells zur Berücksichtigung von Crazing und Scherfließen könnte bessere Übereinstimmungen des Deformations- und Schädigungsverhaltens zu experimentellen Untersuchungen liefern. Die Verwendung eines nicht-lokalen Schädigungskriteriums, dass nicht auf Elementebene formuliert ist, sollte verwendet werden, um den Einfluss der Mikrostrukturparameter auf das Bruch- und Schädigungsverhalten zu untersuchen, damit könnte die Schädigung als Funktion einer kritischen Separation und der realen Partikelgröße $D(\delta_{crit}, r)$ formuliert werden, um Einflüsse der Mikrostrukturparameter auf das Bruchverhalten zu untersuchen.

7 Simulation von Fibrillationsprozessen

In diesem Abschnitt wird eine Möglichkeit der kontinuumsmechanischen Modellierung des Beginns eines Fibrillationsprozesses in amorphen Thermoplasten beschrieben. Dazu wird zunächst ein Materialmodell für das viskoplastische Deformationsverhalten des Polymermaterials vorgestellt. Dieses wird im Rahmen eines mikromechanischen Modells mit explizit aufgelösten Anfangsporen zur Beschreibung des umgebenden Matrixmaterials verwendet. Mit numerische Simulationen werden unterschiedliche Materialparameter und deren Einfluss auf das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten untersucht. Die Untersuchungen dieses Abschnitts sind auch in der Veröffentlichung [31] zu finden.

7.1 Modell für Scherfließen in homogenen glasartigen Thermoplasten

Ein heute etabliertes Modell zur Beschreibung des Deformationsverhaltens von amorphen glasartigen Thermoplasten bei großen Deformationen wurde von M. Boyce und Mitarbeitern entwickelt [11, 12]. Es ist durch die molekulare Struktur der Polymere motiviert. Abbildung 7.1a stellt verschlaufte Makromolekülketten im unverformten Ausgangszustand dar (vgl. Abschnitt 2.1.3). Der intermolekulare Widerstand gegen die relative Verdrehung aneinanderhängender Kettensegmente motiviert die Modellierung der Dehnratenabhängigkeit, die mit einem nichtlinearen viskosen Dämpfer im dargestellten rheologischen Modell in Abbildung 7.1c zu sehen ist. Die Verstreckung des Netzwerks verschlaufter Makromoleküle, wie in Abbildung 7.1b dargestellt, motiviert die Modellierung der kinematischen Verfestigung durch die sog. Rückspannung $\boldsymbol{b}$ im rheologischen Modell. Der Rückspannungstensor $\boldsymbol{b}$ beschreibt den Entropiewiderstand gegen plastisches Fließen durch Verstreckung des molekularen Netzwerkes. In Abbildung 7.1d ist das typische Spannungs-Dehnungs-Verhalten amorpher Thermoplaste unter Zugbelastung dargestellt. Die Spannung setzt sich aus einem das viskose Fließen treibenden Anteil $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ und $\boldsymbol{b}$ zusammen. Die elastischen Eigenschaften werden mit Hilfe der additiven Zusammensetzung des Verzerrungsgeschwindigkeitstensors $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}^{el} + \boldsymbol{D}^{pl}$, der Jaumann'sche-Spannungsrate $\overset{\nabla}{\boldsymbol{\sigma}}$ und des isotropen Elastizitätstensors $\mathbb{E}$ beschrieben:

$$\overset{\nabla}{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbb{E} : (\boldsymbol{D} - \boldsymbol{D}^{pl}). \tag{7.1}$$

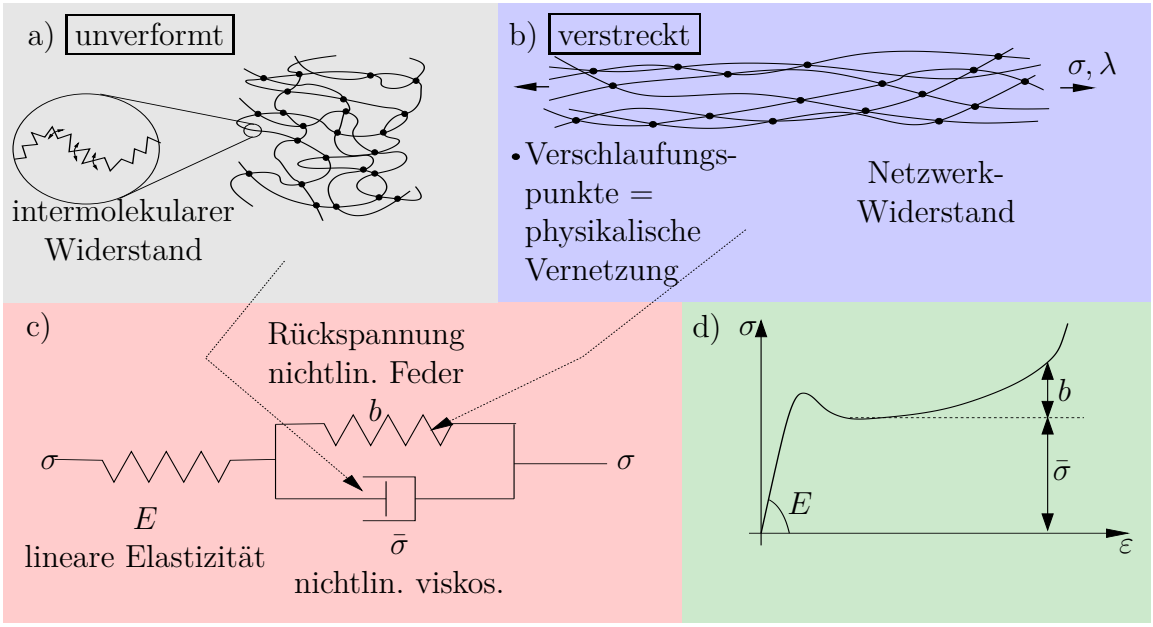


Abbildung 7.1: Motivation für das Materialmodell [11] basieren auf der Verschlaufung von Makromolekülen : a) unverformtes Makromolekülnetzwerk; b) verstrecktes Molekülnetzwerk; c) rheologisches Modell; d) typische Spannungs-Dehnungskurve glasartiger amorpher Thermoplaste unter Zugbelastung

Der inelastische Anteil des Verzerrungsgeschwindigkeitstensors $\boldsymbol{D}^{pl}$ wird mit Hilfe der Fließregel

$$\boldsymbol{D}^{pl} = \dot{\gamma}^{pl} \frac{\bar{\boldsymbol{\sigma}}'}{\|\bar{\boldsymbol{\sigma}}'\|} \qquad \text{mit} \qquad \bar{\boldsymbol{\sigma}}' = \boldsymbol{\sigma}' - \boldsymbol{b}' \tag{7.2}$$

ermittelt. Die Deformationsrichtung ist abhängig von den deviatorischen Anteilen des Spannungstensors $\boldsymbol{\sigma}'$ und des Rückspannungstensors $\boldsymbol{b}'$. Die inelastische Deformationsgeschwindigkeit (äquivalente plastische Dehnrate) wird mit Hilfe der Exponentialfunktion

$$\dot{\gamma}^{pl} = \dot{\gamma}_0 \exp\left[-\frac{A}{T}\left(s_0 - \|\bar{\boldsymbol{\sigma}}'\|\right)\right] \tag{7.3}$$

beschrieben mit den Materialparametern $\dot{\gamma}_0$, A, dem intermolekularen Fließwiderstand s_0 und der Temperatur T. Der Rückspannungstensor $\boldsymbol{b}$ wird gemäß dem 8-Ketten-Modell von Arruda & Boyce [1] mit Hilfe des plastischen Links-Cauchy-Green-Tensors $\boldsymbol{B}^{pl}$ (Gleichung 3.9) berechnet:

$$\boldsymbol{b} = C_R \frac{\lambda_{\max}}{3\lambda_c} \mathcal{L}^{-1}\left(\frac{\lambda_c}{\lambda_{\max}}\right) \boldsymbol{B}^{pl} \qquad \text{mit} \qquad \lambda_c = \sqrt{\frac{1}{3}\mathrm{tr}\boldsymbol{B}^{pl}} \tag{7.4}$$

Dabei bezeichnen C_R den Verfestigungsmodul, λ_c die Netzwerkverstreckung und $\mathcal{L}(..)$ die Langevin-Funktion (siehe z.B. [12]). $\lambda_{max} = \sqrt{N}$ beschreibt die maximale Verstreckbarkeit des Verschlaufungsnetzwerks und N ist die durchschnittliche Anzahl von Kettensegmen-

ten zwischen Verschlaufungspunkten.
In den folgenden numerischen Untersuchungen wurde das kommerzielle FE-Programm LS-Dyna [39] mit einer implementierten Version des oben beschriebenen Materialmodells wurde verwendet. Die intrinsische Entfestigung kann zwar auf der makroskopischen Ebene experimentell beobachtet werden, ist jedoch auf der hier betrachteten Mikroebene der Fibrillen umstritten, deswegen wird s_0 als konstant angenommen.

7.2 Mikromechanische Modellierung

Der Prozess der Craze-Initiierung, wie in Abschnitt 2.10 beschrieben, ist noch nicht endgültig verstanden und wirft noch immer Fragen auf. Unter Zugbelastung findet Schädigung durch Porenbildung mit anschließender Porenvereinigung und der Bildung von Fibrillen aus dem Matrixmaterial statt. Dieser Mechanismus ist bei amorphen glasartigen Polymeren [37], wie in Abschnitt 2.3.3 beschrieben, aber auch beim Versagen von Klebschichten, wie in Abbildung 7.2a) gezeigt [10, 14], zu beobachten. Eine Schlüsselrolle

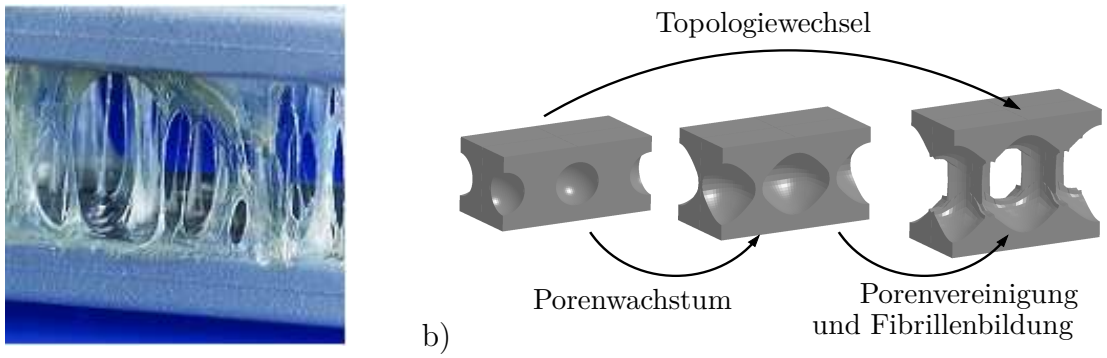


Abbildung 7.2: a) Fibrillenbildung bei Klebschicht (Fraunhofer IFAM);
b) Schema des Topologiewechsels von isolierten Poren in einer Polymermatrix zu einem zusammenhängenden Porenraum mit isolierten Fibrillen

beim Ziehen von Fibrillen spielen die Verschlaufungen der Makromoleküle. Der Verformungswiderstand nimmt beim Strecken der verschlauften Makromoleküle zu und ist für stabiles Fibrillenziehen verantwortlich. Experimentelle Untersuchungen an unterschiedlichen Thermoplasten weisen auf einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Verschlaufungsdichte $1/N$, maximaler Fibrillenverstreckung λ_{max} (siehe Gleichung 7.4) und makroskopischer Spannung hin [17]. Korrelationen zwischen Molekularmasse, d.h. Kettenlänge, und makroskopischem Spannungs-Dehnungs-Verhalten zeigen sog. TACK TESTS [14].
Der Fibrillationsprozess unter gleichmäßiger Zugbeanspruchung sowie der Topologiewechsel auf der Mikroebene werden im folgenden untersucht. Unter dem Wechsel der Topologie wird der Übergang von vereinzelten Poren in einer kontinuierlichen Polymermatrix zu einzelnen Fibrillen in einem zusammenhängenden Porenraum verstanden, siehe Abbildung 7.2b). Zahlreiche Untersuchungen haben sich mit Porenwachstum in amorphen Polymeren beschäftigt, z.B. [61]. Der Mechanismus der Fibrillenbildungen wurde hingegen nur bei wenigen Untersuchungen berücksichtigt. Ausgehend von bereits vorhandenen

Fibrillen wurde das Ziehen mit Hilfe kontinuumsmechanischer Modelle untersucht (z.B. [68, 3]). Das Ziehen einzelner Fibrillen aus der aktiven Zone sowie der damit verbundene Topologiewechsel wurde auch mit Hilfe molekulardynamischen Simulationen simuliert [55, 46, 40]. Ein besseres Verständnis der frühen Fibrillenbildungsstadien und des damit einhergehenden Schädigungsprozesses soll hier durch Untersuchung des Topologiewechsels vom porösen zum fibrillierten Material hin erlangt werden. Die gewonnenen Erkenntnisse können bei der Entwicklung makroskopischer Kohäsivmodelle für Klebverbindungen [10] oder Crazing [23] helfen.

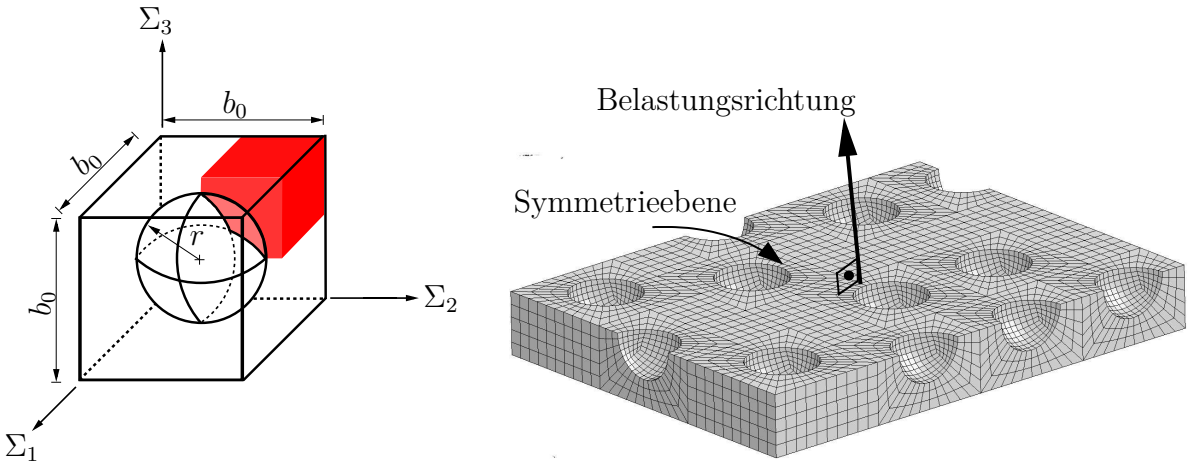


Abbildung 7.3: a) Periodische Einheitszelle mit Pore
b) Schicht mit zufälliger Porenanordnung

Numerische Untersuchungen werden anhand zweier unterschiedlicher mikromechanischer Modelle vorgenommen (Abbildung 7.3). Zunächst wird eine Einheitszelle mit einer Pore verwendet, dabei wird von einer periodischen Porenverteilung im realen Material ausgegangen, siehe Abbildung 7.3a). Beim zweiten, realistischeren Modell wird eine Schicht mit unregelmäßig verteilten Poren betrachtet, wie in Abbildung 7.3b) gezeigt. Die Modelle werden durch eine einachsige makroskopische Dehnung mit konstanter nomineller Dehnrate belastet. Die restlichen Seiten sind so gelagert, dass nur Tangentialverschiebungen möglich sind (Symmetrie-Randbedingungen). Modellsymmetrie wird für die Definition der Randbedingungen sowohl bei der periodischen als auch der unregelmäßigen Porenanordnung ausgenutzt. Die Anfangsporen wurden recht groß gewählt, um extreme Elementverzerrungen zu vermeiden.
Das Ligament zwischen zwei Poren wird unter fortlaufender Belastung sehr dünn und das Material stark verstreckt. Reißt dann das Ligament findet eine Vereinigung der Porenräume statt. In Rahmen der hier verwendeten Finite Element Berechnungen werden Elemente bei Erreichen eines kritischen Verzerrungswertes gelöscht. Es wird das in Abschnitt 7.1 beschriebene Materialmodell für Thermoplaste in Kombination mit unterschiedlichen lokalen Versagenskriterien verwendet.

Kriterium 1

Lokale Schädigung nach diesem Kriterium tritt ein, wenn die von Mises - Vergleichsdehnung

$$\varepsilon_{\mathrm{e}}^{fail} = \sqrt{\frac{2}{9}\left[(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_3)^2 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2\right]} \tag{7.5}$$

einen kritischen Wert erreicht. Dabei sind $\varepsilon_{\mathrm{i}} = \ln \lambda_i$ $(i = 1, 2, 3)$ die logarithmischen Hauptdehnungen und λ_i die Hauptstreckungen.

Kriterium 2

Das zweite Kriterium ist direkt mit dem Effekt der kritischen Ligamentdicke vor der Porenvereinigung verbunden, mit der Annahme, dass lokale Schädigung bei einem kritischen Wert der kleinsten Hauptdehnung ε_3 stattfindet. Es kann davon ausgegangen werden, dass dies bei einem nahezu äquibiaxialen Verzerrungszustand im Ligament, unter der Annahme plastischer Inkompressibilität $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \approx -\varepsilon_3/2$ statt findet. Die Streckung des molekularen Netzwerks ist durch $\lambda_{max} = \sqrt{N}$ begrenzt, so dass die kleinste logarithmische Hauptdehnung ε_3 mit $\ln(1/N)$ skaliert. Die kritische Dehnung ergibt sich damit zu

$$\varepsilon_3^{fail} = \ln a - \ln N \tag{7.6}$$

mit einer Kantenlänge $a \geq 1$, so dass in diesem Schädigungskriterium die Verschlaufungsdichte berücksichtigt wird. Ein Zusammenhang zwischen den beiden Schädigungskriterien ergibt sich bei äqui-biaxialer Belastung, für $a \geq 1$, dann gilt $|\varepsilon_3^{fail}| = \varepsilon_{\mathrm{e}}^{fail}$ nach Gleichung (7.5).

7.3 Simulationsergebnisse

Als potentielle Einflussfaktoren auf Porenwachstum, Porenvereinigung und Fibrillenbildung werden im Folgenden die Anfangsporosität f, der Verfestigungsmodul C_R, die Grenzverstreckbarkeit $\lambda_{max} = \sqrt{N}$ und die lokale Versagensdehnung untersucht. Das makroskopische Verhalten der Einheitszelle unter einachsiger makroskopischer Dehnung wird durch die Makro-Spannung $< \sigma >$ als Funktion der Makro-Verzerrung $< \varepsilon >$ dargestellt. Bei den Parameterstudien wurde keine Dehnratenabhängigkeit berücksichtigt.

E $[MPa]$	ν $[-]$	$\dot{\gamma}_0$ $[s^{-1}]$	A $[-]$	σ_0 $[MPa]$	T $[K]$	C_R $[MPa]$	N $[-]$
1500	0.38	$1.6\ 10^8$	127.1	95	293	6	12

Tabelle 7.1: Verwendete Materialparameter

7.3.1 Effekt der Anfangsporosität

In Abbildung 7.4 ist der Einfluss der Anfangsporosität f auf das Makro-Spannungs-Dehnungsverhalten dargestellt. Zwei unterschiedliche Verformungsmechanismen sind dabei zu beobachten. Porenwachstum findet bis zu einer makroskopischen Dehnung von ca. $< \varepsilon >= 0.4$ statt; die Spannung hängt dabei deutlich von der Anfangsporosität ab, wie in Abbildung 7.4 zu sehen. Nach der Porenvereinigung bei etwa $< \varepsilon >= 0.4 \ldots 0.5$ werden Fibrillen gezogen, wobei das makroskopische Spannungsniveau unabhängig von der Anfangsporosität ist. Die Modellantwort ohne Versagen ist mit gestrichelten Linien ebenfalls in Abbildung 7.4 gezeigt. Der Einfluss der Anfangsporosität bleibt dabei auch bei großen Deformationen erhalten. Durch das lokale Versagen ändert sich die Topologie und aus vereinzelten Poren wird ein zusammenhängender Bereich mit isolierten Fibrillen, wie die unteren Bilder in Abbildung 7.4 zeigen.

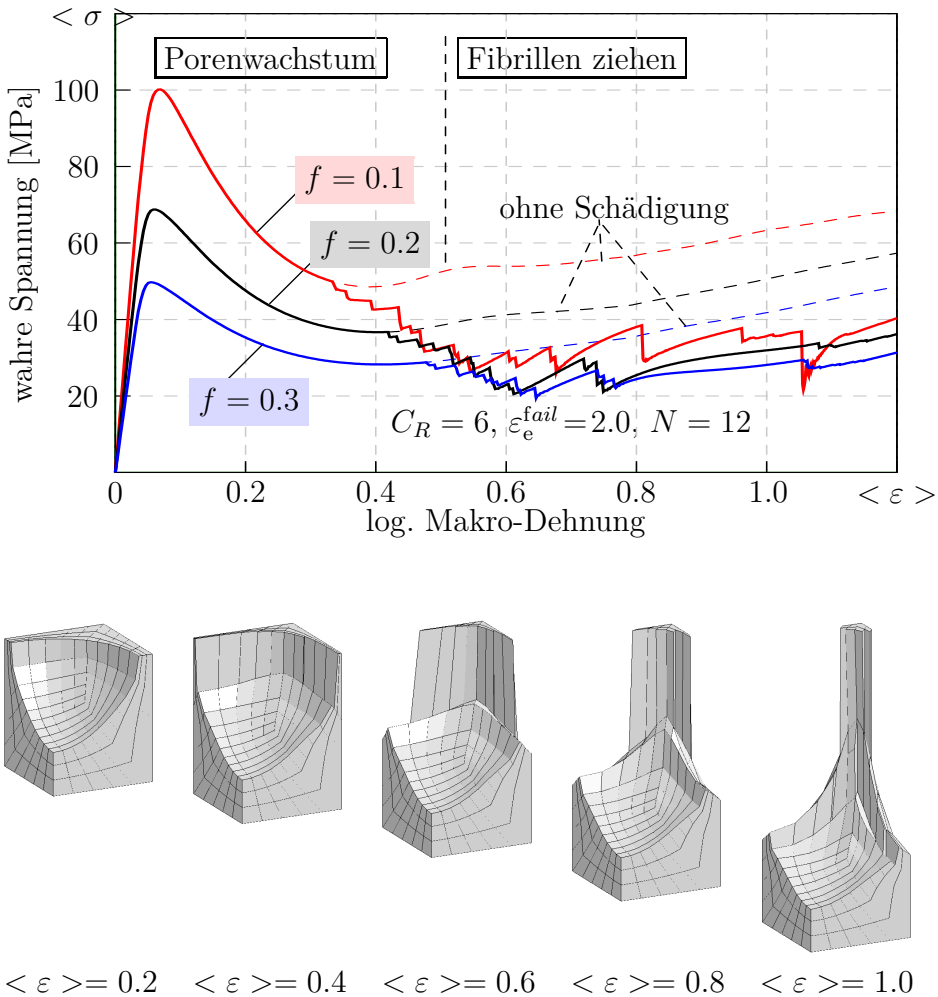


Abbildung 7.4: Einfluss der Anfangsporosität auf das Makro - Spannungs - Dehnungsverhalten und deformierte Einheitszellen ($f = 0.1$)

7.3.2 Einfluss der Verschlaufungsdichte

Der Einfluss des Netzwerkparameters N ($\approx$ reziproke Verschlaufungsdichte) auf das Verhalten der Einheitszelle ist in Abbildung 7.5 gezeigt. Dabei wurde das erste (netzwerkunabhängige) Schädigungskriterium mit $\varepsilon_{\mathrm{e}}^{fail} = 2.0$ verwendet. Das Porenwachstum ist unabhängig von der Verschlaufungsdichte, deren Einfluss erst bei großen Deformationen zu erkennen ist. Ein hoher Wert der lokalen Verschlaufungsdichte mit $N = 6$ führt zum schnellen Verfestigen des Matrixmaterials. Der kritische Verzerrungswert für das Versagen der Ligament-Elemente wird nicht erreicht, es findet keine Porenvereinigung statt und Fibrillen können sich nicht ausbilden. Die verformte Einheitszelle bei $< \varepsilon >= 0.9$ ist in Abbildung 7.5b) zu sehen. Mittlere Werte von $N = 9$ und $N = 12$ führen zur Porenvereinigung und zum Ziehen von Fibrillen, siehe Abbildung 7.5c). Nach der Porenvereinigung ist bei zunehmender Verformung eine Zunahme der Makro-Spannung zu beobachten. Bei geringen Verschlaufungsdichten ($N = 24$) verfestigt das Material zu langsam, die Fibrillen sind nicht ausreichend stabil und reißen direkt nach der Porenvereinigung wie Abbildung 7.5d) zeigt.

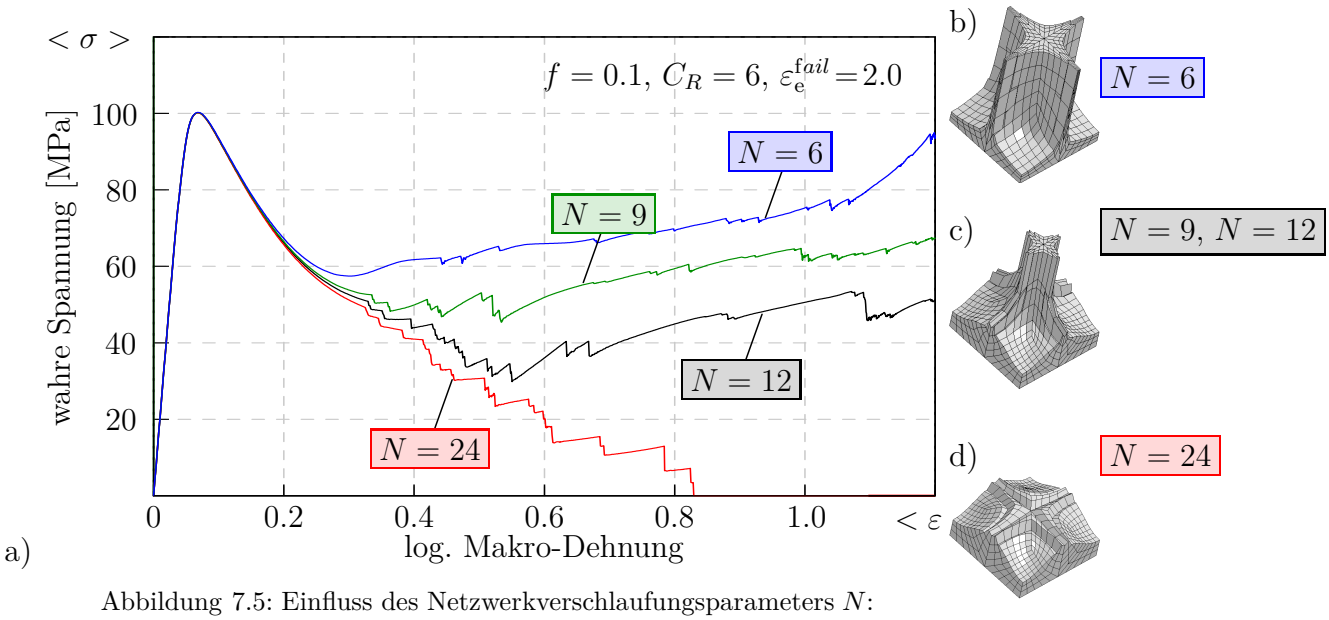


Abbildung 7.5: Einfluss des Netzwerkverschlaufungsparameters N:
a) makroskopische Spannungs-Dehnung-Kurven
b)-d) verformte Einheitszellen bei Makrodehnung $< \varepsilon >= 0.9$

7.3.3 Einfluss des Schädigungskriteriums

Der Einfluss der beiden unterschiedlichen Schädigungskriterien ist für verschiedene Verschlaufungsdichten in Abbildung 7.6 dargestellt. Abgesehen von $N = 24$ sind die Ergebnisse für beide Kriterien vergleichbar. Versagen tritt ein, wenn die Vergleichsdehnung (erstes Kriterium) einen Wert von $\varepsilon_e^{fail} = 2.0$ erreicht. Die gestrichelten Kurven in Abbildung 7.6 zeigen den Einfluss des Netzwerkparameters N für das zweites Kriterium nach Gleichung

(7.6). Beide Kriterien führen zu höheren Spannungen für größere Verschlaufungsdichten (bzw. kleinere N) beim Fibrillenziehen.

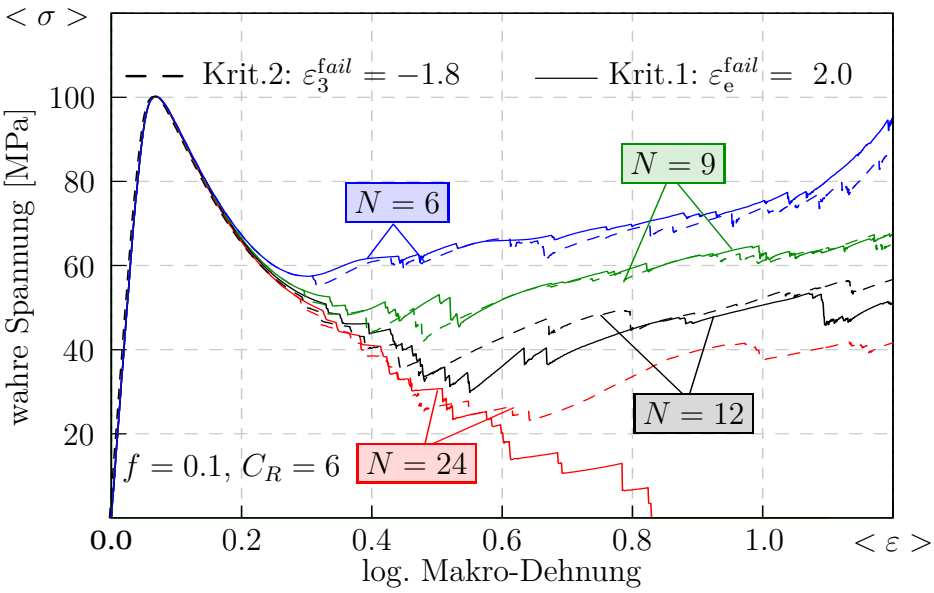


Abbildung 7.6: Einfluss des Schädigungskriteriums und des Verschlaufungsparameters N auf das Makro Spannungs-Dehnungsverhalten

Die Modellantworten für das netzwerkabhängige Kriterium 2 gemäß Gleichung (7.6), sind für unterschiedliche Werte von a in Abbildung 7.7 dargestellt. Im Vergleich zu den vorherigen Untersuchungen mit einem konstanten Wert für ε_3^{fail} in Abbildung 7.6 sind die Spannungs-Dehnungskurven ab einer Makrodehnung $< \varepsilon > > 0.5$ (mit Ausnahme von $N = 6, a = 3$) nahezu unabhängig von der Verschlaufungsdichte N. Dies deutet darauf hin, dass sich der Stabilisierungseffekt der Verschlaufungsdichte (siehe Abbildung 7.6 für kleine N) ausgleicht, wenn die kritische Verzerrung eine Funktion der Verschlaufungsdichte (bzw. maximalen Verstreckbarkeit nach Gleichung (7.6)) ist.

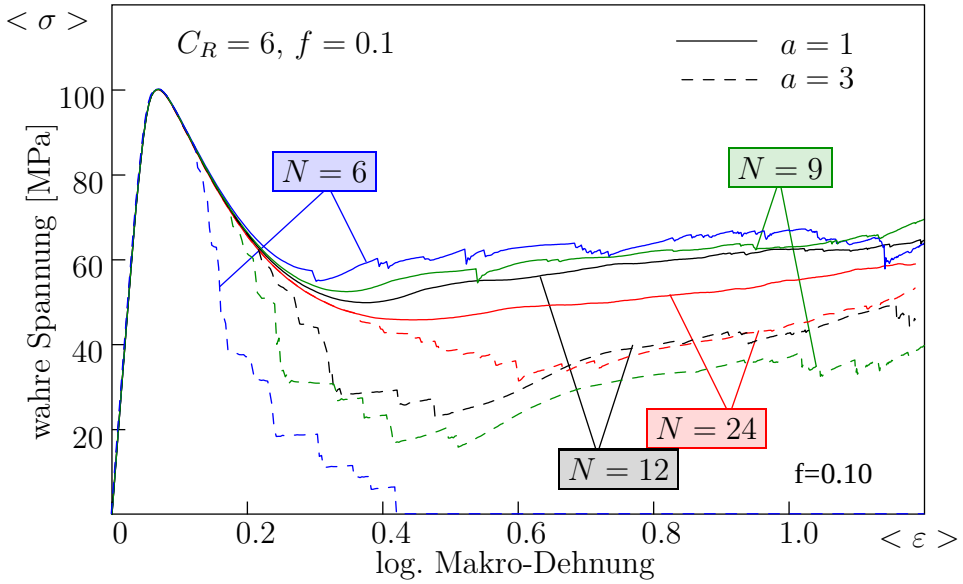


Abbildung 7.7: Einfluss des Schädigungsparameters a beim netzwerkabhängigen Schädigungskriterium für unterschiedliche Werte von N

7.3.4 Einfluss der Verfestigung

Die Auswirkungen des Verfestigungsparameters C_R, Gleichung (7.4), auf das Spannungs-Dehnungsverhalten ist in Abbildung (7.8) gezeigt. Dabei wurde das netzwerkabhängige lokale Versagenskriterium 2 mit $\varepsilon_3^{fail}(N)$ verwendet. Während beim Porenwachstum der Einfluss von C_R relativ klein ist, wird er mit zunehmender Deformation größer. Beim Ziehen von Fibrillen hat er Einfluss auf das Niveau der Makrospannung, wie Abbildung 7.8 zeigt. Der Einfluss des Verfestigungsparameters C_R auf das Spannungs-Dehnungsverhalten ist von der Verschlaufungsdichte N unabhängig.

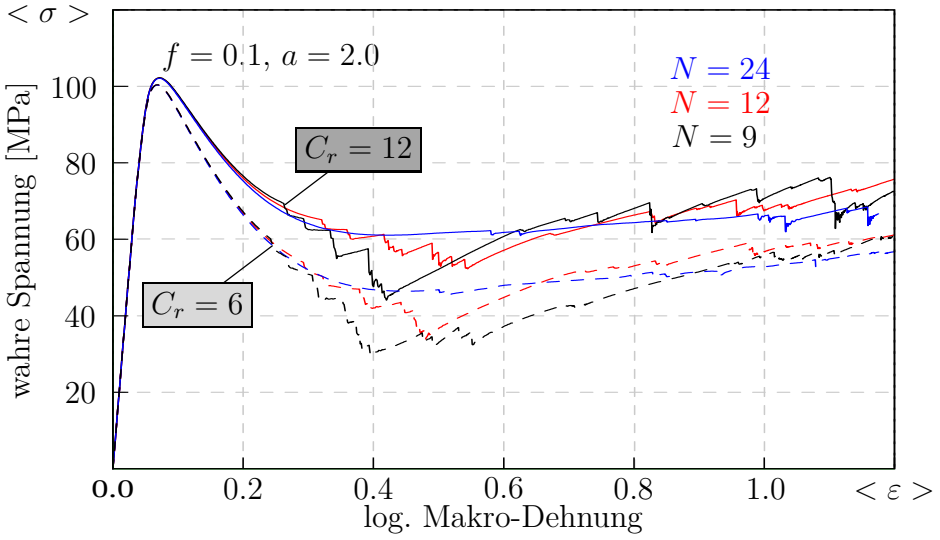


Abbildung 7.8: Einfluss des Verfestigungsparameters C_R

7.3.5 Einfluss der Diskretisierung und Porenanordnung

Die Abhängigkeit der numerischen Simulationsergebnisse von der Netzfeinheit ist in Abbildung 7.9 anhand zweier unterschiedlicher Diskretisierungen gezeigt. Trotz erkennbarer quantitativer Unterschiede ist der qualitative Verlauf hinreichend ähnlich für die Parameterstudien in diesem Kapitel. Da eine qualitative Änderung der Simulationsergebnisse mit kleineren Elementgrößen nicht zu erwarten ist, wurde um Rechenzeit zu sparen das grobe Netz verwendet.

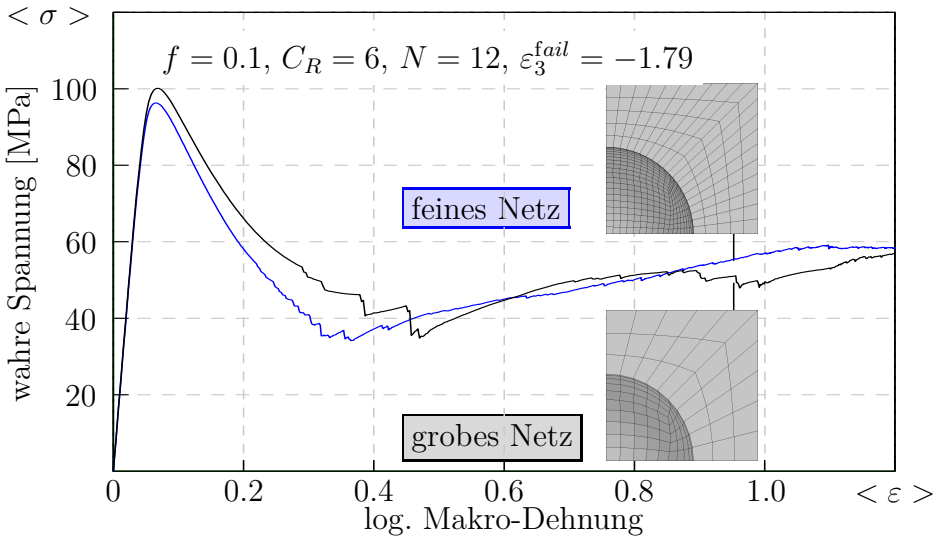


Abbildung 7.9: Einfluss der Elementgröße auf das Spannungs-Dehnungsverhalten

Porenanordnung

In der Realität sind Mikroporen zufällig in der Matrix verteilt. Der Einfluss der Porenanordnung in einer ebenen Schicht gemäß Abbildung 7.3b) auf das makroskopische Spannungs-Dehnungsverhalten bei einer durchschnittlichen Porosität von $f = 0.075$ wird im folgenden untersucht. Dazu wird das lokale Versagenskriterium mit netzwerkunabhängiger Vergleichsdehnung $\varepsilon_e^{fail} = 2.0$ verwendet. Die beiden schwarzen Kurven in Abbildung 7.11 zeigen das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten bei zufällig verteilten Poren, die rote Kurve des Verhalten einer periodischen Einheitszelle und die blaue Kurve das Verhalten bei gleichmäßiger Porenanordnung gemäß Abbildung 7.10.

Der unterschiedliche Spannungs-Dehnungsverlauf während des Porenwachstums bis zu einer Makro-Dehnung von etwa 0.4 ist durch den Stabilisierungseffekt der unregelmäßigen Anordnung zu erklären. Im Bereich der Porenvereinigung ($< \varepsilon > > 0.4$) und der Fibrillenbildung ist der Unterschied zwischen Einheitszelle und zufälliger Porenanordnung sehr klein. Die Spannungs-Dehnungskurven von periodischer Einheitszelle und den Zellen mit gleich- und unregelmäßig Porenanordnung stimmen qualitativ überein.

f=0.075

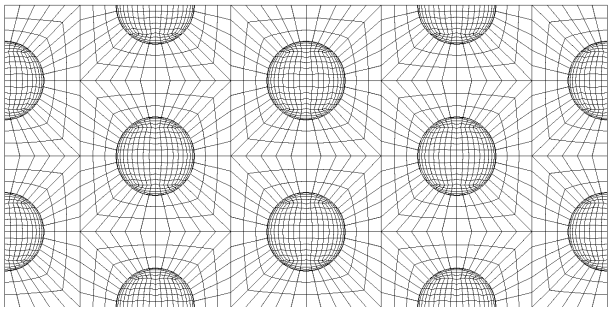


Abbildung 7.10: Schicht periodisch angeordneter Poren mit $f = 0.075$

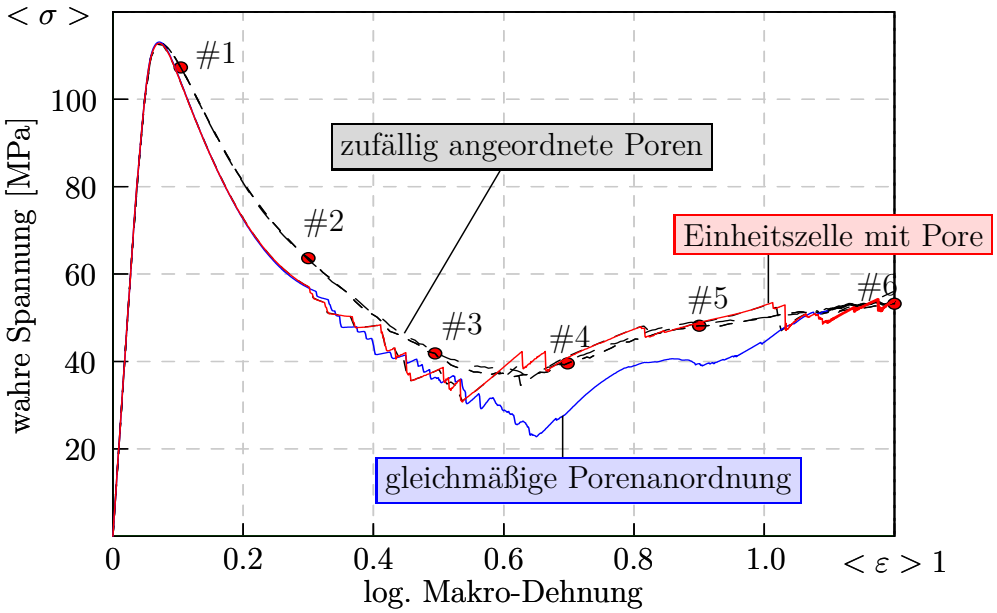


Abbildung 7.11: Einfluss der Porenanordnung auf Spannungs-Dehnungsverhalten

In Abbildung 7.12 ist die Verformung des RVE mit unregelmäßig angeordneten Poren für verschiedene Werte der makroskopischen Dehnung dargestellt. Die zugehörigen Makro-Spannungen können der gestrichelten schwarzen Spannungs-Dehnungs-Kurve in Abbildung 7.11 anhand der roten Punkte entnommen werden. Bilder # 1 und # 2 zeigen das Porenwachstum, bei sinkender Makrospannung. Bilder # 3 und # 4 zeigen die Vereinigung benachbarter Poren zu einem zusammenhängenden Porenraum mit vereinzelten Fibrillen, bei wieder zunehmender Makro-Spannung. Das Ziehen von Fibrillen ist in den Bilder # 5 und # 6 zu sehen, wobei das makroskopische Spannungsniveau weiter leicht zunimmt.

7.4 Diskussion

In dieser mikromechanisch-numerischen Untersuchung wurde der Übergang zwischen Porenwachstum und Fibrillenziehen bei amorphen Polymeren untersucht. Zwei Schädigungs-

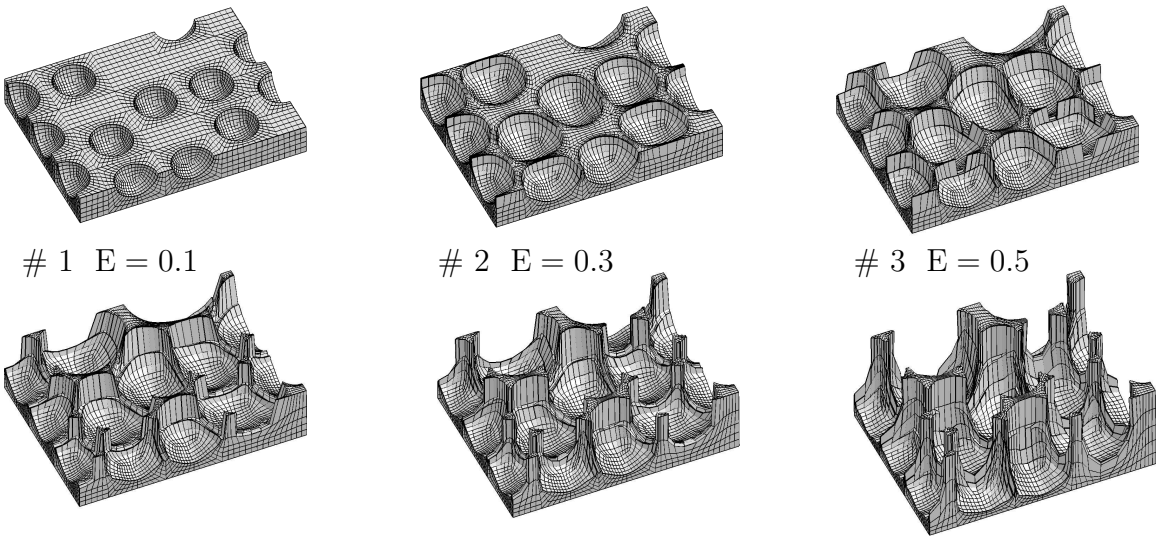


Abbildung 7.12: Deformiertes FE-Netz des RVE mit unregelmäßiger Porenanordnung

kriterien wurden verwendet, um Porenvereinigung zu simulieren. Die Annahme, dass die lokale Versagensdehnung mit der Verschlaufungsdichte über den Netzwerkparameter N nach Gleichung (7.6) skaliert, führt zu dem Ergebnis, dass das Spannungsniveau im fibrillierten Material bei großen Verzerrungen ($< \varepsilon >> 0.6$) unabhängig von N ist, wie in Abbildung 7.6 gezeigt.

Die gewonnenen Erkenntnisse sollten jedoch unter den folgenden Aspekten betrachtet werden. Zum Einen hängt die Tragfähigkeit des fibrillierten Materials von der berechneten Porenvereinigung durch Elementlöschung ab, wobei in Wirklichkeit kein Material verloren geht. Zweitens, wenn die Schädigungsverzerrung mit N skaliert, wie in Gleichung 7.6 beschrieben, muss berücksichtigt werden, dass N sich auf Grund molekularer Mechanismen, wie Entschlaufung und Kettenreißen während des Fibrillenziehen ändert. Es ist bekannt, dass das Ziehen “reifer” Fibrillen durch Materialtransport aus der sog. aktiven Zone eine Schlüsselrolle spielt [3]. Dieser Prozess ist nicht im derzeitigen Modell berücksichtigt, daher ist die Anwendbarkeit auf die Anfangsphase des Crazing-Prozesses beschränkt.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Crazing-Mechanismus bei gummimodifizierten Thermoplasten (z.B. ABS, HIPS) untersucht. Dazu wurden Untersuchungen auf drei unterschiedlichen Längenskalen durchgeführt. Auf der Makroskala wurde verteiltes Crazing, auf der Mesoskala wurden Crazes zwischen vereinzelten Poren in einer thermoplastischen Matrix untersucht und auf der Mikroskala wurde Ziehen von Crazefibrillen betrachtet.

Nach der Bereitstellung werkstoffkundlicher und kontinuumsmechanischer Grundlagen wurden experimentelle Untersuchungen an einem kommerziellen ABS-Werkstoffs durchgeführt. Zugversuche an gekerbten und ungekerbten Proben gaben Aufschluss über das makroskopische Deformations- und Schädigungsverhalten des Materials. Dabei konnte gezeigt werden, dass bei zunehmender inelastischer Deformation die elastische Steifigkeit abnahm und sich Schädigung entwickelte. Die Untersuchungen des Einflusses inelastischer Vordeformation auf das Deformationsverhalten in Vorbelastungsrichtung und orthogonal dazu zeigten, dass bei einer Zugbelastung orthogonal zur ursprünglichen Vorbelastungsrichtung ein Mechanismenwechsel statt fand. Bruchmechanische Versuche an einer einseitig gekerbten Zugprobe (SENT) zeigten die typische längliche Deformationszone an der Kerbe und gaben Aufschluss über die geleistete Brucharbeit.
Zur Untersuchung von Crazing auf der Makro-Längenskala wurde im nächsten Abschnitt ein kontinuumsmechanisches Modell für verteiltes Crazing entwickelt. Dazu wurde ein homogenisiertes Material betrachtet und mit Hilfe analytischer Betrachtungen an einer Einheitszelle die wichtigsten mikromechanischen Parameter (Gummipartikelanteil und -größe) berücksichtigt. Ein einfacher Ansatz wurde verwendet, um die Schädigungsentwicklung bei zunehmender inelastischer Deformation zu berücksichtigen. Im Anschluss wurden die Parameter des Materialmodells mit Hilfe der experimentellen Daten angepasst. Numerische Simulationen wurden verwendet, um den Einfluss wichtiger Mikrostrukturparameter auf das Deformations- und Schädigungsverhalten zu untersuchen. Mit Hilfe des Modells war es möglich, die längliche Deformationszone, die bei gekerbten Zugproben auftritt, numerisch zu reproduzieren. Der quantitative Vergleich der Kraft-Verschiebungs-Kurven von Bruchexperiment und Simulation an SENT-Proben lieferte zwar eine recht gute Übereinstimmung, zeigte jedoch auch die Notwendigkeit der zusätzlichen Berücksichtigung des Scherfließens.
Mit der Entwicklung und dem Wachstum von Crazes auf der Mikroebene gummimodifizierter Thermoplaste beschäftigt sich Abschnitt 6.2. Dazu wurde angenommen, dass die Gummipartikel bereits kavitiert sind und nun eine poröse SAN-Matrix vorhanden ist. Das Matrixmaterial wurde als ein linear elastisches Material mit Inelastizität durch Crazing auf Kontinuumsebene beschrieben. Zunächst wurde von einer periodischen Anordnung der

Poren im Material ausgegangen. Mit Hilfe einer Einheitszelle mit einer Pore wurde untersucht, welchen Einfluss die Verfestigung im Craze-Verhalten und der Porenvolumenanteil auf das makroskopische Spannungs-Dehnungsverhalten haben. Es konnte gezeigt werden, dass eine Verfestigung des Matrixmaterials mit zunehmender inelastischer Deformation für eine realistische Beschreibung der Crazeentwicklung notwendig ist. Im Vergleich zu experimentellen Untersuchungen ist der Einfluss der Porosität (bzw. des Gummipartikelanteils) bei diesen Untersuchungen sehr gering.
Im nächsten Schritt wurde von einer zufälligen Anordnung der Poren in der Matrix ausgegangen. Dazu wurden RVEs mit einer größeren Anzahl explizit modellierter Poren betrachtet. Eine große Streuung des makroskopischen Spannungs-Dehnungsverhaltens auf Grund der Porenanordnung wurde festgestellt, was auf die Interaktionen (z.B. erhöhte Spannungskonzentrationen) zwischen einzelnen Poren zurück geführt wird. Bei diesen Modellen wurde der großer Einfluss der Porosität auf das makroskopische Spannungs-Dehnungs-Verhalten, beim Modell für verteiltes Crazing angenommen wurde, bestätigt.
Im letzten Kapitel dieser Arbeit wurde die Bildung und das Wachstum von Fibrillen aif der Mikroebene von Crazes numerisch untersucht. Mit Hilfe eines Materialmodells, welches das charakteristische viskoplastische Deformatiosverhalten von Polymeren berücksichtigt, wurde der Topologiewechsel von vereinzelten Poren im Matrixmaterial zu einem zusammenhängenden Porenraum mit isolierten Fibrillen untersucht. Die numerischen Untersuchungen mit Hilfe der Finiten-Elemente-Methode konnten nicht den gesamten Fibrillationsprozess abbilden, da zum Einen sehr hohe lokale Deformationen auftreten und zum Anderen ein Materialtransport von der sog. aktiven Zone zu den Fibrillen stattfindet, der nicht abgebildet werden konnte. Die Parameterstudien dieses Kapitels zeigten, dass vor allem die Verschlaufungsdichte einen wesentlichen Einfluss auf die Bildung und das Wachstum von Fibrillen habt.
Zusammenfassend wird festgestellt, dass für eine realistische makroskopische Beschreibung des Deformationsverhaltens von ABS-Materialien die Einbeziehung von Scherfließen als zweiten Mikromechanismus neben Crazing notwendig ist.

Literaturverzeichnis

[1] Arruda, E.M., Boyce, M.C.,1993. A Three-dimensional constitutive model for the large stretch behavior of rubber elastic materials. J. Mech. Phys. Solids 41, 389-412

[2] Arruda, E.M., Boyce, M.C., Jayachandran, R., 1995. Effects of strain rate, temperature and thermomechanical coupling on the finite strain deformation of glassy polymers. Mechanics of Materials 19,1995

[3] Basu, S., Mahajan, D.K., Van der Giessen, E., 2005. Micromechanics of the growth of a craze fibril in glassy polymers. Polymer 46, 7504-7518.

[4] Bathe, K.J., 1996. Finite element procedures. Prentice-Hall.

[5] Beahan, P., Thomas, A., Bevis, M., 1976. Some observations on the micromorphology of deformed ABS and HIPS rubber-modified materials. J. Mat. Sci. 11, 1207-1214.

[6] Becker, F.. 2009. Entwicklung einer Beschreibungsmethodik für das mechanische Verhalten unverstärkter Thermoplaste bei hohen Deformationsgeschwindigkeiten. Dissertation an Universität Halle-Wittenberg

[7] Becker, W., Bürger, W.. 1975. Kontinuumsmechanik : eine Einführung in die Grundlagen und einfache Anwendungen; mit 110 Aufgaben. Teubner

[8] Becker, W., Gross, D., 2002. Mechanik elastischer Koerper und Strukturen. Springer.

[9] Bernal, C.R., Frontini, P.M., Sforza, M., Bibbo, M.A., 1995. Microstructure, deformation and fracture behavior of commercial ABS resins. J. App. Pol. Sci. 58, 1-10.

[10] Bosch, v.M.J., Schreurs, P.J.G., Geers, M.G.D, 2007. A cohesive zone model with a large displacement formulation accounting for interfacial fibrilation. European Journal of Mechanics - A/Solids. 26, 1-19

[11] Boyce, M.C., Parks, D.M., Argon; A.S., 1988. Large inelastic deformation of glassy polymers. part I: rate dependent constitutive model. Mechanics of Materials, 7, 15-33.

[12] Boyce, M.C., Socrate, S., Llana, P.G., 2000. Constitutive model for the finite deformation stress-strain behavior of poly(ethylene terephthalate) above the glass transition. Polymer, 41, 2183-2201.

[13] Bucknall, C.B., 1977. Toughened Plastics. Applied Science, London.

[14] OĆonnor, A.E., Willenbacher, N., 2004. The effect of molecular weight and temperature on tack properties of model polyisobutylenes. International Journal of Adhesion and Adhesives. 24, 33-346

[15] Danielsson, M., Parks, D.M., Boyce, M.C., 2007. Micromechanics, macromechanics and constitutive modeling of the elasto-viscoplastic deformation of rubber-toughened glassy polymers. J. Mech. Phys. Solids 55, 533-561.

[16] Donald, A.M., Kramer, E.J., 1982. The competition between shear deformation and crazing in glassy polymers. Journal of Material Science 17, 1765-1772

[17] Donald, A.M., Kramer, E.J., 1982. Effect of molecular entanglements on craze microstructure in glassy polymers. Journal of Polymer Science: Polymer Physics Edition. 20, 899-909

[18] Delhaye, V., 2010. Behaviour and modelling of polymers for crash applications. PhD thesis, NTNU Trondheim, Norway.

[19] Ehrenstein, G. W., 2011. Polymer-Werkstoffe : Struktur, Eigenschaften, Anwendung. Hanser.

[20] Domininghaus, H., Elsner, P., Eyerer, P., Hirth, Th., 2008. Kunststoffe : Eigenschaften und Anwendungen. Springer.

[21] Erhart,T., 2004. Strategien zur numerischen Modellierung transienter Impaktvorgänge bei nichtlinearem Materialverhalten. Dissertation, Univeristät Stuttgart.

[22] Estevez, R., Tijyssens, M.G.A., Van der Giessen, E., 2000. Modeling of the competition between shear yielding and crazing in glassy polymers. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 48, 2585-1617.

[23] Estevez, R., Van der Giessen, E., 2005. Modeling and Computational Analysis of Fracture of Glassy Polymers. Advances in Polymer Science. 188, 195-234.

[24] Fond, C., 2001. Cavitation Criteriun for Rubber Materials: A Review of Void-Growth Models. Journal of Polymere Science. 39, 2091-2096.

[25] Gearing, B.P., Anand, L., 2004. On modeling the deformation and fracture response of glassy polymers due to shear-yielding and crazing. Int. J. Solids Structures 41, 3125-3150.

[26] Giaconi, G.F., Castellani, L., Maestrini, C., Ricco, T., 1998. Development of toughness in ABS resins. Polymer 39, 6315-6324.

[27] Grellmann, W., Seidler, S., 2011. Kunststoffprüfung. Hanser

[28] Gross, D., Seelig, Th., 2011. Fracture mechanics – with an introduction into micromechanics. Springer.

[29] Han, Y., Lach, R., Grellmann, W., 2001. Effects of rubber content and temperature on unstable fracture behavior in ABS materials with different particle sizes. J. Appl. Pol. Sci. 79, 9-20.

[30] Helbig, M., Van der Giessen, E., Clausen, A.H., Seelig, Th., 2015. Continuum-micromechanical modeling of distributed crazing in rubber-toughened polymers. Eur J Mech A/Solids. 57, 108-120.

[31] Helbig, M., Seelig, Th., 2012. Micro-mechanical modeling of fibrillation in amorphous polymers. Comp. Mat. Sci. 52, 118-122.

[32] Hempel, P., 2016. Constitutive modeling of amorphous thermoplastic polymers with special emphasis on manufacturing process. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie.

[33] Holzapfel, G.A., 2001. Nonlinear Solid Mechanics: A Continuum Approach for Engineering. Wiley.

[34] Ishikawa, M., 1995. Stability of plastic deformation and toughness of polycarbonate blended with poly(acrylonitrile-butadiene-styrene) copolymer. Polymer 36, 2203-2210.

[35] Jar, P.-Y. B., Lee, R., Shimura, T., Konishi, K., 1999. Rubber particle cavitation on toughness enhancement of SMI-modified poly(acrylonitrile-butadiene-styrene). Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics, 37, 1739-1748.

[36] King, P.S., Kramer, E.J., 1981. Craze intersections in biaxialy-stressed polystyrene. Journal of Materials Science, 16, 1843-1852.

[37] Kinloch, A.J., Young, R.J., 1983. Fracture Behaviour of Polymers. Applied Science Publishers

[38] Kotlik, M., 2011. Experimentelle Charakterisierung thermoplastischer Kunststoffe bei großen Deformationen. Diplomarbeit, Institut für Mechanik am Karlsruher Institut für Technologie.

[39] LSTC, 2007. Livermore Software Technology Corporation (LSTC). LS-DYNA keyword user's manual, version 971.

[40] Mahajan, D.K., Singh, B., Basu, S., 2010. Void nucleation and disentanglement in glassy amorphous polymers.Phys. Rev. E. 82, 011803.

[41] Mattern, S., 2012. Hocheffiziente Formulierung und Implementierung finiter Elemente für transiente Analysen mit expliziter Zeitintegration, Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie.

[42] Menges, G., 1990. Werkstoffkunde Kunststoffe. Hanser.

[43] Michler, G.H., 1992. Kunststoff-Mikromechanik : Morphologie, Deformations- und Bruchmechanismen. Hanser.

[44] Mises, R.von, Pollaczek-Geiringer, H., 1929. Praktische Verfahren der Gleichungsauflösung. ZAMM, 9, 58-77.

[45] Negahban, M., 2012. The mechanical and thermodynamical theory of plasticity. CRC Press

[46] Negi, A., Basu, S., 2006. A molecular dynamics study on the strength and ductility of high Tg polymers.Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. 14, 563-580.

[47] Neto, E.A. de Souza, Perić, D., Owen, D.R.J., 2008. Computational methods for plasticity : theory and applications. Wiley

[48] Ni, B.Y., Li, J.C.M., Berry, V.K., 1991. Plastic zone in front of a mode I crack in acrylonitrile-butadiene-styrene polymers. Polymer 32, 2766-2770.

[49] Pijnenburg, K.G.W.,Van der Giessen, E., 2001. Macroscopic yield in cavitated polymer blends. International Journal of Solids and Structures, 38, 3575-3598.

[50] Pijnenburg, K.G.W., Seelig, Th., Van der Giessen, E., 2005. Successively refined models for crack tip plasticity in polymer blends. Eur. J. Mech., A/Solids 24, 740-756.

[51] Ramaswamy, S., Lesser, A.J., 2002. Microscopic damage and macroscopic yield in acrylonitrile-butadiene styrene (ABS) resins tested under multi-axial stress states. Polymer 43, 3743-3752.

[52] Richeton, J., Ahzi,S., Vecchio, K.S., Jiang, F.C., Adharapurapu, R.R.,2006. Influence of temperature and strain rate on the mechanical behavior of three amorphous polymers: Characterization and modeling of the compressive yield stress. International Journal of Solids and Structures 43, 2318 - 2335.

[53] Roesler, J., Haerders, H., Baeker, M., 2013. Mechanisches Verhalten der Werkstoffe. Springer.

[54] Röthemeyer, F. and Sommer, F., 2013. Kautschuktechnologie: Werkstoffe - Verarbeitung - Produkte.

[55] Rottler, J., Robbins, M.O., 2003. Growth, microstructure, and failure of crazes in glassy polymers. Physical Review. 68, 011801-1 -011801-18.

[56] Sharma, R., Socrate, S., 2009. Micromechanics of uniaxial tensile deformation and failure in high impact polystyrene (HIPS). Polymer. 50, 3386-3395.

[57] Schreier, W., Lichtenberger, R., 2003. Kombination von Stereoskopie und digitalen Korrelationsverfahren zur Messung von Kontur, Verformung und Dehnung.3D Tag Oldenburg2003.

[58] Seelig, Th., 2004. On micromechanical modeling of toughening mechanisms and failure in amorphous thermoplastic polymer blends. Habilitationsschrift, Technische Universität Darmstadt.

[59] Seelig, Th., Van der Giessen, E., 2009. A cell model study of crazing and matrix plasticity in rubber-toughened glassy polymers. Computational Materials Science. 45, 725-728

[60] Socrate, S., Boyce, M.C., Lazzeri, A., 2001. A micromechanical model for multiple crazing in high impact polystyrene. Mech. Mater. 33, 155-175.

[61] Steenbrink, A.C., Van der Giessen, E., Wu, P.D., 1997. Void growth in glassy polymers. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 45, 405-437.

[62] Steenbrink, A.C., 1998. On deformation and fracture of amorphous polymer-rubber blends. PhD thesis, TU Delft, The Netherlands.

[63] Steenbrink, A.C., Van der Giessen, E., 1999. On cavitation, post cavitation and yield in amorphous polymer-rubber blends. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 47, 843-876.

[64] Simo, J.C., Hughes, Th.J.R., 1998. Computational inelasticity. Springer.

[65] Tan, Z.Y., Xu, X.F., Sun, S.L., Zhou, C., Ao, Y.H., Zhang, H.X., 2006. Influence of rubber content in ABS in wide range on the mechanical properties and morphology of PC/ABS blends with different composition. Polym. Eng. Sci. 46, 1476-1484.

[66] Truss, R.W., Chadwick, G.A., 1976. Tensile deformation behaviour of ABS polymers. Journal of Materials Science, 11, 111-117.

[67] Tijssens, M.G.A., Van der Giessen, E., Sluys, L.J., 2000. Modeling of crazing using a cohesive surface methodolgy. Mech. Mater. 32, 19-35.

[68] Tijssens, M.G.A., Van der Giessen, E., 2002. A possible mechanism for cross-tie fibril generation in crazing of amorphous polymers. Polymer. 43, 831-838.

[69] Wriggers, P., 2008. Nonlinear finite element methods. Springer