
Probabilistische Charakterisierung und Modellierung des spröden Bruchverhal- tens von Wolfram

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
angenommene

DISSERTATION

von

M.Sc. Mathias Jetter

Tag der mündlichen Prüfung:

25. Februar 2026

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Jarir Aktaa

Korreferentin:

Prof. Dr. rer. nat. Britta Nestler



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung - Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz (CC BY-SA 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.de>

Ausgenommen von dieser Lizenz sind Abbildungen und sonstige Inhalte, die nicht vom Autor stammen. Für diese gelten die jeweiligen Urheberrechte der Rechteinhaber.

Mathias Jetter

Karlsruher Institut für Technologie – KIT

Institut für Angewandte Materialien – Werkstoff- und Grenzflächenmechanik (IAM-MMI)

Materialien für extreme Bedingungen (MEC)

Hermann-von-Helmholtz-Platz 1

D-76344 Eggenstein-Leopoldshafen

Postfach 3640

D-76021 Karlsruhe

Abstract

Due to their good thermo-physical properties, tungsten materials are promising candidates for use as armouring in future nuclear fusion reactors. A particular challenge in the design of tungsten components for use in reactor vessels is operation in the temperature range below the brittle-ductile transition temperature of tungsten, as it exhibits brittle fracture behaviour there.

In addition to the usual deterministic design rules, suitable probabilistic design rules are required for certain types of failure, such as brittle fracture, which contain information on the probability of failure. For these rules, it is crucial to obtain a database for fracture toughness as a function of temperature and probability of failure. To create this database, results from fracture mechanics tests and four-point bending tests are required. Four-point bending tests support the determination of the parameters for the Weibull and Beremin models, which are required for the prediction of the failure probability. Fracture mechanics tests are used to determine the fracture toughness and its scatter. Based on the experimental tests and their statistical evaluations, special finite element models (FE models) can be developed that take into account the probabilistic aspects of brittle or semi-brittle fracture behaviour. In these finite element analyses, cohesive zone modelling is used to simulate the fracture process observed in fracture mechanics tests. The dependence on the orientation of the grain structure due to the manufacturing process is also taken into account. The thesis focuses on two concepts for methods that can be used to generate a fracture toughness-temperature-failure probability-diagram from the experimentally determined values and distributions in conjunction with finite element simulations.

Results are shown for fracture stresses from four-point bending tests and fracture toughnesses from fracture mechanics tests at room temperature, 200 °C, 300 °C and 400 °C for various orientations. Particular attention is paid to the cracking behaviour of the T-L orientation relevant in Divertor monoblocks. In addition to the probabilistic analyses of the experiments, fractographic and statistical investigations of the characteristics of individual fracture surfaces also form part of the results. The information obtained is used in a suitable manner as input for the finite element models created as part of the two concepts. The mass simulations of these models with changing or randomly selected parameter values from the distribution functions in turn produce a series of simulative results, which are analysed probabilistically. Finally, the comparison of experimental and simulative results determines the applicability of the methods proposed in the two concepts.

Kurzfassung

Wolframwerkstoffe sind aufgrund ihrer guten thermo-physikalischen Eigenschaften vielversprechende Kandidaten für die Anwendung als Panzerung in künftigen Kernfusionsreaktoren. Eine besondere Herausforderung bei der Auslegung von Wolframkomponenten für die Nutzung im Reaktorbehälter ist der Betrieb im Temperaturbereich unterhalb der Spröd-duktil-Übergangstemperatur von Wolfram, da dieses dort sprödes Bruchverhalten aufweist.

Zusätzlich zu den üblichen deterministischen Konstruktionsregeln sind für bestimmte Versagensarten, wie z. B. Sprödbruch, geeignete probabilistische Konstruktionsregeln erforderlich, die Angaben zur Versagenswahrscheinlichkeit enthalten. Für diese Regeln ist es entscheidend, eine Datenbank für die Bruchzähigkeit als Funktion der Temperatur und der Versagenswahrscheinlichkeit zu erhalten. Zum Aufbau dieser Datenbank sind Ergebnisse aus bruchmechanischen Untersuchungen und Vier-Punkt-Biegeversuchen erforderlich. Vier-Punkt-Biegeversuche unterstützen die Bestimmung der Parameter für das Weibull- sowie das Beremin-Modell, die für die Vorhersage der Versagenswahrscheinlichkeit benötigt werden. Mithilfe von bruchmechanischen Versuchen werden die Bruchzähigkeit und deren Streuung bestimmt. Basierend auf den experimentellen Versuchen und deren statistischen Auswertungen können spezielle Finite-Elemente-Modelle (FE-Modelle) entwickelt werden, welche die probabilistischen Aspekte des spröden oder semi-spröden Bruchverhaltens berücksichtigen. In diesen Finite-Elemente-Analysen wird die Kohäsivzonenmodellierung verwendet, um den in bruchmechanischen Versuchen beobachteten Bruchprozess zu simulieren. Dabei wird auch die Abhängigkeit von der Orientierung des Korngefüges aufgrund des Herstellungsprozesses berücksichtigt. Den Schwerpunkt der Arbeit bilden zwei Konzepte für Methoden, mit deren Hilfe aus den experimentell ermittelten Werten und Verteilungen in Verbindung mit Finite-Elemente-Simulationen ein Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm erzeugt werden kann.

Es werden Ergebnisse für Bruchspannungen aus Vier-Punkt-Biegeversuchen sowie Bruchzähigkeiten aus bruchmechanischen Versuchen bei Raumtemperatur, 200 °C, 300 °C und 400 °C für verschiedene Orientierungen gezeigt. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf dem Rissverhalten der in Divertor-Monoblöcken relevanten T-L Orientierung. Neben den probabilistischen Auswertungen der Experimente bilden fraktografische und statistische Untersuchungen der Merkmale einzelner Bruchflächen ebenfalls einen Teil der Ergebnisse. Die gewonnenen Informationen werden in geeigneter Weise als Eingabe für die im Rahmen der beiden Konzepte erstellten Finite-Elemente-Modelle verwendet. Die massenhaften Simulationen dieser Modelle mit sich ändernden oder zufällig aus den Verteilungsfunktionen gewählten Parameterwerten ergeben ihrerseits eine Reihe an simulativen Ergebnissen, welche probabilistisch ausgewertet werden. Final entscheidet der Vergleich von experimentellen und simulativen Ergebnissen über die Anwendbarkeit der in den beiden Konzepten vorgeschlagenen Methoden.

Inhaltsverzeichnis

Abstract.....	III
Kurzfassung	V
Abkürzungen und Formelzeichen	XI
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund.....	1
1.2 Zielsetzung, Aufgabenstellung und Vorgehensweise	4
1.3 Gliederung der Arbeit.....	5
2 Stand der Forschung.....	6
2.1 Versagen von polykristallinem Wolfram im spröden Bereich sowie im Spröd- duktile-Übergangsbereich	6
2.1.1 Anisotropie.....	6
2.1.2 Spröder Bruch.....	7
2.1.3 Spröd-duktile-Übergangsbereich.....	9
2.2 Streuung mechanischer Eigenschaften.....	13
2.2.1 Weibull-Modell	13
2.2.2 Beremin-Modell.....	15
2.3 Numerische Versagensmodellierung	16
2.3.1 Mikromechanische und phänomenologische Schädigungsmodelle	16
2.3.2 Simulationsmethoden zur Bestimmung der Bruchzähigkeit	16
2.3.3 Versagenswahrscheinlichkeit in der Finite-Elemente-Methode.....	18
2.3.3.1 Zufallsfelder.....	18
2.3.3.2 Modellierung im Volumen	18
2.3.3.3 Modellierung in der Kohäsivzone.....	21
2.4 Spezielle fraktografische Untersuchungen	25
2.4.1 Quantitative Bruchflächenanalyse	25
2.4.2 Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle	26
3 Konzepte	29
3.1 Konzept 1 – 2D.....	29
3.1.1 Idee.....	29
3.1.2 Schema	30
3.2 Konzept 2 – 3D.....	33
3.2.1 Idee.....	33
3.2.2 Cluster	33
3.2.3 Art der Verteilung.....	34

3.2.4	Verknüpfung von Materialeigenschaften mit Bruchflächenstatistik	34
3.2.5	Verknüpfung von Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle.....	34
4	Methoden.....	35
4.1	Normgerechte Bestimmung der Bruchzähigkeit	35
4.1.1	Bestimmung der Bruchzähigkeit bei spröden Materialien	35
4.1.2	Bestimmung der Bruchzähigkeit bei duktilen Materialien.....	37
4.2	Probabilistische Methoden	38
4.2.1	Weibull-Modell	38
4.2.1.1	Herleitung.....	38
4.2.1.2	Bestimmung der Weibull-Parameter	41
4.2.1.3	Größeneffekt	44
4.2.1.4	Bimodale Weibull-Verteilung.....	45
4.2.2	Beremin-Modell.....	46
4.2.2.1	Bestimmung der Beremin-Parameter.....	46
4.2.2.2	Dehnungsmodifikation	47
4.2.3	Kohäsivzonenmodellierung	47
4.2.3.1	Einführung.....	47
4.2.3.2	Mechanik des Kohäsivmodells.....	49
4.2.3.3	Traktions-Separations-Gesetze	50
4.2.3.4	Kohäsivelement von Scheider	52
5	Material und Probenherstellung	56
5.1	Versuchsmaterial	56
5.1.1	Zusammensetzung	56
5.1.2	Herstellungsprozess	56
5.1.3	Mikrostrukturelle Aspekte der Anisotropie	57
5.1.4	Mechanische Eigenschaften	57
5.1.5	Fehlerpopulation aus Herstellungsprozess.....	58
5.2	Probengeometrie und -herstellung.....	59
5.2.1	Bruchmechanische Proben	59
5.2.1.1	Rasierklängenpolieren	59
5.2.1.2	Laserkerben	59
5.2.1.3	Anriss erzeugung mittels Druckermüdung	61
5.2.1.4	Mikroskopische Analyse der Kerben bzw. der Anrisse.....	62
5.2.2	Vier-Punkt-Biegeproben.....	65
5.2.2.1	Glatte Probe	65

5.2.2.2	Probe mit drahterodierter U-Kerbe.....	66
6	Ergebnisse und Diskussion.....	68
6.1	Auswirkung der Anisotropie auf das Bruchverhalten	68
6.1.1	T-L Orientierung.....	68
6.1.2	T-S Orientierung	70
6.1.3	L-T Orientierung.....	73
6.1.4	L-S Orientierung.....	76
6.1.5	Kurven und Bruchzähigkeiten aller Orientierungen bei gleicher Temperatur	79
6.2	Materialverhalten bei verschiedenen Temperaturen.....	80
6.3	Vier-Punkt-Biegeversuche samt probabilistischen Analysen	83
6.3.1	Versuchsdurchführung	83
6.3.2	Ergebnisse.....	83
6.3.3	Simulationsmodelle.....	84
6.3.4	Weibull-Analyse bei Raumtemperatur	85
6.3.5	Beremin-Analyse bei erhöhten Temperaturen.....	86
6.4	Bruchmechanikversuche samt probabilistischen Analysen	89
6.4.1	Versuchsdurchführung	89
6.4.2	Ergebnisse.....	89
6.4.2.1	Raumtemperatur	90
6.4.2.2	200 °C	94
6.4.2.3	300 °C	100
6.4.2.4	400 °C	106
6.5	Bruchflächenanalysen.....	111
6.5.1	Statistische Bruchflächenanalyse.....	111
6.5.2	Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle	112
6.6	Konzept 1	114
6.6.1	Simulationsmodell.....	114
6.6.1.1	Aufbau.....	114
6.6.1.2	Konvergenzstudie zur Netzfeinheit	115
6.6.1.3	Einfluss des Kerbradius im Simulationsmodell.....	116
6.6.1.4	Übereinstimmung von Experiment und Simulation.....	117
6.6.2	Probabilistische Analyse bei Raumtemperatur	118
6.6.3	Einfluss der Kohäsivspannung	120
6.6.4	Probabilistische Analyse bei erhöhter Temperatur	121
6.6.5	Bruchmechaniksimulation in L-S Orientierung.....	122

6.6.6	Zusammenfassende Diskussion	125
6.7	Konzept 2	126
6.7.1	Simulationsmodell.....	126
6.7.1.1	Aufbau.....	126
6.7.1.2	Festlegung des Traktions-Separations-Gesetzes	127
6.7.1.3	Konvergenzstudie zur Netzfeinheit	129
6.7.2	Analyse der probabilistischen Simulationen	131
6.7.2.1	Varianten 1 und 2 der Verteilungen der Kohäsivzonen- parameterwerte bei Raumtemperatur	136
6.7.2.2	Varianten 1 und 2 der Verteilungen der Kohäsivzonen- parameterwerte bei erhöhter Temperatur	138
6.7.2.3	Variante 3: Einfluss der Quantifizierung der Bruchfläche	143
6.7.3	Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle	150
6.7.4	Zusammenfassende Diskussion	156
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	159
	Literaturverzeichnis	163
	Anhang A	175
	Anhang B	176
	Anhang C	177
	Danksagung.....	178
	Eigene Veröffentlichungen mit Bezug zur Arbeit.....	179

Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen	Beschreibung
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
ASTM	American Society for Testing and Materials
CDF	kumulativen Wahrscheinlichkeitsverteilung (<i>cumulative distribution function</i>)
COD	Rissöffnungsverschiebung (<i>crack opening displacement</i>)
CTOD	Rissspitzenöffnungsverschiebung (<i>crack tip opening displacement</i>)
CuCrZr	Kupfer-Chrom-Zirkonium
CZM	Kohäsivzonenmodellierung (<i>cohesive zone modelling</i>)
C-R	tangentiale-radiale Orientierung in Rundstab (nach ASTM E399)
D	Deuterium
DBTT	Spröd-duktil-Übergangstemperatur (<i>ductile to brittle transition temperature</i>)
DCB	Doppelbalkenprobe (<i>double cantilever beams</i>)
DCT	scheibenförmige Kompaktzugprobe (<i>disk-shaped compact tension</i>)
DIN	Deutsches Institut für Normung
EBSD	Elektronenrückstreubeugung (<i>electron backscattering diffraction</i>)
ESZ	ebener Spannungszustand
EVZ	ebener Verzerrungszustand
Exp	Experiment
FE	Finite-Elemente
FEM	Finite-Elemente-Methode
ITER	internationaler thermonuklearer Experimentalreaktor
KLST	Kleinstprobe
KST	Kolmogorow-Smirnow-Test
LR	lineare Regression (<i>linear regression</i>)
L-R	axiale-radiale Orientierung in Rundstab (nach ASTM E399)
L-S	längs-kurzquer Orientierung in Platte (nach ASTM E399)

Abkürzungen und Formelzeichen

L-T	längs-quer Orientierung in Platte (nach ASTM E399)
MLE	Maximum-Likelihood-Schätzung (<i>maximum likelihood estimation</i>)
MPH	Materialeigenschaftenhandbuch (<i>Material Properties Handbook</i>)
n	freies Neutron
PDF	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (<i>probability density function</i>)
PFEM	probabilistische Finite-Elemente-Methode
RD	Walzrichtung (<i>rolling direction</i>)
Rect-TSL	rechteckige (<i>rectangular</i>) Form des Traktions-Separations-Gesetzes
REM	Rasterelektronenmikroskop(ie)
RT	Raumtemperatur
R-L	radiale-axiale Orientierung in Rundstab (nach ASTM E399)
SENB	an einer Kante gekerbte Biegeproben
Sim	Simulation
SFEM	stochastische Finite-Elemente-Methode
STAU	Statistische Auswertung (Software)
T	Tritium
Tria-TSL	dreieckige (<i>triangular</i>) Form des Traktions-Separations-Gesetzes
TSL	Traktions-Separations-Gesetz (<i>traction-separation law</i>)
T-L	quer-längs Orientierung in Platte (nach ASTM E399)
T-S	quer-kurzquer Orientierung in Platte (nach ASTM E399)
UEL	benutzerdefiniertes Element (<i>user-defined element</i>)
VCCT	virtuelles Rissschließungsverfahren (<i>virtual crack closure technique</i>)
W	Wolfram
XFEM	Erweiterte Finite-Elemente-Methode

Griechische Formelzeichen

Formelzeichen	[Einheit]	Bedeutung
α	-	Signifikanzniveau im Kolmogorow-Smirnow-Test
α	-	Anteilsfaktor der additiven bimodalen Weibull-Verteilung
α	-	Materialparameter des Ramberg-Osgood-Plastizitätsmodell
Δa	mm	Rissverlängerung
Δm	-	Konvergenzschranke
Γ_{Coh}	N/mm	Kohäsivenergie
δ_0	mm	kritische Separation
δ_{ges}	mm	gesamte Separation
δ_N	mm	normale Separation
δ_T	mm	tangentiale Separation
δ_1, δ_2	-	Formparameter des Traktions-Separations-Gesetzes
ε	-	Dehnung
ε	-	Konvergenzschranke
$\dot{\varepsilon}$	1/s	Dehnrage
ε_{σ_1}	-	Dehnung in Richtung der max. Hauptspannung
η_{pl}	-	Geometriefaktor
λ	-	Vielfaches der Streckgrenze
ν	-	Querkontraktionszahl
ρ	μm	Kerbradius
σ	MPa	Spannung
σ^0	MPa	Anfangsfließspannung
σ_0	MPa	volumenunabhängiger Weibull-Skalenparameter des Weibull-Modells / normierte Festigkeit bezogen auf Referenzvolumen V_0
σ_1	MPa	maximale Hauptspannung

Abkürzungen und Formelzeichen

σ_{Coh}	MPa	Kohäsivspannung
σ_f	MPa	Bruchspannung
σ_n	MPa	Normalspannung
σ_{ref}	MPa	Referenzspannung
σ_{th}	MPa	Spannungsschwellwert / untere Grenzspannung
σ_u	MPa	Weibull-Skalenparameter des Beremin-Modells
$\widehat{\sigma}_u$	MPa	Weibull-Skalenparameter des Beremin-Modells aus Schätzfunktion
σ_W	MPa	Weibull-Spannung des Beremin-Modells
σ_y	MPa	Streckgrenze
σ_Y	MPa	effektive Streckgrenze
σ_{YS}	MPa	0,2 %-Dehngrenze
$\tau_{II,III}$	MPa	Schubspannung

Lateinische Formelzeichen

Formelzeichen	[Einheit]	Bedeutung
a	mm	Risslänge
a	mm	große Halbachse einer Ellipse
a_0	mm	Anrisslänge
a_c	mm	kritische Risslänge
A_{pl}	Nmm	Fläche unter Kraft-Verschiebungs-Kurve
B	mm	Probenbreite
b	mm	Probenbreite (nach ASTM C1683)
b	mm	kleine Halbachse einer Ellipse
b	MPa	volumenabhängiger Weibull-Skalenparameter des Weibull-Modells
$\hat{b}$	MPa	volumenabhängiger Weibull-Skalenparameter des Weibull-Modells aus Schätzfunktion
b_0	mm	Restligament

Abkürzungen und Formelzeichen

B_N	mm	Nettoprobenbreite
d	mm	Probenhöhe (nach ASTM C1683)
D_n	-	Kolmogorow-Smirnoff-Test-Statistik
E	MPa	Elastizitätsmodul
F	N	Kraft
F_a	-	Wahrscheinlichkeitsverteilung
f_a	-	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
$f(\frac{a}{W})$	-	Geometriefaktor
G	N/m	Energiefreisetzungsrate
h	mm	Probenhöhe
h	-	Mehrachsigkeit
J	N/mm	J-Integral
j	-	Zählvariable
J_{Ic}	N/mm	J-Integral (gültig nach ASTM E1820) in Modus I
J_{el}	N/mm	elastischer Anteil des J-Integrals
J_{pl}	N/mm	plastischer Anteil des J-Integrals
J_Q	N/mm	vorläufiges J-Integral nach ASTM E1820
K	MPa $\sqrt{m}$	Spannungsintensitätsfaktor
$\dot{K}$	MPa $\sqrt{m}/s$	zeitliche Änderungsrate des Spannungsintensitätsfaktors K
K_0	MPa $\sqrt{m}$	Weibull-Skalenparameter der Master Curve
$K_{I,II,III}$	MPa $\sqrt{m}$	Spannungsintensitätsfaktor Modus I, II und III
K_{Ic}	MPa $\sqrt{m}$	Bruchzähigkeit (gültig nach ASTM E399) in Modus I
K_{Ieq}	MPa $\sqrt{m}$	äquivalenter Spannungsintensitätsfaktor in Modus I
K_{Jc}	MPa $\sqrt{m}$	auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeit (gültig nach ASTM E1921)
$K_{Jc,med}$	MPa $\sqrt{m}$	auf dem J-Integral basierende Medianbruchzähigkeit (gültig nach ASTM E1921)

Abkürzungen und Formelzeichen

K_{JQ}	MPa√m	auf dem J-Integral basierende, vorläufige Bruchzähigkeit (gültig nach ASTM E1921)
$K_{JQ,mean}$	MPa√m	auf dem J-Integral basierende, vorläufige mittlere Bruchzähigkeit (gültig nach ASTM E1921)
K_{min}	MPa√m	untere Grenze der Weibullverteilung der Master Curve
K_Q	MPa√m	vorläufige Bruchzähigkeit nach ASTM E399
$K_{Q,mean}$	MPa√m	mittlere vorläufige Bruchzähigkeit nach ASTM E399
L	-	Wahrscheinlichkeit der Likelihood-Funktion
L_i	mm	Abstand zwischen inneren Auflagern
L_a	mm	Abstand zwischen äußeren Auflagern
M, M_0	-	durchschnittliche Anzahl von Rissen in Volumen
m	-	Weibull-Formparameter
$\hat{m}$	-	Weibull-Formparameter aus Schätzfunktion
$m_{kor}, \hat{m}_{kor}$	-	berichtigter Weibull-Formparameter aus Schätzfunktion
N	-	Anzahl (von Proben)
n	-	Verfestigungsexponent
P	N	Kraft aus Kraft-Verschiebungs-Kurve (nach ASTM E399)
P_5	N	Kraft an Schnittpunkt aus Kraft-Verschiebungs-Kurve und 95 %-Steigungsgerade (nach ASTM E399)
$P_a, P_x, P_\omega,$	-	Wahrscheinlichkeiten
P_F	-	kumulierte Versagenswahrscheinlichkeit
$P_{F,V}, P_{F,A}$	-	kumulierte Versagenswahrscheinlichkeit für Volumenrisse (V) oder Oberflächenrisse (A)
$P_{F,mult}, P_{F,add}$	-	kumulierte Versagenswahrscheinlichkeit für bimodale Weibull-Verteilungen
P_{max}	N	maximale Kraft (nach ASTM E399)
P_Q	N	Kraft zur Bestimmung der vorläufige Bruchzähigkeit (nach ASTM E399)

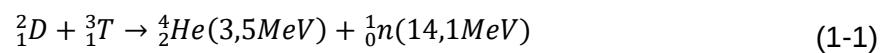
Abkürzungen und Formelzeichen

r	μm	Radius
R_a	μm	arithmetischer Mittenrauwert
R_q	μm	quadratischer Mittenrauwert
R_t	μm	Gesamthöhe der Rauheit
R_z	μm	Zehn-Punkte-Mittelwert der Rauheit
S	mm	Abstand der Auflager
T	$^{\circ}\text{C}$	Temperatur
t	s	Zeit
T_0	$^{\circ}\text{C}$	Referenztemperatur der Master Curve
u	mm	Verschiebung/Durchbiegung
V	m^3	Volumen
V_0	m^3	Referenzvolumen
V_{eff}	m^3	effektives Volumen
W	mm	Probenhöhe
x, y, z	-	kartesische Koordinaten
Y	-	Geometriefaktor

1 Einleitung

1.1 Hintergrund

Fusionsenergie gilt als das ultimative Versprechen der Energieerzeugung. In der Natur treibt die Kernfusion die Sonne und andere Sterne an und setzt dabei enorme Mengen an Energie frei. Die Idee, diese Prozesse auf der Erde zu reproduzieren, treibt Wissenschaftler und Ingenieure seit den frühen 1950er Jahren an. Durch die Verschmelzung von Atomkernen, in der Regel von Wasserstoffisotopen wie Deuterium (D) und Tritium (T), könnte die Fusion eine nahezu unerschöpfliche, saubere und sichere Energiequelle bieten. Die Gleichung einer D-T-Reaktion ist wie folgt:



Dabei entsteht zum einen ein Heliumatom und zum anderen wird ein Neutron freigesetzt. Die gesamte Energiefreisetzung beläuft sich somit auf 17,6 MeV. Realisieren lässt sich diese Verschmelzung jedoch nur wenn drei maßgeblichen Bedingungen [1] erfüllt werden: Es wird eine extrem hohe Temperatur (in der Größenordnung von 150 Millionen °C), ein ausreichend dichtes Plasma und eine ausreichend lange Einschlusszeit des Plasmas benötigt. Diese Voraussetzungen lassen sich nur mithilfe von Magnetfeldern erreichen, welche den Einschluss des Plasmas gewährleisten. Im Gegensatz zu herkömmlichen Kernkraftwerken, die auf Kernspaltung basieren und radioaktive Abfälle erzeugen, produziert die Kernfusion keine langlebigen radioaktiven Abfälle und birgt kein Risiko einer Kernschmelze. Trotz erheblicher technischer Herausforderungen und jahrzehntelanger Forschung steht die Entwicklung heute an einem Wendepunkt, an dem Fortschritte in der Plasmatechnologie und internationale Kooperationen wie das ITER-Projekt [1] die Hoffnung nähren, dass die Fusionsenergie bald eine Realität werden könnte. Die Beherrschung dieser Technologie könnte nicht nur die Energiesicherheit weltweit gewährleisten, sondern auch einen entscheidenden Beitrag zur Bekämpfung des menschengemachten Anteils am Klimawandel leisten.

Aktuell werden zwei Konzepte für Fusionsreaktoren mit magnetischem Einschluss des Plasmas verfolgt, welche nach dem Tokamak- oder dem Stellarator-Prinzip funktionieren. Beide Konzepte sehen vor, dass mithilfe der Magnetfelder ein torusförmigen Raum für das Plasma erzeugt wird, wobei der Hauptunterschied darin besteht, dass das Stellarator-Prinzip eine komplexere Magnetfeldkonfiguration vorsieht. Das Tokamak-Prinzip verlangt eine vergleichsweise einfache Magnetfeldkonfiguration und ist daher das vorherrschende Prinzip. Ein Modell des sich im Bau befindlichen ITER-Tokamaks [1] ist in Abb. 1-1 dargestellt.

Anhaltende Fusionsreaktionen führen zu Teilchen-, Neutronen und Wärmeströmen, welche den Magnetfeldeinschluss verlassen können. Im Inneren des Tokamaks gibt es zwei Arten von Komponenten, welche die Vakuumkammer zum Plasma hin (*plasma-facing*) abschirmen. Zum einen sind dies die sog. Blankets, welche den seitlichen und oberen Bereich der Vakuumkammer abdecken. Sie sind in ITER für eine Wärmestromdichte von bis zu 5 MW/m² ausgelegt [2]. Blankets bestehen hauptsächlich aus Stahl, verfügen aber in Richtung der Fusionsreaktion

Einleitung

über eine 1-2 mm dicke Wolframschicht. In den Blankets findet auch die Brutreaktion statt, in welcher aus Lithium (Li) Tritium (T) gewonnen wird, welches in der Natur nur sehr selten vorkommt. Dazu tragen die freien Neutronen (n) aus Formel 1-1 bei. Folgende Brutreaktionen können stattfinden:



Zum anderen schirmt der sog. Divertor die Vakuumkammer ab. Der Divertor befindet sich im unteren Bereich (s. Abb. 1-1) und übernimmt die Aufgaben, Verunreinigungen sowie überschüssige Wärme aus dem Plasma zu entnehmen. Diese Komponente ist hochbelastet und muss in ITER Wärmestromdichten von bis zu 20 MW/m² aushalten. Wie in Abb. 1-2 (a) und (b) zu sehen ist, verfügt der Divertor dazu unter anderem über sog. Targets, welche im aktuellen Design aus Wolfram-Monoblocken bestehen, die wiederum ein kühlmittelführendes Rohr aus Kupfer-Chrom-Zirkonium-Legierung vor den zuvor genannten Belastungen schützen. Zwischen Monoblock und Kühlrohr befindet sich noch eine Zwischenschicht aus Kupfer [3]. Sowohl Divertor als auch die Blankets sind entweder wasser- oder heliumgeköhlt. Die Kühlung stellt hierbei den Wärmetransport für den anschließenden Wärmekraftprozess zur Stromerzeugung dar.

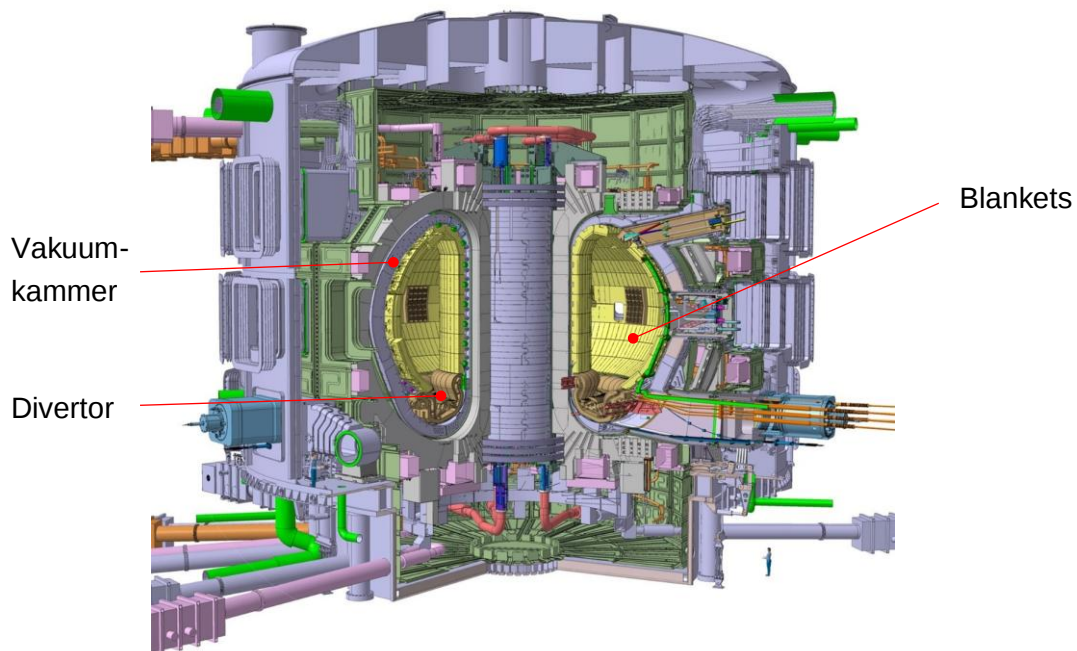


Abb. 1-1: Experimenteller Fusionsreaktor ITER nach dem Tokamak-Prinzip. Modifizierte Darstellung nach [4].

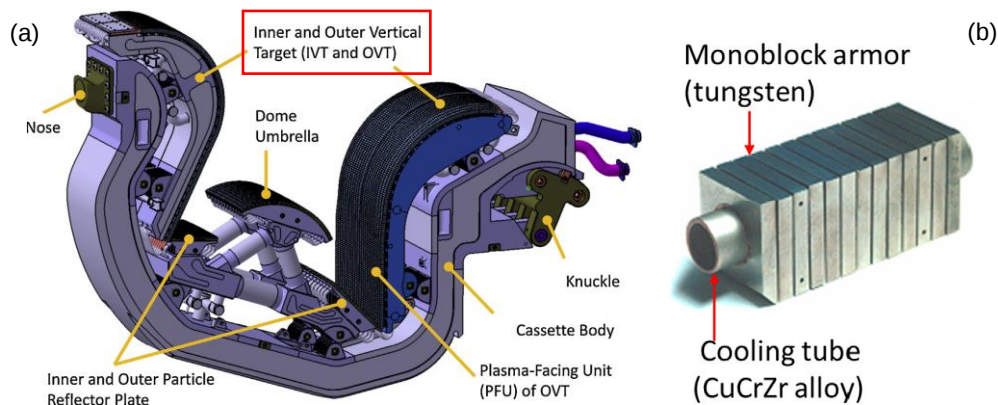


Abb. 1-2: (a) Divertorkassette mit vertikalen Targets ([5], modifiziert) und (b) kühlmittelführendes Rohr aus Kupfer-Chrom-Zirkonium (CuCrZr), welches durch Wolfram-Monoblocke vor Überlastung durch Teilchen-, Neutronen- oder Wärmeströmen geschützt wird ([3], reprinted with permission from [6], © copyright 2005 American Nuclear Society)

Sowohl in den Blankets als auch im Divertor wird Wolfram eingesetzt, um die dahinterliegenden Materialien oder Bauteile vor Schäden zu bewahren und die Fusionsreaktion so wenig wie möglich zu beeinträchtigen. Wolfram scheint dafür das geeignetste Material, da es die höchste Schmelztemperatur aller Metalle, eine hohe Hitze- und Kriechbeständigkeit, eine hohe Wärmeleitfähigkeit, geringe Sputtererosion sowie geringe Tritiumrückhaltung aufweist [7]. Dazu kommt eine radioaktive Aktivierung im akzeptablen Rahmen. Die mechanischen Nachteile von Wolfram betreffen die inhärent niedrige Bruchzähigkeit sowie die für kubisch-raumzentrierte Materialien übliche Spröd-duktil-Übergangstemperatur, welche im Fall von Wolfram deutlich über Raumtemperatur liegt und damit vergleichsweise hoch ist.

Kommerziell erhältliches, technisch reines Wolframmaterial wird während des Herstellungsprozesses nach dem Sintervorgang in der Regel gewalzt oder geschmiedet, um seine mechanischen Eigenschaften zu verbessern [8]. Dies führt allerdings zu einer anisotropen Mikrostruktur des Gefüges. Werden Monoblocke aus einem anisotropen Wolframmaterial gemäß der in Abb. 1-3 (a) dargestellten Walzrichtung (*rolling direction*, RD) gefertigt, nimmt die longitudinale Orientierung (T-L, s. Abb. 5-2) eine bevorzugte Richtung für den Rissverlauf an. Ein derartiger Rissverlauf wurde, wenn auch für eine zyklische Belastung, bereits von Li und You [9] dokumentiert (s. Abb. 1-3 (b)). Li et al. [10] haben ebenfalls mithilfe von XFEM-Simulationen (*extended finite element method*, XFEM) nachgewiesen, dass eine Rissbildung am wahrscheinlichsten im oberen Bereich (zur Fusionsreaktion hin) der Grenzfläche zwischen Kupfer-Zwischenschicht und Wolfram-Monoblock entsteht und sich danach in radialer Richtung durch den Monoblock ausbreitet.

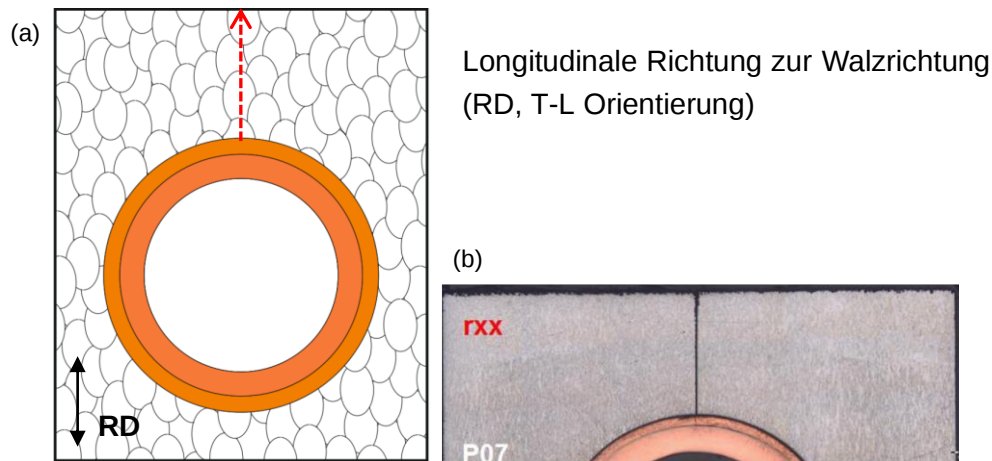


Abb. 1-3: (a) Schematische Darstellung der anisotropen Mikrostruktur in einem Monoblock und (b) Rissverlauf im Monoblock in T-L Orientierung [9]

1.2 Zielsetzung, Aufgabenstellung und Vorgehensweise

Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines Modells zur Beschreibung des Bruchverhaltens im Temperaturbereich unterhalb der Spröd-duktil-Übergangstemperatur (*ductile to brittle transition temperature*, DBTT). Der Schwerpunkt liegt dabei auf der numerischen Modellierung des Bruchprozesses auf Basis eines bruchmechanischen Konzepts, welches in der Lage sein soll, wichtige Aspekte, wie die statistische Streuung im spröden Bereich sowie die Anisotropie der Mikrostruktur, zu berücksichtigen. Neben der Beschreibung des Bruchverhaltens zielt die Entwicklung des Modells letztendlich darauf ab, durch Nutzung simulativer Mittel den Aufwand an experimentellen Versuchen zu verringern.

Die Hauptaufgabe besteht in der Entwicklung und Implementierung eines probabilistischen Finite-Elemente-Modells unter Zuhilfenahme schädigungsmechanischer Methoden wie beispielsweise der Kohäsivzonenmodellierung. Die Simulationen mit dem probabilistischen Finite-Elemente-Modell führen, aufgrund der zufälligen und bei jedem Simulationsdurchlauf unterschiedlichen Eingabeparameterwerte, jedes Mal zu anderen Ergebnissen. Diese Ergebnisse sollen in ihrer Gesamtheit die Konstruktion eines Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm ermöglichen. Dieses Diagramm bildet wiederum die Basis späterer Auslegungsregeln für Wolframbauteile.

Zur Erreichung dieses Ziels ist eine Vielzahl von experimentellen Versuchen notwendig. Zur Berücksichtigung der Anisotropie der Mikrostruktur sowie zur Identifikation (bzw. Bestätigung) der schwächsten relevanten Orientierung mit den niedrigsten Bruchzähigkeitswerten werden Bruchmechanikversuche in allen möglichen Orientierungen durchgeführt. Aufbauend auf die Identifikation der schwächsten relevanten Orientierung sind Werte für die Parameter des probabilistischen Modells mithilfe von Biegeversuchen zu bestimmen. Zur Kalibrierung sowie für die Verifikation der simulativen Ergebnisse sind eine Vielzahl von bruchmechanischen Versuchen durchzuführen. Die experimentellen Versuche werden jeweils durch fraktografische Untersuchungen sowie probabilistische und numerische Analysen unterstützt.

1.3 Gliederung der Arbeit

Der Inhalt dieser Arbeit ist in acht Kapitel unterteilt. Bisher wurde bereits auf den Hintergrund, die Zielsetzung und Aufgabenstellung sowie auf die Vorgehensweise eingegangen.

Im zweiten Kapitel wird der Stand der Forschung behandelt. Der Fokus liegt dabei auf dem probabilistischen Bruchverhalten von Wolfram, welches im spröden Bereich und im Sprödduktil-Übergangsbereich vorkommt. Es werden Methoden zur probabilistischen Analyse sowie Ansätze zur numerischen Simulation probabilistischer Modelle beleuchtet.

Darauf folgt in Kapitel 3 die Vorstellung zweier eigener Konzepte für eine probabilistische Methode zur Behandlung von Bruchmechanik in Wolfram. Die Konzepte definieren weitestgehend welche Experimente, Analysen und Simulationen in den nachfolgenden Kapiteln durchgeführt werden.

Nachdem im vierten Kapitel die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Arbeitsmethoden beschrieben werden, wird in Kapitel 5 auf die Eigenheiten des Wolframmaterial sowie auf die Probenherstellung eingegangen. Hier ist insbesondere die Anriss erzeugung im spröden Material hervorzuheben.

Kapitel 6 bildet mit der Darlegung sowohl der experimentellen als auch der simulativen Ergebnisse sowie der Überprüfung der Anwendbarkeit der beiden Konzepte aus Kapitel 3 und deren Diskussion den Hauptteil der Thesis.

Im siebten und achten Kapitel finden eine abschließende Diskussion sowie die Zusammenfassung der Arbeit statt. Es werden Schlussfolgerungen aus den wichtigsten Ergebnissen präsentiert und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Forschungsansätze gegeben.

2 Stand der Forschung

2.1 Versagen von polykristallinem Wolfram im spröden Bereich sowie im Spröd-duktil-Übergangsbereich

Bei tiefen Temperaturen versagen kubisch-raumzentrierte (krz) Metalle, zu denen auch Wolfram gehört, in der Regel mittels Spaltbruch und zeigen ideal sprödes Verhalten. Bei hohen Temperaturen zeigen diese Metalle typische Merkmale für duktiles Verhalten, gekennzeichnet durch eine ausgeprägte plastische Verformung. Dazwischen liegt ein Übergang(-sbereich), der sog. Spröd-duktil-Übergang, wobei eine für Material und Versuchsbedingungen einzigartige Spröd-duktil-Übergangstemperatur bestimmt werden kann. Diese Übergangstemperatur hängt ebenfalls von der Anisotropie der Mikrostruktur ab.

2.1.1 Anisotropie

Kommerziell erhältliches technisch reines polykristallines Wolfram liegt in der Regel als Platten- oder Rundstabmaterial vor und wurde während des Herstellungsprozesses in einer Weise bearbeitet, dass eine starke mikrostrukturelle Textur vorliegt. Bei Rundstabmaterial entstehen durch Walzen beispielsweise langgezogene, nadelförmige Gefügekörner, während sich bei der Verarbeitung (Walzen oder Schmieden) zu Plattenmaterial flache, in Richtung der Walzrichtung gelängte Körner entstehen. Abhängig von der Orientierung einer Probe (vgl. Abb. 2-1) zeigt sich ein mitunter völlig unterschiedliches Bruchverhalten.

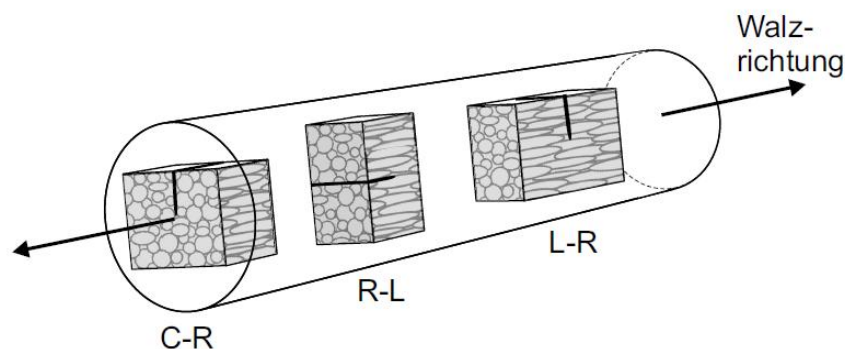


Abb. 2-1: Schematische Darstellung der Orientierung von in [11] entnommenen Proben aus Rundstabmaterial

Passend dazu haben Gludovatz et al. [12], besonders unter der Spröd-duktil-Übergangstemperatur, einen großen Effekt der Mikrostruktur auf das Bruchverhalten beobachtet. Allen voran der Wechsel von transkristallinem zu interkristallinem Spaltbruch wird als wichtiger Faktor genannt. Dies wird von Rupp et al. [11] bestätigt. In Abb. 2-2 ist sowohl die transkristalline als auch die interkristalline Rissausbreitung einer in L-R Orientierung orientierten Probe schematisch dargestellt. Wobei Abb. 2-2 (a) einem linear-elastischen Versagensverhalten bei Raumtemperatur entspricht, während Abb. 2-2 (b) bei erhöhten Temperaturen (ab 275 °C) zunächst ein linear-elastisches Verhalten aufweist, welches dann in eine in Sprüngen stattfindende Rissausbreitung übergeht.

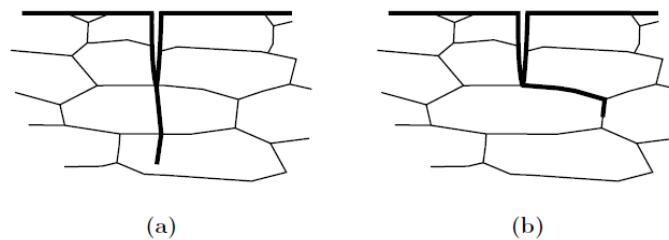


Abb. 2-2: Schematische Darstellung der Rissausbreitung in der L-R Orientierung: (a) transkristalliner und (b) interkristalliner Rissfortschritt [11]

Eine mikrostrukturelle Analyse von kommerziell erhältlichem technisch reinen Wolframs mehrerer unterschiedlicher Produzenten wurde unter anderem bereits von Conte und Aktaa [13], Yin et al. [14, 15] und Rieth et al. [16] durchgeführt.

2.1.2 Spröder Bruch

Bei einem Sprödbbruch tritt eine Trennung des Materials schlagartig auf und hinterlässt eine, im Vergleich zum Zähbruch, glatte und glänzende Bruchfläche. Dabei findet vor Eintritt der Rissausbreitung keine oder nur eine geringe plastische Deformation an der Rissfront statt. Ein Sprödbbruch kommt vorwiegend in harten und spröden Materialien vor, wozu z. B. polykristallines Wolfram bei Raumtemperatur gehört. Die Trennung des Materials, in der Regel in Form eines instabilen Spaltbruchs, kann interkristallin entlang der Korngrenzen oder transkristallin durch Körner, entlang deren Kristallgitterebenen, verlaufen und beruht auf der Lösung atomarer Bindungen.

Im Temperaturbereich für sprödes und semi-sprödes Versagen beschreiben Rupp et al. [17] die Rissverläufe durch die beiden transversal orientierten Proben (C-R und R-L in Abb. 2-1) als interkristallin. Im Kontrast dazu, stellt sich der Rissverlauf der longitudinal orientierten Probe (L-R) als zunächst transkristallin dar, um dann bei höherer Temperatur ebenfalls interkristallin zu werden.

Conte und Aktaa [13] beschreiben die Rissverläufe im spröden Bereich. Bei dem verwendeten Material handelt es sich um Wolframplatten, die durch Walzen während des Herstellungsprozesses eine ausgeprägte Textur in der Mikrostruktur aufweisen (s. Abb. 2-3). Für Orientierung A zeigt sich bei Raumtemperatur anfänglich ein kurzer, gerader transkristalliner Rissverlauf in der xz-Ebene, der anschließend in Walzrichtung (xy-Ebene) abgelenkt wird und dort interkristallin verläuft. Ein vergleichbares Bild ergibt sich für den Rissverlauf bei 200 °C, auch wenn berichtet wird, dass der anfängliche transkristalline Rissverlauf im Vergleich zur Raumtemperatur noch kürzer wäre. Für Orientierung B zeigt sich bei Raumtemperatur ein mutmaßlich transkristalliner Rissverlauf in der Kerbebene (xz-Ebene), welcher durch die gesamte Probe verläuft. Ein solcher Rissverlauf ergibt sich auch bei 200°C, wobei hier die Möglichkeit einer Verzweigung des Risses besteht. Aufgrund der nicht mehr linear verlaufenden Kraft-Verschiebungs-Kurven für beide Orientierungen wird bei 400 °C nicht mehr von rein sprödem Verhalten ausgegangen. Der sich offenbar geänderte Rissmechanismus bei Orientierung B unterstreicht diese Aussage. Die bei tieferen Temperaturen von transkristallinem Bruch gekennzeichnete Oberfläche weist nun tiefe Furchen in x-Richtung entlang der Rissebene

(weiterhin xz-Ebene) auf, was auf Delamination und Reißen (*tearing*) hinweist. Ebenfalls entstehen in der Umgebung des Risses eingefallene Stellen an den vormals glatten Seitenflächen, welche auf eine lokale plastische Verformung hindeuten.

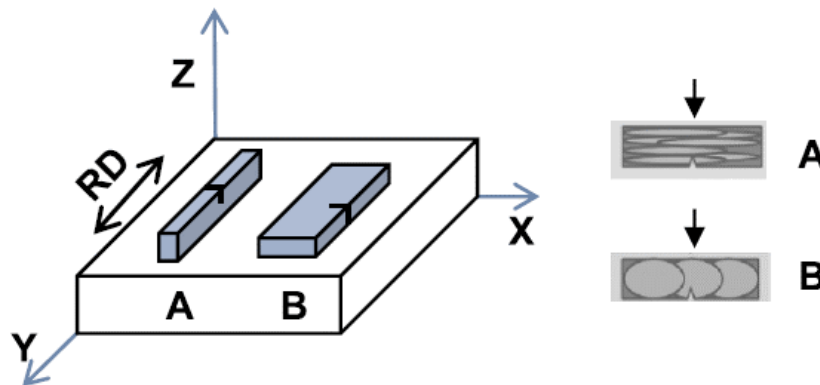


Abb. 2-3: Schematische Darstellung der Orientierung der Proben A und B sowie des mikrostrukturellen Gefüges resultierend aus der Walzrichtung (RD). Die Pfeile geben die Belastungsrichtung im Experiment (Drei-Punkt-Biegeversuch) an [13]

Gludovatz [18] stellt fest, dass sowohl der intrinsische Widerstand gegen Spaltbruch der Gefügekörner als auch der intrinsische Widerstand gegen Bruch entlang der Korngrenzen mit der Temperatur ansteigen. Eine schematische Darstellung des Zusammenhangs von Bruchzähigkeit und Temperatur für Gefügekorn und Korngrenze ist in Abb. 2-4 zu sehen. Als maßgebliche Einflussfaktoren der Bruchzähigkeit unterhalb der Spröduktil-Übergangstemperatur werden Korngröße, Textur der Mikrostruktur, chemische Zusammensetzung, Korngrenzenablagerungen sowie die Versetzungsdichte genannt. [12, 18]

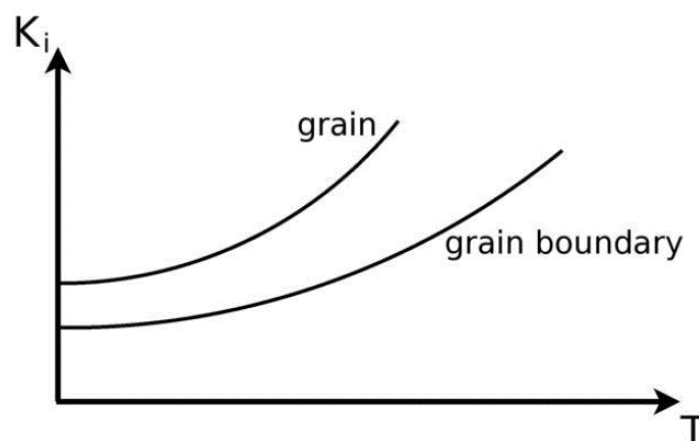


Abb. 2-4: Schematische Darstellung des intrinsischen Widerstands gegen Spaltbruch eines Gefügekorns sowie gegen Bruch der Korngrenze [18]

Die **Bruchzähigkeit** von polykristallinem Wolfram bei Temperaturen im spröden Bereich hängt maßgeblich von der Ausprägung der Mikrostrukturtextur sowie ihrer Orientierung zur Anriss-ebene ab. Wie bereits erwähnt, entscheidet dies über den Rissverlauf. Gaganidze et al. [19] geben die Bruchzähigkeit für ein scheibenförmig geschmiedetes Material bei Raumtemperatur (bis 200 °C) für Proben mit longitudinaler Orientierung mit etwa 7 MPa $\sqrt{m}$ an, während Proben mit radialer oder in umfänglicher Richtung stehenden Orientierung etwa 15 MPa $\sqrt{m}$ erreichen können. Gludovatz et al. [12] haben mit verschiedenen Proben-typen aus unterschiedlich

dicken Stäben für Wolframmaterial, das keiner Umformung unterzogen wurde, also im Sinterzustand vorlag, Bruchzähigkeiten von nur $5,1 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ erhalten. Demgegenüber sind für gewalztes oder geschmiedetes Material Werte von $8 - 9,1 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ erzielt worden. Im Zuge der Untersuchung der Größenabhängigkeit der Bruchzähigkeit von Wolfram stellten Ast et al. [20] eine größenunabhängige Bruchzähigkeit von $7 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ fest.

Ein interkristalliner Spaltbruch entlang der Korngrenzen wird in der Regel mit **Ausscheidungen oder Verunreinigungen** an den Korngrenzen in Verbindung gebracht. Diese, die Korngrenze schwächenden, Einflüsse können sowohl bei der Herstellung des Materials als auch durch die Umgebungsbedingungen im Einsatz entstehen. Für polykristallines Wolfram machten Momioli et al. [21] noch 1985 an den Korngrenzen auftretendes Phosphor verantwortlich. Allerdings hat Rupp [11] mit Hilfe von Auger-Elektronen Spektroskopie an einem, dem in dieser Arbeit verwendeten, technisch reinen Wolframmaterial, vergleichbaren Material nachgewiesen, dass entlang der Korngrenzen keine relevanten Mengen an Fremdatomen (mehr) zu finden sind. Es wurden lediglich im Bereich von während der Herstellung entstandener Sinterporen Spuren von Phosphor und Fluor entdeckt. Gludovatz [18, 22] kommt zu einem ähnlichen Ergebnis und stellt abschließend fest, dass Korngrenzenverunreinigungen in technisch reinem Wolfram, im Vergleich zum Einfluss von bspw. Größe und Form der Gefügekörner, keine so große Rolle spielen.

2.1.3 Spröd-duktil-Übergangsbereich

Ein Spröd-duktil-Übergang ist in Abb. 2-5 (a) dargestellt und kommt bei einer Reihe von Materialien vor. Dazu gehören Keramiken, Polymere sowie Metalle mit kubisch-raumzentriertem Kristallsystem. Zu Letzterem ist technisch reines polykristallines Wolfram zu zählen. Der Spröd-duktil-Übergang wird durch die sog. Spröd-duktil-Übergangstemperatur (DBTT) gekennzeichnet, die, wie in Abb. 2-5 (a) gezeigt, das Bruchverhalten eines einschlägigen Materials in einen spröden sowie einen duktilen Temperaturbereich unterteilt. In Abb. 2-5 (b) ist zu erkennen, dass sich das Bruchverhalten unmittelbar rund um die DBTT stark verändert und sich ein Bereich ergibt, in dem sich auf der Bruchfläche sowohl Spaltbruchverhalten als auch duktiler Verhalten, in einem temperaturabhängigen Verhältnis zueinander, zeigen.

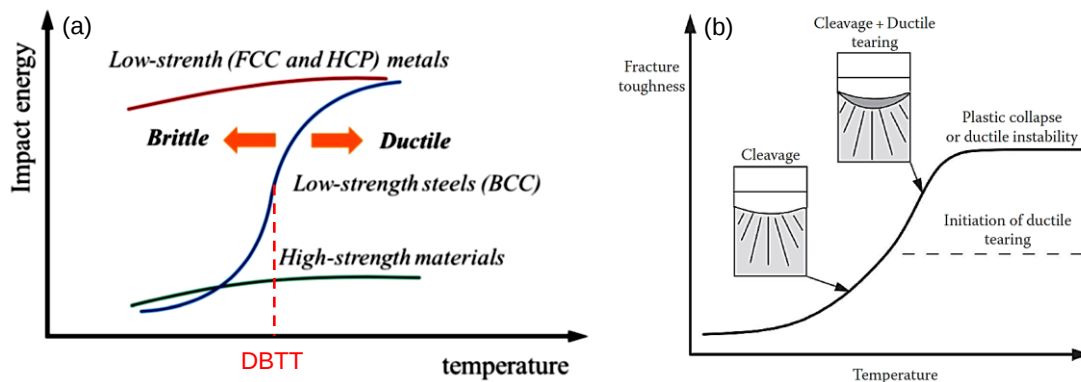


Abb. 2-5: (a) Schematische Darstellung des Spröd-duktil-Übergangs modifiziert nach [23] und (b) Bruchverhalten im Bereich des Spröd-duktil-Übergangs [24]

Bei niedrigen Temperaturen sind Versetzungen von kubisch-raumzentrierten Metallen nicht mobil und die Materialien verhalten sich spröde, während bei höheren Temperaturen Versetzungen mobil werden und somit duktiles Verhalten vorherrscht. Im Vergleich dazu sind Versetzungen von kubisch-flächenzentrierten Metallen bei nahezu jeder Temperatur mobil.

Im Spröd-duktil-Übergangsbereich findet ein Wettkampf zwischen der Trennung von Atombindungen beim Spaltbruchverhalten und der einsetzenden Plastizität an der Rissspitze, welche zu einer Verringerung der lokalen Spannungsintensität führt, statt [11, 25]. Mit zunehmender Temperatur erhöht sich die Beweglichkeit von Versetzungen, wodurch die Fließgrenze des Materials absinkt und örtliche Spannungskonzentrationen durch lokale Gleitvorgänge abgebaut werden können [26]. Ab einer bestimmten Temperatur ist dieser Prozess vorherrschend, sodass kein Spaltbruch mehr möglich ist und sich das Material oberhalb der DBTT duktil verhält [11, 27].

Die Höhe der DBTT wird, unter anderem, von der Lastrate der Experimente beeinflusst. Dabei hängt der Umfang, um welchen sich das Material vor der Rissspitze plastisch verformen kann, maßgeblich vom Verhältnis zwischen Relaxationsrate der Spannungsintensität und der Last-rate ab [28, 29]. In Biermann et al. [30] werden neben schnell laufenden Rissen und deren Auffangen auch Rissinitiationen bei hohen Lastraten als Kurzzeitprozesse beschrieben. Spannungen und Verformungen sowie deren Verteilungen werden bei hochdynamischer Belastung zeitabhängig, wobei kein quasistatisches Kräftegleichgewicht mehr hergestellt wird. Dies ist mit der Dehnratenabhängigkeit von Fließspannungen vergleichbar und wird als Geschwindigkeitsversprödung bezeichnet [30]. Rupp et al. [31, 32] untersuchten die Abhängigkeit der Bruchzähigkeit sowie des Spröd-duktil-Übergangs von der Belastungsrate ($\dot{K} = 0,05 - 5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m/s}}$), wobei sich für zwei von drei Orientierungen (R-L, C-R, vgl. Abb. 2-1) eine Änderung hin zu höheren Übergangstemperaturen (DBTT) für höhere Lastraten zeigte. Bei einer höheren Temperatur, immer noch unterhalb der DBTT, reduziert eine höhere Lastrate die ermittelten Bruchzähigkeitswerte, während bei tiefen Temperaturen kein Einfluss der Lastrate auf die Bruchzähigkeitswerte zu erkennen ist [31, 33].

Die DBTT von polykristallinem Wolfram wurde bereits des Öfteren bestimmt. Die Ergebnisse variieren entsprechend der unterschiedlichen Herstellungsmethoden oder dem Vorgehen zur Bestimmung. Ebenfalls hat die Orientierung der anisotropen Mikrostruktur in den Proben einen

Einfluss auf die DBTT. Rupp [11] bestimmt die DBTT mit Hilfe von Drei-Punkt-Biegeproben mit rasierklingenpolierten Kerben und gibt, je nach Lastrate ($\dot{K} = 0,05 - 5 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}/\text{s}$), für die C-R Orientierung eine DBTT zwischen $441^\circ\text{C} - 615^\circ\text{C}$ und für die R-L Orientierung zwischen $475^\circ\text{C} - 693^\circ\text{C}$ an. Yin et al. [14] verwenden eine Methode zur Bestimmung der DBTT [34], bei der die Biegedehnung als Kriterium herangezogen wird. Für zwei Wolframplattenmaterialien, die kommerziell erhältlich sind, ergeben sich in T-L Orientierung jeweils DBTT von etwa 305°C bzw. 389°C . Bei Giannattasio et al. [35] finden sich, je nach Lastrate ($\dot{K} = 4 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-2} \text{ 1/s}$), Werte für die DBTT von $390 \text{ K} - 500 \text{ K}$.

Der Spröd-duktil-Übergang führt dazu, dass Bruchzähigkeitswerte im Übergangsbereichs über eine große Spannbreite variieren [18]. Diese Streuung entsteht dadurch, dass im Übergangsbereich Proben des gleichen Materials, der gleichen Geometrie und bei gleicher Temperatur unterschiedlich große Anteile von spröden und duktilen Bereichen entlang der Bruchfläche aufweisen können [26]. Diese Bereiche, die schwächsten Glieder (*weakest links*), sind zudem stochastisch verteilt und führen dazu, dass zum Auftreten eines lokalen Spannungsmaximums, allen voran in den spaltbruchauslösenden spröden Bereiche, für jede Probe einer Serie ein unterschiedlich hoher Energieeintrag nötig sein kann [30].

Wallin [36] hat zur Bewertung von möglichem instabilen Versagen im Spröd-duktil-Übergangsbereich von ferritischen Druckbehälterstählen das sog. *Master Curve*-Konzept eingeführt. Es basiert auf der Idee des Weakest-Link-Ansatzes, was wiederum dazu führt, dass sich ein „Geometrieeffekt“ bildet, der die Streuung der Ergebnisse von der Länge der Rissfront (bzw. Probenbreite) abhängig macht [37]. Das Konzept ist in Norm ASTM E1921 [38] überführt worden und erweitert den ursprünglich deterministischen Ansatz der Bruchmechanik um eine probabilistische Komponente, mit der die Wahrscheinlichkeit des Eintretens von Versagen postuliert werden kann.

Als Wahrscheinlichkeitsfunktion wird die dreiparametrische Weibull-Verteilung verwendet. Die kumulierte Versagenswahrscheinlichkeit P_f ergibt sich dabei zu:

$$P_f = 1 - \exp\left(-\left(\frac{K_{Jc} - K_{min}}{K_0 - K_{min}}\right)^m\right) \quad (2-1)$$

wobei K_{Jc} die Bruchzähigkeit einer getesteten Probe (vgl. Formel 4-7) ist. Der Weibull-Formparameter m ist bereits mit dem Wert 4 definiert, während die untere Grenze der Weibull-Verteilung K_{min} auf $20 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ gesetzt wird [37]. Die Begründungen für diese Werte sind Wallin [36, 39-41] zu entnehmen. Der Weibull-Skalenparameter K_0 wird anhand mehrerer Versuchsergebnisse gefittet. Das detaillierte Vorgehen wird in Norm ASTM E1921 erläutert. Wird Formel 2-1 nach K_{Jc} umgestellt, so ergibt sich die temperaturabhängige Gleichung:

$$K_{Jc} = K_{min} + (K_0 - K_{min}) \left[\ln\left(\frac{1}{1 - P_f}\right) \right]^{\frac{1}{m}} \quad (2-2)$$

Um die Übergangstemperaturkurve, die *Master Curve*, zu erhalten, wird die Medianbruchzähigkeit $K_{Jc,med}$ für eine Summenhäufigkeit P_f von 50 % definiert und auf eine 25,4 mm breite,

sog. 1T-Probe normiert, wobei die Umrechnung von anderen Probengrößen auf die 1T-Probengröße der Norm entnommen werden kann. Daraus folgt:

$$K_{Jc,med} = 30 + 70 \exp(0,019(T - T_0)) \quad (2-3)$$

Die Gleichung hängt nur noch von der Referenztemperatur T_0 ab, welche i.d.R. mit einigen wenigen Bruchmechanikversuchen bestimmt werden kann. Dabei hat Wallin [41] definiert, dass T_0 für eine 1T-Probe bei einer Bruchzähigkeit von $100 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ bestimmt werden soll.

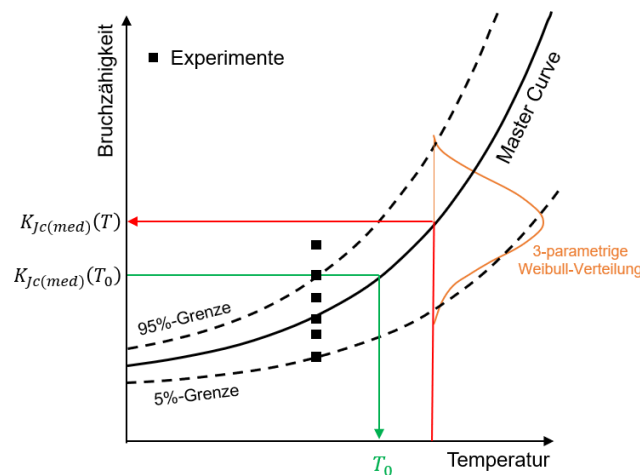


Abb. 2-6: Schematische Darstellung der Master Curve nach Konzept von Wallin [36] und Norm ASTM E1921 [38]

In Abb. 2-6 ist die Master Curve schematisch dargestellt. Zu sehen ist, dass sich mit Hilfe der angenommenen, dreiparametrischen Weibull-Verteilung obere bzw. untere Grenzen, vergleichbar mit Vertrauensintervallen, bilden lassen. Dies geschieht mithilfe folgender Gleichung:

$$K_{Jc(0,XX)} = 20 + \left[\ln \left(\frac{1}{1 - 0,XX} \right) \right]^{\frac{1}{4}} \{ 11 + 77 \exp[0,019(T - T_0)] \} \quad (2-4)$$

Dabei steht „0,XX“ für eine gewünschte Grenze der Versagenswahrscheinlichkeit, wie beispielsweise 0,05 für 5 %.

Die Gründe dafür, dass das Master Curve-Konzept im Rahmen dieser Arbeit nicht zum Einsatz kommt, liegen zum einen in der Definition von T_0 , die bei einer Bruchzähigkeit von $100 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ bestimmt werden soll. Ein solcher Wert hat sich für Wolfram noch nicht etabliert. Das gleiche gilt für den Parameter K_{min} . Des Weiteren wird die Beschreibung der gesamten Master Curve anhand eines Parameters (T_0) vom Autor als nicht ausreichend empfunden. Das Konzept ist zwar in der Lage, mit relativ wenigen Experimenten ein Versagenskriterium zu postulieren, andererseits werden allerdings mögliche Unterschiede in der Breite der Streuung bei verschiedenen Temperaturen im Spröd-duktil-Übergangsbereich nicht untersucht bzw. berücksichtigt. Die Chance besteht hierbei darin, vor allem für Materialien mit niedrigen intrinsischen Bruchzähigkeiten, die Versagenskriteriumskurve besser an die real ermittelten Bruchzähigkeitswerte sowie deren Streuung bei verschiedenen Temperaturen anzupassen. Dies kann den möglichen Konstruktionsbereich erheblich vergrößern. Zuletzt bleibt zu erwähnen, dass der globale

Ansatz des *Master Curve*-Konzepts mikrostrukturelle bzw. lokale Eigenschaften nicht in ausreichender Weise berücksichtigt. Daher werden im Rahmen dieser Arbeit auch lokale Konzepte (*local approach*), wie bspw. das Beremin-Modell [42], verwendet.

Nichtsdestotrotz haben Gaganidze et al. [19] bereits das *Master Curve*-Konzept für polykristallines Wolfram angewendet. Seebich [43] hat in seiner Arbeit einen lesenswerten Vergleich zwischen der Anwendung der *Master Curve* und der Anwendung mikromechanischer Schädigungsmodelle, wie das von Beremin bzw. die von Rousselier und Gurson, für ferritisch-bainitischen Baustahl angestellt.

2.2 Streuung mechanischer Eigenschaften

In jedem Material befinden sich Fehlstellen (*flaws*), welche während der Herstellung, der Bearbeitung oder des Betriebs entstanden sind. Im Rahmen der Weakest-Link-Theorie von Weibull [44, 45] werden diese Fehlstellen als planare Mikrorisse angenommen, welche statistisch verteilt sind und sich gegenseitig nicht beeinflussen. An ihnen können sich während der Belastung Spannungen konzentrieren und in der Folge kann sich ein Riss initiieren. Aufgrund des spröden bzw. semi-spröden Verhaltens der Materialien, auf die die Weakest-Link-Theorie angewendet wird, verläuft ein einmal initiiertes Riss ohne großen Widerstand durch das gesamte Bauteil. Dies ist vergleichbar mit einer Kette, bei welcher nur ein Glied, das schwächste (*weakest*), versagen muss, um die ganze Verbindung (*link*) zu unterbrechen. Der Belastungszustand, der sich einstellen muss, um eine potentiell bruchauslösende Fehlstelle zu aktivieren, hängt maßgeblich von deren Größe, deren Orientierung zur (Haupt-)Belastungsrichtung sowie deren Position innerhalb der Komponente ab. Daraus folgt, dass Proben gleicher Geometrie unter sehr unterschiedlich großen Belastungen versagen können. Dies führt zur Streuung mechanischer Eigenschaften wie bspw. der Bruchfestigkeit oder der Bruchzähigkeit. Die Weakest-Link-Theorie nach Weibull [44, 45] kann nur in Zusammenhang mit der linear-elastischen Bruchmechanik angewendet werden. Zur Beschreibung der Streuung der Bruchfestigkeit wird die Weibull-Verteilung verwendet. Innerhalb der Theorie wird ebenfalls der Größeneffekt, der bei der Betrachtung unterschiedlich großer Volumen bzw. Oberflächen auftritt, berücksichtigt.

2.2.1 Weibull-Modell

Bei der probabilistischen Analyse von Bruchversagen in spröden Materialien wird oft das auf Waloddi Weibull zurückgehende Modell [44, 45] verwendet, welchem im Buch von Lamon [46] ein ganzes Kapitel gewidmet wird. Klassische Beispiele für spröde Materialien sind Keramiken. Deshalb findet sich auch im Buch *Ceramics* von Munz und Fett [47] ein eigenes Kapitel zum Weibull-Modell. Die Verbindung von Keramiken und dem Weibull-Modell zeigt sich auch im Bestehen der Norm ASTM C1239 [48]. Das für eine, wie in der Norm angegebene, ausreichend große Anzahl von Versuchen die zweiparametrische Weibull-Verteilung die Streuung der Bruchspannungen von Keramikproben zufriedenstellend beschreiben kann, wurde bereits von Danzer et al. [49-51] nachgewiesen. Allerdings gibt es auch hierbei Limitierungen [52, 53]. Zur

automatisierten Anwendung des Weibull-Modells in Verbindung mit Finite-Elemente-Simulationen (FE-Simulationen) wurden bereits Programme wie STAU [54, 55], CARES [56, 57] oder CERAM [58] entwickelt. Neben Keramiken wird die Weibull-Theorie ebenfalls für quasi-spröde Materialien, wie Beton [59-61] oder Faserverbundwerkstoffe [62, 63], eingesetzt. Die mathematischen Methoden des Weibull-Modells werden in Abs. 4.2.1 dargelegt.

Das Weibull-Modell wurde vereinzelt bereits für Metalle eingesetzt. Dabei handelt es sich in der Regel um Wolframcarbid-Kobalt-Hartmetalle für den Werkzeugbau [64-67].

Eine Weibull-Analyse der Bruchdaten von technisch reinem, gesinterten polykristallinen Wolfram wurde von Margetson und Sherwood [68] durchgeführt. Es wurden dort sowohl Drei-Punktbiege- als auch Rundzugversuche durchgeführt, wobei Zugversuche als nicht weiterempfehlenswert identifiziert werden. Die Weibull-Formparameter m der Verteilung der Bruchfestigkeiten beider Versuchsarten sind zum einen 5,5 für die Rundzugversuche und zum anderen 6,9 für die Drei-Punkt-Biegeversuche.

Eingebettet in die probabilistische Versagensanalyse von Wolfram-Monoblöcken eines Divertors haben You und Komarova [69] die Weibull-Theorie angewendet. Vier-Punkt-Biegeversuche an $1 \times 5 \times 50 \text{ mm}^3$ großen Proben aus polykristallinem Wolfram in zwei verschiedenen Zuständen, zum einen im Auslieferungszustand und zum anderen im wärmebehandelten Zustand, wurden durchgeführt und analysiert. Die Versuche am Material im Auslieferungszustand ergaben einen Weibull-Formparameter von 19, während mit dem wärmebehandelten Material ein Wert von 31 erreicht wurde. Diese Arbeit ist besonders interessant, da dort im Anschluss an die Bestimmung der Weibull-Parameter deren Anwendung, im Rahmen des STAU-Postprocessing-Programms [54, 55], auf das Simulationsergebnis eines FE-Modells der Monoblockkomponente durchgeführt wird.

Einen ähnlichen Ansatz verfolgten auch Weber et al. [70] bei der Analyse einer funktionsgradierten Divertorkomponente aus Wolfram und Stahl. Um das Bruchverhalten des aus Wolfram bestehenden Teils dieser Komponente einschätzen zu können, wurden ebenfalls Versuche, eine Weibull-Analyse, FE-Simulationen sowie ein Postprocessing mit STAU [54, 55] durchgeführt. Der Weibull-Formparameter m für die Verteilung der Bruchfestigkeiten aus den 40 Vier-Punkt-Biegeversuchen mit $3 \times 4 \times 45 \text{ mm}^3$ großen Proben ergibt 12,8. Der Weibull-Skalenparameter b beträgt dementsprechend 1583 MPa.

Lessmann [71] hat für technisch reines, polykristallines Wolfram in drei verschiedenen Zuständen (Auslieferungszustand, weichgeglüht und rekristallisiert) sowohl Drei- als auch Vier-Punkt-Biegeversuche durchgeführt und deren Ergebnisse mithilfe der Weibull-Theorie analysiert. Die Weibull-Parameter m und b der Proben aus Material im Auslieferungszustand betragen im Fall der Drei-Punkt-Biegeversuche 9,3 bzw. 1489 MPa und im Fall der Vier-Punkt-Biegeversuche 8,1 bzw. 1409 MPa. Mit 8,8 und 1398 MPa ergeben sich ähnliche Weibull-Parameter für Vier-Punkt-Biegeversuche an Proben aus Material im weichgeglühten Zustand. Leicht erhöhte Werte für die Weibull-Formparameter zeigen die Verteilungen der Bruchfestigkeiten von Versuchen mit Proben aus Material im rekristallisierten Zustand. Bei Drei-Punkt-Biegeversuchen werden 11,2 und bei Vier-Punkt-Biegeversuchen 14,4 erreicht. Im Gegensatz dazu sind die Weibull-Skalenparameter niedriger als für die anderen Materialzustände. Im Fall von Drei-Punkt-Biegeversuchen ergeben sich 1242 MPa während bei Vier-Punkt-Biegeversuchen 1180 MPa errechnet werden.

In Lessmann [71] wird als einzige der vorgenannten Quellen zu technisch reinem Wolfram explizit auf den Größeneffekt eingegangen. Dabei wird das sog. effektive Volumen jeder Probe anhand ihrer Geometrie und des Materials in Abhängigkeit des jeweiligen Weibull-Formparameters bestimmt. Dem Größeneffekt, welcher beim Vergleich sowie der Übertragung der Weibull-Parameterwerten von unterschiedlich großen Materialvolumen berücksichtigt werden muss, ist die Norm ASTM C1683 gewidmet.

Die Anwendung des Weibull-Modells wird in Abs. 4.2.1 detailliert erläutert.

2.2.2 Beremin-Modell

Für die Bewertung der Spaltbruchwahrscheinlichkeit in der Tieflage von bainitischem Stahl entwickelten Beremin et al. [42] ein Modell, das mikrostrukturelle Eigenschaften mit dem lokalen Spannungszustand durch statistische Ansätze beschreibt [26]. Es basiert auf lokalen Versagenskriterien (*local approach*) und dem Ansatz des schwächsten Glieds (*weakest link*). Dabei wird allerdings davon ausgegangen, dass die kritischen Fehlstellen für einen möglichen Spaltbruch alle im plastischen Bereich des Bauteils liegen. Die Mikrorisse bilden oder vergrößern sich durch Versetzungsbewegungen nach Überschreiten der Fließgrenze. Das heißt, nur das plastifizierte Volumen wird für die Auswertung berücksichtigt. Ähnlich wie beim Weibull-Modell gibt es auch beim Beremin-Modell einen Größeneffekt. Pineau [72] sowie Ruggieri und Dodds [73] bieten hilfreiche Zusammenfassungen der neueren Entwicklungen im Bereich des Beremin-Modells und des lokalen Ansatzes (*local approach*). Eine mathematische Einführung in das Beremin-Modell befindet sich in Abs. 4.2.2.

Nach Kenntnis des Autors wurden in der Vergangenheit niemals Weibull-Parameter des Beremin-Modells (auch Beremin-Parameter genannt) für ein Wolframmaterial bestimmt. Ebenso sind kaum Beispiele für die Nutzung des Beremin-Modells für Wolfram in der Literatur zu finden. Eine Ausnahme bilden Vrielink et al. [74], wobei als Formparameterwert der Verteilung ein für Raumtemperatur bestimmter, aus dem Weibull-Modell stammender, Formparameterwert übernommen wurde.

Es gibt zahlreiche Veröffentlichungen über die Anwendung oder Weiterentwicklung des Beremin-Modells für Stahl [75-82]. Darüber hinaus wurden mit WSTRESS [83, 84] und WEISTRABA [85] bereits Postprocessing-Programme für die Ergebnisse von FE-Simulationen entwickelt. Auch die Bestimmung bzw. die Kalibrierung der Beremin-Parameter wurde weiterentwickelt und für unterschiedliche Annahmen, z. B. bezüglich Risstiefen, angepasst [75, 86, 87]. Es gibt Ansätze, das Beremin-Modell mit anderen mikromechanischen oder makromechanischen Modellen zu koppeln. So wird es zum einen beispielsweise in Verbindung mit der makromechanischen *Master Curve*-Methode [36, 38] angewendet, um deren Limitierungen hinsichtlich der Übertragbarkeit auf andere Probengeometrien, vor allem kleinere Proben, oder andere Level der Dehnungsbehinderung (*constraint*) zu reduzieren [88-90]. Zum anderen steht die vollständige Versagensbewertung im Übergangsbereich im Fokus. Dabei wird das Beremin-Modell für die Tieflage mit dem Rousselier- [91] oder Gurson-Tvergaard-Needleman-Modell [92] gekoppelt [43, 93-95].

Die Verwendung des Beremin-Modells im Rahmen dieser Arbeit ist notwendig, da es bei erhöhten Versuchstemperaturen vermehrt zu plastischen Vorgängen im Material kommt, sodass

die glatten Vier-Punkt-Biegeproben nicht mehr brechen. Daher müssen die in Abs. 5.2.2.2 eingeführten, gekerbten Proben verwendet werden. Aufgrund des Kerbeffekts findet eine Lokalisation mit erhöhter Mehrachsigkeit der bruchauslösenden Stelle in die Nähe des Kerbgrunds statt. Die Anwendung des Beremin-Modells wird in 4.2.2 detailliert beschrieben.

2.3 Numerische Versagensmodellierung

2.3.1 Mikromechanische und phänomenologische Schädigungsmodelle

Bei der numerischen Simulation von Rissausbreitung wird grundsätzlich zwischen zwei Arten von Schädigungsmodellen, den mikromechanischen sowie den phänomenologischen, unterschieden. Mikromechanische Modelle basieren auf dem Ansatz der porösen Plastizität, welcher die Auswirkungen von Schädigungen (Hohlraumentstehung, -wachstum und -vereinigung) auf die Belastbarkeit eines Materialvolumens in Abhängigkeit der lokalen Spannung dort beschreibt [96]. Sie versuchen diese Schädigungen innerhalb des Materialmodells abzubilden, sodass dort zusätzlich zur plastischen Verformung und Verfestigung auch noch die Schädigung und Entfestigung mittels konstitutiver Materialgesetze einfließen [97]. Mikromechanische Schädigungsmodelle werden in erster Linie für duktilen Materialverhalten angewendet, wobei ihr Schädigungsparameter eine physikalische Bedeutung, z. B. die Porenvolumendichte, hat [98]. Große Bekanntheit haben die Modelle von Rousselier [91] und Gurson [99] erlangt, welche beide über eine Vielzahl von Abwandlungen oder Weiterentwicklungen, hierbei am prominentesten: das Gurson-Tvergaard-Needleman-Modell [92], verfügen [97]. Neben der Einschränkung, nicht für alle Arten von Materialverhalten geeignet zu sein, sind die größten Nachteile dieser Materialgesetze ihre Komplexität mit vergleichsweise vielen Parametern sowie eine gewisse Empfindlichkeit gegenüber numerischen Instabilitäten [97].

Demgegenüber sind phänomenologische Modelle nicht auf ein bestimmtes Materialverhalten limitiert und können daher vielseitiger eingesetzt werden [96, 98]. Sie basieren auf dem Ansatz, dass Versagen eines Materials mit dem Erreichen eines kritischen Zustands eintritt, wobei der Schädigungsparameter als innerer Parameter definiert wird und Werte von 0 (keine Schädigung) bis 1 (völlige Schädigung) annehmen kann [98]. Die Materialparameter von phänomenologischen Schädigungsmodellen besitzen keinen direkten physikalischen, mikromechanischen Hintergrund, sondern werden in der Regel in Form einer Kalibrierung aus makroskopischen Experimenten abgeleitet [98, 100]. Innerhalb der phänomenologischen Modelle gibt es Ansätze wie den von Lemaitre [101], bei welchem das Schädigungsgesetz in die Kontinuumsformulierung eingebettet werden (*Continuum damage model*) und Ansätze, wie das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kohäsivzonenmodell nach Barenblatt [98, 102].

2.3.2 Simulationsmethoden zur Bestimmung der Bruchzähigkeit

Die Bestimmung der Bruchzähigkeit kann mithilfe der FE-Methode grundsätzlich auf zwei Arten stattfinden. Zum einen können bruchmechanische Kennwerte an einem stationären,

ruhenden (An-)Riss im Simulationsmodell direkt bestimmt werden. Zum anderen lassen sich die Kennwerte aus der Kraft-Verschiebungs-Kurve des Ergebnisses eines Simulationsmodells mit fortschreitendem, bewegtem Riss berechnen. Im ersten Fall kann beispielsweise die Rissöffnung (*crack tip opening displacement*, CTOD) an der Spitze einer FE-Simulation entnommen werden [97]. Weiterhin ist es möglich, um eine ruhende Rissspitze herum ein Konturintegral (*contour integral*) zu definieren, das mithilfe der Spannungs- bzw. Verschiebungsfeldern der FE-Analyse direkt das J-Integral und daraus den K-Faktor bestimmen lässt.

Im zweiten Fall wird die Rissausbreitung über eine gewisse Länge oder einen gewissen Bereich simuliert. Dazu wurden bereits Methoden wie die Knotentrennung, die Elementteilung, der Elementausfall oder die Elementsteifigkeitsanpassung entwickelt, welche allerdings alle verschiedene Nachteile haben [97]. Die Methode der mitbewegten Rissspitzenelemente, bei der speziell für die Rissspitze entwickelte kollabierte Elemente [103, 104] eingebracht werden, hat den Nachteil, dass nach jedem inkrementellen Rissfortschritt das FE-Netz neu erzeugt werden muss [97].

Drei numerische Methoden zur Rissfortschrittssimulation, die häufig in der kommerziellen FE-Software ABAQUS (Simulia, Dassault Systèmes, Frankreich) verwendet werden, sind das virtuelle Risssschließungsverfahren (*virtual crack closure technique*, VCCT), die Kohäsivzonenmodellierung (*cohesive zone modelling*, CZM) sowie die erweiterte Finite-Elemente-Methode (XFEM) [103]. Die VCCT- sowie die CZM-Methode sind sich dahingehend ähnlich, dass sie den Rissverlauf nur auf vordefinierten Pfaden durch das Modell simulieren können, während bei der XFEM der Riss durch alle angereicherten (*enriched*) Elemente im FE-Netz verlaufen kann. Bei der VCCT wird die Energiefreisetzungsrate aus den Knotenkräften und -verschiebungen an bzw. hinter der Anrissfront bestimmt. Dies setzt das Vorhandensein eines Anrisses voraus und kann nur spröde Rissvorgänge zuverlässig beschreiben, da die VCCT auf der linear-elastischen Bruchmechanik basiert und die Energiedissipation durch die Bildung plastischer Zonen an der Rissspitze nicht berücksichtigt wird [105]. Für Simulationen im Spröde-duktil-Übergangsbereich ist allerdings eine Methode zu wählen, die auch nichtlineare Bruchmechanismen akkurat beschreiben kann. Im Gegensatz zur VCCT können CZM und XFEM auch Rissinitiierungen nachbilden und sind darüber hinaus sowohl für spröde als auch für duktile Rissvorgänge einsetzbar [103, 106]. Die Kohäsivzonenmodellierung verbindet zwei kontinuumsmechanisch getrennte Flächen über ein entweder elementbasiertes (*element-based*) oder oberflächenbasiertes (*surface-based*) kohäsives Verhalten, welches durch ein sog. Traktions-Separations-Gesetz (*traction-separation law*, TSL, s. Abs. 4.2.3.3) geregelt wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird die elementbasierte Kohäsivzonenmodellierung verwendet, da für sie bereits ein benutzerdefiniertes Kohäsivelement von Scheider [98, 107] vorhanden ist, welches Vorteile gegenüber der Standardimplementierung der CZM in ABAQUS bietet. Weitere Informationen sind in Abs. 4.2.3 zu finden. Auch XFEM greift bei der Definition des Versagensverhaltens entweder auf Kriterien der VCCT oder der CZM zurück. Somit unterliegt die Standardimplementierung der XFEM in ABAQUS ähnlichen Schwächen wie die standardmäßige CZM. Der Vorteil des Scheider-Elements gegenüber der Standardimplementierung des Kohäsivverhaltens liegt in der größeren Variationsmöglichkeit der TSL (vgl. Abb. 4-10).

2.3.3 Versagenswahrscheinlichkeit in der Finite-Elemente-Methode

FE-Simulationen werden oft als Basis für nachfolgende probabilistische Auswertungen verwendet. So z. B. für die in Abs. 2.2 eingeführten Weibull- und Beremin-Analysen. In diesem Kapitel liegt der Fokus allerdings auf Beispielen, bei welchen die Streuung von Simulationsergebnissen sich direkt aus der Streuung der Werte für die Eingangsparameter ergibt. Dies geschieht in der Regel auf Elementebene oder im Vergleich zur Gesamtkomponente relativ kleinen Bereichen.

2.3.3.1 Zufallsfelder

Ein Zufallsfeld ist eine mathematische Zufallsfunktion in einem beliebigen Bereich, wie z. B. einem mehrdimensionalen Raum, wobei die Funktion an jedem Punkt einen zufälligen Wert annehmen kann [108]. Zufallsfelder werden häufig zur Quantifizierung von Unsicherheit (*uncertainty quantification*) eingesetzt, welche bei einem Material von der räumlichen Variation seiner Eigenschaften herrühren kann. Die Verwendung von Zufallsfeldern ist ein integraler Bestandteil der stochastischen Finite-Elemente-Methode (SFEM) [109, 110] und wird dort eingesetzt [111-113]. In stochastischen Modellen spielen die Zufälligkeit und Unvorhersagbarkeit eine große Rolle und es kommen häufig Varianten der Monte-Carlo-Methode zum Einsatz. Der SFEM ganz ähnlich ist die probabilistische Finite-Elemente-Methode (PFEM) [114].

Zufallsfelder und die zufällige Verteilung von unterschiedlichen Werten für mikrostrukturelle Eigenschaften können sowohl im Volumen (dreidimensional) als auch in der (Bruch-)Fläche (zweidimensional) stattfinden. Im Folgenden werden Beispiele für beide Arten kurz vorgestellt.

2.3.3.2 Modellierung im Volumen

Es gibt zahlreiche Arbeiten, bei denen variierende Materialeigenschaften im Volumen auf ihren Einfluss auf die Versagenswahrscheinlichkeit einer Komponente hin untersucht wurden. Arregui Mena et al. [115] haben die SFEM für im Nuklearbereich eingesetzte Materialien angewendet. Dabei wird eine räumliche Variation der Materialeigenschaft von alternden Graphitsteinen aufgrund von Bestrahlungs- und Temperaturgradienten betrachtet. Im ersten Teil werden die davon betroffenen Eigenschaften Elastizitätsmodul und thermischer Ausdehnungskoeffizient innerhalb des Simulationsmodells der Komponente zufällig verteilt. Im zweiten Teil kommt die Porosität als weiterer Faktor hinzu. Beim stochastischen Ansatz wurden, der Monte-Carlo-Methode folgend, mehrere Modelle mit Zufallsfeldern erzeugt und simuliert. Aus den Ergebnissen können die Dehnungs- und Spannungsverteilungen abgeschätzt werden. Diese Ergebnisse wurden mit dem Ergebnis einer deterministischen Simulation verglichen.

In eine ähnliche Richtung gehen die Arbeiten von Ozaki et al. [116, 117] sowie Takeo et al. [118]. Die Veröffentlichungen von Ozaki et al. beschreiben, wie mithilfe der Finite-Elemente-Methode (FEM) die aufgrund von Fehlstellen (*flaws*) im Volumen probabilistische Natur des Bruchverhaltens von keramischen Werkstoffen analysiert werden kann. Der Einfluss dieser Fehlstellen, auch als Poren bezeichnet, wird in das FE-Modell in Form eines Schädigungsmodells eingebettet. Die mikrostrukturellen Eigenschaften der Poren im Volumen des Materials zeigen nicht an allen Stellen das gleiche Verhalten. Sowohl die Verteilung der Poren selbst, und damit die relative Dichte des Materials, als auch deren Größen und

Aspektverhältnisse variieren und werden zufällig im FE-Modell verteilt. Die Parameterwerte der genannten Eigenschaften sowie zusätzlich die der Korngröße folgen dabei Häufigkeitsverteilungen. Diese Verteilungen der einzelnen Eigenschaften sind in 2018 [116] noch aus der Literatur abgeleitet, während sie in 2022 [117] auf eigenen mikroskopischen Untersuchungen beruhen. Schlussendlich ergeben sich FE-Modelle einer Drei-Punkt-Biegeprobe, bei denen die Bruchspannung des Schädigungsmodells, welche sich aus den mikrostrukturellen Eigenschaften ergibt, für jedes Element verschieden ist. Die Simulation einer größeren Anzahl ($N = 100$) dieser probabilistischen FE-Modelle wird wiederum dazu verwendet, eine Weibull-Analyse der Simulationsergebnisse durchzuführen. Der Vergleich mit experimentellen Ergebnissen liefert dabei vielversprechende Übereinstimmungen.

Takeo et al. [118] folgen den gleichen Annahmen wie bereits in Bezug auf Ozaki et al. beschrieben. Dabei liegt der Fokus auf der Untersuchung des Größeneffekts auf die Bruchwahrscheinlichkeit von keramischen Materialien mithilfe der FEM. Aus diesem Grund wurden Proben verschiedener Konfiguration und Größe, Drei-Punkt- sowie Vier-Punkt-Biegeversuche, simuliert und experimentell getestet. Der Vergleich der Weibull-Analysen von simulativ und experimentell ermittelten Ergebnissen, auch über verschiedene effektive Volumina hinweg, weist auch hier auf einen vielversprechenden Ansatz hin. In Abb. 2-7 sind exemplarisch die Verteilungen von Porengrößen, Korngrößen sowie Bruchspannungen im FE-Modell einer Vier-Punkt-Biegeprobe dargestellt.

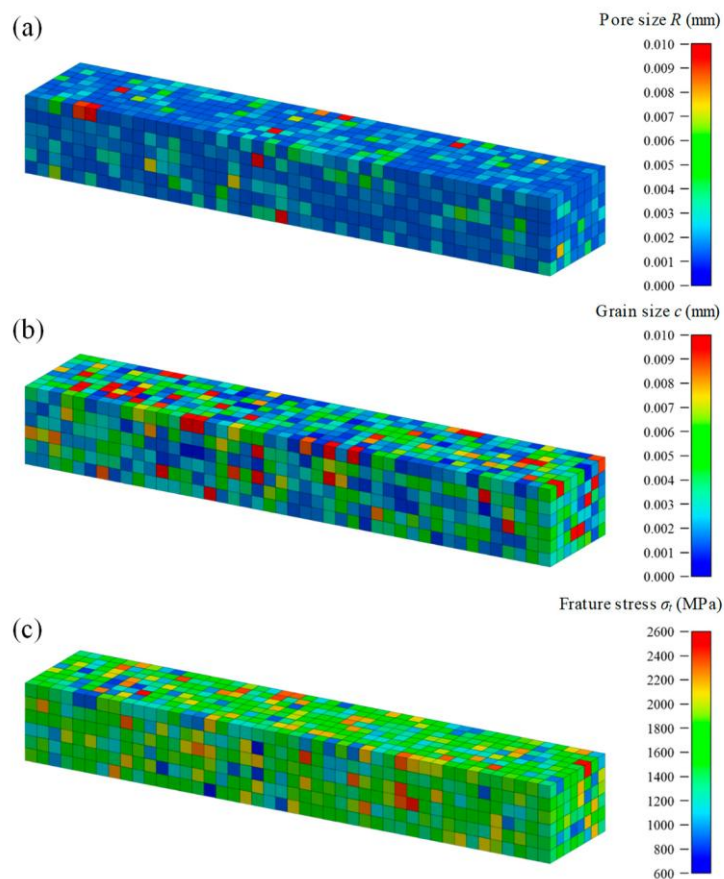


Abb. 2-7: Beispielhafte Verteilung von Werten der mikrostrukturellen Eigenschaften wie (a) Porengröße, (b) Korngröße und (c) Bruchspannung im FE-Simulationsmodell einer Vier-Punkt-Biegeprobe [118]

Neben den Ansätzen, die von bekannten bzw. angenommenen Verteilungen für Werte von mikrostrukturellen Eigenschaften auf die Verteilung der makroskopischen Ergebnisse schließen wollen, gibt es ebenfalls Ansätze, die genau das Gegenteil versuchen. Hierzu gehört die Arbeit von Tran und Wildey [119], in welcher mithilfe der FEM und der initialen Annahme der räumlichen Verteilungen von unterschiedlichen Werten für die Materialeigenschaften zunächst die stochastischen FE-Modelle gelöst werden. Diese Ergebnisse werden mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Im nächsten Schritt wird unter Zuhilfenahme von maschinellem Lernen (*machine learning*) die stochastische Umkehrung (*stochastic inversion*) mit dem Ziel durchgeführt, Eingabeparameter bzw. deren Verteilungen in einer Weise zu identifizieren, dass auf ihnen beruhende Simulationen den experimentellen Ergebnissen und deren Streuung weitestgehend entsprechen. Das Schema ist in Abb. 2-8 dargestellt.

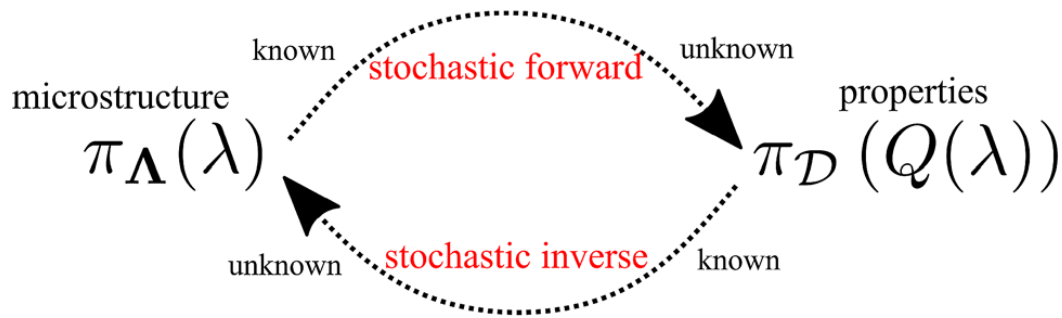


Abb. 2-8: Schematische Darstellung der Beziehung von stochastischen direkten (Vorwärts-)Problemen zu inversen Problemen, modifiziert nach [119]. In Vorwärtsproblemen werden Eingangsverteilungen angenommen und versucht die Ausgabeverteilung zu ermitteln. Bei inversen Problemstellungen wird versucht anhand von bekannten Ausgangsverteilungen die Eingangsverteilungen bestmöglich zu bestimmen

2.3.3.3 Modellierung in der Kohäsivzone

Dieser Abschnitt bezieht sich ausschließlich auf Arbeiten, in denen versucht wird, den probabilistischen bzw. stochastischen Aspekt spröder Materialien mit der Kohäsivzonenmodellierung (CZM) der FEM in Verbindung zu bringen. Die Kohäsivelemente werden in der Regel als Grenzfläche mit keiner oder nur einer sehr geringen Ausdehnung (z. B. Klebeverbindungen) in Normalenrichtung modelliert.

Shanmugan et al. [120, 121] zielen darauf ab, die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von Kohäsivzonenparametern für nicht-deterministisches Materialverhalten in der Nähe eines Anrisses zu bestimmen, welches für die Streuung der Bruchfestigkeit verantwortlich ist. Dafür sollen die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (*probability density functions*, PDFs) der Kohäsivzonenparameter so bestimmt werden, dass die Streuung der Simulationsergebnisse der Streuung der experimentellen Versuchsergebnisse entspricht. In Abb. 2-9 ist das Flussdiagramm des Schemas zu sehen. Dem vorgelagert wird die Verteilung der Materialeigenschaften basierend auf experimentellen Bruchmechanikversuchen geschätzt. Mithilfe dieser geschätzten Materialeigenschaften werden wiederum die initialen, erwarteten Grenzen der Kohäsivzonenparameter geschätzt sowie, unter Verwendung der *Latin Hypercube Sampling*-Methode, deren mögliche Verteilung (Streuung) erstellt. Kombinationen von Werten, entnommen aus den Verteilungen der Kohäsivzonenparametern, bilden Wertepaare und gehen in Ersatzmodelle (*surrogate model*) ein, welche anschließend, der Monte-Carlo-Methode entsprechend, massenweise simuliert werden. Diese Simulationsergebnisse wiederum zeigen selbst eine Verteilung, welche der Verteilung der experimentellen Ergebnisse weitestgehend gleich sein sollte, weshalb es im Falle eines nicht zufriedenstellenden Vergleichs von Simulations- und Versuchsergebnissen eine Rückkopplungsschleife gibt. Das ganze Schema wird so oft wiederholt, bis die kumulativen Wahrscheinlichkeitsverteilungen (*cumulative distribution functions*, CDFs) aus Simulations- und Versuchsergebnissen konvergieren.

Shanmugam et al. [122] wenden das zuvor eingeführte Schema in einer weiteren Arbeit auf die Analyse der Delamination einer Doppelbalkenprobe (*double cantilever beams*, DCB) an.

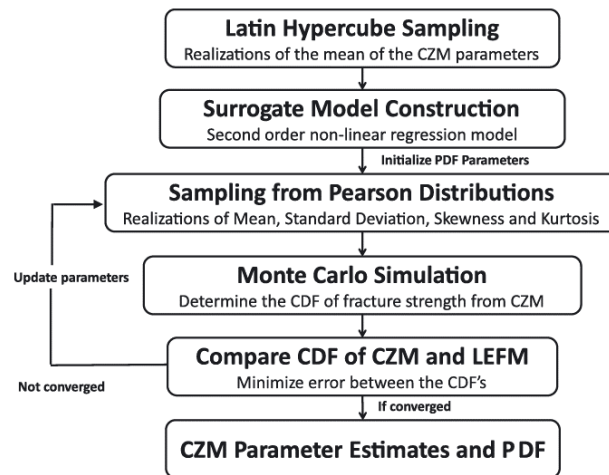


Abb. 2-9: Schematisches Flussdiagramm zur Bestimmung von Kohäsivzonenparameterwerten sowie deren Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) [121]

Auch in Freed et al. [123] kommen DCB-Proben zum Einsatz, mit deren Hilfe die Delamination von Klebeverbindungen analysiert wird. Dazu werden einerseits experimentelle Versuche sowie andererseits FE-Simulationen mit Kohäsivzonenmodellierung durchgeführt, welche die Streuung der Ergebnisse abbilden soll. Die beiden Kohäsivzonenparameter, Spannung und Energie, für die Simulationen werden dabei aus einem erwarteten Bereich angenommen. Die Simulationen werden mithilfe eines probabilistischen Algorithmus des maschinellen Lernens analysiert. Dies geschieht mit dem Ziel, die optimalen Werte für die Kohäsivzonenparameter zu erhalten. Einem ähnlichen Ansatz folgen auch Papazafeiropoulos et al. [124] mit ihrem Postprocessing-Programm *Abaqus2Matlab*.

In den Veröffentlichungen von Khokhar et al. [125-127] wird der Effekt von zufälligen Mikrostruktureigenschaften auf das Schädigungs- und Delaminationsverhalten von kohlefaserverstärkten Polymerkompositen mithilfe von FE-Simulationen mit stochastischen Kohäsivelementen untersucht. Für die Delaminationsuntersuchungen wurden DCB-Proben gewählt, welchen im FE-Modell zufällige Eigenschaften entsprechend zweiparametrischen Weibull-Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zugeordnet sind. Der Vergleich der Ergebnisse einer Simulation mit deterministischen Werten sowie mehreren Simulationen mit zufällig verteilten Werten für die Kohäsivzonenparameter weist Unterschiede von bis zu 40 % auf. Zudem zeigt sich, dass einige Ergebnisse aus den stochastischen Simulationen die der deterministischen Simulation (weit) unterschreiten, was hinsichtlich Konservatismus und Sicherheitsgedanke die Wichtigkeit stochastischer Simulationen nochmals unterstreicht.

In den neueren Veröffentlichungen [126, 127] kommen noch Risse der Fasern oder Risse in der Matrix als zusätzliche Faktoren von Zufälligkeit hinzu.

Die oben genannten Ansätze haben eine Sache gemeinsam. Sie variieren zwar die Kohäsivzonenparameter im FE-Modell für jede neue Simulation, allerdings haben dabei in einer Simulation jeweils alle Kohäsivelemente die gleichen beiden Parameterwerte. Als Erweiterung sollen nun Arbeiten vorgestellt werden, in denen bereits in einer Simulation Kohäsivelemente mit unterschiedlichen Werten für die Kohäsivzonenparameter nebeneinander eingesetzt werden.

Schicker [128] versucht in seiner Arbeit den statistischen Aspekt mit einem Modell des realen Verhaltens eines Kontinuums zu verknüpfen, indem der Zusammenhang zwischen stochastischen Festigkeitseigenschaften aufgrund mikrostruktureller Gefügeinhomogenitäten mithilfe von Kohäsivelementen des FE-Modells hergestellt wird. Die Kohäsivzone weist dabei sprödes Verhalten, also plötzliches Versagen, auf und die Streuungen der Werte der Kohäsivzonenparameter folgen jeweils approximierten Weibull-Verteilungen. Die verwendeten Grundverteilungen bilden ein lokales, statistisch streuendes Festigkeitskriterium, welches ein auf der mikrostrukturellen Ebene basierendes Versagenskriterium ergibt. Praktisch wurde dieses Vorgehen auf Flachzugproben mit konstantem Querschnitt angewendet.

Eine Weiterführung der Arbeit von Schicker ist bei Kabir et al. [129] und Kabir [130] zu finden. Die Veröffentlichungen von Kabir sind eine große Inspirationsquelle für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Ansätze, weswegen eine ausführliche Vorstellung nachfolgt.

Das Ziel der Untersuchung einer quasi-spröden lamellaren γ TiAl-Legierung war die Beschreibung des durch die mikrostrukturellen Eigenschaften, wie Lamellendicke und -orientierung sowie der Koloniengröße und deren Neigungswinkel zur Lastrichtung, entstehenden stochastischen Versagensverhaltens. Dazu wurden einerseits Experimente und fraktografische Untersuchungen durchgeführt, zum anderen wurden Simulationen mithilfe von durch Experimente erhaltenen Spannungs-Dehnungs-Kurven sowie stochastischen Ansätzen für die Kohäsivzonenparameter realisiert. Zum Schluss sollten die Übertragbarkeit der gewonnenen Erkenntnisse und Werte auf andere Komponenten beurteilt werden. In Abb. 2-10 ist ein schematischer Überblick über das Vorgehen zu sehen.

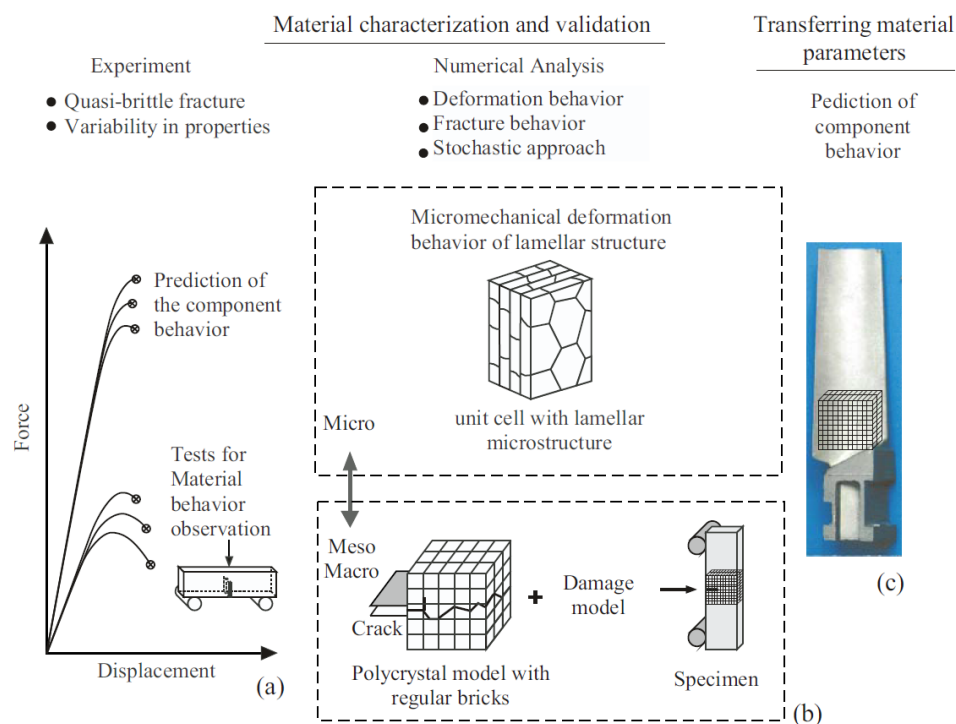


Abb. 2-10: Untersuchung der Deformation und des Bruchverhaltens von γ TiAl [130]

Zur Simulation des stochastischen Bruchverhaltens werden FE-Modelle mit Kohäsivelementen nach Scheider [98] eingesetzt. Während bei homogenen Mikrostrukturen die

Kohäsivzonenparameter entlang des gesamten Bruchpfads die gleichen Werte behalten, finden sich bei heterogenen Mikrostrukturen ganz unterschiedliche Werte entlang des Bruchpfads. Die heterogene Mikrostruktur führt zu lokalen Variationen von Bruchspannung und -energie, welche im Kohäsivzonenmodell der Kohäsivspannung bzw. -energie entsprechen. Stochastische Variationen werden im FE-Modell durch eine stochastische Verteilung der Werte für die Kohäsivelemente innerhalb der Bruchebene hervorgerufen. Als Verteilungsfunktionen für die Werte der Kohäsivzonenparameter kommen die Gleich- oder die Weibull-Verteilung zum Einsatz.

Im Folgenden wurde versucht, mithilfe von verschiedenen Kombinationen aus entweder einer konstanten oder mehreren unterschiedlichen, zufällig verteilten Spannungs-Dehnungs-Kurven im FE-Modell und gleich- oder Weibull-verteilten Werten in der Kohäsivzone die experimentellen Ergebnisse von Flachzugproben nachzubilden. Die oberen und unteren Limits der Werte der Kohäsivzonenparameter wurden dabei direkt aus den experimentellen Ergebnissen übernommen. Daraus ergeben sich die Variationsbänder für die Simulationen.

Um das polykristalline Verformungsverhalten zu beschreiben, wurde ein auf Kristallplastizität basierendes Modell mit dem Ziel eingesetzt, lokale Spannungs-Dehnungs-Kurven für einzelne Bereiche zu definieren. Allerdings stellte sich heraus, dass die Variation der Spannungs-Dehnungs-Kurven als zufällig verteilte Eingaben in den FE-Modellen einen vernachlässigbar kleinen Einfluss auf das Gesamtergebnis haben.

Jedem Kohäsivelement ein anderes Paar Werte für Kohäsivspannung und -energie zuzuweisen führt dazu, dass sich alle FE-Simulationen zu sehr ähnlichen Ergebnissen kommen. Die große Streuung der Ergebnisse aus den Experimenten kann so nicht nachgebildet werden. Deshalb wurden größere Bereiche von Kohäsivelementen zu Clustern zusammengeschlossen, innerhalb denen dann jeweils gleiche Wertepaare für die Kohäsivzonenparameter gelten. In Abb. 2-11 ist dies beispielhaft an der Spitze eines Probenmodells mit Chevronkerbe dargestellt. Die Farben geben jeweils die Höhe der Werte in den Clustern an. Die Cluster selbst bestehen aus 10 x 10 Kohäsivelementen, was einer Fläche von 100 x 100 μm^2 entspricht. Die Einführung von Clustern ergibt weiteren Variationsspielraum bei der Suche nach einer geeigneten FE-Repräsentation. So können die Clustergrößen im Rahmen einer Parameterstudie z. B. willkürlich gewählt werden oder sich an der mittleren Korngröße orientieren. Ebenso können durch die nachträgliche Manipulation der zufällig verteilten Werte von Kohäsivspannung und -energie sog. „starke“ Kohäsivelemente bzw. Cluster (jeweils hohe Werte) und „schwache“ Kohäsivelemente/Cluster erzeugt werden.

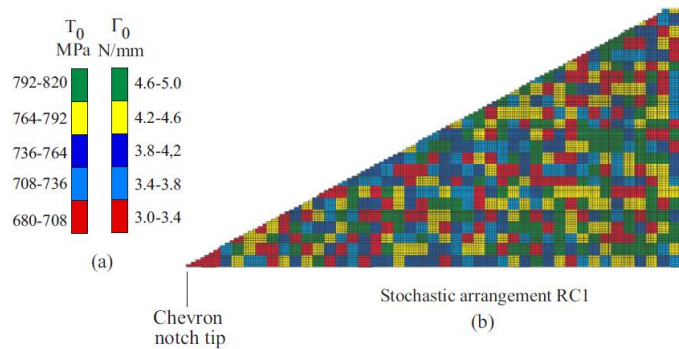


Abb. 2-11: Stochastische Anordnung von Clustern unterschiedlicher Kohäsivspannungen und -energien entlang der Spitze einer Chevronkerbe [130]

Im letzten Teil wird die Übertragbarkeit, der aus Flachzugproben und Drei-Punkt-Biegeprobe mit Chevron-V-Kerbe erhaltenen Erkenntnisse und Ergebnisse auf eine seitengekerbte Drei-Punkt-Biegeprobe untersucht. Beim Vergleich der Kraft-Verschiebungs-Kurven von Experimenten und Simulationen stellte sich heraus, dass die Simulationen durchaus plausible Ergebnisse aufweisen. Die Kurven aus den Simulationen befinden sich mehr oder weniger im Bereich der Kurven aus den Experimenten.

Was in der Dissertation von Kabir [130] allerdings nicht mehr betrachtet wird, ist die Analyse einer statistisch signifikanten Anzahl von Simulationen mit stochastischen FE-Modellen. Dazu sind sowohl die durchgeführten Experimente als auch die Simulationen nicht zahlreich genug. Durch den eher qualitativen Vergleich von experimentellen und simulativen Kraft-Verschiebungs-Kurven bleiben auch die Fragen offen, in welchem Maß die Wahl von Clustergrößen Sinn ergeben hat und ob die angenommenen Verteilungsfunktionen der Eingabeparameter, hier der Kohäsivzonenparameter, tatsächlich in der Lage sind die Verteilung der Ergebnisse nachzubilden oder ob andere Verteilungsfunktionen passender wären. Unter anderem diesen Fragen soll im Rahmen dieser Arbeit nachgegangen werden.

2.4 Spezielle fraktografische Untersuchungen

Die Bruchflächen makroskopischer Proben können je nach gewünschter Vergrößerung mithilfe von Licht- oder Elektronenmikroskopen untersucht werden. Dies wird in der Praxis sehr häufig durchgeführt und ist daher bereits gängig und gut dokumentiert. Aus diesem Grund soll in diesem Kapitel nur auf zwei spezielle Anwendungsfälle eingegangen werden. Diese sind zum einen die quantitative Bruchflächenanalyse und zum anderen die Bestimmung des Abstands der kritischen, bruchauslösenden Stelle zur Anrissfront.

2.4.1 Quantitative Bruchflächenanalyse

Die quantitative Bruchflächenanalyse, auch quantitative Fraktografie genannt, wird mit dem Ziel durchgeführt, maßgebliche Eigenschaften oder Merkmale der Bruchfläche quantitativ zu bestimmen. Dazu gehören beispielsweise Flächen mit bestimmten Eigenschaften, wie deren charakteristische Längen, Größen, Formen oder Ausrichtungen, ebenso wie deren Anzahl

oder Positionen. Des Weiteren können auch die jeweiligen Verteilungen der zuvor genannten Eigenschaften bestimmt werden.

Zur Vereinheitlichung der Durchführung von quantitativen Bruchflächenanalysen wurde im Rahmen des Forschungsprojekts FRACTESUS [131] eine Anleitung erarbeitet. Ihr zur Folge wird die gesamte Bruchfläche, wie in Abb. 2-12 (a) gezeigt, zunächst rasterartig in kleinere Ausschnitte unterteilt. Die Ausschnitte werden so gewählt und soweit vergrößert (z. B. 2000x), dass die lokalen Merkmale der Bruchfläche gut erkennbar sind. Über jeden Ausschnitt wird wiederum ein Raster mit Punkten gelegt. An exakt den Stellen, an denen sich Punkte befinden, wird entschieden, um welche Art von Bruchflächenmerkmal es sich handelt. Die Kategorien dabei erstrecken sich von Spaltbruch, duktiler Mikroporenkoaleszenz, Partikel, Oxidschicht, Schmutz oder glatt/merkmalsfrei bis hin zu intergranular, beschädigt oder nicht zu identifizieren.

Aus der quantitativen Auswertung der Bruchfläche sowie der Erstellung von Statistiken einzelner Merkmale können wichtige Erkenntnisse gewonnen werden. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Anteile von Flächen mit unterschiedlichen Eigenschaften (spröde/duktil) bestimmt und in stochastischer Weise wiederum zufällig in FE-Modellen mit Kohäsivzone eingebracht werden.

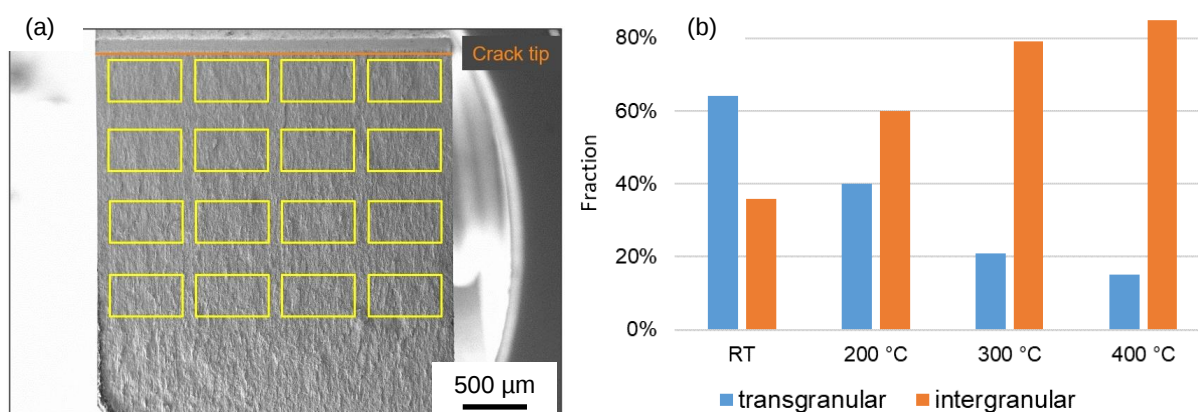


Abb. 2-12: Beispiele für (a) die quantitative Bruchflächenanalyse mit Unterteilung der Gesamtfläche in kleine Ausschnitte und (b) die statistische Auswertung von Bruchflächenmerkmalen entsprechend der in FRACTESUS [131] erarbeiteten Anleitung

2.4.2 Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle

Es gibt einige Veröffentlichungen, in denen als Ursache für die Streuung der Bruchzähigkeiten von Stahl im Übergangsbereich der Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle untersucht wird [132-136]. Das Schema ist in Abb. 2-13 dargestellt. Alle Arbeiten stimmen dahingehend überein, dass die bruchauslösende Stelle das schwächste Glied (*weakest link*) darstellt und sie im Bereich der maximalen Normalspannungen im Ligament liegt. Je größer die Belastung wird, desto weiter dehnt sich auch die Bruchprozesszone aus. Somit wird erwartet, dass Proben, bei denen die bruchauslösende Stelle weit von der Anrissfront entfernt liegt, eine höhere Belastung ertragen und daraus folgend eine höhere Bruchzähigkeit

aufweisen. Heerens et al. [133] postulieren, dass im Übergangsbereich ein großer Anteil der Streuung der Bruchzähigkeit allein auf den Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle zurückzuführen ist. Eine sehr aussagekräftige Zusammenstellung der Bruchzähigkeitswerte von verschiedenen Stählen im Übergangsbereich ist bei Das et al. [136] zu finden und in Abb. 2-14 abgebildet. Zu erkennen ist, dass die Theorie bei der Betrachtung einzelner Punkte teilweise nicht stimmt. Es kommt vor, dass Proben mit einem großen Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle trotzdem nur eine vergleichsweise geringe Bruchzähigkeit aufweisen. Wird allerdings der Trend über alle Punkte betrachtet, so kann durchaus eine Korrelation zwischen Bruchzähigkeit und Abstand zur Anrissfront angenommen werden.

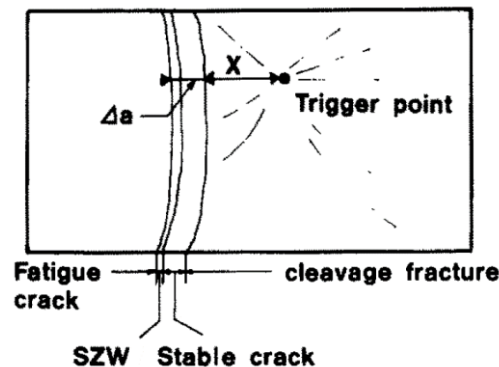


Abb. 2-13: Abstand X zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle [132]

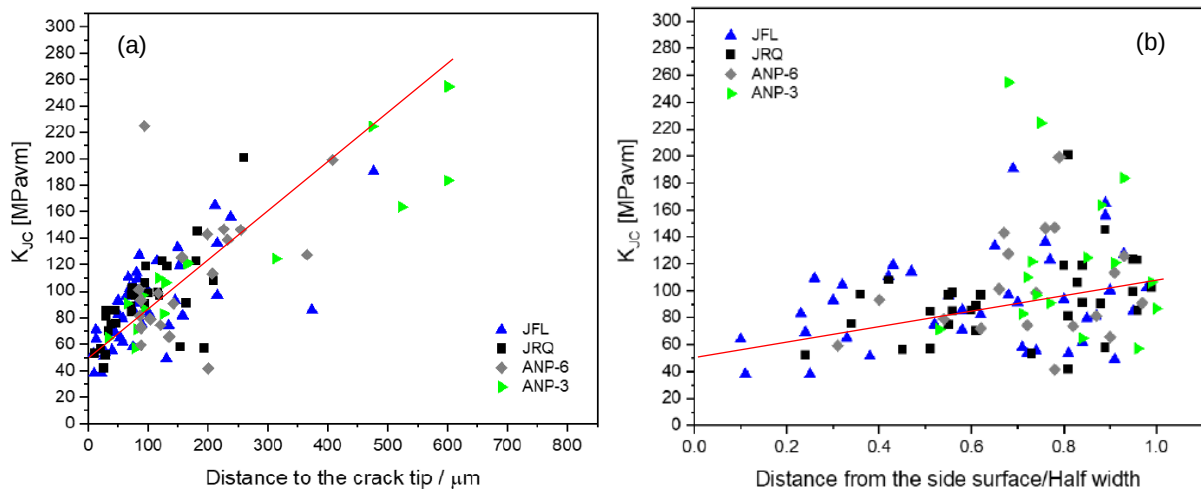


Abb. 2-14: Bruchzähigkeitswerte K_{Jc} gegenüber dem Abstand zur jeweils bruchauslösenden Stelle für unterschiedliche Stähle aus [136]. Trendlinien (rot) selbst eingefügt.

Die bruchauslösende Stelle nach dem Versuch auf der Spaltbruchfläche zu finden kann keine ganz einfache Aufgabe sein. Allerdings bilden sich auf den Bruchfacetten bei Stahl typischerweise sog. Chevron-Marken (*chevron markings*) und Flusslinien (*river lines*). Mit deren Hilfe ist es möglich, die bruchauslösenden Stelle zurückzuverfolgen. Ein detailliertes Vorgehen sowie das Beispiel in Abb. 2-15 ist in der bei FRACTESUS [131] entstandenen Anleitung beschrieben. Weitere Informationen zur Identifikation von Bruchursprüngen oder zur Fraktografie sind in ASTM Norm C1322 [137] und bei González-Velázquez [138] zu finden.

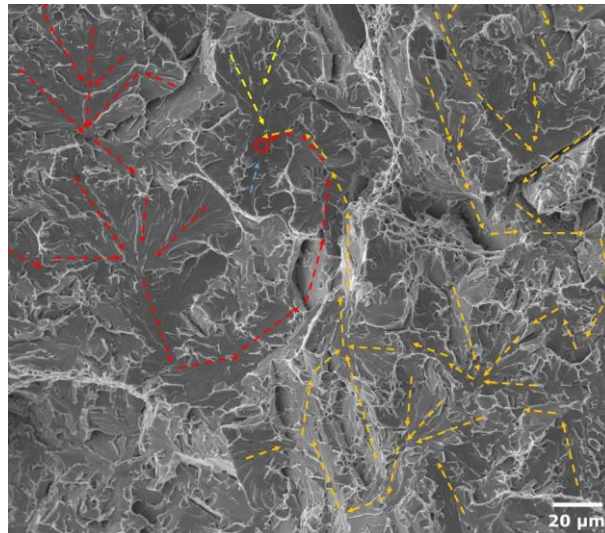


Abb. 2-15: Überblick über den Prozess der Rückverfolgung der bruchauslösenden Stelle aus der bei FRACTEUS [131] entstandenen Anleitung

3 Konzepte

In diesem Kapitel werden die zwei Konzepte dieser Arbeit vorgestellt. Grundsätzlich geht es darum, für Temperaturen im spröden Bereich sowie im Spröd-duktil-Übergangsbereich von Wolfram, zwischen Raumtemperatur und 400 °C, einen Konstruktionsbereich zu definieren. Die Definition des Konstruktionsbereichs soll über eine probabilistische Komponente verfügen, wonach das Versagen eines zu wählenden Prozentsatzes an Komponenten toleriert wird, um dadurch den bestehenden Konservatismus eines deterministisch definierten Konstruktionsraums zu verkleinern.

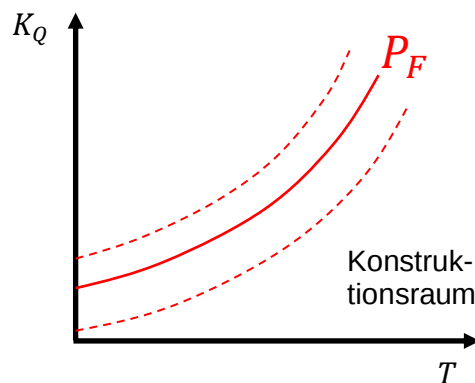


Abb. 3-1: Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm zur Definition des Konstruktionsraums (schematisch)

3.1 Konzept 1 – 2D

3.1.1 Idee

Die Idee des ersten Konzepts beruht auf der Überlegung die Streuung der Versagensspannung einer größeren, statistisch relevanten Anzahl von Vier-Punkt-Biegeproben zu bestimmen und zu überprüfen, ob sich mit dieser Streuung sowie einem geeigneten FE-Modell die Streuung der Bruchzähigkeit herleiten lässt. Die Herausforderung ist hierbei, dass die Volumina von Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikproben und Vier-Punkt-Biegeproben, in welchen eine mögliche Rissentstehung bzw. Rissfortschritt stattfindet, wie in Abb. 3-2 zu sehen ist, sehr unterschiedliche Größen haben.

Vier-Punkt-Biegeproben sind einfacher herzustellen und mit weniger Aufwand zu testen als Bruchmechanikproben. Eine geringere Anzahl von Experimenten an Bruchmechanikproben (z.B. 4) wird ebenfalls durchgeführt, um mit deren Hilfe eine mittlere experimentelle Bruchzähigkeit zu bestimmen. Anschließend werden die Streuung der Versagensspannung sowie die mittlere experimentelle Bruchzähigkeit in FE-Simulationsmodellen von KLST-Bruchmechanikproben [139] kombiniert. In einem Set von Simulationen mit verschiedenen Versagensspannungen wird ein Set von simulativen Bruchzähigkeiten bestimmt. Ein ähnlicher Ansatz wurde bereits für die in Abs. 2.3.3.3 besprochenen Veröffentlichungen von Shanmugan et al., Freed et al. sowie Khokhar et al. gewählt. Die statistische Auswertung der simulativen

Bruchzähigkeiten definiert wiederum Konstruktionsräume in Abhängigkeit einer Versagenswahrscheinlichkeit. Wird dies für alle in dieser Arbeit relevanten Temperaturen durchgeführt, so ergibt sich ein Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm wie in Abb. 3-1.

Um das Konzept zu verifizieren, soll das Set von simulierten Bruchzähigkeiten mit einem gleich großen Set von experimentell bestimmten Bruchzähigkeiten verglichen werden.

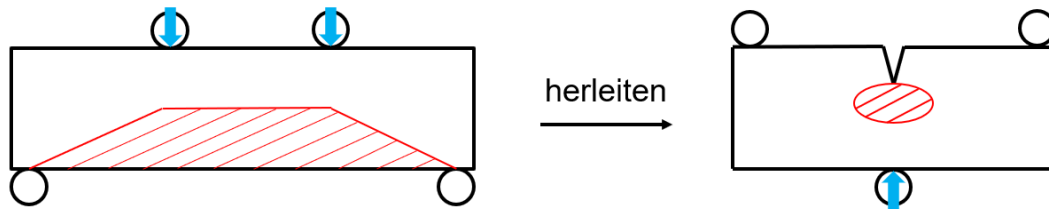


Abb. 3-2: Schematische Darstellung der Bereiche der möglichen Rissentstehung in Vier-Punkt-Biegeproben und Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikproben (KLST)

3.1.2 Schema

Die Abb. 3-3 zeigt das schematische Vorgehen von Konzept 1 in Anlehnung an Mahler [140], welches bereits bei Conte [141] zu sehen ist. Im ersten Schritt werden für den probabilistischen Ansatz eine statistisch relevante Anzahl von Vier-Punkt-Biegeproben getestet und für deren Ergebnisse mithilfe einer probabilistischen Methode die Streuung bestimmt. Der Weakest-Link-Annahme folgend bieten sich das integrale Modell nach Weibull [44, 45] oder alternativ der Local-Approach-Ansatz des Beremin-Modells [42] an. Beiden Modellen liegt eine zweiparametrische Weibull-Verteilung zugrunde, deren Parameter m und σ_0 bzw. σ_u bestimmt werden. Für die Ermittlung werden FE-Simulationen der Vier-Punkt-Biegeproben benötigt, welche im Anschluss mit statistischen Programmcodes, z. B. STAU [54] für das Weibull- bzw. einem selbstimplementierten Code für das Beremin-Modell, ausgewertet werden. Die Spannung des Weibull-Skalenparameters, je nach Modell σ_0 oder σ_u , wird gleich der Kohäsivspannung σ_{coh} des Kohäsivzonenmodells (s. Abs. 4.2.3) gesetzt.

Des Weiteren werden, je nach Verfügbarkeit, zwischen vier und zwölf KLST-Bruchmechanikproben getestet. Die Kraft-Verschiebungs-Kurven aller Ergebnisse werden gemittelt. Die mittlere Kraft-Verschiebungs-Kurve der Experimente dient als Grundlage der Kalibrierung des Finite-Elemente-Simulationsmodells. Dabei wird die Kohäsivenergie des Kohäsivzonenmodells (s. Abs. 4.2.3) der Simulation so lange variiert, bis die experimentelle (mittlere) Kraft-Verschiebungs-Kurve mit der simulativen weitestgehend übereinstimmt. Die Kohäsivspannung verbleibt für die Kalibrierung der Kohäsivenergie auf dem Wert des Skalenparameters der Weibull-Verteilung.

Im letzten Schritt werden Simulationen bei gewünschten Versagenswahrscheinlichkeiten durchgeführt. Dabei verbleibt die nun kalibrierte Kohäsivenergie auf ihrem Wert, während die Kohäsivspannung gemäß der im ersten Schritt ermittelten Streuung variiert wird. Für jedes Simulationsergebnis ergibt sich eine Kraft-Verschiebungs-Kurve, wobei jeweils mithilfe der Formeln aus ASTM E399 [142] bzw. E1820 [143] die Bruchzähigkeit bestimmt werden kann.

Wird dieses Vorgehen bei mehreren Temperaturen, zwischen Raumtemperatur und 400 °C, durchgeführt, so ergibt sich ein Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm, wie es in Abb. 3-3 dargestellt ist.

Die Verknüpfung von Probabilistik und Finite-Elemente-Methode besteht bei diesem Konzept aus der Wahl der Kohäsivspannung für das jeweilige Simulationsmodell. Die Kohäsivspannung selbst wird gemäß einer Wahrscheinlichkeitsverteilung gewählt, welche sich zuvor aus der probabilistischen Analyse der Vier-Punkt-Biegeexperimente ergeben hat. Die Kohäsivspannung wird allen Kohäsivelementen einer Simulation zugeordnet. Es gibt innerhalb der Kohäsivzone keine Variation.

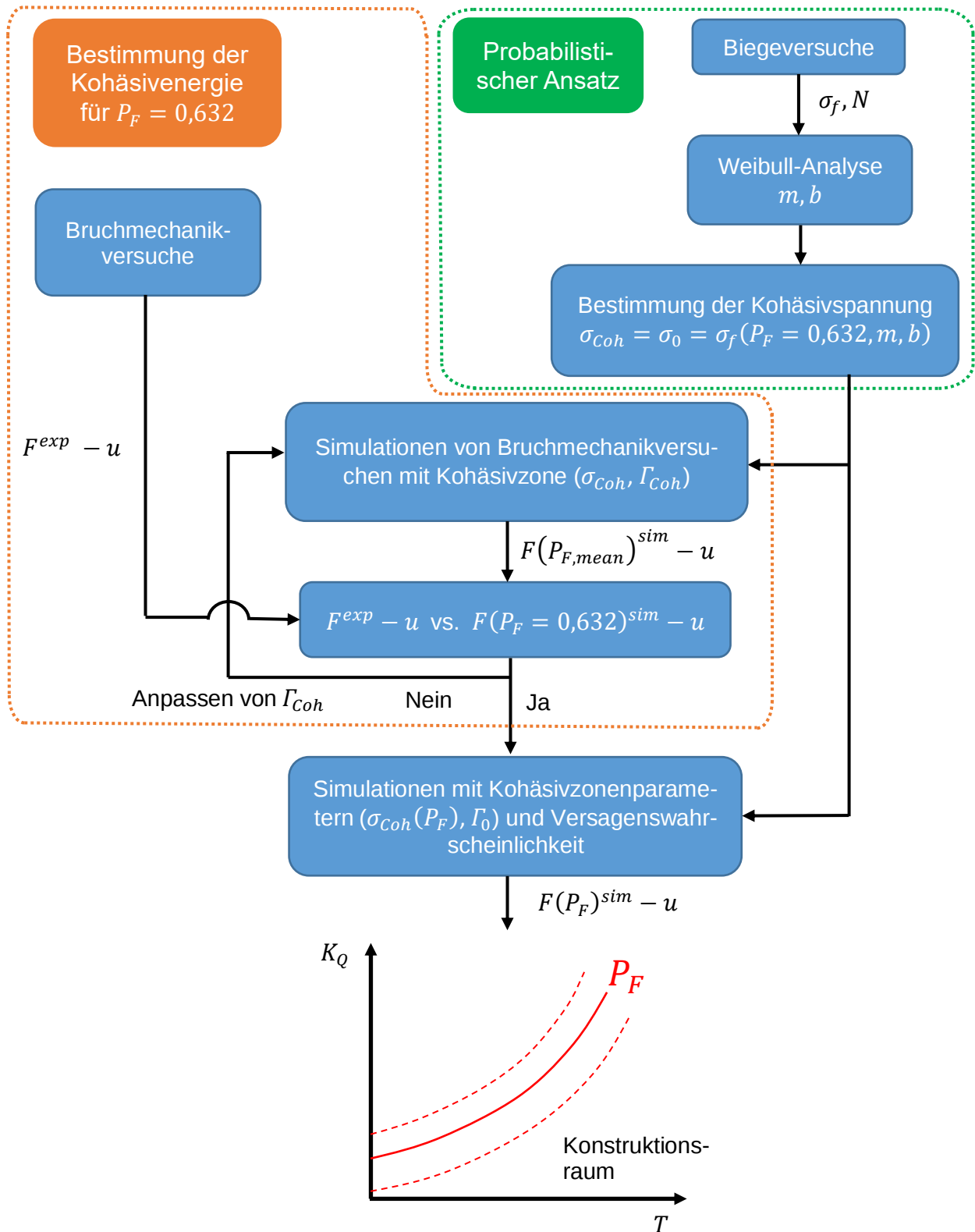


Abb. 3-3: Schema von Konzept 1

3.2 Konzept 2 – 3D

3.2.1 Idee

Die Idee des zweiten Konzepts beruht auf der Modellierung der Heterogenität der Bruchfläche hinsichtlich der mechanischen Eigenschaften. Dabei bildet das deterministische Schädigungsmodell der FE-Simulation durch die zufällige Verteilung von mechanischen Eigenschaften an kleinere Einheiten der Kohäsivzone, z. B. Kohäsivelemente oder Cluster von Kohäsivelementen, das lokale Materialverhalten entlang der Bruchfläche nach. Den Kohäsivelementen werden einer oder mehrerer statistischen Verteilungen folgend Kohäsivspannungen bzw. -energien zugeteilt. Als Inspiration für diesen Ansatz dienten die in Abs 2.3.3.3 besprochenen Veröffentlichungen von Schicker [128] sowie Kabir [130].

Ein Set von FE-Simulationsmodellen mit sich jeweils unterscheidenden Kohäsivzonen (Bruchflächen) wird simuliert sowie jeweils deren Bruchzähigkeit (nach ASTM E399, E1820) bestimmt. Die mit einer statistisch relevanten Anzahl von Simulationen ermittelten Bruchzähigkeiten können wiederum probabilistisch analysiert werden. Wird dieses Vorgehen für alle in dieser Arbeit relevanten Temperaturen durchgeführt, so ergibt sich ein Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm, wie es in Abb. 3-3 dargestellt ist.

Die Verknüpfung von Probabilistik und Finite-Elemente-Methode besteht bei diesem Konzept aus der zufälligen Auswahl von Kohäsivspannungen und -energien aus den experimentell bestimmten Verteilungen sowie deren zufällige Zuordnung zu Kohäsivelementen oder -elementclustern in der Kohäsivzone des jeweiligen Simulationsmodells.

Zur Verifikation des Konzepts werden Sets von simulierten Bruchzähigkeiten mit einem großen Set von experimentell bestimmten Bruchzähigkeiten verglichen.

3.2.2 Cluster

Die Elementgröße muss in der Finite-Elemente-Methode normalerweise so lange verringert werden, bis eine weitere Verkleinerung der Elemente zum gleichen Ergebnis führt, also alle weiteren Verkleinerungen zum gleichen Ergebnis konvergieren. Ein Einfluss des Netzes soll ausgeschlossen werden. Dies gilt auch für Kohäsivelemente, weshalb die Elementgröße von Kohäsivelementen mitunter sehr klein werden kann. Werden dann, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, jedem Kohäsivelement eine Kohäsivspannung bzw. -energie zufällig zugeordnet, so kommt es häufig vor, dass die Bereiche der lokalen Unterschiede so klein sind, dass im globalen Verhalten kaum noch ein Einfluss auszumachen ist. Alle Simulationen führen dann zu ungefähr gleichen Ergebnissen.

Aus diesem Grund werden größere Cluster von Kohäsivelementen gebildet. Die Wahl der Größe kann, bspw. zum Zweck einer Parameterstudie, frei gewählt oder an mikrostrukturellen Aspekten orientiert werden. Hierbei bieten sich die mittlere Größe und Form von Gefügekörnern oder von Facetten auf der Bruchfläche an. Des Weiteren können starke bzw. schwache Cluster, sprich Cluster mit Elementen hoher Kohäsivspannung und -energie bzw. vice versa, gebildet werden, um Bruchfacetten höherer bzw. niedrigerer Bruchzähigkeit zu imitieren.

Abweichend von der zufälligen Platzierung von Clustern, ist es auch möglich Cluster, je nach ihren Eigenschaften, gezielt auf der Bruchfläche zu platzieren.

3.2.3 Art der Verteilung

Der Pool, aus dem zufällige Werte für die Parameter der Kohäsivelemente gezogen werden, kann verschiedene Arten haben. Zum einen können die experimentell ermittelten Werte direkt als Pool dienen, zum anderen können mit Verteilungsfunktionen, welche mithilfe der experimentell ermittelten Werte erzeugt wurden, wiederum zufällige Werte generiert werden. Zur Anwendung kommen im Rahmen dieser Arbeit kontinuierliche (stetige) Verteilungsfunktionen, wie die Gleich-, Normal- oder Weibull-Verteilung. Diskrete Verteilungsfunktionen, wie die Poisson-Verteilung, eignen sich nach Ansicht des Autors in diesem Fall nicht besonders gut, da Bruchzähigkeitswerte in der Regel weder ganzzahlig sind noch die Anzahl exakt gleicher Werte gezählt werden sollen.

3.2.4 Verknüpfung von Materialeigenschaften mit Bruchflächenstatistik

Reichen die bisher beschriebenen Optionen zur Anpassung der probabilistischen Simulation (Cluster, Verteilungsart) an das Problem nicht aus, besteht noch die Möglichkeit, Materialeigenschaften an eine Bruchflächenstatistik zu koppeln. Das Vorgehen der quantitativen Bruchflächenanalyse wird in Abs. 2.4.1 beschrieben. Die Statistik kann zur Festlegung des Verhältnisses der Anzahl von Kohäsivelementen mit unterschiedlich gewichteten Werten für die Kohäsivzonenparameter herangezogen werden.

3.2.5 Verknüpfung von Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle

Mithilfe des für Konzept 2 entwickelten probabilistischen FE-Modells soll auch eine andere Theorie überprüft werden, wonach der Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle im ungebrochenen Material vor der Anrissfront für die Streuung der Bruchzähigkeitswerte verantwortlich ist. Dies ist relativ einfach möglich, da im FE-Modell Bereiche der Kohäsivzone, die die bruchauslösende Stelle repräsentieren sollen, entfernt werden können oder alternativ die Kohäsivzonenparameter der dortigen Kohäsivelemente auf sehr kleine Werte gesetzt werden. Die Hintergründe zu dieser Theorie wurde bereits in Abs. 2.4.2 genauer beleuchtet.

4 Methoden

4.1 Normgerechte Bestimmung der Bruchzähigkeit

Genormte Versuche werden in der Regel zur experimentellen Ermittlung von Bruchzähigkeiten durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit werden je nach Materialverhalten zwei unterschiedliche Normen eingesetzt. Für spröde Materialien, die bis zum Bruch linear-elastisches Verhalten zeigen, wird die Norm E399 der American Society for Testing and Materials (ASTM) eingesetzt. Für duktile Materialien, welche vor dem Bruch aufgrund von elastisch-plastischen Deformationen bereits nichtlineares Verhalten aufweisen, wird Norm ASTM E1820 verwendet.

4.1.1 Bestimmung der Bruchzähigkeit bei spröden Materialien

Die Norm ASTM E399 [142] gibt Hinweise zu Probengeometrie, Risspräparation, Versuchsdurchführung sowie -auswertung. Um einen ebenen Verzerrungszustand sicherzustellen, wird eine minimale Ligamentlänge gefordert:

$$B, a, (W - a) \geq 2,5 \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_{YS}} \right)^2 \quad (4-1)$$

Neben der Mindestdicke B einer Probe müssen auch die Mindestwerte für die Risslänge a sowie die Ligamentlänge, welche sich aus Probenhöhe W und Risslänge zusammensetzt, erfüllt werden. σ_{YS} entspricht in diesem Zusammenhang der 0,2-%-Dehngrenze des jeweiligen Materials. Eine Bruchzähigkeit K_{Ic} wird dabei zunächst nur angenommen. Für Biegeproben wird ein Höhe-Breite-Verhältnis von $1 \leq W/B \leq 4$ verlangt, wobei üblicherweise $W/B = 2$ empfohlen wird. Gleichzeitig wird ein Verhältnis der Risslänge a zur Probenhöhe W von 0,45-0,55 vorausgesetzt, wobei ebenfalls die Einbringung des Schwingungsanrisses erläutert wird.

Die Lastrate muss so gewählt werden, dass die Rate, mit welcher sich die Spannungsintensität erhöht, zwischen 0,55-2,75 MPa $\sqrt{m}$ liegt. Während des Versuchs wird sowohl die Kraft der Belastung als wahlweise auch die Rissöffnungsverschiebung (*crack opening displacement*, COD) oder die Verschiebung des Lastangriffspunkts, im Fall von Drei-Punkt-Biegeversuchen gleichbedeutend mit der Durchbiegung, aufgezeichnet. Diese Kraft-Verschiebungs-Diagramme können in ihrem Verlauf deutliche Unterschiede aufweisen und werden zur Analyse in drei Typen unterteilt:

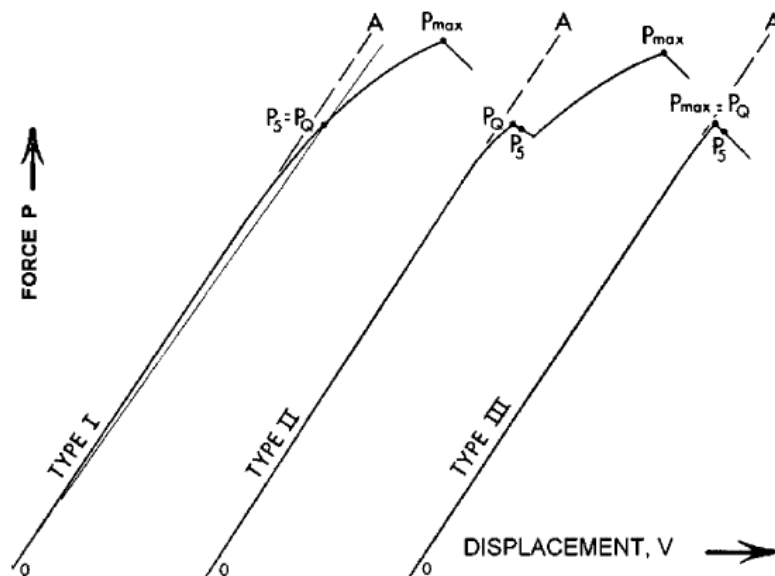


Abb. 4-1: Drei Typen von Kraft-Verschiebungs-Diagrammen [142]

Zur Bestimmung der Kraft P_Q wird zunächst eine Gerade durch den linearen Teil der Kraft-Verschiebungs-Kurve konstruiert. Anschließend wird eine Hilfsgerade mit einer um 5 % verringerten Steigung konstruiert, deren Schnittpunkt mit der Kraft-Verschiebungs-Kurve den Punkt P_5 ergibt. Im Fall von Typ I wird die max. Kraft P_{max} erst am Ende eines längeren nicht-linearen Verlaufs erreicht, so dass Kraft P_Q gleich P_5 gesetzt wird. Typ II hat einen ähnlichen Verlauf wie Typ 1, allerdings findet hier ein sog. *Pop-In*, ein kleiner und kurzer Kraftabfall, statt. In diesem Fall wird die max. Kraft vor dem Kraftabfall (*Pop-In*) als P_Q definiert. Im Fall von Typ III weicht die Kraft-Verschiebungs-Kurve bis zum finalen Kraftabfall nicht oder nur minimal von einem linearen Verlauf ab und schneidet die Hilfsgerade nicht. Hier wird die max. Kraft P_{max} gleich P_Q gesetzt.

Der dem jeweiligen Verlauf einer Kraft-Verschiebungs-Kurve (Typ I-III) entsprechend bestimmte Wert für P_Q kann in einen Wert K_Q umgerechnet werden. Für eine Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikprobe wird dazu folgende Formel verwendet:

$$K_Q = \frac{P_Q S}{\sqrt{B B_N W^{3/2}}} \cdot f\left(\frac{a}{W}\right) \quad (4-2)$$

wobei S dem Abstand der Auflager, B und B_N jeweils der Probenbreite bzw. Nettoprobenbreite bei Seitenkerbe und W der Probenhöhe entsprechen. Zudem ist ein Geometriefaktor $f\left(\frac{a}{W}\right)$, abhängig von Risslänge a sowie Probenhöhe W , zu bestimmen:

$$f\left(\frac{a}{W}\right) = 3 \sqrt{\frac{a}{W}} \cdot \frac{1,99 - \left(\frac{a}{W}\right) \left(1 - \frac{a}{W}\right) \left[2,15 - 3,93 \frac{a}{W} + 2,7 \left(\frac{a}{W}\right)^2\right]}{2 \left(1 + 2 \frac{a}{W}\right) \left(1 - \frac{a}{W}\right)^{3/2}} \quad (4-3)$$

Bevor der Wert K_Q als Bruchzähigkeit K_{Ic} bezeichnet werden darf, müssen geforderte Gültigkeitskriterien erfüllt werden. Zum einen darf bei Typ I die max. Kraft P_{max} die an Punkt P_5

bestimmte Kraft P_Q um höchstens 10 % überschreiten. Andernfalls wird auf Norm ASTM 1820 verwiesen. Zum anderen muss die Bedingung $W - a \geq 2,5 \left(\frac{K_Q}{\sigma_{YS}} \right)^2$ erfüllt sein.

4.1.2 Bestimmung der Bruchzähigkeit bei duktilen Materialien

Die Norm ASTM E1820 [143] kommt dann zum Einsatz, wenn die Kraft-Verschiebungs-Kurve eines Versuchs den Gültigkeitsbereich der Norm ASTM E399 verlässt. Allen voran, wenn die max. Kraft P_{max} die Kraft P_Q (Typ I-Kurvenverlauf, s. Abb. 4-1) um mehr als 10 % überschreitet. Die Norm ist sehr umfangreich, weshalb hier nur die für diese Arbeit relevanten, sowie auf die Anwendung für Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikversuche mit einseitig gekerbten Proben (*single-edged notched bending*, SENB) beschränkten, Teile Eingang finden.

Um die Bruchzähigkeit zu bestimmen, wird zunächst ein J-Integral, bestehend aus elastischem und plastischem Teil, berechnet:

$$J = J_{el} + J_{pl} \quad (4-4)$$

Der elastische Teil J_{el} lässt sich wie folgt darstellen:

$$J_{el} = \frac{K^2(1 - \nu^2)}{E} \quad (4-5)$$

Der Spannungsintensitätsfaktor K wird mit Formel 4-2 berechnet, wobei die Kraft P dem höchsten Wert der Kraft-Verschiebungs-Kurve, also unmittelbar vor der Entlastung, entspricht.

Der plastische Teil J_{pl} berechnet sich aus einem Geometriefaktor η_{pl} , der Fläche A_{pl} unter der Kraft-Verschiebungs-Kurve gemäß Abb. 4-2, der Nettoprobenbreite B_N sowie dem Restligament b_0 :

$$J_{pl} = \frac{\eta_{pl} A_{pl}}{B_N b_0} \quad (4-6)$$

Abb. 4-2 zeigt die schematische Darstellung einer Kraft-Verschiebungs-Kurve und den Bereich unter der Kurve, welcher den plastischen Anteil definiert.

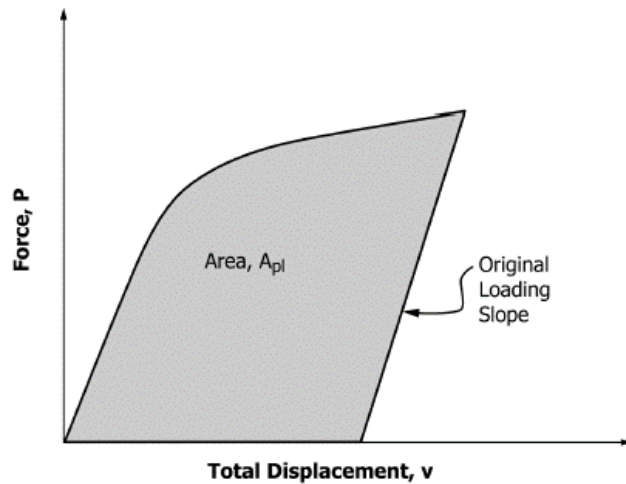


Abb. 4-2: Definition des Bereichs unter einer Kraft-Verschiebungs-Kurve für die Bestimmung von A_{pl} zur Berechnung des J-Integrals [143]

Die in ASTM E1820 Anhang A9.11 angegebene Formel für die auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeit K_{Jlc} :

$$K_{Jlc} = \sqrt{J_{lc} \frac{E}{1 - \nu^2}} \quad (4-7)$$

fordert die Einhaltung einiger Gültigkeitskriterien betreffend J_{lc} ein. Dazu muss der aus der Risswiderstandskurve bestimmte Wert J_Q die Bedingungen $B > 10J_Q/\sigma_Y$ und $b_0 > 10J_Q/\sigma_Y$ erfüllen.

4.2 Probabilistische Methoden

4.2.1 Weibull-Modell

4.2.1.1 Herleitung

Die folgende Herleitung entspringt der Dokumentation des Postprocessing-Programms STAU [54, 144] (STatistische AUswertung) sowie [69, 71, 145].

Die Festigkeit eines spröden Werkstoffs wird weitgehend durch die bei der Herstellung im Inneren oder an der Oberfläche entstandenen Mikrofehlstellen bestimmt. Mikrorisse werden als künstliche, mathematische Fehler angenommen und mit Hilfe der folgenden Herleitung in eine Gleichung umgewandelt, die durch die Spannungen bestimmt wird. In STAU werden diese postulierten Volumen- oder Oberflächenrisse als münzförmig angenommen (nur abhängig vom Durchmesser a), so dass die Intensität der Spannungsfelder der Risspitze unter mehrachsiger Belastung mit Hilfe der Spannungsintensitätsfaktoren nach den drei Rissöffnungsarten beschrieben werden kann.

$$K_I = \sigma_n Y_I \sqrt{a}, \quad K_{II} = \tau_{II} Y_{II} \sqrt{a}, \quad K_{III} = \tau_{III} Y_{III} \sqrt{a} \quad (4-8)$$

Y kennzeichnet einen Geometriekorrekturefaktor. a ist die Risslänge. Die zufällige Orientierung eines Risses im aufgetragenen Spannungsfeld σ bzw. τ führt zu Projektionen des Spannungstensors auf die Rissebene, die als σ_n , τ_{II} und τ_{III} bezeichnet werden und die mit Hilfe der Tensortransmutationsregeln berechnet werden. Das Versagenskriterium für mehrachsige Spannungszustände g kann in allgemeiner Form festgehalten werden:

$$g(\sigma_n, \tau_{II}, \tau_{III}) \geq g_c \quad (4-9)$$

In STAU wird das folgende effektive Versagenskriterium mit Hilfe des äquivalenten Modus I-Spannungsintensitätsfaktors K_{Ieq} verwendet:

$$g(K_{Ieq}, 0, 0) = g(K_I, K_{II}, K_{III}) \quad (4-10)$$

Daraus ergibt sich die vereinfachte Formulierung mit K_{Ic} als Bruchzähigkeit:

$$K_{Ieq} \geq K_{Ic} \quad (4-11)$$

Die äquivalente Spannung σ_{eq} ist wie folgt definiert:

$$K_{Ieq} = \sigma_{eq} Y_I \sqrt{a} \quad (4-12)$$

Die kritische Risslänge a_c ist letztlich gegeben durch:

$$a_c = \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_{eq} Y_I} \right)^2 \quad (4-13)$$

Versagen durch spontane Rissausbreitung tritt ein, sobald die Risslänge a den Wert a_c überschreitet. Die kritische Risslänge a_c sowie die äquivalente Spannung σ_{eq} hängen von der Lage $\vec{x}$ und der Orientierung $\vec{\omega}$ des Risses im Spannungsfeld ab. σ_{eq} ist die äquivalente Spannung für Mode I-Versagen für die bruchmechanische Beschreibung natürlicher Risse, die mit Hilfe eines bruchmechanischen Mixed-Mode-Kriteriums bestimmt werden [146-148]. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Riss länger als die kritische Risslänge ist, kann wie folgt berechnet werden:

$$P_a = \int_{a_c(\vec{x}, \vec{\omega})}^{\infty} f_a(a) da = \left(\frac{\sigma_{eq}(\vec{x}, \vec{\omega}) \cdot Y_I \cdot \sqrt{a_0}}{K_{Ic}} \right)^m \quad (4-14)$$

Dabei ist $f_a(a)$ die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und

$$F_a(a) = 1 - \frac{a_0^{m/2}}{a^{m/2}} \quad (4-15)$$

ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Risslänge a , die mit einer Pareto-Verteilung [149] und $a \geq a_0$ angenommen wird.

Die Wahrscheinlichkeiten P_x und P_ω entsprechen denen für einen Riss mit der Position $\vec{x}$ bzw. der Orientierung $\vec{\omega}$, innerhalb der jeweiligen infinitesimalen Elemente, relativ zum globalen Koordinatensystem. V ist dabei das Volumen des betrachteten Bauteils und 4π ist das Oberflächenintegral über alle Winkel.

$$P_x = \frac{dV}{V} \quad \text{und} \quad P_\omega = \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (4-16)$$

Die Wahrscheinlichkeit des Versagens durch spontane Rissausbreitung für ein Bauteil mit genau einem Riss beliebiger Länge, Position und Orientierung ergibt sich durch Multiplikation von P_a , P_x und P_ω sowie der anschließenden Aufsummierung aller möglichen Positionen und Orientierungen des Risses:

$$P_F^{(1)} = \frac{1}{V} \int_V \frac{1}{4\pi} \int_\Omega \left(\frac{\sigma_{eq}(\vec{x}, \vec{\omega}) \cdot Y_I \cdot \sqrt{a_0}}{K_{Ic}} \right)^m d\Omega dV \quad (4-17)$$

Die tatsächliche Anzahl der Risse in statistisch unabhängigen infinitesimalen Volumenelementen dV wird als eine Poisson-verteilte Zufallsvariable angenommen. Die entsprechende Versagenswahrscheinlichkeit für ein Bauteil mit einer durchschnittlichen Anzahl von M Rissen ist somit gegeben durch:

$$P_{F,V} = 1 - \exp(-M \cdot P_F^{(1)}) \quad (4-18)$$

Wird Gleichung 4-17 in Gleichung 4-18 eingesetzt, so entsteht die elementare Formel in STAU für die Berechnung der Ausfallwahrscheinlichkeiten:

$$P_{F,V} = 1 - \exp \left(- \frac{1}{V_0} \int_V \frac{1}{4\pi} \int_\Omega \left(\frac{\sigma_{eq}(\vec{x}, \vec{\omega})}{\sigma_0} \right)^m d\Omega dV \right) \quad (4-19)$$

Die Integration erstreckt sich über das Bauteilvolumen V und die möglichen Rissorientierungswinkel Ω . Die Größe σ_0 kann als normierte Festigkeit bezogen auf das Referenzvolumen V_0 (meist 1 mm³) angesehen werden, das Risse im Durchschnitt M_0 enthält. m und σ_0 sind materialspezifische Eingangsparameter.

$$\sigma_0 = M_0^{-\frac{1}{m}} \cdot \frac{K_{Ic}}{Y_I \sqrt{a_0}} \quad (4-20)$$

Gleichung 4-19 kann auch als zweiparametrische Weibull-Verteilung geschrieben werden:

$$P_{F,V} = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma_{ref}}{b} \right)^m \right] \quad (4-21)$$

σ_{ref} ist dabei eine Referenzspannung, die die Belastung darstellt. Der Weibull-Skalenparameter b ist auf folgende Weise mit σ_0 verbunden:

$$b = \sigma_0 \left[\frac{1}{V_0} \int_V \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \left(\frac{\sigma_{eq}(\vec{x}, \vec{\omega})}{\sigma_{ref}} \right)^m d\Omega dV \right]^{-\frac{1}{m}} \quad (4-22)$$

Mit Hilfe von Gleichung 4-21 und Gleichung 4-22 lassen sich die beiden erforderlichen Parameter m und σ_0 aus den Weibull-Parametern b und m berechnen, die wiederum in Vier-Punkt-Biegeversuchen ermittelt werden können (siehe nächsten Abschnitt).

Für den Fall von Oberflächenrissen ergibt sich analog zu Gleichung 4-19 die folgende Formel zur Berechnung der Versagenswahrscheinlichkeit:

$$P_{F,A} = 1 - \exp \left(- \frac{1}{A_0} \int_A \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha} \left(\frac{\sigma_{eq}(\vec{x}, \alpha)}{\sigma_0} \right)^m d\alpha dA \right) \quad (4-23)$$

Die Integration erfolgt über die Fläche A und den Orientierungswinkel α . Es ist zu beachten, dass sich σ_0 in diesem Fall auf die Flächeneinheit A_0 bezieht und sich von dem Wert unterscheidet, der für Volumenrisse gilt. Der Weibull-Parameter b ist mit σ_0 durch die folgende Beziehung verknüpft:

$$b = \sigma_0 \left[\frac{1}{A_0} \int_A \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha} \left(\frac{\sigma_{eq}(\vec{x}, \alpha)}{\sigma_{ref}} \right)^m d\alpha dA \right]^{-\frac{1}{m}} \quad (4-24)$$

Häufig wird das Kriterium der Normalspannung gewählt. Dabei ist die Vergleichsspannung σ_{eq} in beiden Fällen, Volumen- oder Oberflächenrisse, gleich der Spannung orthogonal zur Rissoberfläche. You et al. [69] zeigen, dass das Normalspannungskriterium die konservativste Versagenswahrscheinlichkeit für Divertor-Monoblöcke aus Wolfram schätzt.

4.2.1.2 Bestimmung der Weibull-Parameter

Die Bestimmung der Weibull-Parameter ist u.a. in den Normen DIN EN 843-5 [150], DIN EN 61649 [151] und ASTM C1239 [48] dokumentiert. Es wird eine ausreichende Anzahl von Vier-Punkt-Biegeproben benötigt. In der Regel werden 30 oder mehr ($N \geq 30$) Proben als für eine gute Schätzung ausreichend angesehen [152, 153]. Zur Schätzung der Weibull-Parameter werden im Folgenden zwei Methoden vorgestellt.

Methode der linearen Regression

Die lineare Regression ist ein Spezialfall der *least square*-Methode [152]. Wird Formel 4-21 zweimal logarithmiert, so entsteht folgende Gleichung:

$$\ln \ln \frac{1}{1 - P_F} = m \ln(\sigma_{ref}) - m \ln(b) \quad (4-25)$$

Diese Darstellung entspricht einer Geradengleichung ($y = mx + b$), wobei die linke Seite y repräsentiert, während x dem Ausdruck $\ln(\sigma_{ref})$ entspricht. Mit der y -Achse $\ln \ln(1/(1 - P_F))$

und der x-Achse $\ln(\sigma_{ref})$ kann das sog. Weibull-Plot (s. Abb. 4-3) gebildet werden. Darin werden für alle N Versuchsergebnisse die logarithmierten Versagensspannungen $\ln(\sigma_{ref,N})$ eingetragen und anschließend eine lineare Regression durchgeführt. Die Steigung der Regressionskurve ist m , während der Ausdruck $-m \ln(b)$ dem y-Achsenabschnitt, also dem Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der y-Achse, entspricht. Für die Auswertung mithilfe des Weibull-Plots müssen die Versagensspannungen in aufsteigender Reihenfolge geordnet und mit j von 1 bis N nummeriert werden. Zu diesem Zweck gibt es mehrere Rangfunktionen [152, 153], wobei oftmals die Folgende empfohlen wird [47, 154]:

$$P_{F,N,j} = \frac{j - 0,5}{N} \quad (4-26)$$

Wie in Abb. 4-3 dargestellt, wird der Weibull-Skalenparameter b bei $\ln \ln(1/(1 - P_F)) = 0$ abgelesen, was einer Versagenswahrscheinlichkeit von 63,21 % ($P_F = 0,6321$) entspricht.

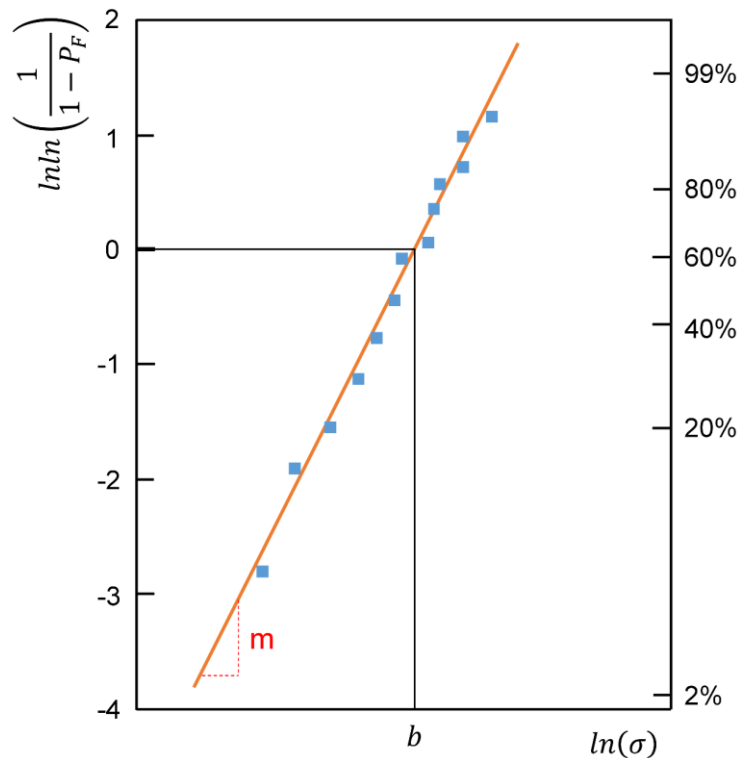


Abb. 4-3: Schematische Darstellung eines Weibull-Plots modifiziert nach [26]

Die grafische Methode, unter Verwendung des Weibull-Plots, liefert bei ausreichend großer Stichprobengröße ($N \geq 30$) in der Regel nicht die besten Ergebnisse [47, 152]. Deshalb wird im Folgenden ein numerisches Verfahren vorgestellt.

Methode des Maximum-Likelihood-Schätzers

Die kumulative Weibull-Verteilungsfunktion ist in Formel 4-21 gegeben. Auf diese Formel wird die Maximum-Likelihood-Methode angewendet. Dabei werden die Parameter einer Grundgesamtheit auf Grundlage von Stichproben geschätzt. Die Likelihood-Funktion L für eine einzelne kritische Fehlerverteilung stellt sich folgendermaßen dar [150]:

$$L = \prod_{j=1}^N \left(\frac{m}{b} \right) \left(\frac{\sigma_{ref,j}}{b} \right)^{m-1} \exp \left[- \left(\frac{\sigma_{ref,j}}{b} \right)^m \right] \quad (4-27)$$

$\sigma_{ref,j}$ steht dabei für die Referenzspannungen, also die Biegefestigkeiten, aller N Experimente, wobei es sich meist um Vier-Punkt-Biegeversuche handelt. m und b sind jeweils der Weibull-Formparameter bzw. Skalenparameter. Die Funktionsmaxima werden durch Differenzieren der logarithmierten Likelihood-Funktion $\ln(L)$ nach m und b sowie das Gleichsetzen dieser Funktionen mit Null bestimmt, was die Schätzwerte $\hat{m}$ und $\hat{b}$ für m und b ergibt [150]:

$$\frac{\sum_{j=1}^N \sigma_{ref,j}^{\hat{m}} \ln(\sigma_{ref,j})}{\sum_{j=1}^N \sigma_{ref,j}^{\hat{m}}} - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \ln(\sigma_{ref,j}) - \frac{1}{\hat{m}} = 0 \quad (4-28)$$

sowie

$$\hat{b} = \left[\left(\sum_{j=1}^N \sigma_{ref,j}^{\hat{m}} \right) \frac{1}{N} \right]^{\frac{1}{\hat{m}}} \quad (4-29)$$

Die Formeln 4-28 und 4-29 können mit *Fit_Weibull_2P* [155] in Python gelöst werden. Die Verwendung des Maximum-Likelihood-Schätzers führt bei $\hat{m}$ zu einem systematischen Fehler (*bias*). Dieser wird mithilfe von Berichtigungsfaktoren korrigiert und anschließend als $\hat{m}_{kor}$ (engl. $\hat{m}_{cor}$) bezeichnet. Informationen dazu sowie zur Bildung der Konfidenzintervalle sind in DIN EN 843-5 [150] zu finden.

Dreiparametrische Weibull-Verteilung

Die dreiparametrische Weibull-Verteilung verfügt über einen Schwellwert (*threshold*), welcher die untere Grenze der Verteilung bildet. Formel 4-21 wird dafür um den Faktor σ_{th} erweitert [47]:

$$P_{F,V} = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma_{ref} - \sigma_{th}}{b} \right)^m \right] \quad (4-30)$$

Die untere Grenze einer zweiparametrischen Weibull-Verteilung ist Null, weshalb σ_{th} dort weggelassen wird.

Kolmogorow-Smirnow-Test

Die Übereinstimmung einer empirischen mit einer theoretischen Verteilungsfunktion kann hinsichtlich der Anpassungsgüte (*goodness-of-fit*) überprüft werden. Der Kolmogorow-Smirnow-Test (KST) ist einer der bekanntesten Anpassungstests. Er wird häufig dem noch bekannteren Chi-Quadrat-Test vorgezogen [156, 157]. Dabei wird die maximale absolute Differenz D_n , auch Kolmogorow-Smirnow-Test-Statistik genannt, zwischen der empirischen Verteilungsfunktion $F_n(x)$ und der theoretischen Verteilungsfunktion $F(x)$ berechnet [158]:

$$D_n = \sup_x (F_n(x) - F(x)) \quad (4-31)$$

Damit die Nullhypothese, wonach empirische und theoretische Verteilungsfunktion gut zu einander passen, akzeptiert werden kann, muss die Teststatistik unter einem kritischen Wert

$D_{n,\alpha}$ bleiben, welcher als Tabellenwert in Abhängigkeit des Signifikanzniveaus α und der Stichprobengröße aus Mathai und Haubold [158] entnommen werden kann. Für 30 Versuchsergebnisse und einem Signifikanzniveau α von 0,05 ergibt sich beispielsweise ein $D_{n,\alpha}$ -Wert von 0,24. Ein niedrigerer Wert für die Teststatistik D_n weist auf eine bessere Übereinstimmung zwischen $F_n(x)$ und $F(x)$ hin.

Gegenteilig verhält es sich beim p-Wert (*probability value*), der die Wahrscheinlichkeit angibt, dass die Nullhypothese akzeptiert werden kann. Ist dieser über dem gewählten Signifikanzniveau (z. B. $\alpha = 0,05$), dann wird davon ausgegangen, dass $F_n(x)$ und $F(x)$ ausreichend gut übereinstimmen [159]. Im Falle des p-Werts gilt, je höher desto besser die Übereinstimmung [158].

4.2.1.3 Größeneffekt

Der Größeneffekt beschreibt den Effekt, wonach die geometrische Größe eines Bauteils, bzw. das belastete Volumen, einen statistischen Einfluss auf die Höhe der Versagensspannung hat. Der Theorie des schwächsten Glieds (*weakest link*) folgend, erhöht sich mit dem belasteten Volumen auch die Wahrscheinlichkeit von kritischen Fehlstellen im Material, was wiederum dazu führt, dass bereits bei niedrigeren Spannungen Versagen eintritt. Dieser Effekt ist in Abb. 4-4 illustriert. Dort wird ein Volumen V_2 mit einem 100-fach größeren Volumen V_1 verglichen und es zeigt sich, dass die Versagensspannung für V_2 höher ist als für V_1 .

Das belastete Volumen in einem Bauteil wird als effektives Volumen bezeichnet. Im Fall einer inhomogenen Spannungsverteilung wird das effektive Volumen V_{eff} wie folgt bestimmt [46, 71]:

$$V_{eff} = \int_V \left(\frac{\sigma_{eq}(x, y, z)}{\sigma_{ref}} \right)^m dV \quad (4-32)$$

Es wird ein Volumenintegral gebildet, bei dem die lokalen äquivalenten Spannungen $\sigma_{eq}(x, y, z)$ in jedem Volumenelement dV auf eine Referenzspannung σ_{ref} , z. B. die äußere Faserspannung bei Drei- oder Vier-Punkt-Biegeproben, normiert wird. Für gängige Versuche kann das effektive Volumen auch analytisch bestimmt werden. So ergibt sich bspw. für eine Vier-Punkt-Biegeprobe die an ASTM C1683 [160] angelehnte Formel für das Normalspannungskriterium:

$$V_{eff} = \frac{bd(L_i \cdot m + L_a)}{2(m + 1)^2} \quad (4-33)$$

b und d sind jeweils Breite bzw. Höhe der Probe, während L_i und L_a jeweils den Abstand zwischen den inneren bzw. den äußeren Lagern angeben.

Mithilfe des effektiven Volumens kann zum einen der probenspezifischen Weibull-Skalenparameter b von einer Probengeometrie und -größe (b_1) in eine andere (b_2) umgerechnet werden. Zum anderen kann die von der Probengeometrie unabhängige, charakteristische Spannung σ_0 bestimmt werden [71]:

$$\sigma_0 = b_1 \left(\frac{V_{eff,1}}{V_0} \right)^{1/m} = b_2 \left(\frac{V_{eff,2}}{V_0} \right)^{1/m} \quad (4-34)$$

Der Weibull-Formparameter m sowie das Referenzvolumen V_0 bleiben jeweils gleich.

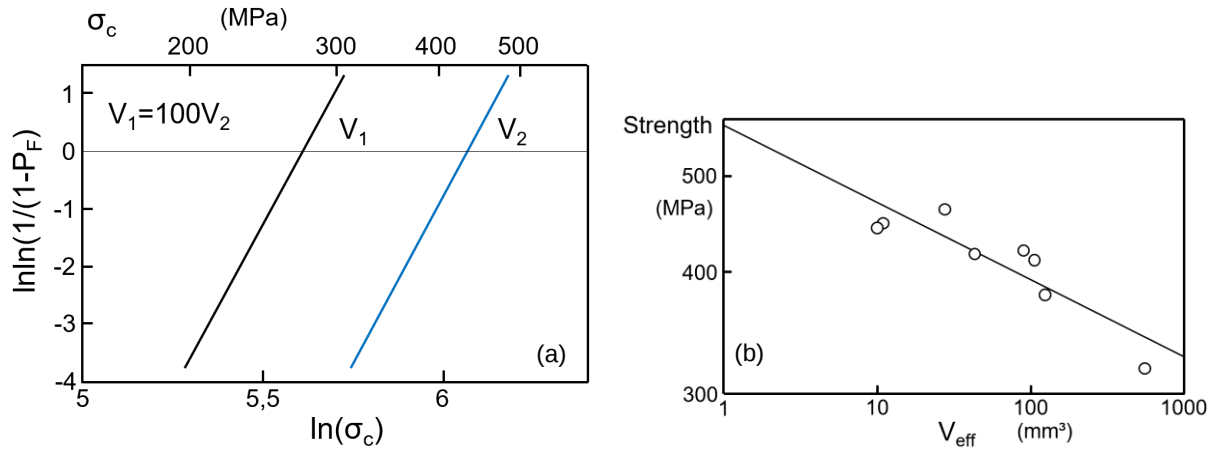


Abb. 4-4: Schematische Darstellungen: (a) Einfluss des Volumens auf die Verteilung der Bruchfestigkeit modifiziert nach [47] und (b) Zusammenhang der Größe des effektiven Volumens und der Bruchfestigkeit nach [47]

Nach demselben Prinzip kann auch eine effektive Oberfläche bestimmt werden. In STAU [54] findet die Einbeziehung des Größeneffekts mithilfe der Integration von entweder dem Volumen (Formel 4-19) oder der freiliegenden Oberflächen (Formel 4-23) von FE-Elementen statt.

4.2.1.4 Bimodale Weibull-Verteilung

Eine Wahrscheinlichkeitsverteilung kann als bimodal beschrieben werden, wenn ihre Häufigkeitsverteilung anstatt einem globalen Maximum zwei unterschiedliche lokale Maxima aufweist. Oft liegen in einer Probenpopulation konkurrierende, gemischte oder ausgewählte Fehlerverteilungen vor, sodass einige Proben aufgrund der einen Fehlerart und andere Proben aufgrund einer anderen Fehlerart versagen und die Anpassung einer zweiparametrischen Weibull-Verteilung nicht zufriedenstellend ist [150].

Formeln zur Beschreibung der multiplikativen sowie der additiven bimodalen Weibull-Verteilung bezogen auf Festigkeitsverteilungen und Fehlerpopulationen in Keramiken oder Keramikfasern finden sich in Peterlik und Loidl [161]. Die multiplikative Verteilung wird zur Beschreibung konkurrierender Fehlerarten, die beide im Volumen vorhanden sind und zwei unterschiedliche Fehlerverteilungen ergeben, verwendet, während die additive Verteilung für nicht-konkurrierende Fehlerarten zum Einsatz kommt [161]. Die folgende Formel beschreibt die multiplikative bimodale Weibull-Verteilung [161]:

$$P_{F,mult} = 1 - \exp \left(- \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}_1} \right)^{\hat{m}_1} - \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}_2} \right)^{\hat{m}_2} \right) \quad (4-35)$$

Dabei wird die Gesamtpopulation aller Ergebnisse in zwei entsprechende Unterp Populationen geteilt, für die anschließend jeweils ein Weibull-Formparameter ($\hat{m}_1$ bzw. $\hat{m}_2$) sowie ein Weibull-Skalenparameter ($\hat{\sigma}_1$ bzw. $\hat{\sigma}_2$) bestimmt werden. Das Vorgehen dabei entspricht dem

in Abs. 4.2.1.2 geschilderten. Die folgende Formel beschreibt die additive bimodale Weibull-Verteilung [161]:

$$P_{F,add} = \alpha \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}_1} \right)^{\hat{m}_1} \right) \right) + (1 - \alpha) \left(1 - \exp \left(- \left(\frac{\sigma}{\hat{\sigma}_2} \right)^{\hat{m}_2} \right) \right) \quad (4-36)$$

Bei dieser Gleichung regelt der Faktor α den Einfluss des jeweiligen Terms. α gibt an, welchen Anteil die Größe einer Unterpopulation in Bezug auf die Größe der Gesamtpopulation hat.

Die beiden Formeln für die bimodale Weibull-Verteilung werden auf die Verteilung von Bruchzähigkeiten angewendet. Die mögliche Verwendung einer bimodalen oder sogar multimodalen Weibull-Verteilung für Populationen von Bruchzähigkeiten wird auch in ASTM E1921 [38] behandelt.

4.2.2 Beremin-Modell

4.2.2.1 Bestimmung der Beremin-Parameter

Die Weibull-Parameter des Beremin-Modells ($\triangleq$ Beremin-Parameter) werden mittels eines iterativen Prozesses bestimmt. Das Ablaufschema ist in Abb. 4-5 dargestellt. Zuerst wird ein beliebiger Wert für den Beremin-Formparameter m gewählt. Mit dem gewählten Wert werden für alle Versuchsproben die sog. Weibull-Spannungen σ_W berechnet [42]:

$$\sigma_W = \sqrt[m]{\sum_j (\sigma_1^j)^m \cdot \frac{V_j}{V_0}} \quad (4-37)$$

Dabei wird für jedes Volumenelement V_j die maximale Hauptspannung σ_1^j bestimmt und über die Prozesszone integriert. Die Prozesszone bezieht sich, wie bereits erwähnt, auf plastisch verformtes Material an der Rissfront, wobei zur Sicherstellung des plastischen Zustands die maximale Hauptspannung σ_1 ein Vielfaches λ der Streckgrenze σ_y überschreiten muss, so dass λ in der Formel $\sigma_1 \geq \lambda \sigma_y$ oft mit 2 angenommen wird [88]. Das Referenzvolumen V_0 wird nur aus Dimensionsgründen eingeführt und beträgt in der Regel 1 mm^3 [85].

Sind für eine ausreichende Anzahl von Proben die Weibull-Spannungen berechnet, folgt die Bestimmung des Beremin-Skalenparameters σ_u sowie die Neubestimmung von m gemäß den in Abs. 4.2.1.2 beschriebenen Methoden der Maximum-Likelihood-Schätzung oder der linearen Regression. Die Formel für die Versagenswahrscheinlichkeit P_F sieht wie folgt aus:

$$P_F = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma_W}{\sigma_u} \right)^m \right] \quad (4-38)$$

Der mittels Schätzung neubestimmte Weibull-Formparameter $\hat{m}$ wird mit dem zu Beginn beliebig gewählten Wert für m verglichen. Stimmen die beiden Werte bis zu einer Genauigkeit von $\varepsilon = \Delta m = 0,001 - 0,01$ [83] überein, gilt m als bestimmt. Andernfalls nimmt m den Wert des neubestimmten $\hat{m}$ an und der Prozess beginnt von vorne. Zur Durchführung der Beremin-Analyse bieten sich, neben der eigenen Programmierung eines Skripts, die Postprocessing-Programme WEISTRABA [85] oder WSTRESS [83] an.

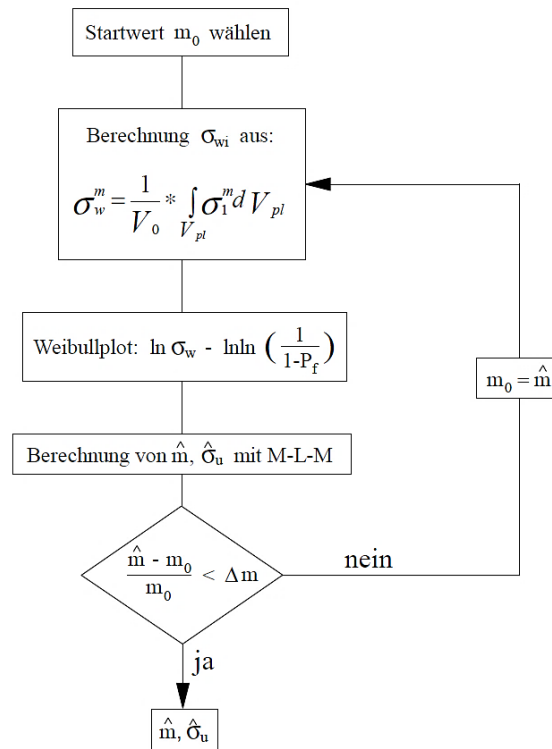


Abb. 4-5: Flussdiagramm der iterativen Prozedur zur Schätzung der Weibull-Parameter für das Beremin-Modell [26]

4.2.2.2 Dehnungsmodifikation

Beremin et al. [42] beschreiben auch, dass die Spaltbruchspannung infolge größer werdenden plastischen Verformungen zunehmend eine Funktion der Dehnung wird. Die Weibull-Spannung σ_w wird um einen Faktor verringert, der $\exp(\varepsilon_{\sigma_1}^j/2)$ entspricht. Daraus folgt die Formel für die sog. Dehnungsmodifikation:

$$\sigma_w = \sqrt[m]{\sum_j (\sigma_1^j)^m \cdot \frac{V_j}{V_0} \cdot \exp\left(-\frac{m\varepsilon_{\sigma_1}^j}{2}\right)} \quad (4-39)$$

$\varepsilon_{\sigma_1}^j$ ist dabei die Dehnung in Richtung der maximalen Hauptspannung σ_1^j .

4.2.3 Kohäsivzonenmodellierung

4.2.3.1 Einführung

Spannungen an einer Risspitze werden analytisch betrachtet als unendlich groß, also singular, postuliert. Da dies unrealistisch ist, führten Dugdale [162] 1960 bzw. Barenblatt [102] 1962 die sog. Strip-Yield-Modelle ein. Das Strip-Yield-Modell basiert auf der Annahme, dass lange, schmale plastische Zonen vor den beiden Risspitzen eines mit Mode I belasteten Risses im Volumen liegen. Der Riss wird dazu in zwei Bereiche unterteilt. Der eine Bereich ist spannungsfrei, während im Bereich rund um die Risspitzen die Kohäsivspannungen herrschen. Siehe dazu Abb. 4-6. Dugdale limitierte die endlichen Spannungen an der Risspitze auf die

Streckgrenze, was allerdings nur für den ebenen Spannungszustand gilt, da die Rissöffnungs-
spannung bei mehrachsigen Spannungen viel höher als die Vergleichsspannung sein
kann [107, 163]. Barenblatt untersuchte den Bruch von spröden Materialien. Dabei werden
interatomare Spannungen zwar berücksichtigt, allerdings für einen ausreichend großen Be-
reich betrachtet, sodass die Kontinuumsbruchmechanik anwendbar ist. Barenblatts Modell
nimmt die Ausdehnung der Kohäsivzone für ein gegebenes Material als konstant und im Ver-
gleich zu anderen Dimensionen als klein an. Die Verteilung der Spannungen $\sigma(x)$ in der Ko-
häsivzone ist von der Position im Ligament x abhängig und für ein gegebenes Material spezi-
fisch, somit unabhängig von der globalen Belastung [107]. Die Prozesszone vor einem Riss,
bei dem das Kohäsivzonenmodell zum Einsatz kommt, folgt dem Traktion-Separations-Gesetz
(TSL, s. Abs. 4.2.3.3). Dies ist vergleichbar mit einem Materialgesetz und bestimmt das Ver-
halten der Kohäsivzone.

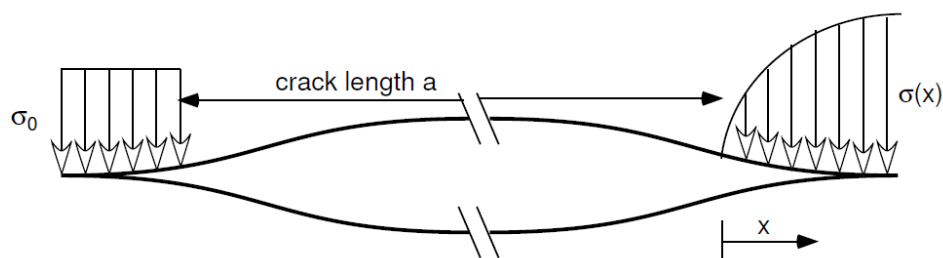


Abb. 4-6: Bruchmodell nach Dugdale [162] (links) und Barenblatt [102] (rechts) aus [107]

Eine historische Einordnung der erstmaligen Anwendung des Kohäsivzonenmodell auf spezi-
elle Fälle ist in Schwalbe et al. [96] gegeben. Demnach wurde das Kohäsivzonenmodell zum
ersten Mal 1976 von Hillerborg et al. [164] auf ein bestimmtes Material, in diesem Fall Beton,
angewendet. Die wichtige Klasse der metallischen Materialien sowie deren Legierungen wurde
erstmalig 1987 von Needleman [165] behandelt. Dabei handelte es sich um die Analyse von
Mikroschädigungen infolge von Partikelablösungen in einem duktilen Material. Dem folgten
Tvergaard und Hutchinson [166] 1992 mit der ersten Analyse eines makroskopischen Riss-
fortschritts in einem ebenfalls duktilen Material.

Die Kohäsivzonenmodellierung kann sowohl für den Fall von sprödem Materialversagen,
sprich der Trennung von Atombindungen, als auch für den Fall von duktilem Verhalten, von
der Initiierung, über das Wachstum bis hin zur Koaleszenz von Poren, verwendet werden. Für
beide Fälle wird das Kohäsivzonenmodell, wie in Abb. 4-7 dargestellt, für die numerische An-
wendung idealisiert. Wie zu sehen ist, liegen die Kohäsivelemente entlang des Rissligaments.
Umgeben werden sie von Kontinuums-elementen, die selbst keine Schädigung erleiden kön-
nen [163]. Die Schädigung kann folglich nur in der Kohäsivzone stattfinden, sodass die Mate-
rialtrennung entlang von Grenzflächen mit aufgebrauchten Kohäsivelementen durch das Voll-
material (*bulk*) verläuft. Diese Grenzflächen werden dem vermuteten Verlauf der Risspfade
entsprechend eingebracht, wobei diese erforderliche Vordefinition eine der größten Nachteile
dieser Methode ist.

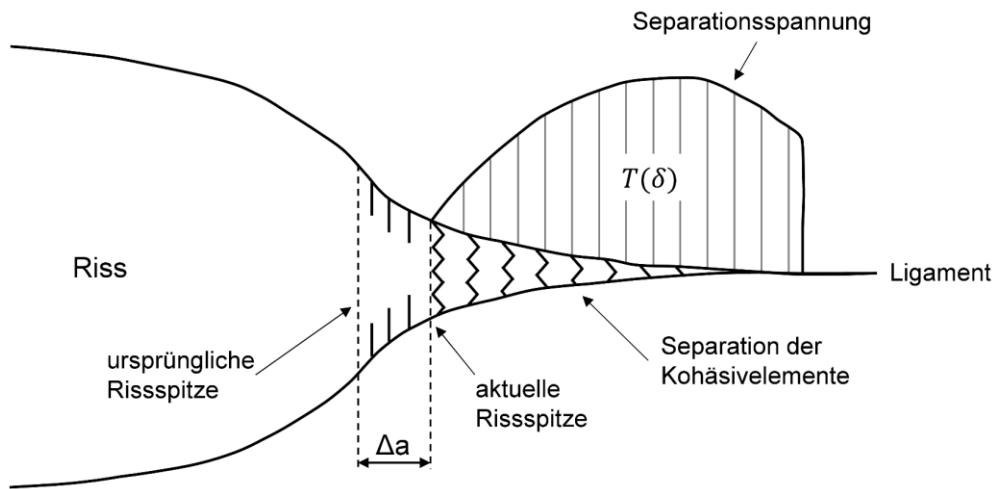


Abb. 4-7: Schematische Darstellung der Kohäsivzone und des Rissfortschritts modifiziert nach [98]

4.2.3.2 Mechanik des Kohäsivmodells

Die Mechanik des Kohäsivmodells kann auf unterschiedliche Weisen implementiert werden. So kann bspw. die Höhe der Separation δ der kohäsiven Grenzfläche global aus der Differenz der Verschiebungen der benachbarten Kontinuumsэлеmente, dem sog. Verschiebungssprung $[\mathbf{u}] = \mathbf{u}^+ - \mathbf{u}^-$, berechnet werden [107]. Gebräuchlicher ist allerdings die von Scheider [107] beschriebene und angewendete Nutzung eines lokalen Koordinatensystems, über welches zwischen Separationen in normaler δ_N und tangentialer Richtung δ_T unterschieden wird. Wie in Abb. 4-8 dargestellt, hängt die Separation somit von den Normal- bzw. Scherspannungen ab, die auf die Oberfläche des Kohäsivelements wirken. Die Kohäsivelemente der Grenzfläche verbinden die Kontinuumsэлеmente so lange, bis aufgrund der Belastung die kritischen Werte für die Separation $(\delta_{0,N}, \delta_{0,T})$ erreicht werden und lokales Versagen eintritt.

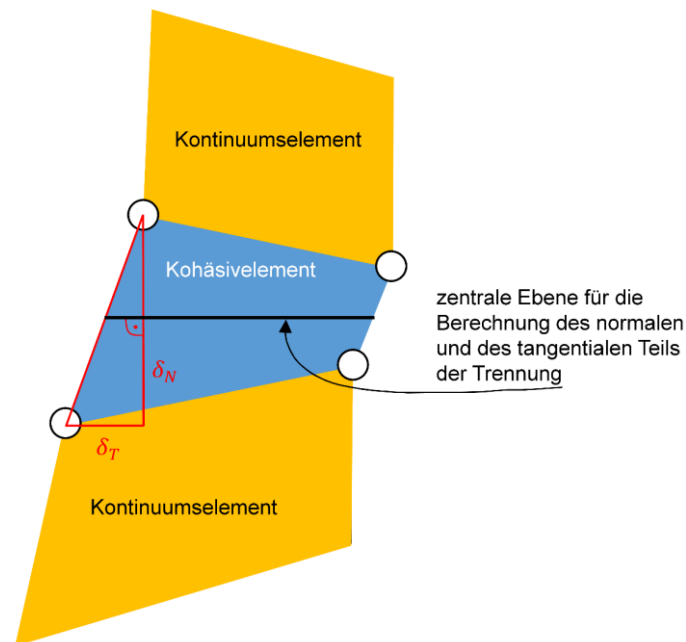


Abb. 4-8: Belastetes Kohäsivelement zwischen zwei Kontinuumsselementen modifiziert nach [107]

Wie von Scheider [163] grundsätzlich beschrieben, wird neben der kritischen Separation δ_0 noch die maximale Kohäsivspannung σ_{coh} als Bruchparameter verwendet. Es handelt sich dabei um die Spannung an der Oberfläche der umliegenden Kontinuumsselemente, die in der Literatur oft auch als „Traktion“ bezeichnet wird. Die Kohäsivspannung σ_{coh} bezeichnet den Maximalwert der Kurve $\sigma(\delta)$ eines Traktions-Separations-Gesetzes. Analog zur Separation können auch die Spannungen in normaler bzw. tangentialer Richtung wirken, was entweder zu einem Spalt- oder einem Scherbruch führt. Die TSL stellt ein Kohäsivgesetz dar, wobei die Form der Kurve bereits von verschiedenen Wissenschaftlern für unterschiedliche Anwendungszwecke formuliert wurde. Einige Beispiele hierfür sind in Abs. 4.2.3.3 aufgeführt.

Die Integration der Spannung über die Separation ergibt die Kohäsivenergie Γ_{coh} , welche im Verlauf des Bruchs eines Kohäsivelements dissipiert wird [163]:

$$\Gamma_{coh} = \int_0^{\delta_0} \sigma(\delta) d\delta \quad (4-40)$$

4.2.3.3 Traktions-Separations-Gesetze

Traktions-Separations-Gesetze beschreiben ein phänomenologisches Verhalten, weshalb ihre Form in den allermeisten Fällen nicht bestimmt, sondern angenommen wird [107]. Die in Abb. 4-9 dargestellten Kurvenverläufe beschreiben mitunter ganz unterschiedliches Materialverhalten, welches von ideal spröde bis duktil reicht. So werden zum Beispiel die TSLs in Abb. 4-9 c) und d) von Hillerborg et al. [164] bzw. Bazant et al. [167] für Beton, also sprödes und als linear-elastisch angenommenes Materialverhalten, verwendet. Die Kurven beider Modelle zeichnen sich durch eine unendliche Anfangssteifigkeit aus, was dazu führt, dass sich vor Erreichen der maximalen Kohäsivspannung keine Separation einstellt. Wurde der jeweils höchste Punkt der Kurven, der sog. Schadenseintrittspunkt (*damage initiation point*), erreicht,

stellt sich eine negative Steifigkeit ein und die Spannung verringert sich bis zum Erreichen der kritischen Separation δ_0 . Zur Anpassung auf ihr spezielles Problem haben Bazant et al. noch einen weiteren Parameter, nach [96] mit $\delta_{0,a}$ bezeichnet, eingeführt, welcher die von Hillerborg et al. bekannte, abfallende Gerade in zwei Teile unterteilt und somit einen bilinearen Verlauf erzeugt. Vor Erreichen der Separation $\delta_{0,a}$ fällt die Spannung stärker ab als danach. Für duktile Metalle werden in der Regel TSLs mit einer endlichen Anfangssteifigkeit und einem, im Vergleich zu den „eckigen“ TSLs für spröde Materialien, glatten Verläufen gewählt [96]. Die besten Beispiele hierfür sind die TSLs von Needleman et al. [165, 168]. Die Kurven mit polynomischem bzw. exponentiellen Ansatz sind in Abb. 4-9 a) bzw. b) dargestellt. Darüber hinaus gibt es auch TSLs die über zusätzliche Formparameter verfügen. Dazu gehören die in Abb. 4-9 e) und f) dargestellten Beispiele von Scheider [98] und Tvergaard und Hutchinson [166], bei denen die Parameter δ_1 und δ_2 eingefügt wurden. Die Einführung weiterer Parameter erhöht die Variabilität und die Einsatzmöglichkeit. So kann beispielsweise auch ein Bereich der Kurve definiert werden, in dem die Kohäsivspannung konstant bleibt. Dies wird insbesondere für die Simulation duktiler Bruchvorgänge genutzt [169].

Werden etwaige Formparameter außer Acht gelassen, kommen zur Beschreibung einer TSL die drei Kohäsivzonenparameter Kohäsivspannung σ_{coh} , Kohäsivenergie Γ_{coh} und kritische Separation δ_0 zum Einsatz. Dadurch, dass die Kurvenform der meisten TSLs bereits vorgegeben ist (z. B. gerade wie bei Hillerborg et al. oder exponentiell bzw. polynomisch wie bei Needleman), reicht die Kenntnis der Größe von zwei der drei Kohäsivzonenparameter aus, um das Bruchverhalten eines Kohäsivelements zu definieren. Die Größen werden in der Regel durch geeignete Experimente oder mit Hilfe numerischen Fittings bestimmt.

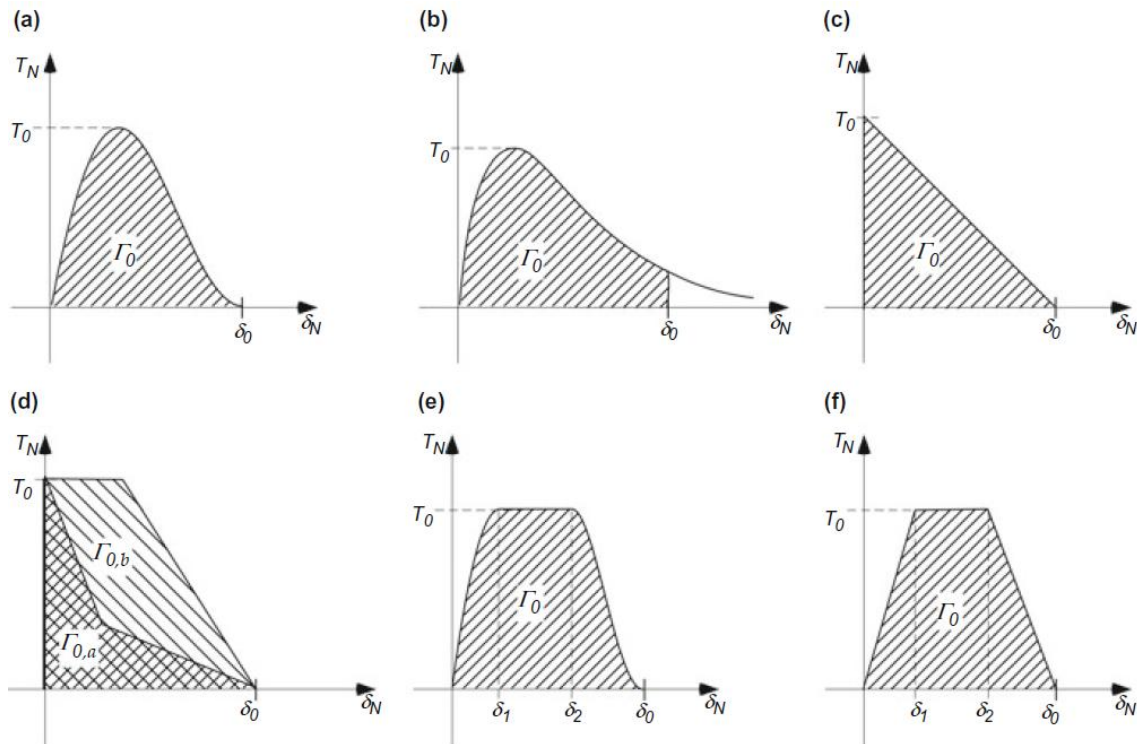


Abb. 4-9: Darstellung typischer Kurvenverläufe des Traktions-Separations-Gesetzes von verschiedenen Wissenschaftlern für unterschiedliche Anwendungsfälle [96]. a) Needleman [165], b) Needleman [168], c) Hillerborg [164], d) Bazant [167], e) Scheider [98] und f) Tvergaard und Hutchinson [166]

Trotz der Tatsache, dass die Modelle nach Scheider und Needleman eigentlich für den Fall duktilen Versagens entwickelt wurden, kommen sie im Rahmen dieser Arbeit auch für den Fall spröden Versagens zur Anwendung. Dass dies möglich ist, haben bereits Mahler et al. [170] gezeigt, die die exponentielle TSL von Needleman et al., welche nach Kuna [97] auf den Energiepotentialen der atomaren Bindungen von Rose et al. [171] beruht, verwendet haben. Die Anwendung der TSL nach Scheider für sprödes und semi-sprödes Versagen wird in Kabir [130] gezeigt.

4.2.3.4 Kohäsivelement von Scheider

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Kohäsivelement wurde von Scheider [98] für die kommerzielle FE-Software ABAQUS in Form eines ABAQUS-eigenen, sogenannten benutzerdefinierten Elements (*user-defined element*, UEL) implementiert. ABAQUS verfügt zwar bereits über eine eingebaute Funktion zur Simulation mit Kohäsivzonenmodellierung, allerdings ist der Gestaltungsspielraum für die Eingabe von TSLs, im Vergleich zum Scheider-Kohäsivelement und dessen implementierten TSLs (Abb. 4-10), eingeschränkt. Das Scheider-Kohäsivelement kann sowohl für zwei- als auch für dreidimensionale Simulationsmodelle definiert und eingesetzt werden.

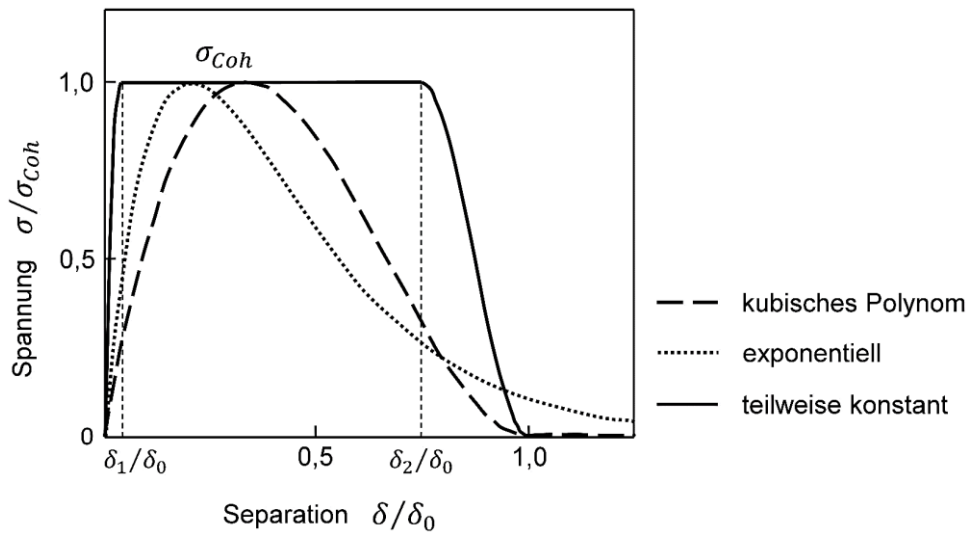


Abb. 4-10: Eindimensionale Darstellung der im Scheider-Kohäsivelement implementierten Traktions-Separations-Gesetze modifiziert nach [107]

Aus Gründen der Darstellbarkeit beschränken sich die Ausführungen in diesem Kapitel nur auf den zweidimensionalen Fall sowie auf die Rissöffnung in Modus I.

Formulierung des Traktions-Separations-Gesetzes nach Scheider

Der Kurvenverlauf der Spannung des Traktions-Separations-Gesetzes nach Scheider unterteilt sich aufgrund der zusätzlich eingeführten Formparameter δ_1 und δ_2 in drei Abschnitte. Die mathematische Formulierung gestaltet sich wie folgt [96, 172]:

$$\sigma(\delta) = \sigma_{coh} \begin{cases} \left[2 \frac{\delta}{\delta_1} - \left(\frac{\delta}{\delta_1} \right)^2 \right] & \text{für } \delta < \delta_1 \\ 1 & \text{für } \delta_1 < \delta < \delta_2 \\ \left[2 \left(\frac{\delta - \delta_2}{\delta_0 - \delta_2} \right)^3 - 3 \left(\frac{\delta - \delta_2}{\delta_0 - \delta_2} \right)^2 + 1 \right] & \text{für } \delta_2 < \delta < \delta_0 \end{cases} \quad (4-41)$$

Die Kohäsivenergie, die während der Separation in entweder rein normaler oder rein tangentialer Richtung dissipiert wird, wird mit folgender Formel berechnet [96]:

$$\Gamma_{coh} = \int_0^{\delta_0} \sigma(\delta) d\delta = \sigma_{coh} \delta_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{3} \frac{\delta_1}{\delta_0} + \frac{1}{2} \frac{\delta_2}{\delta_0} \right) \quad (4-42)$$

Es handelt sich hierbei um eine Integration der Fläche unter der Traktions-Separations-Kurve. Ist im Gegenzug beispielsweise die Kohäsivenergie aus Experimenten bekannt, kann die maximale Separation folgendermaßen berechnet werden [107]:

$$\delta_0 = \frac{2\Gamma_{coh}}{\sigma_{coh}} \frac{1}{\left(1 - \frac{2}{3} \frac{\delta_1}{\delta_0} + \frac{\delta_2}{\delta_0} \right)} \quad (4-43)$$

Formulierung des Traktions-Separations-Gesetzes nach Needleman

Der exponentielle Ansatz nach Needleman [168] ist ebenfalls als Option im Kohäsivelement von Scheider enthalten und wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet. Die Kohäsivenergie

für eine Separation in entweder rein normaler oder rein tangentialer Richtung wird mit folgender Formel berechnet [107]:

$$\Gamma_{coh} = \frac{9}{16} \sigma_{coh} \delta_0 \quad (4-44)$$

Dies ergibt sich aus der Integration der Traktions-Separations-Kurve [172]:

$$\sigma(\delta) = \sigma_{coh} e^{1-z} \frac{\delta}{\delta_0} e^{\left(-z \frac{\delta}{\delta_0}\right)} \quad (4-45)$$

wobei $z = 16e^1/9$ definiert ist.

Eine frühere Analyse der Auswirkungen verschiedener Traktions-Separations-Gesetze auf die Ergebnisse von Rissfortschrittsimulationen mit Kohäsivzonen ist bei Scheider und Brocks [172] zu finden.

Einbringung der Kohäsivelemente von Scheider

Kohäsivelemente werden, wie bereits in Abs. 4.2.3.2 beschrieben und in Abb. 4-8 gezeigt, zwischen den nicht schädigbaren Kontinuums-elementen eines FE-Modells platziert. Die Anleitung von ABAQUS schlägt zur Verbindung von Kohäsiv- und Kontinuums-elementen drei mögliche Methoden vor. Zum Ersten die Verbindung mithilfe einer Zwangsbedingung (*tie constraint*) zwischen den Oberflächen der beiden Elementarten. Zum Zweiten die Erzeugung von Kohäsiv- und Kontinuums-elementen sowie der anschließenden, manuellen Kopplung deren entsprechenden Knoten und zum Dritten die Erzeugung der Kohäsivelemente basierend auf den Knoten(-nummern) der sie umgebenden Kontinuums-elemente. Da das Scheider-Kohäsivelemente keine grafische Repräsentation in ABAQUS besitzt und zudem Kohäsivelemente der Dicke 0, also zu Beginn der Simulation eindimensional als Linie erscheinend, eingebracht werden sollen, bietet sich letzteres Vorgehen an. Dabei werden die Kohäsivelemente zwischen den Knoten von zuvor getrennten Kontinuums-elementverbindungen platziert bzw. im sog. Eingabedokument (*input file*) des FE-Modells definiert. Um eine größere Zahl von Kohäsivelementen einzubringen, kann dieser Vorgang mithilfe geeigneten Programmiercodes automatisiert werden. Weitere Informationen stehen in der Dokumentation von Scheider [107] zur Verfügung.

Ein detailliertes Beispiel für die Einbringung von Kohäsivelementen in ein zweidimensionales Drei-Punkt-Biege-Simulationsmodell ist in Abb. 6-49 zu sehen.

Ausnutzen der Symmetrie

Wird von einer symmetrischen Komponente ein FE-Simulationsmodell angelegt, so bietet sich generell an, diese Symmetrie(n) auszunutzen, um die Anzahl der Elemente und folglich die Rechenzeit zu verringern. Während für gewöhnliche Kontinuums-elemente in ABAQUS bereits Standardfunktionen zur Verfügung stehen, muss im Fall der Scheider-Kohäsivelementen auf alternative Methoden zurückgegriffen werden. Werden, wie in Abb. 4-11 dargestellt, Kohäsivelemente entlang einer Symmetrieebene platziert, schlagen Brocks et al. [173] die Verwendung einer ABAQUS-Funktion vor, mit welcher Freiheitsgrade von Elementknoten mittels einer mathematischen Gleichung (*equation*) gekoppelt werden können. Ist ein Kohäsivelement in der Symmetrieebene, dann verfügt es nur noch auf einer Seite über eine Verbindung zu einem

Kontinuumsselement. So werden beispielsweise im Fall in Abb. 4-11 die (beiden) Knoten des Kohäsivelements auf der Seite des Kontinuumsselement mit den jeweils gegenüberliegenden Knoten des Kohäsivelements auf der „freien“ Seite durch die Gleichungen $u_2^{(-)} = -u_2^{(+)}$ und $u_1^{(-)} = u_1^{(+)}$ gekoppelt. Diese Kopplung der Freiheitsgrade hat allerdings, wie in [173] näher beschrieben, die Entstehung zusätzlicher Kräfte an den Knoten zur Folge. Aus diesem Grund halbiert sich die Kohäsivspannung für diesen Fall.

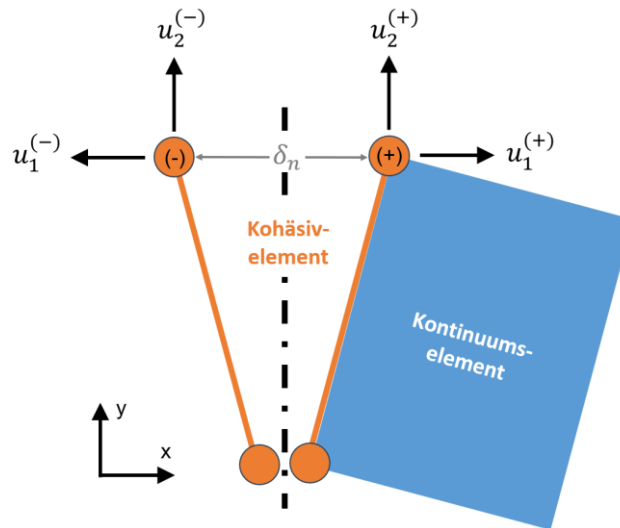


Abb. 4-11: Symmetriebedingung bei der Einbringung von Kohäsivelementen modifiziert nach [173]

Mehrachsigkeit

Das benutzerdefinierte Element von Scheider bietet die Möglichkeit, die Kohäsivspannung während der Simulation in Abhängigkeit von der vorherrschenden Mehrachsigkeit zu verändern. Diese Option ist vor allem für die Simulation von duktilem Rissfortschritt interessant. Im Rahmen dieser Arbeit liegt der Fokus auf sprödem Rissverhalten, weswegen die Mehrachsigkeit keine Berücksichtigung findet. Publikationen, in denen die Mehrachsigkeit behandelt wird, sind bspw. Mahler [140] und Chen et al. [174-176].

5 Material und Probenherstellung

5.1 Versuchsmaterial

5.1.1 Zusammensetzung

Es handelt sich um technisch reines Wolfram (99,97 %) von der Firma Plansee SE (Reutte, Österreich). Die maximalen Konzentrationen von Unreinheiten im gesinterten Wolfram sind in Tabelle 5-1 aufgeführt.

Tabelle 5-1: Maximale Konzentrationen von Unreinheiten im Wolfram ($\times 10^{-6}$ Gew.-%)

Mo	Fe	C	Cr	O	Ni	Si	Al	Others
100	30	30	20	20	20	20	15	≤ 10

5.1.2 Herstellungsprozess

Der Herstellungsprozess eines Halbzeugs aus technisch reinem Wolfram besteht aus vier Hauptschritten. Zu den vier Schritten gehören das Pressen des ursprünglich pulverförmigen Wolframmaterials, das Erwärmen des Wolframpulvers im Sintervorgang, eine mechanische Umformung sowie eine Wärmebehandlung. Der Ablauf ist in Abb. 5-1 dargestellt. Beim Pressen wird das Pulver möglichst stark zu einem sog. Grünling verdichtet. Im anschließenden Sintervorgang wird der Grünling im Sinterofen erhitzt, wodurch sich die Pulverkörner verbinden und ein Materialvolumen mit geringer Porosität bilden. Um die Porosität zu verringern und im Gegenzug Dichte und Festigkeit zu erhöhen, folgt der Umformungsschritt, bei dem es sich in der Regel um Heißwalzen handelt. Die bei der Umformung eingebrachten Spannungen im Material werden mithilfe der darauffolgenden Wärmebehandlung minimiert. Weitere Informationen können den Onlineauftritten kommerzieller Produzenten von Wolframhalbzeugen wie der Plansee SE [8] oder der Allied Material (A.L.M.T.) Corporation [177] entnommen werden.

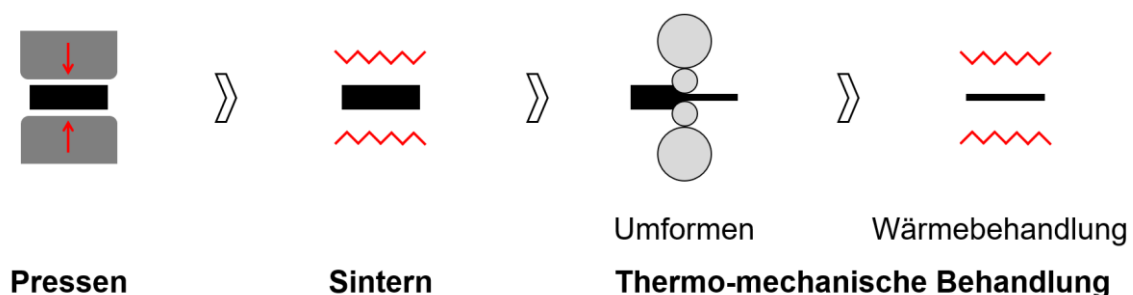


Abb. 5-1: Herstellungsprozess von Halbzeug aus Wolfram modifiziert nach [8]

5.1.3 Mikrostrukturelle Aspekte der Anisotropie

Das kommerziell erhältlich Wolfram wurde in Form von 5 mm dicken Platten geliefert. Ein pulvermetallurgischer Prozess, inklusive Sintern, wird gefolgt von einer thermomechanischen Behandlung. Dies führt zu einer anisotropen Textur in der Mikrostruktur mit langgezogenen, plattgedrückten Körnern. Die Mikrostruktur entspricht im großen und ganzen derer bereits veröffentlichter Publikationen von Conte und Aktaa [13] sowie Yin et al. [14, 15]. Dies wurde im Zuge dieser Arbeit mithilfe von EBSD-Aufnahmen verifiziert (s. Anhang C). In Abb. 5-2 sind die Probenorientierungen gemäß Norm ASTM E399 [142], die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, zusammen mit der entsprechenden anisotropen Mikrostruktur schematisch dargestellt.

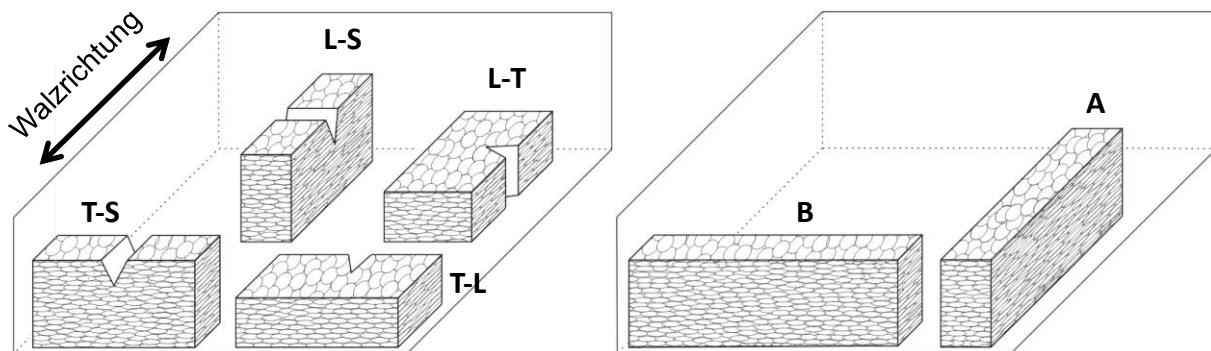


Abb. 5-2: Schematische Darstellungen der Orientierungen von Bruchmechanikproben (links) entsprechend Norm ASTM E399 [142] sowie der Orientierungen für Vier-Punkt-Biegeversuche (rechts), welche als A und B definiert werden. Modifiziert nach [178]

In [14] haben Yin et al. die äquivalenten mittleren Durchmesser sowie die Aspektverhältnisse von Wolframgefügekörnern in verschiedenen Orientierungen zur Walzrichtung bestimmt. Für die im Rahmen dieser Arbeit vorrangig betrachtete T-L Orientierung ergab sich ein äquivalenter mittlerer Durchmesser von $\sim 100 \mu\text{m}$ sowie ein Aspektverhältnis von ~ 10 . Daraus können über den Vergleich des Flächeninhalts eines Kreises mit einem äquivalenten mittleren Radius von $r = \sim 50 \mu\text{m}$ mit dem Flächeninhalt einer Ellipse die große sowie die kleine Halbachse bestimmt werden:

$$\text{Flächeninhalt} = \pi * r^2 (\text{Kreis}) = \pi * a * b (\text{Ellipse}) = a * b (\text{Rechteck}) \quad (5-1)$$

In einem iterativen Prozess werden die große Halbachse a mit $\sim 158 \mu\text{m}$ sowie die kleine Halbachse b mit $\sim 15,8 \mu\text{m}$ berechnet. Der Flächeninhalt beträgt $\sim 7854 \mu\text{m}^2$. Da im Rahmen dieser Arbeit viereckige Kohäsivelemente in rechteckigen Clustern eingesetzt werden sollen, müssen auch für diesen Fall äquivalente Abmessungen bestimmt werden. In einem weiteren iterativen Prozess werden die Länge a des Rechtecks mit $\sim 280 \mu\text{m}$ sowie dessen Breite b mit $\sim 28 \mu\text{m}$ berechnet.

5.1.4 Mechanische Eigenschaften

In diesem Abschnitt werden die Werte der mechanischen Eigenschaften von Wolfram aufgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit relevant sind und der Literatur entnommen werden können.

Kennwerte für das plastische Verhalten waren in der Literatur nicht aufzufinden, weshalb sie, wie in Abs. 6.2 beschrieben, bestimmt werden müssen.

Tabelle 5-2 führt Werte für Elastizitätsmodul E sowie Querkontraktionszahl ν im relevanten Temperaturbereich auf. Der Wert des Elastizitätsmoduls bei 300 °C entspringt hierbei einer linearen Interpolation zwischen seinen benachbarten Tabellenwerten. Die Querkontraktionszahl wurde über alle Temperaturen vereinfacht mit 0,28 angenommen. Die eigene Bestimmung des Elastizitätsmoduls sowie die Untersuchung des Einflusses der anisotropen Mikrostruktur auf diesen ist Teil zukünftiger Forschungsvorhaben.

Tabelle 5-2: Mechanische Kennwerte von Wolfram [179, 180]

	E [MPa]	ν [-]
20 °C	397398	0,28
200 °C	397270	0,28
300 °C	395875	0,28
400 °C	394480	0,28

Alternativ können die Werte für Elastizitätsmodul und Querkontraktionszahl auch mit denen im Materialeigenschaftenhandbuch (*Material Properties Handbook*, MPH) für Wolfram [181] des EUROfusion Konsortiums angegebenen Formeln bestimmt werden:

$$E = 3,961 * 10^2 - 5,893 * 10^{-3} * T - 2,752 * 10^{-5} * T^2 \quad (5-2)$$

$$\nu = 0,28005 + 0,05744 * 10^{-4} * T + 0,54 * 10^{-8} * T^2 \quad (5-3)$$

5.1.5 Fehlerpopulation aus Herstellungsprozess

Die Streuung mechanischer Eigenschaften, wie sie in Abs. 2.2 beschrieben wird, wird bei spröden Materialien, allen voran Keramikwerkstoffen, auf Fehlerpopulationen im Volumen oder an der Oberfläche des Materials zurückgeführt. Beim vorliegenden Wolframmaterial rühren die Fehlstellen aller Voraussicht nach von während des Sintervorgangs entstandener Poren her. Die Poren entstehen an Stellen im Material, an denen sich das Wolframpulver während des Sinterns nicht vollständig verbunden hat. Die Beobachtung derartiger Poren wurden bereits von Rupp [11] und Gludovatz [18] gemacht.

5.2 Probengeometrie und -herstellung

5.2.1 Bruchmechanische Proben

Zur Bestimmung der Bruchzähigkeiten von Wolfram bei unterschiedlichen Versuchstemperaturen werden die sog. KLST-Proben [139, 182] verwendet. KLST-Proben gehören zu denen an einer Kante gekerbten Biegeproben (SENB) und haben eine Abmessung ($B \times H \times L$) von $3 \times 4 \times 27 \text{ mm}^3$. Sie werden dem Ursprungsmaterial in festgelegten Orientierungen entnommen. Diese Orientierungen sind gemäß Norm ASTM E399 [142] definiert und in Abb. 5-2 zu sehen. Abb. 6-23 zeigt, wie sich die stark anisotrope Mikrostruktur innerhalb einer Probe abhängig von der Orientierung ausprägt.

Um die circa 1 mm tiefe Kerbe zu erzeugen, wurde zunächst eine 0,8 mm tiefe Kerbe draht-erodiert. Im Anschluss gibt es drei Methoden, welche im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, um die Kerbe bzw. den Anriss auf die gewünschte Endtiefe zu verlängern und gleichzeitig einen möglichst kleinen Radius am Kerbgrund zu erzeugen. Das bei Stahl beispielsweise übliche Anschwingen der Proben, also das Einbringen eines Anrisses mittels Zugermüdung, ist bei Wolfram aufgrund des spröden Verhaltens bei Raumtemperatur nicht möglich. Das Risiko, dass Proben während des Anschwingens spröde Versagen würden, ist zu groß.

5.2.1.1 Rasierklingenpolieren

Als erstes wurde das sogenannte Rasierklingenpolieren verwendet. Hierbei wird die draht-erodierte Kerbe mithilfe einer Rasierklinge sowie des dort aufgetragenen Poliermittels (Diamantpaste) weiterbearbeitet. Die verwendete Maschine wird bei Rupp [11] (S. 67) gezeigt. Das Ergebnis ist in Abb. 5-3 zu sehen.

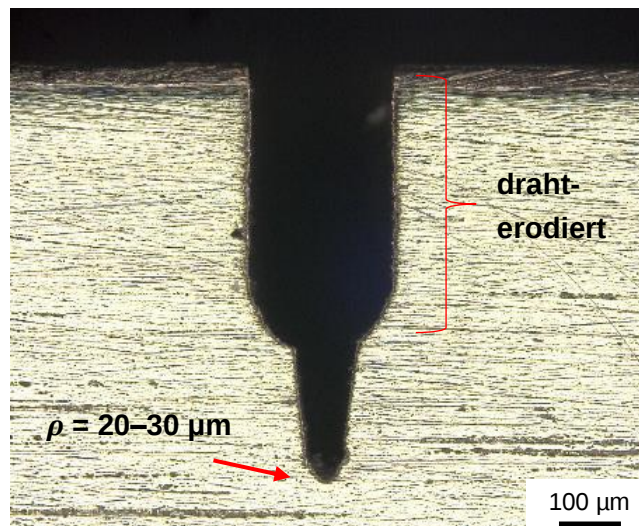


Abb. 5-3: Rasierklingenpolierte Kerbe in Drei-Punkt-Biegeprobe

5.2.1.2 Laserkerben

Ein deutlich kleiner Kerbgrundradius lässt sich mithilfe von Femtosekundenlaserstrahlung erzeugen. Der Kerbgrund einer lasergekerbten Probe ist in Abb. 5-4 zu sehen. Diese Art der

Kerbinbringung ist vergleichsweise schnell und ermöglicht gut reproduzierbare Kerbtiefen. Durch Verwendung von gepulster Laserstrahlung im Femtosekundenbereich wird nicht von einem relevanten Einfluss auf das umliegende Wolfram ausgegangen (vernachlässigbare Wärmeeinflusszone). Die technischen Daten zur Lasermaterialbearbeitung sind Tabelle 5-3 zu entnehmen. Der mit diesen Parametern erzeugte Laserstrahl wurde, je nach bereits vorhandener Kerbtiefe durch die vorherige Drahterodierung, zwischen 80 – 110 mal über den Kerbgrund gefahren, um die Kerbe von ca. 800 μm auf die gewünschten 1000 μm zu vertiefen.

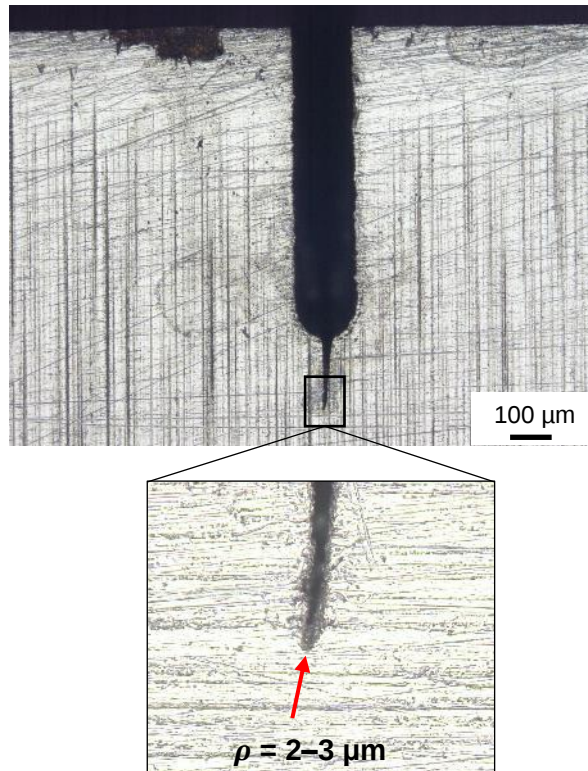


Abb. 5-4: Mithilfe von Femtosekundenlaserstrahlung gekerbte Drei-Punkt-Biegeprobe

Tabelle 5-3: Laserparameter zur Materialbearbeitung

Laserparameter	
Wellenlänge	1030 nm
Leistung	ca. 8 W
Fokusbereich	20 μm
Vorschubgeschwindigkeit	200 mm/s
Repetitionsrate	200 kHz
Pulsdauer	< 400 fs

5.2.1.3 Anrisserzeugung mittels Druckermüdung

Ein Anriss, und damit der kleinstmögliche Kerbgrundradius, konnte mithilfe von Druckermüdung erzeugt werden. Der Vorgang wird in Abb. 5-5 gezeigt und wird zum Beispiel von Pippan [183] oder Taguchi et al. [184] näher beschrieben. Ein erzeugter scharfer Anriss ist mithilfe eines Rasterelektronenmikroskops (REM) in Abb. 5-6 zu sehen.

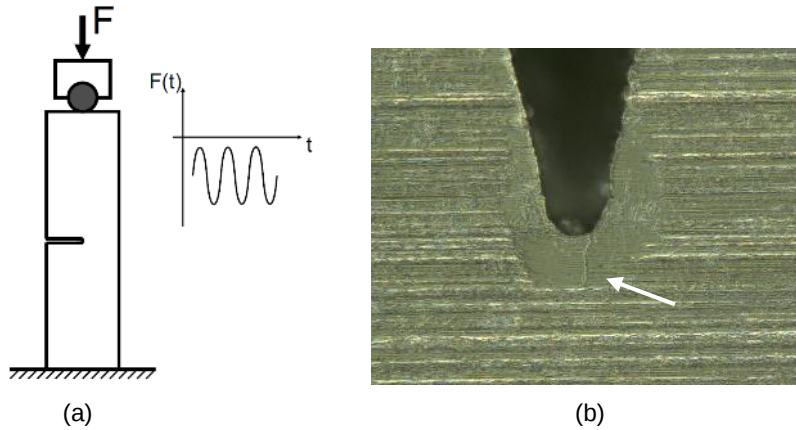


Abb. 5-5: (a) Schematische Darstellung des Aufbaus zur Anrisserzeugung mit Hilfe von Druckermüdung [11] und (b) lichtmikroskopische Aufnahme eines durch Druckermüdung eingebrachten Anrisses

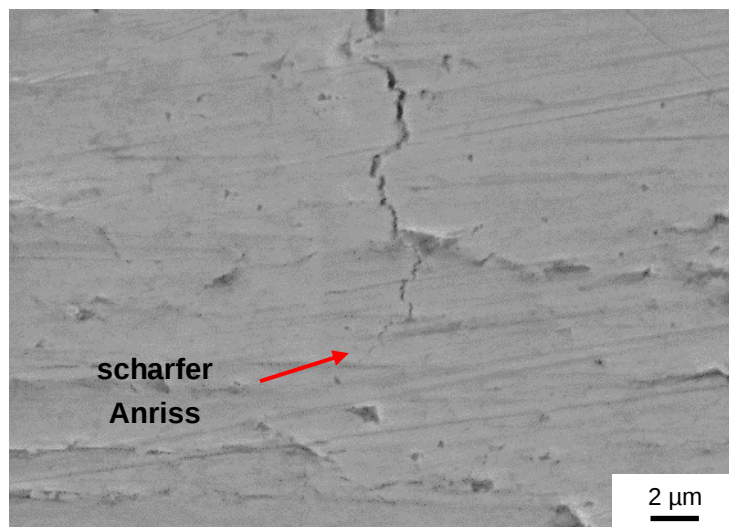


Abb. 5-6: REM-Aufnahme der Spitze eines durch Druckermüdung eingebrachten, scharfen Anrisses

Das Anreißen der Proben wurde an der Montanuniversität Leoben durchgeführt.

Der größte Nachteil der Erzeugung von Anrissen mittels Druckermüdung ist die Entstehung von Zugeigenspannungsfeldern aufgrund der Plastifizierung des Materials direkt vor der Risspitze. Die Zugeigenspannungen wirken beim Experiment in dieselbe Richtung wie die äußeren Lasten und führen somit zu einer höheren Spannungsintensität als allein durch die äußere Belastung ersichtlich wäre. Dadurch kann die Bruchzähigkeit des Materials systematisch unterschätzt werden [11].

Eine mögliche Abhilfe bietet das Anschwingen von Wolframproben bei Temperaturen im Bereich oder oberhalb der Spröde-duktil-Übergangstemperatur. Kong et al. [185] haben eine Anrisserzeugungsmethode basierend auf niederfrequenter Zugermüdung bei einer Temperatur

von 600 °C entwickelt. Der Versuchsaufbau ist allerdings nur für die platzsparenderen scheibenförmigen Kompaktzugproben (*disk-shaped compact tension*, DCT) geeignet. Eine Kooperation zum Anschwingen der für diese Arbeit verwendeten Proben war daher nicht möglich.

5.2.1.4 Mikroskopische Analyse der Kerben bzw. der Anrisse

Die mit unterschiedlichen Methoden erzeugten Kerben und Anrisse wurden nach dem Bruch der jeweiligen Proben mithilfe der Rasterelektronenmikroskopie untersucht.

Rasierklingenpolieren

Die horizontale Linie des Fadenkreuzes in Abb. 5-7 (a) verläuft annähernd entlang des Kerbgrunds, an dessen Stelle sich gleichzeitig die Bruchkante befindet. Die Bruchkante verläuft über den gesamten dargestellten Ausschnitt, der immerhin 1,2 mm lang ist, relativ gerade und eben. Oberhalb der Bruchkante sind die horizontal gerichteten Spuren der Rasierklingenpolitur zu sehen, während sich unterhalb der Bruchkante die Bruchfläche befindet. Abb. 5-7 (b) stellt den Bereich um die Bruchkante in einer stärkeren Vergrößerung dar. Auch in der detaillierten Ansicht zeigt sich, dass die Bruchkante relativ gerade und eben verläuft. Im rasierklingenpolierten Bereich sind lose, partikelartige Reste zu erkennen. Diese rühren vermutlich vom Polituremittel oder vom Abrieb des Wolframmaterials bzw. der Rasierklinge her. Die Bruchfläche zeigt die typischen Spaltbruchfacetten, die beim Bruch von sprödem Wolframmaterial zu erwarten sind.

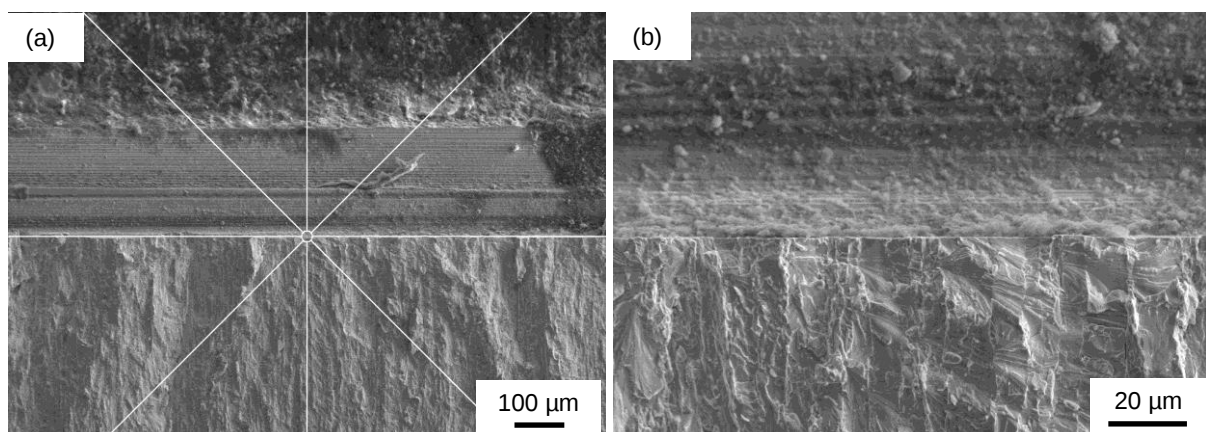


Abb. 5-7: REM-Aufnahmen der durch Rasierklingenpolieren erzeugte Kerbe nach dem Bruch einer Probe in T-L Orientierung. Vergrößerungen: (a) 250x und (b) 2000x

Laserkerben

Die horizontale Linie des Fadenkreuzes in Abb. 5-8 (a) verläuft auch hier entlang des antizipierten Kerbgrunds der Laserkerbe, welcher gleichzeitig die Bruchkante bildet. Die Betrachtung des großen Ausschnitts, der die Bruchkante auf einer Länge von 1,2 mm darstellt, zeigt, dass ihr Verlauf auch bei dieser Methode relativ gerade ist. Wird allerdings ein stärker vergrößerter Ausschnitt wie in Abb. 5-8 (b) betrachtet, so offenbart sich, dass die Bruchkante selbst eine wellige Kontur aufweist. Die wellige Kontur lässt sich vermutlich (nur) durch den Einfluss der Laserstrahlung erklären. Warum genau die verwendete Laserstrahlung und ihre Parameter (s. Tabelle 5-3) diesen Effekt auf die Laserkerbe haben, konnte nicht abschließend geklärt

werden. Ein statistischer Einfluss dieser Bruchkantenkonturen bei der Analyse mehrerer Versuchsergebnisse wird zwar nicht angenommen, kann aber auch nicht ausgeschlossen werden. Auch aus diesem Grund werden im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls Proben mit mittels Druckermüdung erzeugter Anrisse getestet, statistisch analysiert und deren Ergebnisse mit den Ergebnissen der lasergekerbten Proben verglichen. Direkt oberhalb der Bruchkante, im Bereich der Laserabtragung, ist die Fläche vergleichsweise glatt, zeigt allerdings auch dort Ansätze der welligen Kontur. Weiter oberhalb der Bruchkante, im Bereich der bereits mittels Drahterodieren erzeugten Kerbe, sind Depositionen des lasergeschmolzenen und ausgetriebenen Materials zu erkennen, welches tropfenförmig an der Oberfläche erstarrt ist. Die unterhalb der Bruchkante entstandene Bruchfläche besitzt auch hier die typischen Spaltbruchfacetten und weist dahingehend keinen Unterschied zu den rasierklingenpolierten Proben auf.

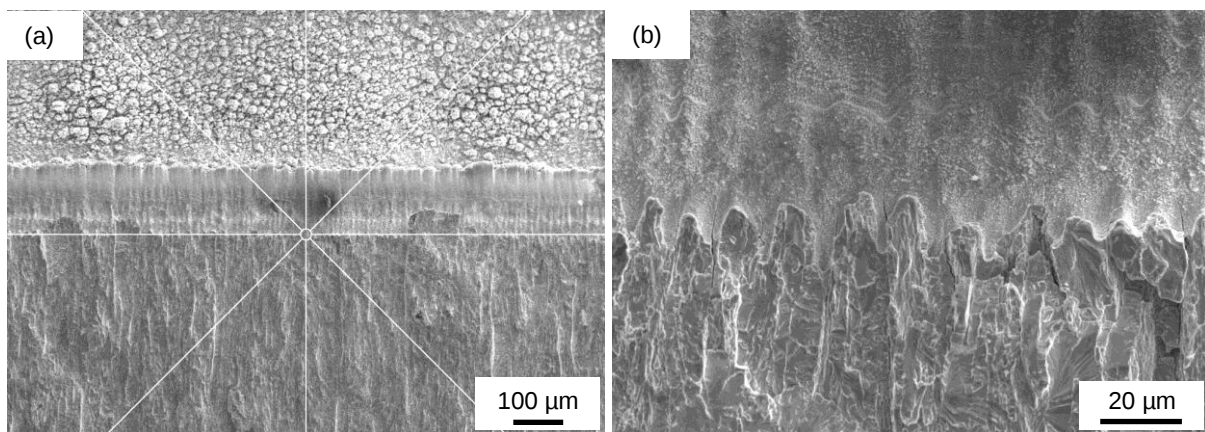


Abb. 5-8: REM-Aufnahmen der mithilfe von Laserstrahlung erzeugte Kerbe nach dem Bruch der Probe in T-L Orientierung. Vergrößerungen: (a) 250x und (b) 2000x

Um einen Eindruck von der Laserbearbeitung bei der Kerberzeugung zu erhalten, lohnt sich ein Blick auf eine KLST-Probe mit in L-S Richtung (s. Abs. 5.1.3) orientierter Mikrostruktur. Proben mit dieser Orientierung versagen, wie später in Abs. 6.1.4 zu sehen, überwiegend orthogonal zur Kerbebene. Dies ermöglicht, wie in Abb. 5-9 zu erkennen, den Grund der Laserkerbe von oben zu betrachten. Dabei fallen die kleinen Löcher im Material auf, die vom Einfluss der gepulsten Laserstrahlung stammen. Inwieweit die Laserparameter aus Tabelle 5-3 geändert werden könnten, um beispielsweise die Löcher so weit aneinander anzunähern, dass sie eine Einheit bilden und somit die langwellige Kontur der Bruchkante in eine kurzwelligere Version umwandelt wird, ist Aufgabe zukünftiger Forschung.

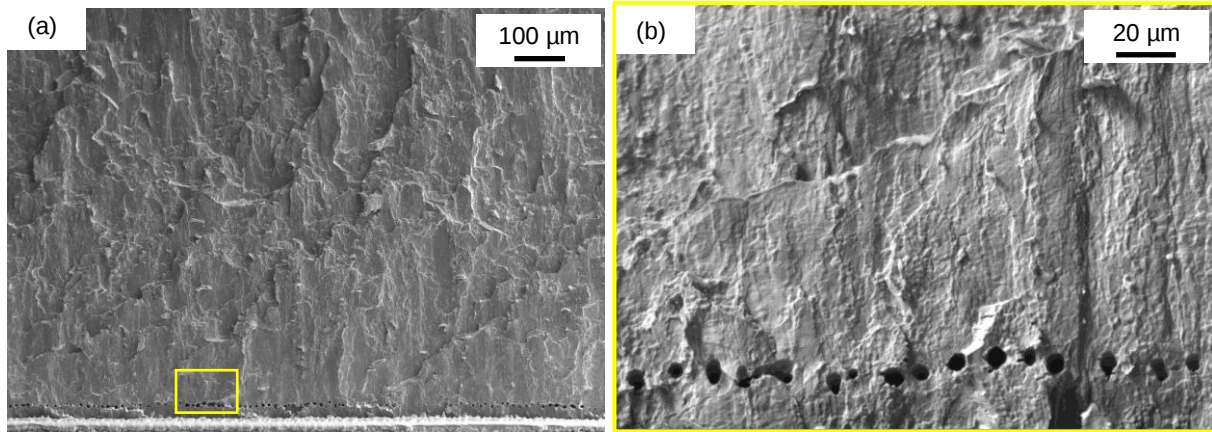


Abb. 5-9: REM-Aufnahmen der mithilfe von Laserstrahlung erzeugte Kerbe nach dem Bruch der Probe in L-S Orientierung

Mittels Druckermüdung erzeugter Anriss

Die horizontale Linie des Fadenkreuzes in Abb. 5-10 (a) verläuft entlang der mittels Druckermüdung erzeugten Front des Anrisses. Die Betrachtung des großen Ausschnitts, welcher den Anriss auf einer Länge von 1,2 mm darstellt, zeigt, dass die Anrissfront relativ gerade verläuft. Die Identifikation des Anrisses ist nicht trivial. In Abb. 5-10 (b)-(d) ist der Bereich von etwas oberhalb des Grunds der zuerst eingebrachten rasierklingenpolierten Kerbe bis zur Spaltbruchfläche etwas unterhalb des Anrisses zu sehen. Der Abstand zwischen der Kerbe und der Anrissfront beträgt bei dieser Probe etwa 30 µm. Die dort vorkommenden Bruchfacetten unterscheiden sich von denen in der Spaltbruchfläche durch ihre Größe. Die mittels Druckermüdung erzeugten Bruchfacetten sind deutlich kleiner als jene, welche später durch die viel höhere Belastung im Versuch entstehen.

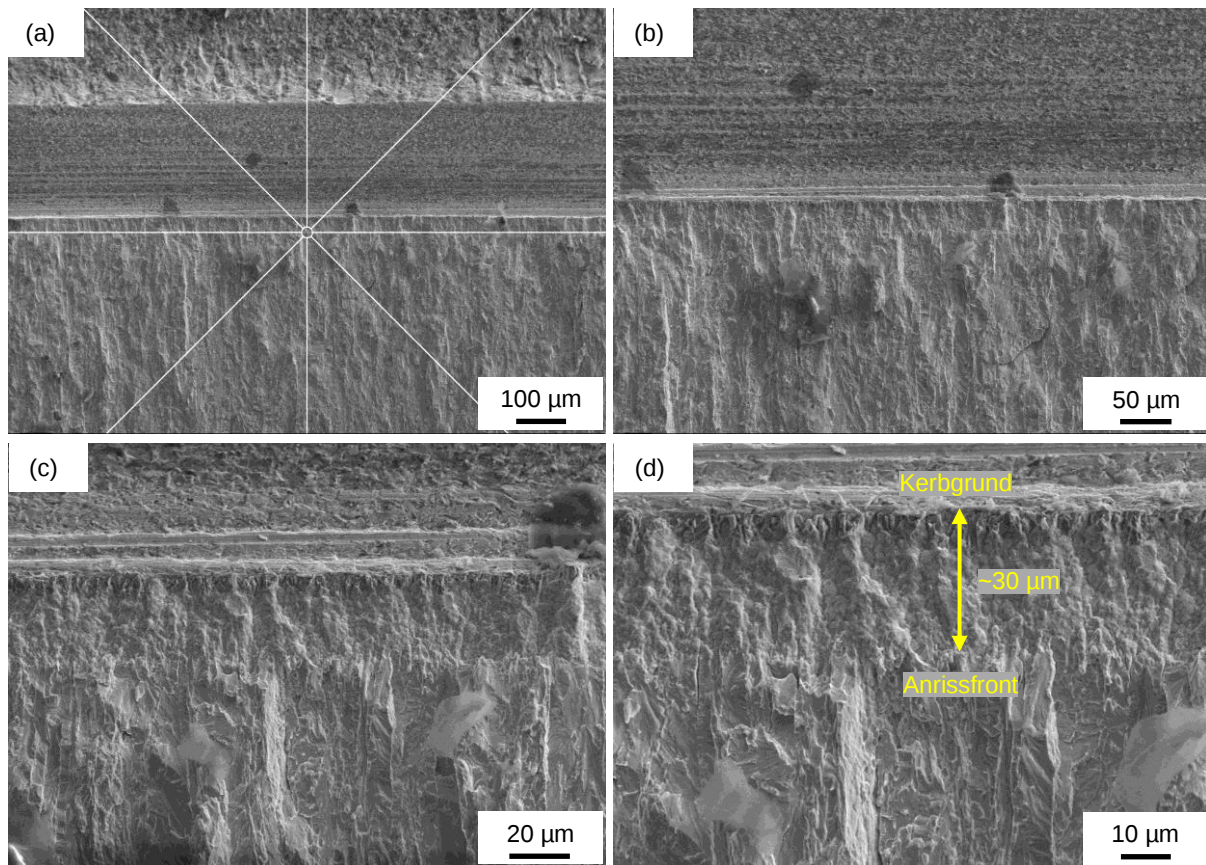


Abb. 5-10: REM-Aufnahmen des mittels Druckermüdung erzeugten Anrisses nach dem Bruch der Probe in T-L Orientierung. Vergrößerungen: (a) 250x, (b) 500x, (c) 1500x und (d) 2500x

5.2.2 Vier-Punkt-Biegeproben

Die verwendeten Vier-Punkt-Biegeproben haben die äußeren Abmessungen ($B \times H \times L$) von $3 \times 4 \times 45 \text{ mm}^3$. Um sowohl bei linear-elastischem Materialverhalten, bei Raumtemperatur, als auch bei bereits einsetzendem nichtlinearem Materialverhalten, bei erhöhten Temperaturen wie 200°C , 300°C und 400°C , ein Versagen der Vier-Punkt-Biegeproben zu erreichen, wurden zwei Ausführungen erzeugt.

5.2.2.1 Glatte Probe

Bei der glatten Variante, für Versuche bei Raumtemperatur, sind alle vier Flächen längs der Probe glatt. Die Fläche, welche auf der Seite der maximalen Zugspannung liegt, wurde metallografisch nachbearbeitet, um die Versagenswahrscheinlichkeit durch Oberflächenfehler weitestgehend zu minimieren. Anschließend an mehrere Schleifschritte mit unterschiedlichen Schleifpapieren (SiC-Körnungen: P600, P1200, P2500, P4000) ergaben optische Topografiemessungen (FRT MicroProf®100 / Sensor CHR 150 N) an einigen zufällig ausgewählten Proben, dass keine der bearbeiteten Oberflächen Werte schlechter als $R_a = 0,111 \mu\text{m}$, $R_q = 0,149 \mu\text{m}$, $R_t = 2,454 \mu\text{m}$ und $R_z = 2,072 \mu\text{m}$ aufweist. Die Auswertung wurde gemäß DIN°EN°ISO°4287 [186] vorgenommen. Als Maßstab wurden frühere Veröffentlichungen zu Oberflächengüten von Vier-Punkt-Biegeversuchen für Weibull-Analysen herangezogen [70].

Die maximale Rautiefe R_t ist somit selbst bei der schlechtesten, gemessenen Probe nur knapp über der in DIN EN 843-1 [187] für den Bearbeitungsgrad „Oberflächen-Endbearbeitung II: Bearbeitung durch Schleifen“ geforderten Rautiefe von $R_t = 2,0 \mu\text{m}$.

5.2.2.2 Probe mit drahterodierter U-Kerbe

Bei Experimenten mit glatten Probenoberflächen bei erhöhten Temperaturen, hier 200 °C bis 400 °C, kam es häufig vor, dass kein Versagen auftrat. Die getesteten Proben sehen anschließend wie in Abb. 5-11 dargestellt aus. Daher wurde zur Gewährleistung des Versagens aller getesteten Proben eine weitere Variante entwickelt, welche einer Kerbe in der Oberfläche der Zugseite der Vier-Punkt-Biegeprobe besitzt. Die U-förmige Kerbe wurde mittels Drahterosion eingebracht und anschließend nicht nachbearbeitet. Die Analyse einer repräsentativen Anzahl von gekerbten Proben ergab eine mittlere Kerbtiefe und deren Standardabweichung von $521 \pm 7,8 \mu\text{m}$ sowie $159 \pm 4,28 \mu\text{m}$ für den mittleren Kerbgrunddurchmesser. Drahterodieren erzeugt unvermeidbare thermische und mechanische Belastungen, welche mikrostrukturelle Defekte auf der Oberfläche hinterlassen. Ritz et al. [188] und No-rajitra et al. [189] berichten von Mikrorisstiefen von 30 bis 200 μm . Holstein et al. [190] beobachteten Tiefen von 30 bis 50 μm . Abb. 5-12 zeigt den Kerbgrund einer im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Kerbe. Die Oberfläche hat zwar unter der Drahterosion gelitten, allerdings konnten, im Gegensatz zu den oben genannten Veröffentlichungen, keine großen Mikrorisse festgestellt werden. Dennoch muss diese Tatsache bei der Betrachtung und Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden.



Abb. 5-11: Verbogene, nicht gebrochene Vier-Punkt-Biegeprobe nach Test bei erhöhter Temperatur (200 °C, 300 °C, 400 °C)

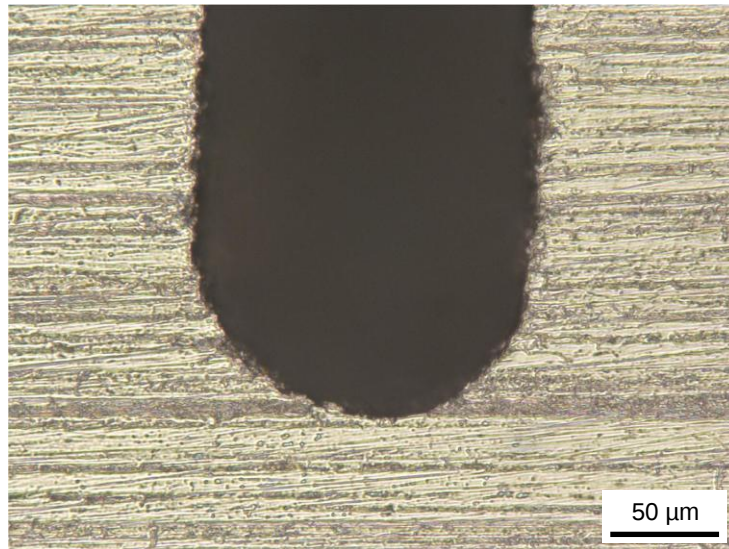


Abb. 5-12: Seitenansicht des Kerbgrunds einer drahterodierten Kerbe. Die Kerbgrundoberfläche wurde nicht nachbearbeitet [178]

6 Ergebnisse und Diskussion

6.1 Auswirkung der Anisotropie auf das Bruchverhalten

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der Anisotropie der Mikrostruktur auf die Bruchzähigkeiten bzw. die Kraft-Verschiebungs-Kurven, die Bruchverläufe und die Bruchflächen dargelegt.

6.1.1 T-L Orientierung

Bei Raumtemperatur (RT) bewegt sich der Riss, wie in Abb. 6-1 zu sehen, entlang der Kerbebene gerade durch die KLST-Bruchmechanikprobe. Dieser Rissverlauf zeigt sich bei allen getesteten Temperaturen (RT, 200 °C, 300 °C und 400 °C). Er entspricht den Anforderungen an die Winkelzulässigkeit der finalen Rissebene der Norm ASTM C1421 [191], wonach die Abweichung von der Parallelität zu den beiden Probekörperabmessungen B und W nur 5° betragen darf. Siehe dazu Abb. 6-2 (a). Wird die anisotrope Mikrostruktur (vgl. Abb. 5-2) der thermomechanisch verformten Wolframplatte berücksichtigt, so lässt sich die Richtung und der Verlauf des Risses nachvollziehen. Der schematische Verlauf ist in Abb. 6-2 (b) zu sehen. Die Längsausrichtung der Körner und die Rissausbreitung gehen bei dieser Orientierung in die gleiche Richtung. Dies begünstigt allem Anschein nach die Bildung gerader Rissverläufe mit vergleichsweise niedrigen Bruchzähigkeiten.

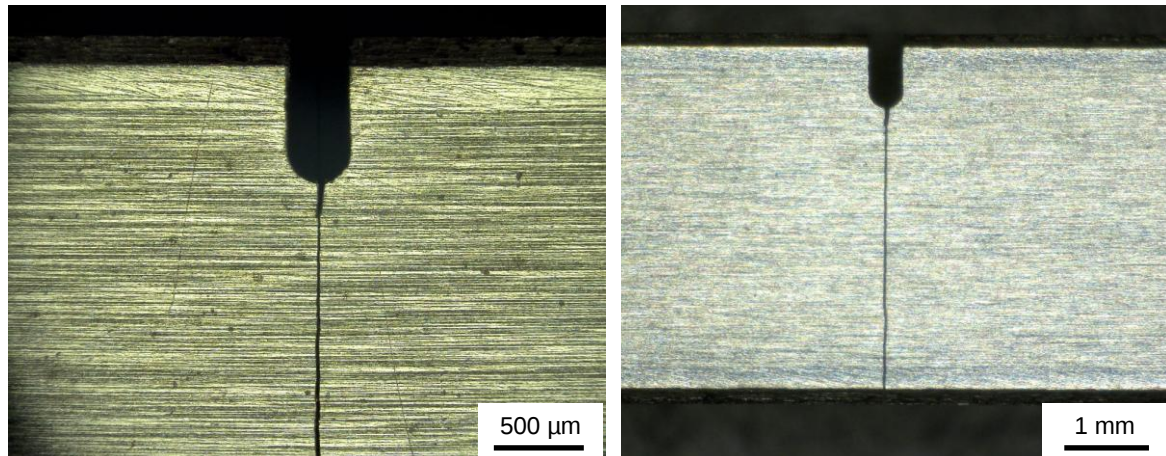


Abb. 6-1: Rissverlauf durch KLST-Bruchmechanikprobe in T-L Orientierung bei Raumtemperatur. Dieser Rissverlauf zeigt sich auch bei 200 °C, 300 °C sowie 400 °C

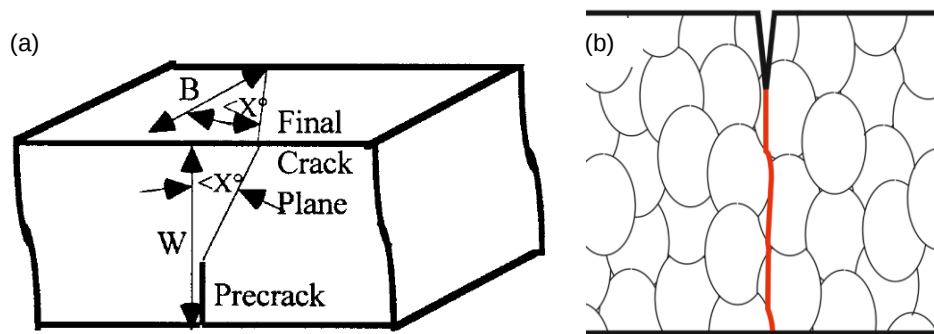


Abb. 6-2: (a) Veranschaulichung der Winkelzulässigkeit der endgültigen Rissebene, wobei für Drei-Punkt-biege-Bruchmechanikproben 5° nicht überschritten werden dürfen [191] und (b) schematische Darstellung des Rissverlaufs in T-L orientiertem Wolframmaterial

Abb. 6-2 (b) macht allerdings auch deutlich, dass ein typischer Rissverlauf, anders als vielleicht anzunehmen, nicht für alle betrachteten Temperaturen vorrangig interkristallin entlang der Korngrenzen verläuft. So ist die Bruchfläche in Abb. 6-3 (a) nach einem Versuch bei Raumtemperatur vergleichsweise glatt, was auf einen großen Anteil von transkristallinen Bruchfacetten schließen lässt. Die Bruchflächen bei höheren Versuchstemperaturen in Abb. 6-3 (b)-(d) zeigen zunehmend höhere Rauigkeiten. Dies deutet auf einen steigenden Anteil von interkristallinen Bruchfacetten hin. Eine quantitative Analyse der Bruchflächen ist in Abs. 6.5.1 zu finden.

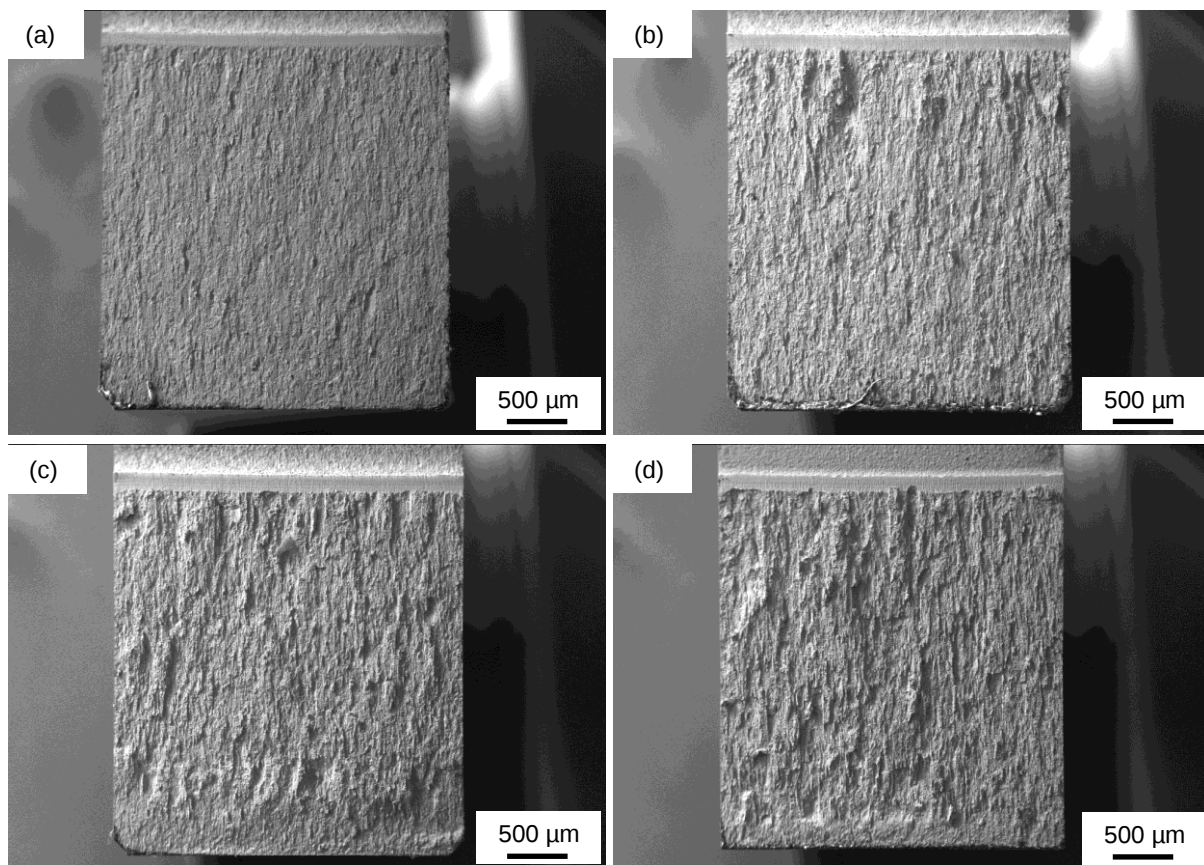


Abb. 6-3: Bruchflächen von Bruchmechanikproben in T-L Orientierung getestet bei (a) RT, (b) 200 °C, (c) 300 °C und (d) 400 °C. Oberhalb der rauen Bruchflächen sind die drahterodierten Kerben sowie die Lasserkerben zu sehen

Die Kraft-Verschiebungs-Kurven von Proben bei allen Versuchstemperaturen in Abb. 6-4 verlaufen linear, bis der Bruch einsetzt und die Kraft abrupt abfällt. Einzig bei der Kurve für 400 °C stellt sich bereits vor Erreichen des Maximalwerts eine schwache Nichtlinearität ein. Grundsätzlich ist allerdings das spröde, linear-elastische Verhalten vor dem Bruch im betrachteten Temperaturbereich typisch für Proben in T-L Orientierung, wenngleich in einigen Fällen, vor allem bei 300 °C (Abb. 6-36), aber auch bei 400 °C (Abb. 6-42), andere Kurvenverläufe möglich sind.

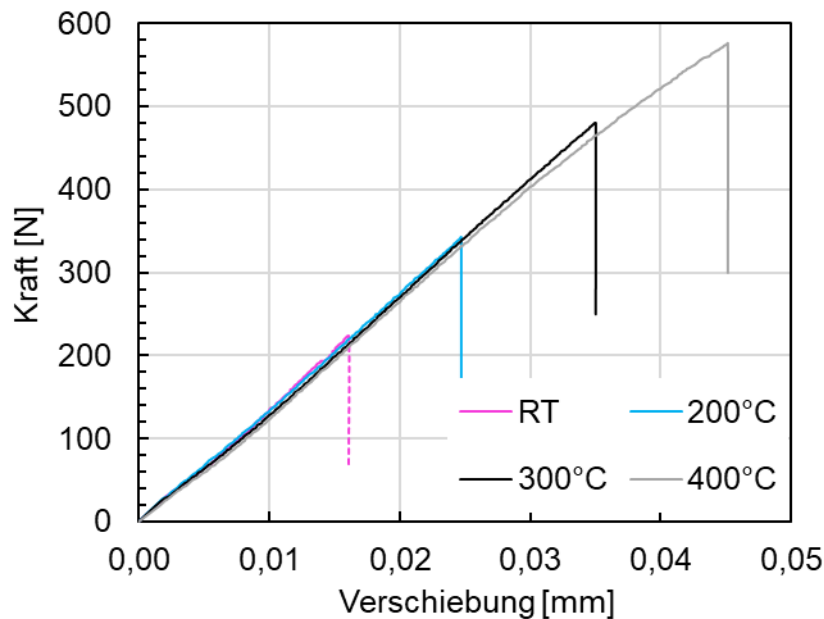


Abb. 6-4: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Proben mit T-L Orientierung bei verschiedenen Temperaturen

6.1.2 T-S Orientierung

In der T-S Orientierung verlaufen die Risse für alle getesteten Temperaturen ähnlich. In der Regel bilden sich seitlich an der (Laser-)Kerbe zwei nahezu spiegelsymmetrische Anrisse, welche dann schräg in die Probe hineinwachsen. Dabei bilden sich die Risse nicht unbedingt am Kerbgrund, sondern können auch schon etwas weiter oben an der Kerbe beginnen. So zu sehen in Abb. 6-5 (a). Meistens zeigt sich im weiteren Verlauf des Versuchs, dass ein Riss auf einer Seite stärker wächst als auf der anderen. Ein häufig auftretendes Phänomen bei dieser Orientierung ist das Verzweigen oder Abknicken eines Risses. Dabei knickt der Riss relativ zu seinem bisherigen Verlauf um ca. 90° ab. Oft verzweigt sich der Riss auch in einen Ausläufer, welcher in die ursprüngliche Richtung weiterläuft, sowie einen Ausläufer, der in 90° abgeknickter Richtung weiterläuft. Auch bei dieser Orientierung lässt sich der Rissverlauf beim Blick auf die anisotrope Mikrostruktur (vgl. Abb. 5-2) sowie die Form und Lage der Gefügekörner nachvollziehen.

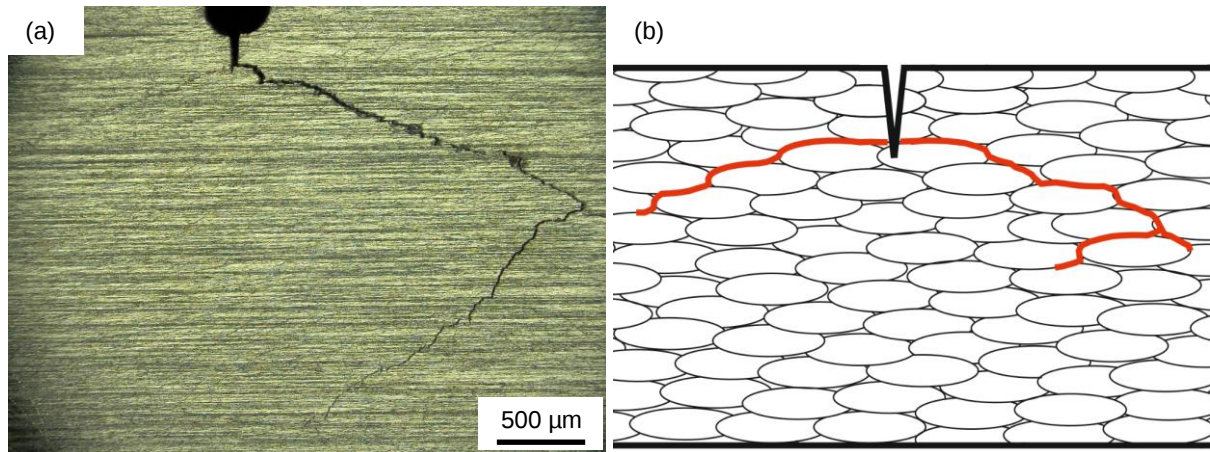


Abb. 6-5: (a) Rissverlauf durch Bruchmechanikprobe in T-S Orientierung bei 200 °C. Ein ähnlicher Rissverlauf zeigt sich auch bei RT, 300 °C sowie 400 °C und (b) schematischer Rissverlauf in der T-S orientierten Mikrostruktur

Die Bruchflächen von bei 400 °C getesteten Bruchmechanikproben besitzen, wie in Abb. 6-6 (c) und (d) zu sehen, eine Mehrzahl an Bruchfacetten, welche auf interkristalline Trennung als dominantes Versagensverhalten hinweisen. Der Riss verläuft überwiegend entlang der Korngrenzen, muss allerdings am Ende einer jeden Korngrenze auf die nächsttiefere Ebene von langgezogenen Gefügekörnern wechseln. Dieser Verlauf lässt auf der Bruchfläche ein terrassenförmiges Muster entstehen. Ein vergleichbares Bild bietet die Bruchfläche der bei Raumtemperatur getesteten Proben. Abb. 6-6 (a) zeigt die Übersichtsansicht, welche sich phänomenologisch nicht grundlegend von der Übersicht in Abb. 6-6 (c) unterscheidet. Für die Aufnahme von Abb. 6-6 (b) wurde eine im Vergleich zu Abb. 6-6 (d) etwas stärkere Vergrößerung gewählt, sodass die Spuren des überwiegend interkristallinen Bruchs noch deutlicher zu erkennen sind.

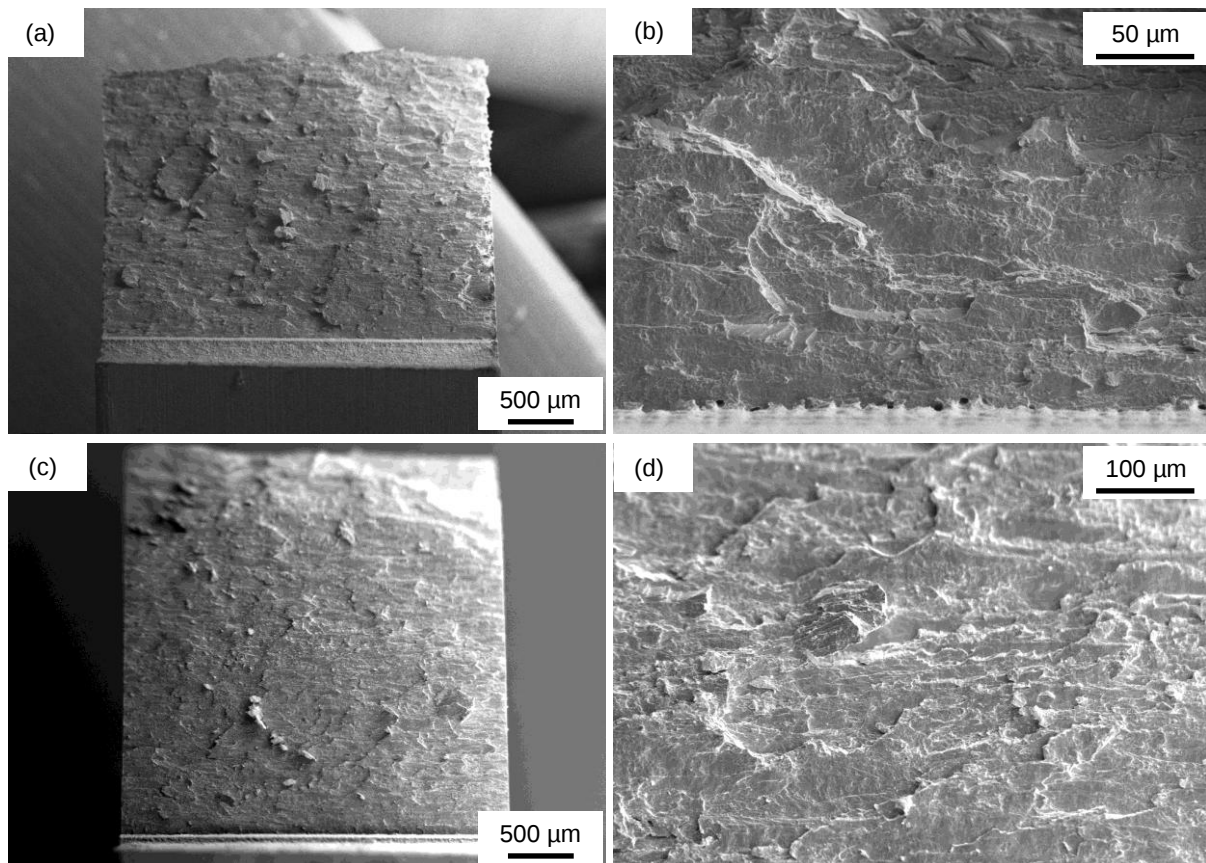


Abb. 6-6: Bruchflächen von Bruchmechanikprobe in T-S Orientierung getestet bei (a) und (b) RT sowie (c) und (d) 400 °C. Bei den kleinen Löchern im Kerbgrund handelt es sich um Artefakte der Lasermaterialbearbeitung

Die Kraft-Verschiebungs-Kurven in Abb. 6-7 zeigen die Ergebnisse von Proben bei allen getesteten Temperaturen. Die Verläufe sind sehr unstetig und weisen eine Vielzahl von kleineren oder größeren Krafteinbrüchen (*pop-ins*) auf. Lediglich im Versuchsergebnis bei 400 °C ist nach einem ersten *Pop-In* und mit steigender Belastung nichtlineares Verhalten zu erkennen.

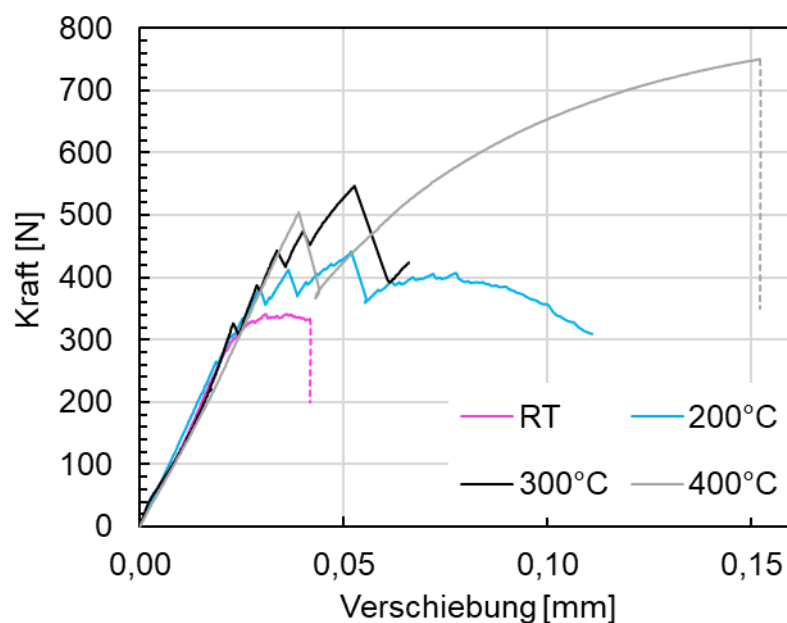
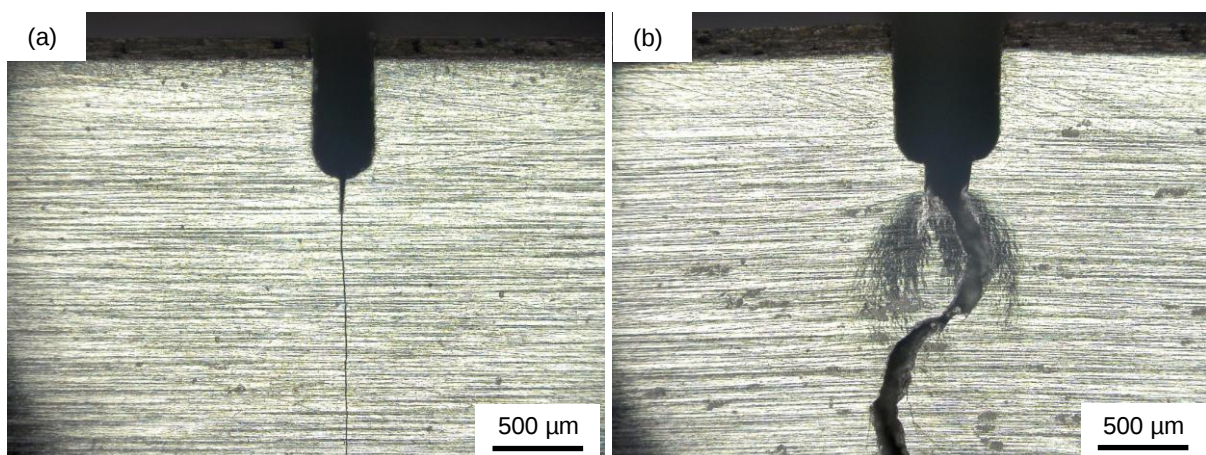


Abb. 6-7: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Proben mit T-S Orientierung bei verschiedenen Temperaturen

6.1.3 L-T Orientierung

Bruchmechanikproben in L-T Orientierung zeigen deutlich unterschiedliches Verhalten bei den getesteten Temperaturen. Bei Raumtemperatur in Abb. 6-8 (a) geht der Riss entlang der Kerbebene gerade durch die Bruchmechanikprobe, was aufgrund der Orientierung der Körner auf einen überwiegend transkristallinen Bruchverlauf schließen lässt. Bei einer Temperatur von 300 °C in Abb. 6-8 (c) bewegt sich die Rissfront zwar ebenfalls gerade entlang der Kerbebene durch die Probe, allerdings ändert sich die Erscheinung des Risses vollständig. Zum einen erscheinen die beiden Risskanten nicht mehr glatt, sondern mit deutlichen Unebenheiten. Zum anderen führt eine Verformung des Materials in der Umgebung des Risses zu den schwarzen Bereichen im Bild und dazu, dass die Probenoberfläche an diesen Stellen nicht mehr eben ist, sondern Vertiefungen bildet, wie sie von der plastischen Verformung von Proben aus duktilem Material her bekannt sind. Die beiden genannten Beobachtungen weisen darauf hin, dass der Riss nicht mehr transkristallin erfolgt, sondern das beim Rissfortschritt Gefügekörner aus den jeweils gegenüberliegenden Rissufern „gezogen“ werden. Dieses Herausziehen sowie eine damit vermutlich einhergehende kleine plastische Verformung der Körner vor der Trennung kann für die eingefallene Probenoberfläche rund um den Riss verantwortlich gemacht werden. Dieses Prinzip wird, wenn auch für noch höhere Temperaturen, ebenso von Rieth et al. [16] berichtet.

Der Rissverlauf der bei 200 °C getesteten Probe in Abb. 6-8 (b) kann wohl am besten als Überlagerung der beobachteten Mechanismen der Versuche bei Raumtemperatur und 300 °C betrachtet werden. Zu Beginn der Rissausbreitung in der Nähe der (Laser-)Kerbe sind die für das gegenseitige Herausziehen von Gefügekörnern markanten schwarzen Bereiche zu erkennen. Nachdem dieser Rissabschnitt überwunden ist, kommt es zu einem eher an das Verhalten bei Raumtemperatur erinnernden, spaltbruchartigen Rissfortschritt, welcher allerdings immer wieder für kurze Abschnitte von der quer zur Kerbebene orientierten Mikrostruktur abgelenkt wird. Im Fall der bei 400 °C getesteten Probe in Abb. 6-8 (d) zeigen sich ebenfalls die schwarzen Bereiche der Oberflächenvertiefungen sowie ein Rissfortschritt mit sichtbar unebenen Bruchflächen. Das Erscheinungsbild ist dem der bei 300 °C getesteten Probe in Abb. 6-8 (c) ähnlich. Für die Versuchstemperaturen 200 °C bis 400 °C sollten Bruchmechanikproben mit Seitenkerben benutzt werden.



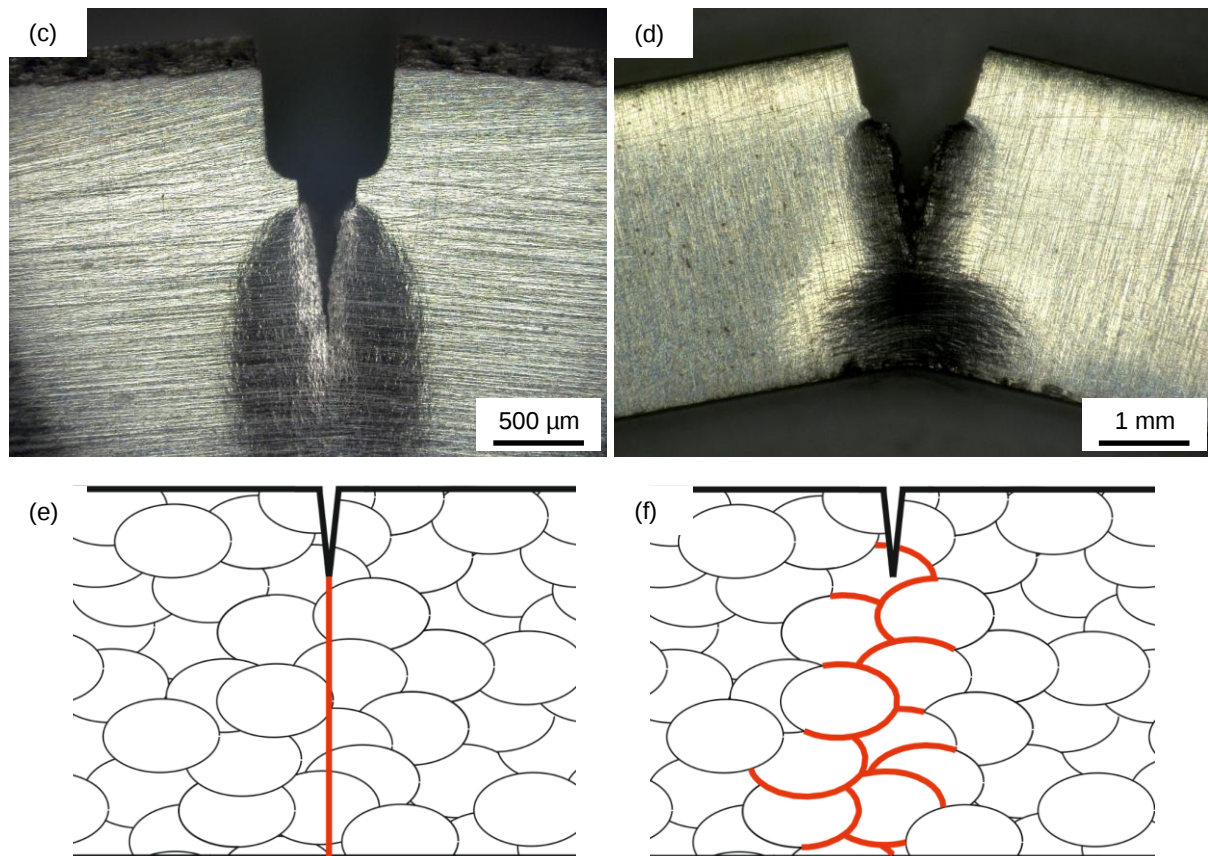


Abb. 6-8: Rissverläufe durch Bruchmechanikproben in L-T Orientierung bei (a) RT, (b) 200 °C, (c) 300 °C und (d) 400 °C sowie schematische Darstellung der Rissverläufe bei (e) Raumtemperatur und (f) 300 °C

Während sich die Erscheinungsbilder der unebenen Bruchflächen von Proben bei 300 °C bzw. 400 °C in der Seitenansicht in Abb. 6-8 (c) und (d) ähnlich sehen, lassen sich bei der Draufsicht auf die Bruchflächen in Abb. 6-9 (c)-(f) Unterschiede feststellen. Zwar zeigen sich in beiden Fällen tiefe Furchen durch das gegenseitige Herausziehen von Gefügekörnern, allerdings scheint dies bei 300 °C viel häufiger vorzukommen. Die Bruchfläche bei 300 °C (Abb. 6-9 (c) und (d)) besteht nahezu nur aus Unebenheiten. Im Gegensatz dazu besteht die Bruchfläche bei 400 °C nur aus vereinzelten Furchen und einem vergleichsweise großen Anteil glatter Flächen, die größtenteils Spuren von transkristallinem Spaltbruch aufweisen.

In Abb. 6-9 (a) und (b) ist die Bruchfläche einer bei Raumtemperatur getesteten Probe dargestellt. Sie ist vergleichsweise glatt und eben. Darüber hinaus sind zahlreiche Spaltbruchfacetten zu erkennen, was aufgrund der Orientierung des Rissverlaufs zur anisotropen Mikrostruktur zu erwarten war. Das Aussehen der Bruchfläche kommt denen von Proben in T-L Orientierung (vgl. Abb. 6-3) am nächsten.

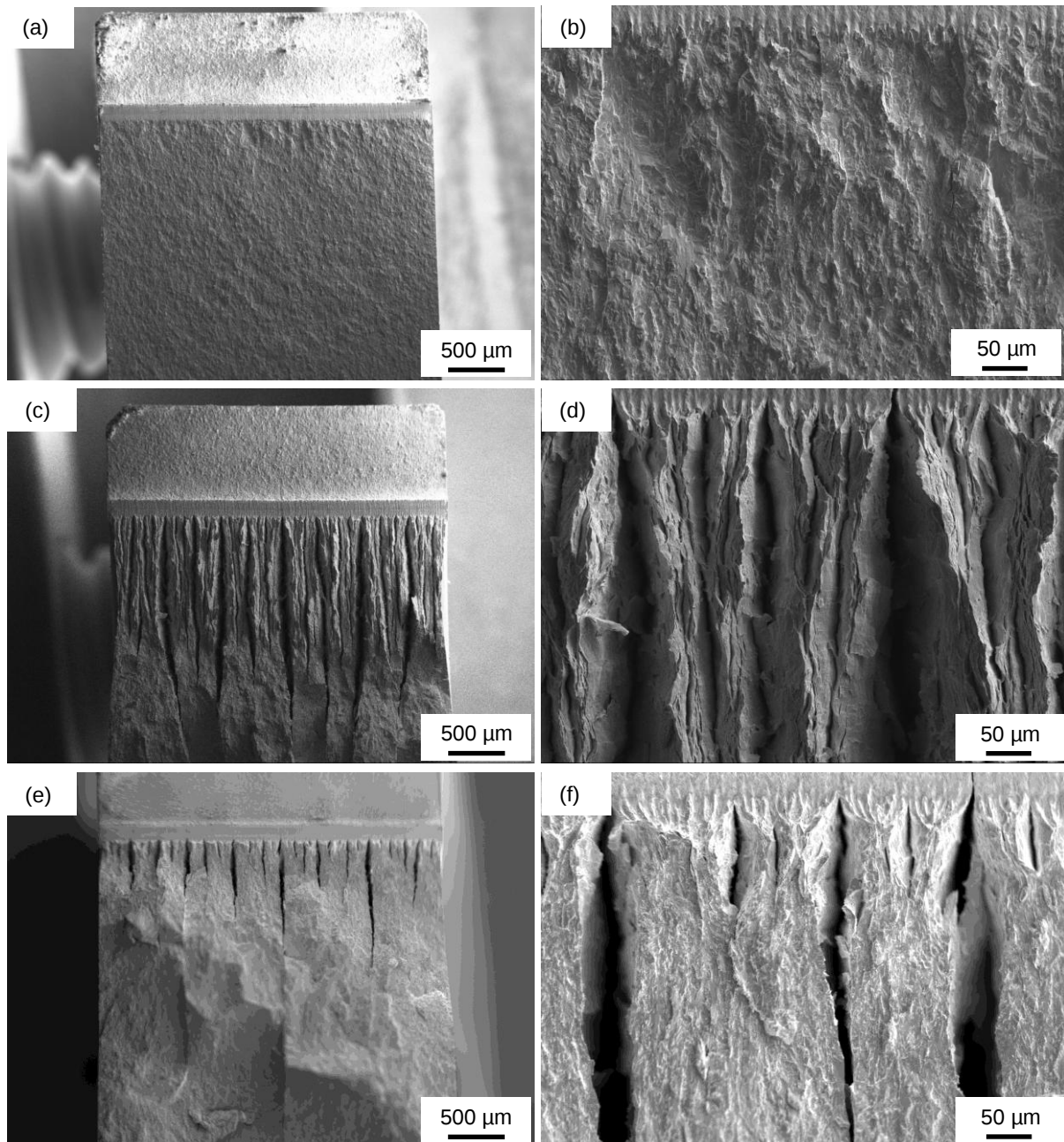


Abb. 6-9: Bruchflächen von Bruchmechanikprobe in L-T Orientierung: (a) und (b) bei RT, (c) und (d) bei 300 °C sowie (e) und (f) bei 400 °C

Die Kraft-Verschiebungs-Kurven der einzelnen Versuche bei unterschiedlichen Temperaturen sind in Abb. 6-10 abgebildet. Sie lassen sich mithilfe der Rissverläufe in Abb. 6-8 interpretieren. Das linear-elastische Verhalten bei Raumtemperatur führt bereits nach einer vergleichsweise schwachen Belastung zum Sprödbbruch. Bei 200 °C hingegen folgt der finale Sprödbbruch erst auf eine Phase nichtlinearen Verhaltens, welches durch das Herausziehen der Körner entsteht. Das mit dem Herausziehen der Körner verbundene Abgleiten selbiger aneinander führt zu Reibung und kann mit Effekten wie der Rissüberbrückung (*crack bridging*) verglichen werden. Das Abgleiten der Gefügekörner führt auch in Versuchen bei 300 °C und 400 °C zu nichtlinearen Kraft-Verschiebungs-Verläufen. Diese Verläufe gleichen denen von duktilen Materialien und es trat bis zum Erreichen des geometrischen Limits der Probenaufnahme bei beiden Versuchstemperaturen kein katastrophaler Spaltbruch auf.

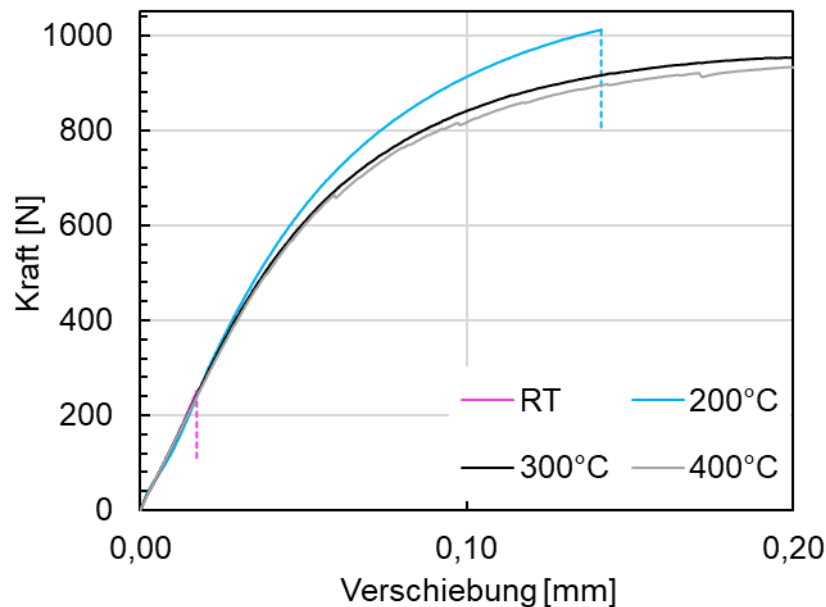


Abb. 6-10: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Proben mit L-T Orientierung bei verschiedenen Temperaturen

6.1.4 L-S Orientierung

Die Rissverläufe in Bruchmechanikproben der L-S Orientierung sind sich über alle Versuchstemperaturen hinweg sehr ähnlich. Dieselbe Beobachtung konnte bereits bei Proben in der T-S Orientierung gemacht werden. Grundsätzlich sind sich die Rissverläufe von L-S und T-S Orientierung sehr ähnlich. Wie in Abb. 6-11 zu sehen ist, bilden sich auch für die L-S Orientierung nahezu spiegelsymmetrische Risse links und rechts der (Laser-)Kerbe, welche durchaus oberhalb des Kerbgrunds beginnen können. Der größte Unterschied zwischen der T-S und der L-S Orientierung zeigt sich bei der Betrachtung der Maße der Ausbreitung eines Risses in Richtung der Länge und der Höhe der Bruchmechanikprobe, wie sie in Abb. 6-57 zu sehen sind. Die Verhältnisse von Ausbreitung in Längsrichtung zu Höhenrichtung betragen für die beiden ausgemessenen L-S orientierten Proben 4,83 bzw. 4,17. Wird dasselbe Verhältnis für die Probe in T-S Orientierung aus Abb. 6-5 (a) bestimmt, ergibt sich lediglich ein Wert von 2,47. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Risse in der L-S orientierten Probe entlang der, aufgrund der anisotropen Mikrostruktur in Längsrichtung weiter ausgedehnten und somit länger gezogenen, Gefügekörner verlaufen. Die Risse bei einer T-S Orientierung laufen in Dickenrichtung der Probe, in welcher die Körner eine geringere laterale Ausdehnung haben, sprich kürzer sind. Die Abstände, in denen die Risse in einer L-S orientierten Probe auf die nächsttiefere Ebene von Körnern wechseln, sind weiter als bei T-S orientierten Proben und die Winkel (s. Abb. 6-11 (c)) zwischen Kerbebene und Rissebene sind somit bei L-S orientierten Proben größer.

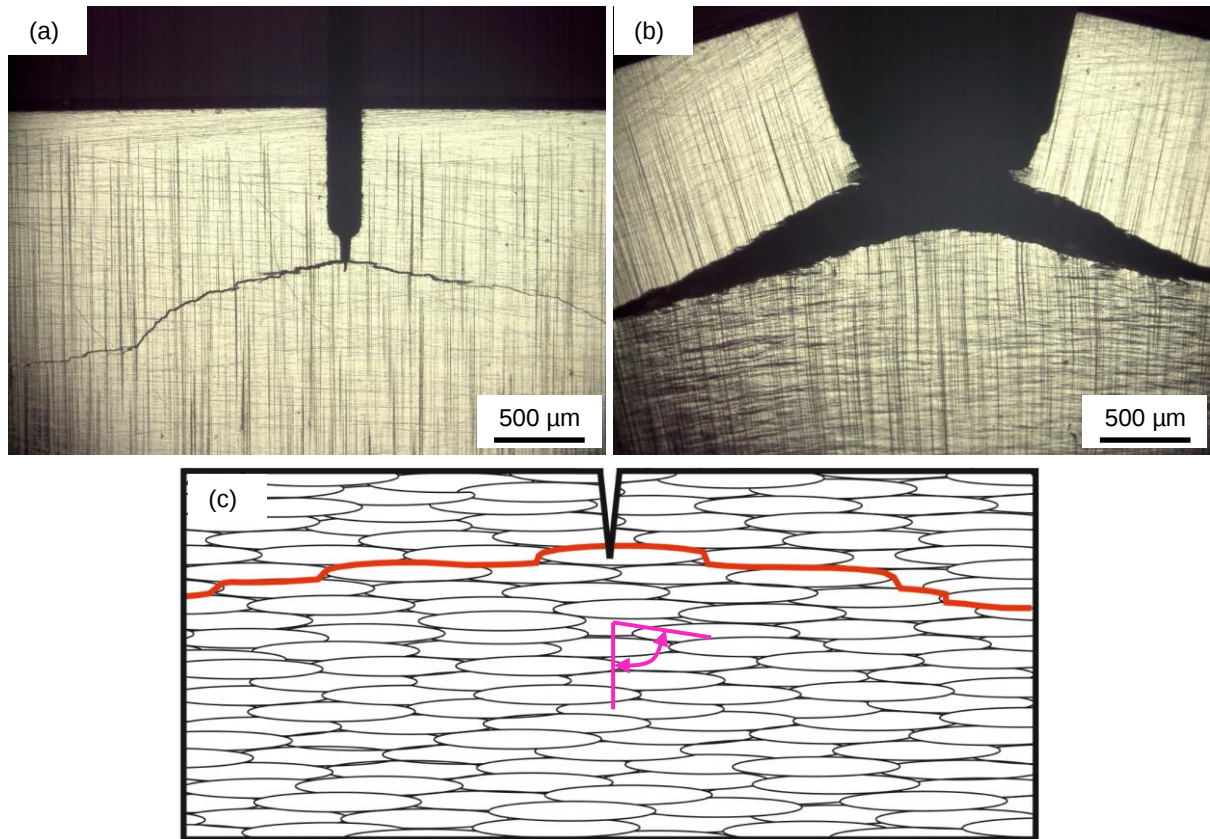


Abb. 6-11: (a) und (b) Rissverläufe durch Bruchmechanikproben in L-S Orientierung bei 400 °C. Ein ähnlicher Rissverlauf zeigt sich auch bei RT, 200 °C sowie 300 °C. (c) Schematische Darstellung der Rissverläufe sowie Andeutung des Winkels zwischen Kerb- und Rissebene

Auch beim Blick auf die Bruchflächen in Abb. 6-12 offenbart sich ein ähnliches Bild wie bei den Proben in T-S Orientierung. Der Riss verläuft bei beiden gezeigten Versuchstemperaturen überwiegend entlang der Korngrenzen und wechselt am Ende eines oder mehrerer Körner auf die nächsttiefere Ebene von langgezogenen Gefügekörnern. Es entsteht ebenfalls ein terrassenförmiges Muster. Beim Vergleich von Abb. 6-6 (b) oder (d) mit Abb. 6-12 (b) oder (d) lässt sich die Orientierung der jeweiligen Mikrostruktur anhand der Bruchfacetten gut erkennen. Alle Aufnahmen wurden so erstellt, dass der Kerbgrund am unteren Ende der jeweiligen Abbildung ist. Die in Abb. 6-6 (d) sichtbaren Bruchfacetten weisen auf vorzugsweise parallel zum Kerbgrund orientierte Gefügekörner hin. Auch ist die Ausdehnung dieser Körner in orthogonaler Richtung zum Kerbgrund nicht so groß, wie die derer in L-S orientierten Proben. In Abb. 6-12 (d) zeigt sich das entgegengesetzte Bild, wobei die Bruchfacetten auf vorzugsweise orthogonal zum Kerbgrund orientierte Gefügekörner hinweisen.

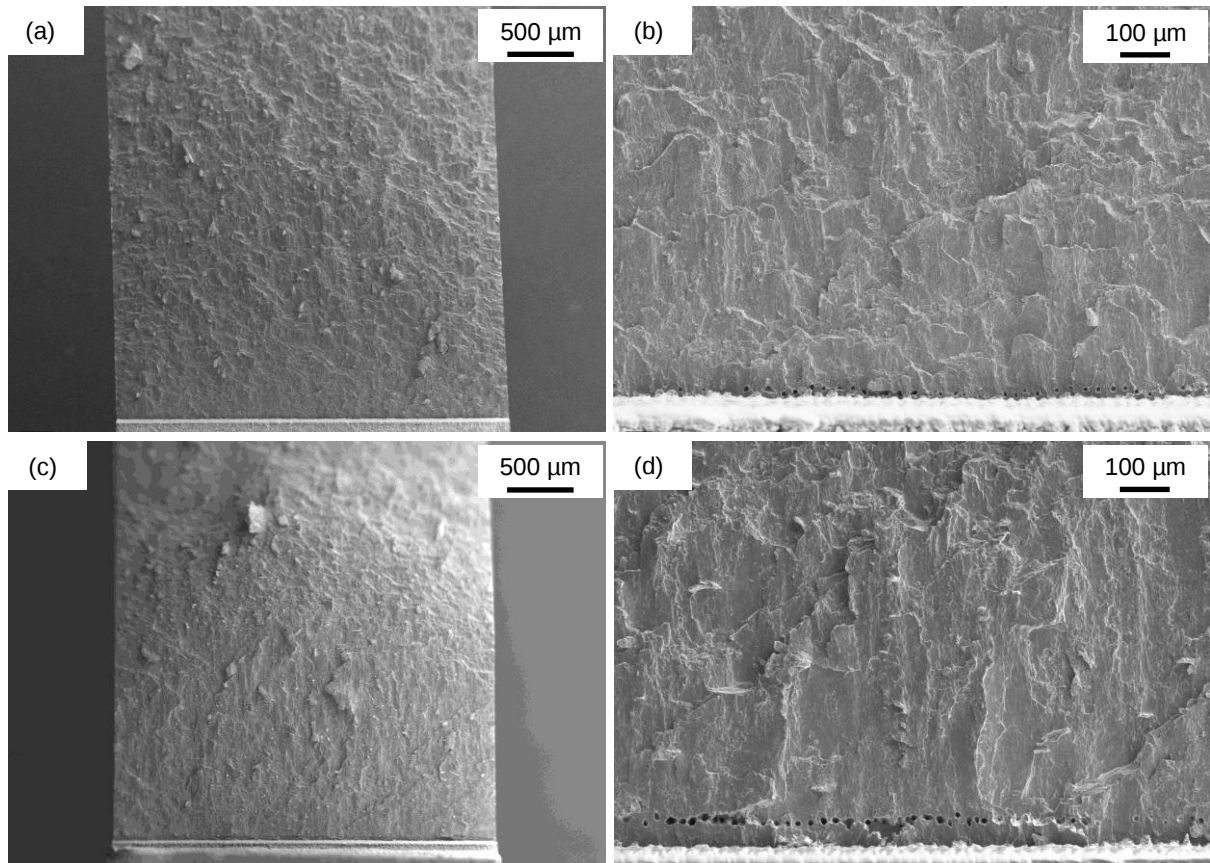


Abb. 6-12: Bruchflächen von Bruchmechanikprobe in L-S Orientierung: (a) und (b) bei RT und (c) und (d) bei 400 °C. Bei den kleinen Löchern im Kerbgrund handelt es sich um Artefakte der Lasermaterialbearbeitung

Die Kraft-Verschiebungs-Kurven in Abb. 6-13 zeigen die Ergebnisse von Proben bei allen getesteten Temperaturen. Die Verläufe sind sehr unstetig und weisen eine Vielzahl von kleineren oder größeren Krafteinbrüchen (*pop-ins*) auf. Die Kurve für Raumtemperatur zeigt einen offensichtlich nichtlinearen Verlauf, wobei dies aufgrund der niedrigen Temperatur nicht mit plastischer Verformung der Gefügekörner erklärt werden kann. Vielmehr scheinen Effekte auf den Bruchflächen der beiden Rissufer, wie z. B. Rissüberbrückungen durch Körner oder das Verkeilen von beidseitig gelösten Körnern, für Reibung entlang der Kontaktflächen zu sorgen. Lediglich im Versuchsergebnis bei 400 °C ist nach einem ersten *Pop-In* und mit steigender Belastung nichtlineares Verhalten zu erkennen, welches durch plastische Verformungen erklärt werden kann. Auch hier bietet sich der Vergleich zur T-S Orientierung und deren Kraft-Verschiebungs-Kurven in Abb. 6-7 an. Qualitativ betrachtet zeigen sich durchaus ähnliche Verläufe und Merkmale. Allerdings erreichen L-S orientierte Proben für jede Temperatur signifikant höhere Belastungsgrenzen als ihre T-S orientierten Counterparts.

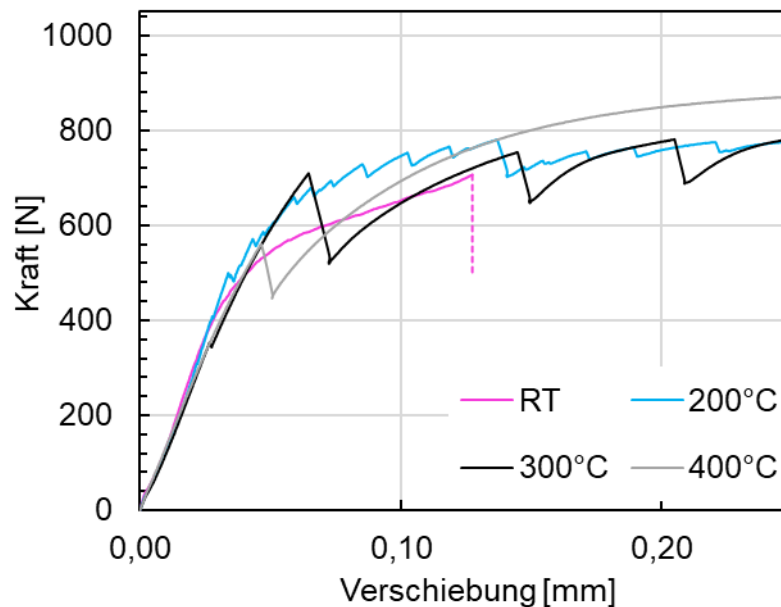


Abb. 6-13: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Proben mit L-S Orientierung bei verschiedenen Temperaturen

6.1.5 Kurven und Bruchzähigkeiten aller Orientierungen bei gleicher Temperatur

In diesem Abschnitt sollen die aus dem vorherigen Kapitel bereits bekannten Kraft-Verschiebungs-Kurven von Bruchmechanikproben mit unterschiedlichen Orientierungen der Mikrostruktur für ihre jeweilige Versuchstemperatur verglichen werden. Die Bestimmung der Bruchzähigkeiten nach Norm ASTM E399 oder ASTM E1820 ist nur bei manchen der Versuchsergebnisse sinnvoll. Für Proben deren Kurven viele kleinere Krafteinbrüche (*pop-ins*) aufweisen, anschließend allerdings noch deutlich höhere Belastungen ertragen können, spiegelt ein Vergleich anhand der Bruchzähigkeiten die Fähigkeiten des Materials nicht richtig wider. Daher wird in diesem Abschnitt oftmals ein eher qualitativer Vergleich gezogen. Die Kraft-Verschiebungs-Kurven sind in Abb. 6-14 dargestellt.

Bruchmechanikproben mit der Orientierung T-L erreichen bei allen Temperaturen die geringsten maximalen Kräfte bevor katastrophales Versagen eintritt.

Bei 200 °C und 300 °C kommt es vor, dass die Kurven der T-S Orientierung schon bei Kraftwerten unterhalb des Maximalwerts der T-L Orientierung kleine *Pop-Ins* aufweisen. Allerdings erreichen die Kurven der T-S Orientierung für beide Temperaturen anschließend noch höhere Kraftwerte. Einzig bei 400 °C findet ein signifikanter Krafteinbruch der Probe mit T-S Orientierung schon unterhalb des Maximalwerts der T-L orientierten Probe statt. Auch in diesem Fall erreicht die Kurve der T-S Orientierung im Anschluss allerdings noch deutlich höhere Kraftwerte und zeigt einen nichtlinearen Verlauf.

Die L-T Orientierung weist bei Raumtemperatur eine außergewöhnlich schwache Bruchzähigkeit auf. Sie liegt damit für die in Abb. 6-14 (a) abgebildeten Kurven mit $11,12 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ nur relativ knapp über der Bruchzähigkeit für die T-L Orientierung von $9,84 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Dies ist

außergewöhnlich, da Proben in L-T Orientierung für alle anderen Versuchstemperaturen die höchsten Kraftwerte erreichen.

Die Probe mit L-S Orientierung zeigt bei Raumtemperatur den mit Abstand größten Widerstand gegen die Belastung. Gefolgt von der Probe in T-S Orientierung. Über alle weiteren Versuchstemperaturen betrachtet, kann eine gewisse Ähnlichkeit der Kurvenverläufe von L-S und T-S Orientierung festgestellt werden. Bei 200 °C und 300 °C besteht noch ein deutlicher Unterschied in den Kraftwerten, die erreicht werden. Bei 400 °C haben sich die Kurven bereits weitgehend angenähert und verlaufen bis zum katastrophalen Versagen der Probe mit T-S Orientierung parallel nebeneinander.

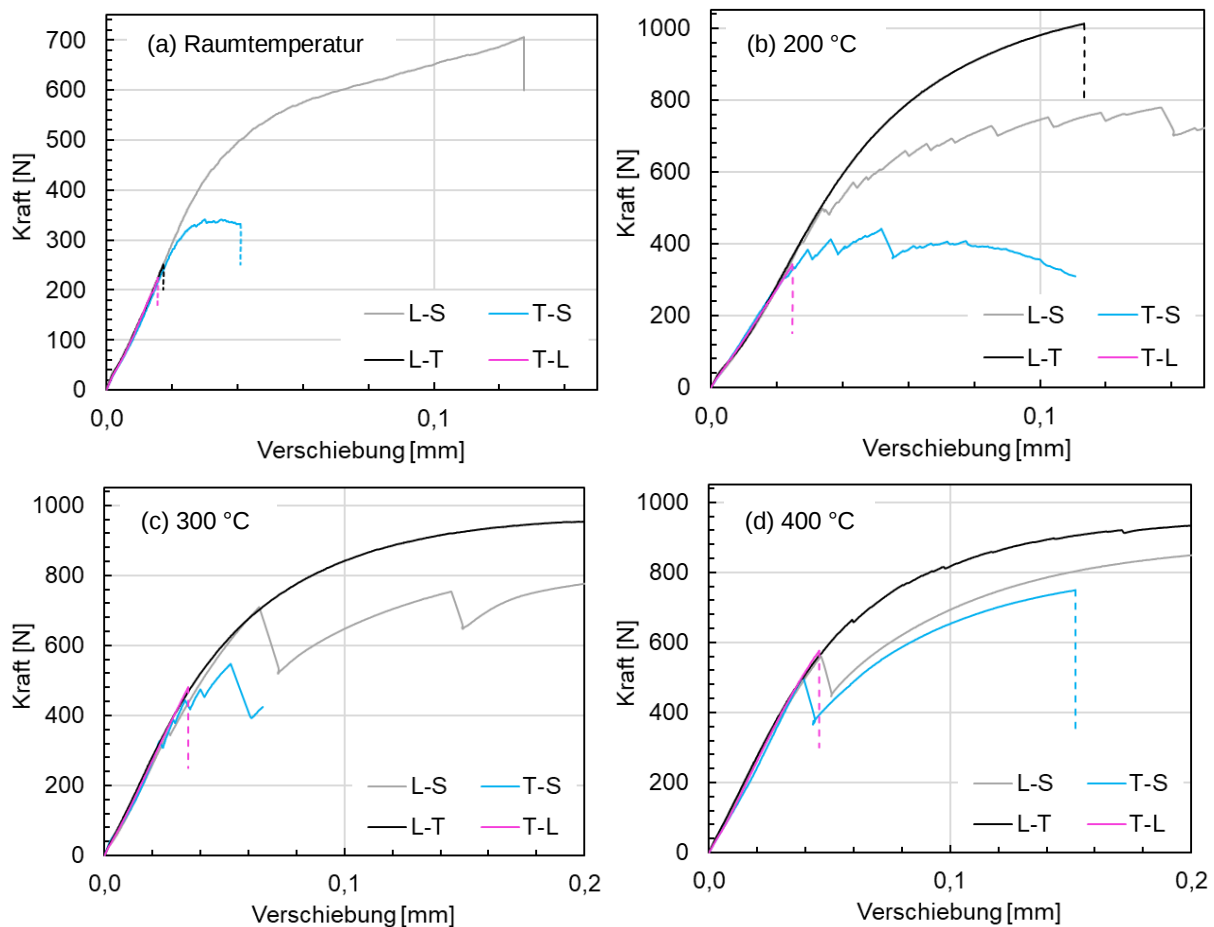


Abb. 6-14: Kraft-Verschiebungs-Kurven aller Orientierungen bei (a) RT, (b) 200 °C, (c) 300 °C und (d) 400 °C

6.2 Materialverhalten bei verschiedenen Temperaturen

Bei Raumtemperatur liegt ein linear-elastisches Materialverhalten vor. Dieses lässt sich durch ein Elastizitätsmodul von 397938 MPa sowie eine Querkontraktionszahl von 0,28 beschreiben.

Bei steigenden Versuchstemperaturen zeigt Wolfram zunehmend elastisch-plastisches Materialverhalten. Abb. 6-15 zeigt, dass glatte Proben der Orientierung B (vgl. Abb. 5-2) nur bei Raumtemperatur ein linear-elastisches Verhalten bis zum Bruch aufweisen. Für erhöhte Temperaturen zeigen die glatten Proben nichtlineares Verhalten. Anschließend an den gezeigten

Ergebnisse und Diskussion

Bereich kam es bei circa der Hälfte der bei 200 °C getesteten Proben noch zu einem Versagen. Dementgegen kam es bei keiner der Proben, die bei 300 °C oder 400 °C getestet wurden, zu einem Versagen. Die Proben sehen am Ende des Versuchs wie in Abb. 5-11 dargestellt aus.

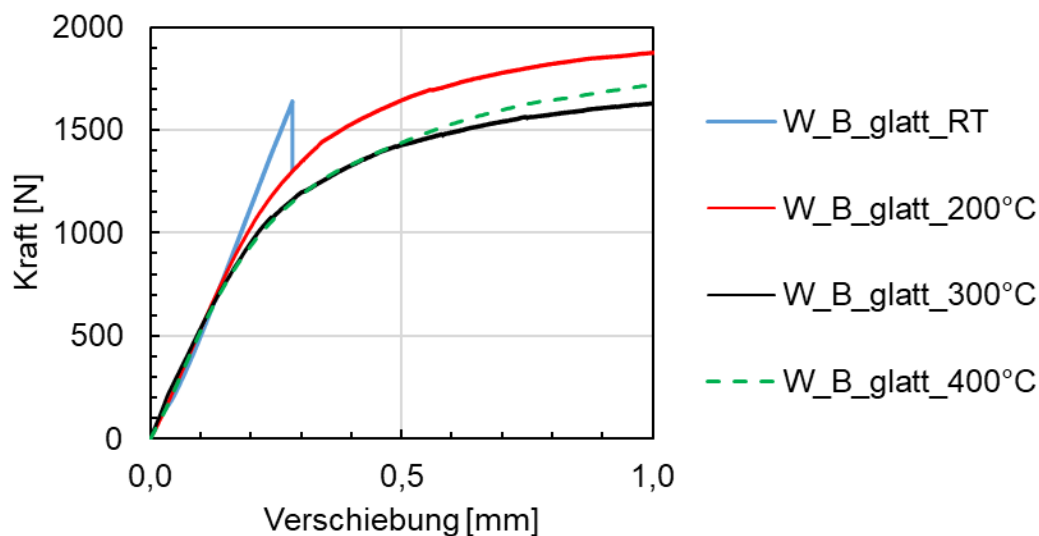


Abb. 6-15: Kraft-Verschiebungs-Kurven von glatten Proben der Orientierung B bei verschiedenen Versuchstemperaturen

Der Einsatz gekerbter Proben, wie die in Abs. 5.2.2.2 beschriebenen, führte zu einem gesicherten Versagen per Spaltbruch aller getesteten Vier-Punkt-Biegeproben. Die Kraft-Verschiebungs-Kurven dieser Versuche sind in Abb. 6-16 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich die bei einer Temperatur von 200 °C getesteten Proben bis zum Versagen linear verhalten, während die Proben bei 300 °C sowie 400 °C vor ihrem Versagen nichtlineares Verhalten aufweisen.

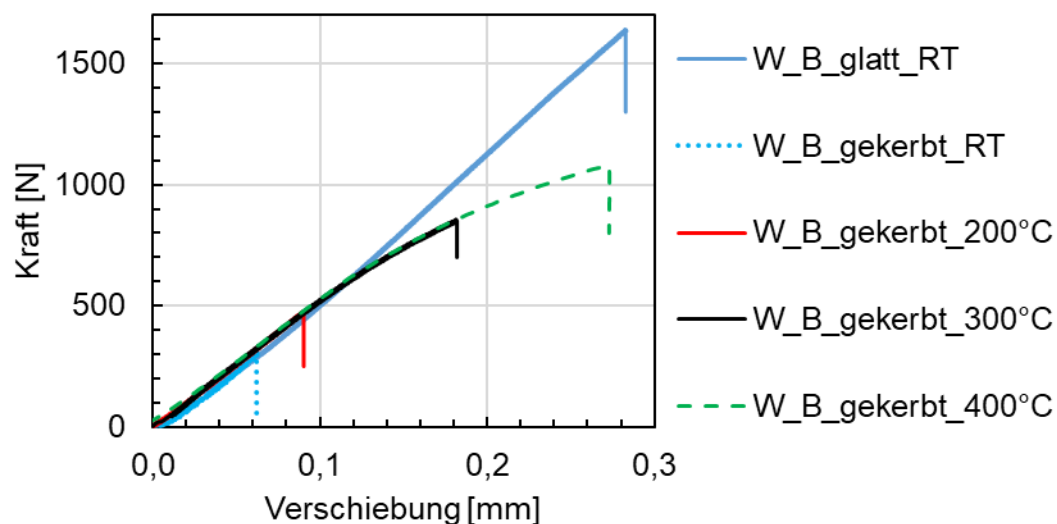


Abb. 6-16: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Vier-Punkt-Biegeversuchen mit einer glatten (RT) sowie vier gekerbten Proben (RT, 200 °C, 300 °C, 400 °C). Modifiziert nach [178]

Um dem nichtlinearen Materialverhalten in der FE-Simulation Rechnung zu tragen werden für die Temperaturen 200 °C, 300 °C und 400 °C die Parameter eines Potenzgesetzes zur Verfestigung [97], auch Ramberg-Osgood-Plastizitätsmodell genannt, bestimmt. Die Implementierung in ABAQUS erfolgt über die Option *Deformation Plasticity* [192]. Die Parameterwerte

Ergebnisse und Diskussion

werden in Tabelle 6-1 aufgelistet. Die Gleichung, vereinfacht hier nur für den eindimensionalen Fall, sieht wie folgt aus:

$$E\varepsilon = \sigma + \alpha \left(\frac{|\sigma|}{\sigma^0} \right)^{n-1} \sigma \quad (6-1)$$

Dabei ist σ die Spannung, ε die Dehnung, E das Elastizitätsmodul, α ein Materialparameter, n der Verfestigungsexponent sowie σ^0 die Bezugsspannung bzw. Anfangsfließspannung. Die multiaxiale Formulierung dieses Modells, die in den durchgeführten Simulationen verwendet wird, ist in ABAQUS implementiert und unter diesem Link [192] einsehbar.

Tabelle 6-1: Parameterwerte des Ramberg-Osgood-Plastizitätsmodells für Wolfram

	E [MPa]	ν [-]	σ^0 [MPa]	n [-]	α [-]
200 °C	397270	0,28	575	13,5	0,002
300 °C	395875	0,28	425	11,0	0,002
400 °C	394480	0,28	350	8,5	0,002

Zur Bestimmung der Parameterwerte werden sowohl experimentelle Versuche an glatten Vier-Punkt-Biegeproben als auch Simulationen dieser Versuche durchgeführt. Dabei werden jeweils die Kraft-Verschiebungs-Kurven bestimmt und die Parameterwerte in der Simulation so lange angepasst, bis experimentelle und simulierte Kraft-Verschiebungs-Kurven (weitestgehend) übereinstimmen. Bei diesem Vorgehen bleibt der Wert für die Querkontraktionszahl konstant und die temperaturabhängigen Werte des Elastizitätsmoduls sind aus [179] entnommen. Die beiden Kurven sind für 300 °C in Abb. 6-17 dargestellt.

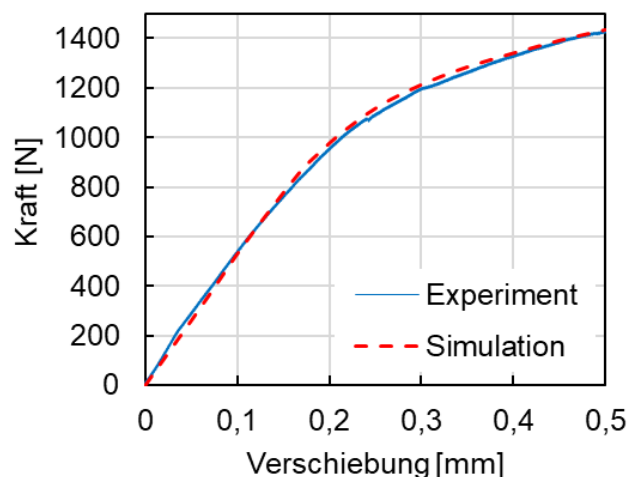


Abb. 6-17: Kraft-Verschiebungs-Kurven eines experimentellen Vier-Punkt-Biegeversuchs mit glatter Probe bei 300 °C (blau) sowie die entsprechende Simulation (rot) mit den angepassten Materialmodellparametern aus Tabelle 6-1. Die experimentelle Kurve wurde hinsichtlich der Maschinenachgiebigkeit (*compliance*) korrigiert. Modifiziert nach [178]

6.3 Vier-Punkt-Biegeversuche samt probabilistischen Analysen

6.3.1 Versuchsdurchführung

Die Ausgangsprobengeometrie und der Versuchsaufbau wurden entsprechend DIN EN 843-1 [187] gewählt. Es werden Vier-Punkt-Biegeversuche mit Abständen von 20 mm für die inneren Auflager und 40 mm für die äußeren Auflager durchgeführt. Die Auflagerrollen haben jeweils einen Durchmesser von 5 mm. Die Orientierung der Mikrostruktur in der Probenhalterung ist in Abb. 6-18 dargestellt. Gemäß Abb. 5-2 entspricht die Darstellung einer umgelegten Probe der Orientierung B. Es wurden jeweils 30 Versuche bei Raumtemperatur, 200 °C, 300 °C und 400 °C durchgeführt. Bei Raumtemperatur versagen alle Proben. Mit zunehmender Prüftemperatur versagen einige Proben nicht mehr. Daher sind glatte Proben nicht mehr ausreichend. Versuche, das Versagen durch eine höhere Prüfstandsgrenze oder höhere Prüfgeschwindigkeiten bis zu 20 mm/s zu erzeugen, haben keine Lösung gebracht. Die einzige verbleibende Möglichkeit bestand darin, eine Spannungskonzentration durch eine Kerbe in der glatten Oberfläche zu erzeugen. Gekerbte Proben wurden in Abs. 5.2.2.2 bereits eingeführt. Nach DIN EN 843-1 [187] sollte die Prüfzeit zwischen 5 und 15 Sekunden betragen. Nach ASTM C1161 [193] sollte die Prüfzeit zwischen 3 und 30 Sekunden liegen. Um die optimale Prüfgeschwindigkeit zu ermitteln, wurden in der Vorbereitung Prüfungen mit verschiedenen Prüfgeschwindigkeiten, z. B. 0,5 mm/min, 1 mm/min, 2 mm/min, 5 mm/min und 10 mm/min, durchgeführt. Die einzige Prüfgeschwindigkeit, die bei keiner Temperatur gegen die Normen verstößt, ist 2 mm/min. Daher wurde im Folgenden für alle Versuche eine Prüfgeschwindigkeit von 2 mm/min verwendet. Dies führt gemäß ASTM C1161 [193] zu einer Dehnrates in der Randfaser von $\dot{\epsilon} = 3,75 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

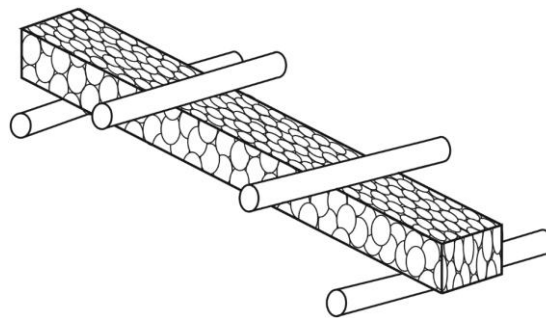


Abb. 6-18: Aufbau für Vier-Punkt-Biegeversuche nach DIN EN 843-1 [187] aus [178]

6.3.2 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Vier-Punkt-Biegeversuche sind übersichtlich in Anhang A aufgeführt. Bei Raumtemperatur wurden an glatten Proben auf analytischem Weg maximale Biegespannungen im Bereich von 871,02 MPa bis 1498,38 MPa erreicht.

Für die gekerbten Proben, bei einer Temperatur von 200 °C, wurden analytisch keine Biegespannungen bestimmt. Allerdings wurde eine numerische Möglichkeit der Bestimmung der maximalen Biegespannung zum Zeitpunkt des Versagens der Proben nach Al-louti und Guy [194] sowie Fakir und El Minor [195] durchgeführt. Dazu wurde das Simulationsmodell mit Kerbe aus dem folgenden Abschnitt verwendet, um den Spannungsverlauf vor dem Kerbgrund zu erhalten. Die Ergebnisse sind in Anhang A aufgeführt.

Bei Temperaturen von 300 °C bzw. 400 °C und bereits sichtbarem nichtlinearem Verhalten der Kraft-Verschiebungs-Kurven (vgl. Abb. 6-16) wurden keine Biegespannungen mehr bestimmt.

6.3.3 Simulationsmodelle

Der Vier-Punkt-Biegeversuch wurde gemäß der Beschreibung der Versuchsdurchführung (Abs. 6.3.1) mit den Probengeometrien aus Abs. 5.2.2 mithilfe von zwei 3D-FE-Modellen zur Berechnung der Spannungsverteilung und zur Gewinnung von Spannungsverteilungen für die Nachbearbeitung mit einem statistischen Analyseprogramm wie STAU [54] simuliert. Um die Rechenzeit sowohl für die Simulation als auch für das statistischen Analyseprogramm zu reduzieren, werden Symmetriebedingungen ausgenutzt und nur ein halbes Modell verwendet. Abb. 6-19 zeigt das Halbmodell eines glatten Probekörpers. Das Netz besteht aus fast 25000 Elementen und wurde insbesondere im Bereich der Lager verfeinert. Der verwendete Elementtyp C3D8 ist ein standardmäßiges, lineares 3D-Spannungselement mit 8 Knoten. Die Auflagerrollen sind als starre Körper in Kontakt mit der Probenoberfläche im Typ Oberfläche-zu-Oberfläche definiert. Die äußere Auflagerrolle ist in x- und y-Richtung fixiert. Die innere Auflagerrolle ist in x-Richtung fixiert und kann sich in y-Richtung bewegen. Diese Bewegung wird durch eine Kraft F bestimmt, die sich durch:

$$\sigma_f = \frac{3F(L_a - L_i)}{2Bh^2} \Rightarrow F = \frac{2Bh^2\sigma_f}{3(L_a - L_i)} \quad (6-2)$$

bestimmen lässt. Die Spannung σ_f entspricht dem Wert des Weibull-Skalenparameters b der Biegespannung bei Versagen (vgl. Abs. 4.2.1), welcher im Kontext von Formel 6-2 nicht mit der Probenbreite B verwechselt werden darf. h bezeichnet die Probenhöhe, während L_i bzw. L_a für die Abstände zwischen den inneren bzw. äußeren Auflagerrollen stehen. Die Simulation endet, wenn diese Kraft erreicht ist und die entsprechende Spannungsverteilung erzeugt wurde.

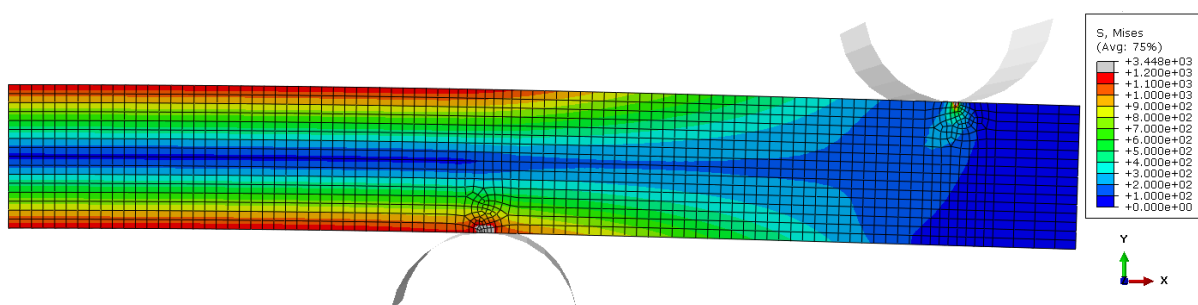


Abb. 6-19: Spiegelsymmetrisches FE-Simulationsmodell eines Vier-Punkt-Biegeversuchs einer Probe mit glatter (ungekerbter) Oberfläche [178]

In Abb. 6-20 ist das symmetrische Modell einer gekerbten Probe dargestellt. Der Versuchsaufbau ist derselbe wie für das Modell der glatten Probe. Für beide dargestellten Modelle wurde eine Netzkonvergenzstudie hinsichtlich der Kraft-Verschiebungs-Kurve und der Versagenswahrscheinlichkeit durchgeführt. Die Anzahl der Elemente wurde stetig erhöht, bis sich eine Konvergenz der beiden Parameter ergab. Daraus folgt, dass das gekerbte Modell mit circa 200000 deutlich mehr Elemente benötigt. Die Elementdichte wurde in Richtung der Kerbe stark erhöht.

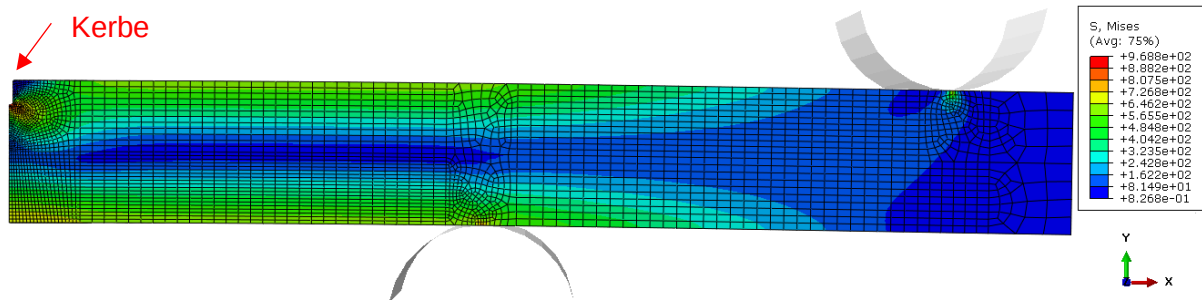


Abb. 6-20: Spiegelsymmetrisches FE-Simulationsmodell eines Vier-Punkt-Biegeversuchs einer Probe mit gekerbter Oberfläche modifiziert nach [178]

6.3.4 Weibull-Analyse bei Raumtemperatur

Gemäß den Normen DIN EN 843-5 [150] sowie DIN EN 61649 [151] wurden 30 glatte Vier-Punkt-Biegeproben (s. Abs. 5.2.2.1) bei Raumtemperatur getestet. Die Biegespannungen bei Versagen können Anhang A entnommen werden. Der Weibull-Formparameter $\hat{m}_{kor}$ wurde mithilfe des Maximum-Likelihood-Schätzers (s. Abs. 4.2.1.2) geschätzt und gemäß der Probenanzahl mit einem Korrekturfaktor von 0,955 von seinem systematischen Fehler (*bias*) befreit. Es ergibt sich ein Wert von 7,307. Der Weibull-Skalenparameter $\hat{b}$ ergibt folglich 1213,07 MPa. Zusammen mit einem 90 %-Konfidenzintervall sind die Versuchsergebnisse in Abb. 6-21 in Form eines Weibull-Plots dargestellt. Es besteht ebenfalls die Möglichkeit, die Werte der Bruchspannungen mit einer dreiparametrischen Weibull-Verteilung anzunähern. Dabei ergeben sich für die Weibull-Parameter $\hat{m}_{kor}$ und $\hat{b}$ Werte von 2,058 und 366,55 MPa. Dazu ein Schwellwert für die untere Grenze von 818,01 MPa. Allerdings gibt es keine physikalische Begründung für die Einführung einer unteren Grenze der Bruchspannung, unterhalb derer kein Bruch stattfinden kann, weshalb auch weiterhin die zweiparametrische Weibull-Verteilung verwendet wird.

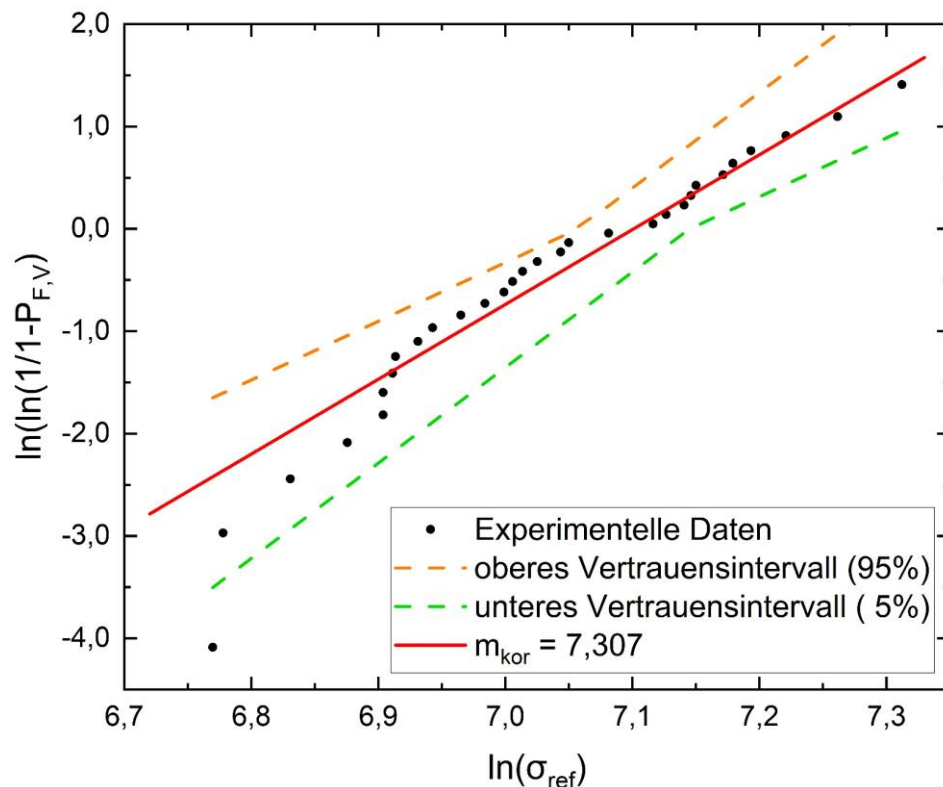


Abb. 6-21: Weibull-Plot der experimentellen Ergebnisse bei Raumtemperatur. Die Darstellung entspricht nur einer Veranschaulichung und die rote Linie ist nicht das Ergebnis einer linearen Regression, sondern repräsentiert das Ergebnis der Maximum-Likelihood-Schätzung. Modifiziert nach [178]

Die ermittelten Weibull-Parameterwerte der zweiparametrischen Verteilung dienen in der Folge als Eingabe für das statistische Auswerteprogramm STAU (s. Abs. 4.2.1.1). Es wird davon ausgegangen, dass sich ein potenziell kritischer Defekt im Volumen der Zugseite der belasteten Vier-Punkt-Biegeprobe befindet. Die Belastung in Form einer Kraft auf die inneren Lager des Vier-Punkt-Biegemodells kann aus der Spannung des Weibull-Skalenparameters $\hat{b}$ sowie den geometrischen Maßen der Probe und des Versuchsaufbaus bestimmt werden (s. Formel 6-2). Wird diese Belastung aufgebracht, so stellt sich im glatten Simulationsmodell der entsprechende Spannungszustand ein und der größenunabhängige, normalisierte Weibull-Skalenparameter σ_0 (s. Formel 4-22) lässt sich bestimmen. Er beträgt 1290,27 MPa.

6.3.5 Beremin-Analyse bei erhöhten Temperaturen

Das nichtlineare Materialverhalten der bei Temperaturen von 300 °C und 400 °C getesteten Proben vor einem Versagen durch Spaltbruch führt zur Verwendung der Beremin-Analyse. Zwar zeigt sich bei der Kraft-Verschiebungs-Kurve der Experimente bei 200 °C kein nichtlineares Verhalten vor dem Spaltbruch (vgl. Abb. 6-16), trotzdem wird aufgrund der Kerbe auch in diesem Fall der lokale Ansatz (*local approach*) angewendet. Aus statistischen Gründen wurden auch hier 30 Proben pro Temperatur getestet. Das Simulationsmodell der gekerbten Vier-Punkt-Biegeprobe ist in Abb. 6-20 zu sehen. Aus den Kraft-Verschiebungs-Diagrammen der jeweils 30 Proben bei einer Temperatur wird ersichtlich, dass jede der Proben bei einem anderen Kraftwert versagt. Der Kraftwert bei Versagen jedes Versuchs wird im Simulationsmodell eingesetzt, um die entsprechende Spannungsverteilung zu generieren. Um diese

Ergebnisse und Diskussion

Spannungsverteilung für jede Belastung möglichst genau zu beschreiben, wird in der Simulation eine inkrementelle Schrittweite der Belastung von 1 N verwendet. Die Spannungsverteilung wird bei dem Simulationsschritt gewählt, bei dem sich die Kraftwerte von Experiment und Simulation am nächsten kommen. Da bis zum Versagen keine Entlastung erfolgt, ist die Spannungsverteilung zum Zeitpunkt des Bruchs die höchste Belastung, die während des Versuchs auf die jeweilige Probe einwirkt. Nachdem die entsprechenden Inkremente der Simulation definiert wurden, kann der iterative Prozess zur Bestimmung der Beremin-Parameter $\hat{m}$ und $\hat{\sigma}_u$ durchgeführt werden. Dazu werden aus den Spannungsverteilungen der Proben jeweils die Weibull-Spannungen σ_W (s. Formel 4-37) berechnet.

Die Ergebnisse der Beremin-Analyse sind in Tabelle 6-2 angegeben. Eine grafische Darstellung der Ergebnisse ist in Form eines Weibull-Plots in Abb. 6-22 dargestellt.

Tabelle 6-2: Parameter des Beremin-Modells

	200 °C	300 °C	400 °C
$\hat{m}_{kor}$ [-]	16,439	10,495	23,782
$\hat{\sigma}_u$ [MPa]	1016,21	1089,04	1599,97

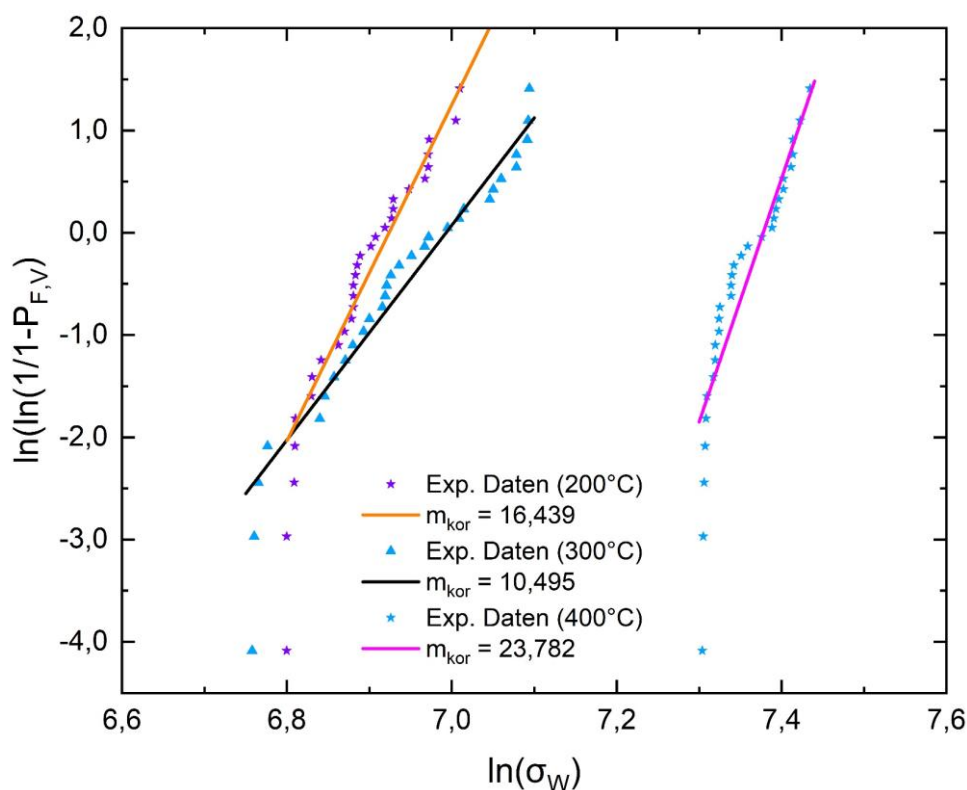


Abb. 6-22: Weibull-Plot der Weibull-Spannungen basierend auf dem Beremin-Modell. Die Darstellung entspricht nur einer Veranschaulichung und die farbigen Linien sind nicht das Ergebnis einer linearen Regression, sondern repräsentieren die Ergebnisse der Maximum-Likelihood-Schätzungen

Die dehnungsmodifizierte Beremin-Analyse (s. Abs. 4.2.2.2) wird eingesetzt, wenn große plastische Verformungen auftreten. Der mögliche Einfluss dieser Modifikation wurde mithilfe der Ergebnisse der Experimente bei 400 °C untersucht. Ausgehend vom Resultat dieser Untersuchung sollte eine Anwendung der Dehnungsmodifikation auch auf die Ergebnisse bei tieferen Temperaturen (200 °C, 300 °C) bewertet werden.

Die Analyse bei 400 °C ergab für $\hat{m}_{kor}$ 24,322 sowie für $\hat{\sigma}_u$ 1594,38 MPa. Im Vergleich zu den Werten für 400 °C in Tabelle 6-2 zeigt sich, dass die Dehnungsmodifikation kaum einen Einfluss hat. Da die Temperaturen von 300 °C bzw. 400 °C im Bereich des angenommenen Spröd-duktil-Übergangs für Wolfram liegen, spielt die geringe plastische Dehnung in der Exponentialfunktion von Formel 4-39 kaum eine Rolle und der vernachlässigbar kleine Einfluss der Dehnungsmodifikation ist nicht überraschend.

6.4 Bruchmechanikversuche samt probabilistischen Analysen

6.4.1 Versuchsdurchführung

Die Ausgangsprobengeometrie und der Versuchsaufbau wurden entsprechend der Arbeit von Schneider [139] gewählt. Schneider verwendet die bereits in Abs. 5.2.1 angesprochenen KLST-Proben mit einer Länge von 27 mm erfolgreich für Bruchmechanikversuche. Es werden Drei-Punkt-Biegeversuche durchgeführt, wobei der Abstand der äußeren Auflager 25 mm beträgt und sich das innere Gegenauflager mit jeweils 12,5 mm Abstand von den äußeren Auflagern in deren Mitte befindet. Der Durchmesser der äußeren Auflagerrollen beträgt 5 mm, während der der inneren Auflagerrolle 3 mm beträgt. Der schematische Aufbau sowie die Orientierung der Mikrostruktur (T-L) einer Probe zur Probenhalterung sind in Abb. 6-23 dargestellt. Es wurden Versuche bei Raumtemperatur, 200 °C, 300 °C und 400 °C mit KLST-Proben durchgeführt, die auf verschiedene Arten gekerbt bzw. angerissen wurden. Als Prüfgeschwindigkeit für das getestete Wolframmaterial werden sowohl in der Literatur [19, 196] als auch in dieser Arbeit 2 $\mu\text{m/s}$ verwendet. Damit lassen sich je nach Prüftemperatur und Probe Lastraten von 0,5 – 0,9 $\text{MPa m}^{1/2}/\text{s}$ erreichen. Dies liegt im Bereich der in Norm ASTM E399 [142] geforderten Lastraten von 0,55 – 2,75 $\text{MPa m}^{1/2}/\text{s}$ für quasistatische Experimente.

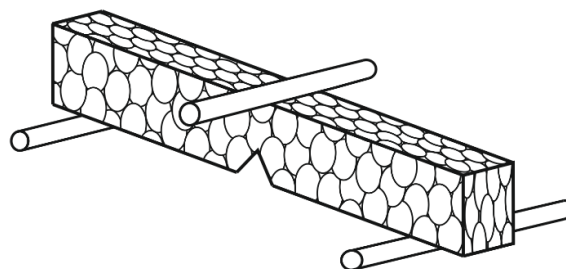


Abb. 6-23: Aufbau für Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikversuche nach DIN EN 843-1 [187] aus [178]

6.4.2 Ergebnisse

Die probabilistische Auswertung aller Ergebnisse nach Formel 6-3 basiert auf der Verwendung der Maximum-Likelihood-Schätzung (s. Abs. 4.2.1.2). Auf ihrer Grundlage werden in diesem Kapitel die Vergleiche zwischen verschiedenen Ergebnissen gezogen. Einige Berichtigungsfaktoren für die Maximum-Likelihood-Schätzung (*maximum likelihood estimation*, MLE, s. Abs. 4.2.1.2) sind in Tabelle 6-3 angegeben. Zur Einordnung werden im Fall von kleinen Stichproben ($N < 20$) ebenfalls die Ergebnisse der Methode der linearen Regression (*linear regression*, LR) angegeben. Der Weibull-Parameter m wird in diesem Kapitel sowohl für die MLE als auch für die LR verwendet. Aus diesem Grund werden im Fall der MLE auch mithilfe eines Berichtigungsfaktors korrigierte Weibull-Formparameter $\hat{m}_{kor}$ vereinfacht als m bezeichnet.

$$P_F = 1 - \exp \left[- \left(\frac{K_I}{K_0} \right)^m \right] \quad (6-3)$$

Tabelle 6-3: Berichtigungsfaktoren (BF) der Maximum-Likelihood-Methode für unterschiedliche Anzahlen (N) von Proben aus DIN EN 843-5 [150]

N	4	5	8	14	16	25	30
BF	0,627	0,7	0,82	0,901	0,914	0,945	0,955

6.4.2.1 Raumtemperatur

Proben mit rasierklingenpolierten Kerben

Es wurden fünf Proben mittels Rasierklingenpolieren gekerbt. Die Präparation aller fünf Proben sowie drei der Bruchmechanikversuche wurden von M. Conte [197] durchgeführt. Die Ergebnisse sind Tabelle 6-4 zu entnehmen.

Tabelle 6-4: Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur der Bruchmechanikversuche mit mittels Rasierklingenpolieren eingebrachten Kerben

K_Q [MPa√m]				
13,90	16,57	17,60	18,52	20,61

Der Mittelwert der fünf Ergebnisse ergibt $\overline{K_Q} = 17,44$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 2,21. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 6,415 und nach LR 7,054, wobei diese Werte bei einer so geringen Stichprobengröße nur als grober Anhaltswert betrachtet werden können.

Proben mit Laserkerben

In 30 Bruchmechanikversuchen wurden Proben mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben getestet. Die vergleichsweise schnelle Einbringung einer Kerbe ermöglichte eine höhere Anzahl an Proben als bei den anderen beiden in diesem Kapitel gezeigten Methoden.

Ein Blick auf die Kraft-Verschiebungs-Kurven einiger ausgewählter (5 aus 30) und als repräsentativ zu betrachtender Bruchmechanikversuche (Abb. 6-24) zeigt, dass alle Proben ein linear-elastisches Verhalten bis zum Eintreten des spröden Bruchs, des steilen Abfalls der Kraft, aufweisen. Auch ist zu sehen, dass der Kraftbereich, in dem alle ausgewählten Versuche ihr Maximum haben, von ca. 208 N bis 230 N reicht und damit relativ klein ist. Die in Abb. 6-24 gezeigten Versuche beinhalten sowohl die Kraft-Verschiebungs-Kurve der niedrigsten als auch der höchsten ermittelten Bruchzähigkeit aller 30 Versuche.

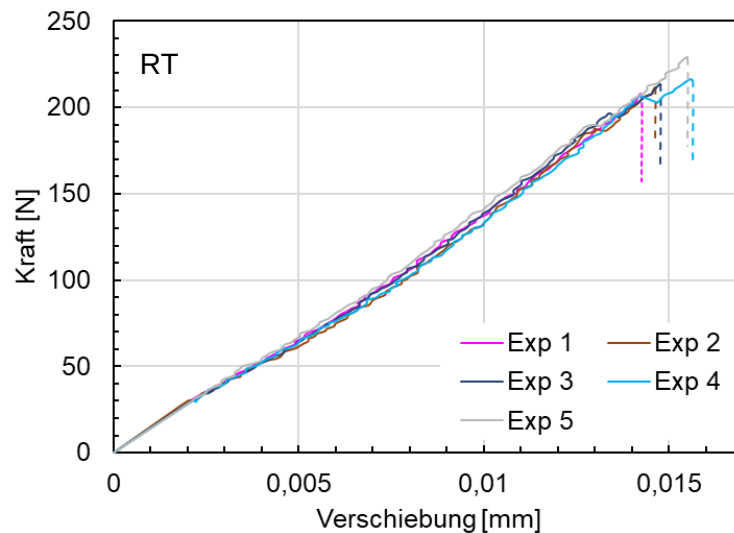


Abb. 6-24: Repräsentative Auswahl von Kraft-Verschiebungs-Kurven bei Raumtemperatur

Die ermittelten Bruchzähigkeiten reichen über die in Tabelle 6-5 dargestellten Werte. Eine Übersicht über alle Werte befindet sich in Anhang B.

Tabelle 6-5: Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur der Bruchmechanikversuche mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben

K_Q [MPa $\sqrt{m}$]				
9,14	...	9,44	...	10,05

Der Mittelwert der 30 Ergebnisse ergibt $\overline{K_Q} = 9,47$ MPa $\sqrt{m}$. Die Standardabweichung beträgt 0,23 MPa $\sqrt{m}$. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt 34,669. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (*probability density function*, PDF) ist in Abb. 6-25 zu sehen.

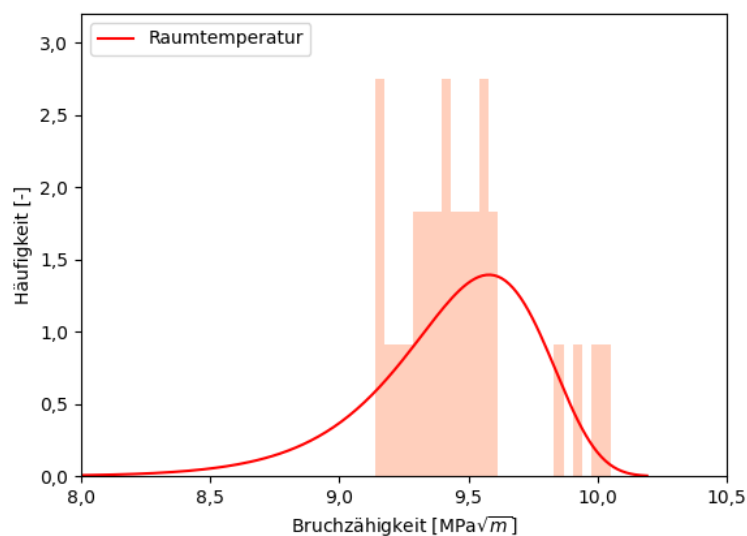


Abb. 6-25: Weibull-Verteilung (PDF) und Histogramm zu den Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben bei Raumtemperatur

Mittels Druckermüdung angerissene Proben

Insgesamt acht mittels Druckermüdung angerissene Proben wurden bei Raumtemperatur getestet. Die Bruchzähigkeiten sind Tabelle 6-6 zu entnehmen.

Tabelle 6-6: Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur der Bruchmechanikversuche mit mittels Druckermüdung eingebrachten Anrissen

K_Q [MPa√m]			
8,60	8,61	8,64	8,80
8,93	8,94	8,96	9,51

Der Mittelwert der acht Ergebnisse beträgt $\bar{K}_Q = 8,87$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 0,28 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 22,612 und nach LR 33,434, wobei bei der eher geringen Größe der Stichprobe der eine Ausreißer (9,51 MPa√m) die Streuung deutlich verbreitert. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist in Abb. 6-26 zu sehen.

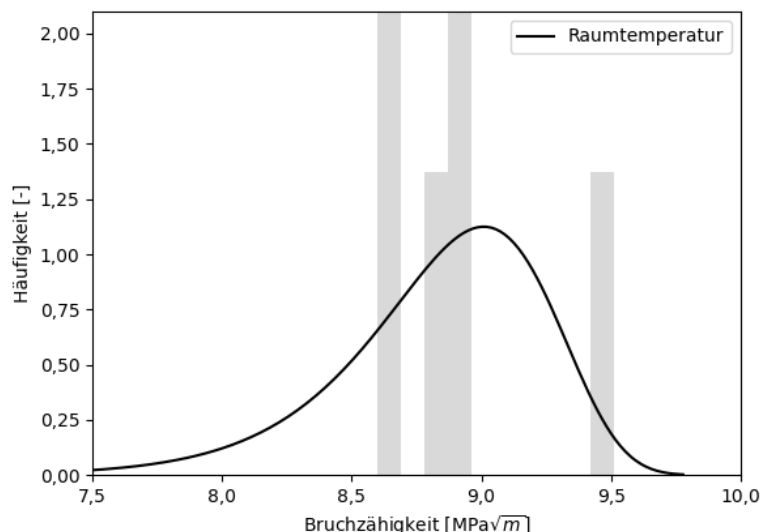


Abb. 6-26: Weibull-Verteilung (PDF) und Histogramm zu den Bruchzähigkeiten von mittels Druckermüdung angerissenen Proben bei Raumtemperatur

Vergleichende Diskussion

Beim Vergleich der Mittelwerte der Bruchzähigkeiten fällt auf, dass der Wert von 17,44 MPa√m für Proben mit rasierklingspolierten Kerben deutlich höher als die Werte von Proben mit Laserkerben (9,47 MPa√m) oder mittels Druckermüdung erzeugter Anrisse (8,87 MPa√m) ist. Gleiches zeigt sich bei der Standardabweichung. Hier ist der Wert für mithilfe von rasierklingspolierten Kerben präparierten Proben (2,21 MPa√m) fast zehnmal höher als die der beiden anderen Verfahren (0,23 bzw. 0,27 MPa√m). Anzumerken ist, dass die Einbringung der rasierklingspolierten Kerben bereits zu einer signifikanten Streuung der Kerbgrundradien führt. Dies ist ein Aspekt bei der Beurteilung der erhöhten Standardabweichung.

Für größere Kerbradien wird die Messung höherer Bruchzähigkeiten erwartet [198]. Dies rührt daher, dass mit zunehmender Größe eines endlichen Kerbradius die Spannungskonzentration abnimmt. Die Last, welche aufgebracht werden muss, damit sich im Kerbgrund ein scharfer Riss bildet (nukleiert), muss also erhöht werden [11]. Gleichzeitig wird u.a. aus dieser Last (Kraft) die Bruchzähigkeit bestimmt.

Wie in Abb. 6-27 dargestellt, gibt es einen kritischen Kerbradius $\sqrt{\rho_c}$, oberhalb dem die Bruchzähigkeit K_{Ic} linear zur Wurzel des Kerbradius zunimmt, während unterhalb des kritischen Kerbradius vermeintlich korrekte Bruchzähigkeitswerte für K_{Ic} ermittelt werden [47]. Der kritische Wert hängt jeweils vom Material bzw. dessen aktuellen Materialverhaltens ab.

Es scheint, als würde der kritische Radius für Wolfram in der vorliegenden Mikrostruktur und Versuchsorientierung für Proben mit rasierklingenpolierten Kerben ($\rho = 20\text{--}30\text{ }\mu\text{m}$) bei Raumtemperatur noch überschritten. Währenddessen weisen die sehr ähnlichen Bruchzähigkeiten von Proben mit Laserkerben sowie mittels Druckermüdung angerissene Proben darauf hin, dass die Kerbradien der Laserkerben ($\rho = 2\text{--}3\text{ }\mu\text{m}$) ausreichend klein sind, um korrekte Bruchzähigkeitswerte zu bestimmen.

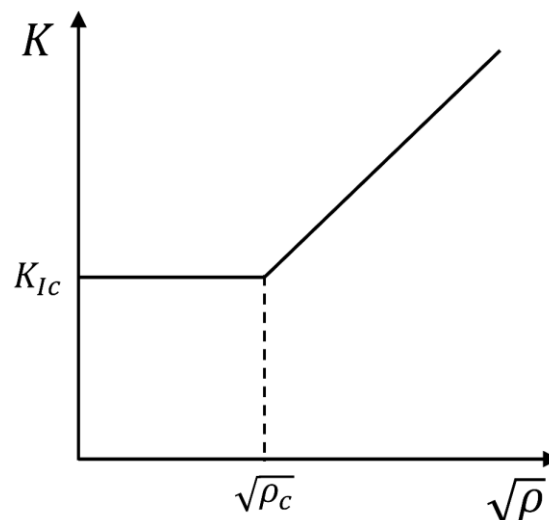


Abb. 6-27: Einfluss des Kerbradius auf die errechnete Risszähigkeit nach [47]

Die Weibull-Verteilungen der Bruchzähigkeiten von Proben mit Laserkerben und mittels Druckermüdung erzeugter Anrisse sind in Abb. 6-28 dargestellt. Die beiden Verteilungen ähneln sich sowohl optisch als auch beim Blick auf die Weibull-Parameter. Dabei weicht die Streuung bzw. der Weibull-Formparameter der mittels Druckermüdung angerissenen Proben mit 22,612 noch von dem der lasergekerbten Proben mit 34,669 ab. Für Erstgenannte wurden allerdings nur acht Versuche durchgeführt. Der Abstand könnte sich also durch Testen weiterer mittels Druckermüdung angerissener Proben verringern. Der Weibull-Skalenparameter beträgt für die lasergekerbten Proben $9,587\text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ und für die mittels Druckermüdung angerissenen Proben $9,021\text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Der niedrigere Wert für mittels Druckermüdung angerissene Proben kann dadurch erklärt werden, dass bei der Risseinbringung die Belastung der Probe unter Druck zu Eigenspannungen in Form von Zugspannungen vor der Risspitze führt, die keine abschirmende Wirkung haben [199]. Solche Spannungen verringern normalerweise den Bruchwiderstand.

Nach Betrachtung dieser Ergebnisse, vor allem der hohen Weibull-Formparameter m der Bruchzähigkeiten von lasergekerbten sowie mittels Druckermüdung angerissenen Proben, kann die probabilistische Betrachtung bei Raumtemperatur vernachlässigt werden. Es liegt im Rahmen des Möglichen nach deterministischem Vorgehen lediglich einige wenige Tests durchzuführen und daraus die Bruchzähigkeit zu (er-)mitteln und diese ggf. mit einem Sicherheitsfaktor zu beaufschlagen.

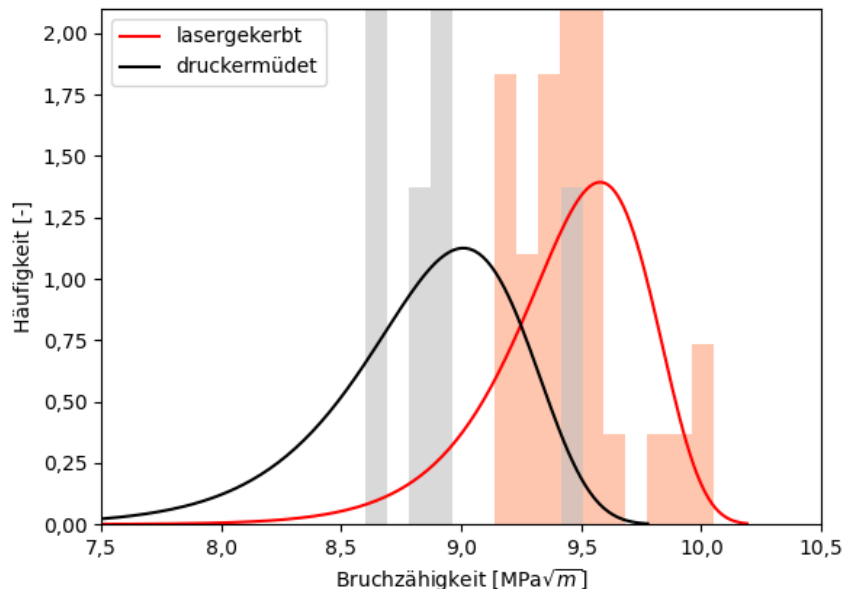


Abb. 6-28: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme zu den Bruchzähigkeiten von lasergekerbten sowie mittels Druckermüdung angerissenen Proben bei Raumtemperatur. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

6.4.2.2 200 °C

Proben mit rasierklingenpolierten Kerben

Es wurden vier Proben mittels Rasierklingenpolieren gekerbt. Die Präparation aller vier Proben sowie die anschließenden Bruchmechanikversuche wurden von M. Conte [197] durchgeführt. Die Ergebnisse sind Tabelle 6-7 zu entnehmen.

Tabelle 6-7: Bruchzähigkeiten bei 200 °C der Bruchmechanikversuche mit mittels Rasierklingenpolieren eingebrachten Kerben

K_Q [MPa√m]			
17,86	21,19	21,88	23,88

Der Mittelwert der vier Ergebnisse ergibt $\overline{K_Q} = 21,20$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 2,17. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 7,581 und nach LR 8,280, wobei auch hier gilt, dass dieser Wert bei einer so geringen Stichprobengröße nur als grober Anhaltswert betrachtet werden kann.

Proben mit Laserkerben

Auch bei einer Versuchstemperatur von 200 °C wurden 30 Bruchmechanikversuche an Proben mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben durchgeführt. Abb. 6-29 zeigt Kraft-Verschiebungs-Kurven einiger ausgewählter (5 aus 30) und als repräsentativ zu betrachtender Bruchmechanikversuche. Wie schon bei Raumtemperatur zeigen alle Proben ein linear-elastisches Verhalten bis zum Eintreten des Bruchs, also des plötzlichen Abfalls der Kraft. Allerdings ist der Kraftbereich, in dem alle ausgewählten Versuche ihr Maximum haben, mit ca. 300 N bis fast 500 N viel größer als dies bei Raumtemperatur der Fall war. Die in Abb. 6-29 gezeigten Versuche beinhalten sowohl die Kraft-Verschiebungs-Kurve der niedrigsten als auch der höchsten ermittelten Bruchzähigkeit aller 30 Versuche.

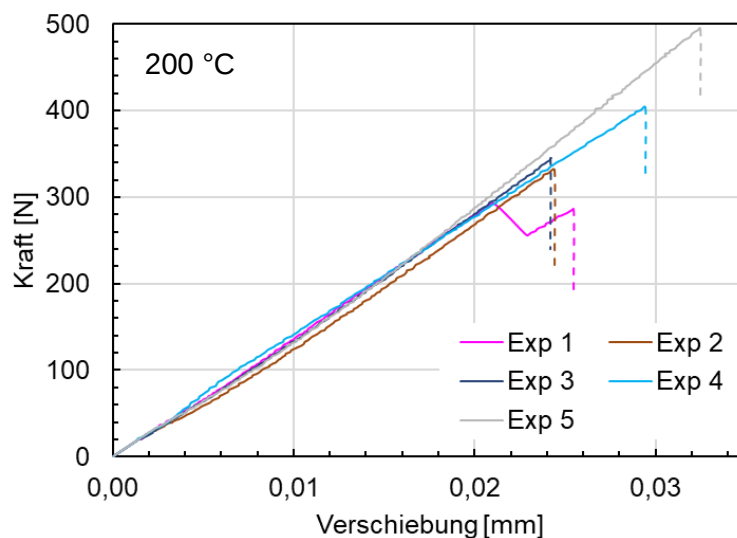


Abb. 6-29: Repräsentative Auswahl von Kraft-Verschiebungs-Kurven bei 200 °C

Die ermittelten Bruchzähigkeiten reichen über die in Tabelle 6-8 dargestellten Werte. Eine Übersicht über alle Werte befindet sich in Anhang B.

Tabelle 6-8: Bruchzähigkeiten bei 200 °C der Bruchmechanikversuche mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben

K_Q [MPa√m]				
13,19	...	15,49	...	24,86

Der Mittelwert der 30 Ergebnisse beträgt $\overline{K_Q} = 16,37$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 2,84 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt 5,193. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist in Abb. 6-30 zu sehen.

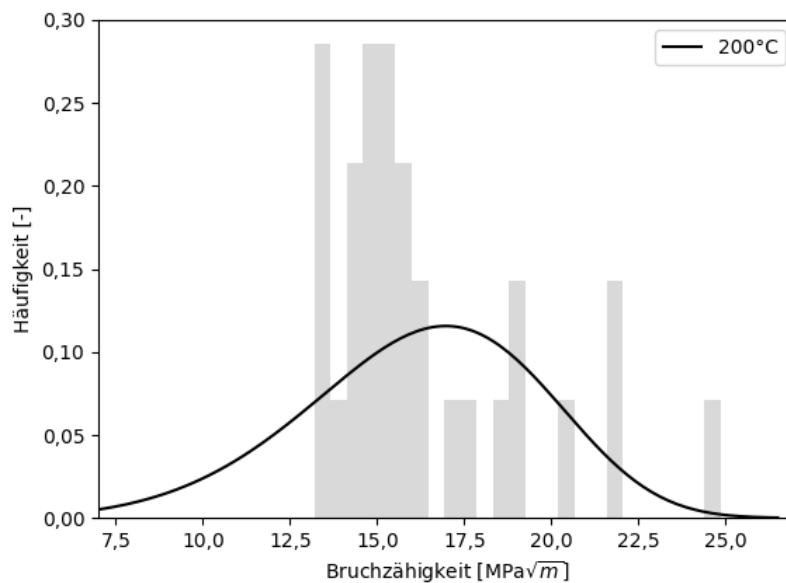


Abb. 6-30: Weibull-Verteilung (PDF) und Histogramm zu den Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben bei 200 °C

Der Weibull-Plot der zweiparametrischen Verteilung der Bruchzähigkeiten ist in Abb. 6-31 dargestellt. Die Anpassung wird mithilfe des Kolmogorov-Smirnow-Tests (s. Abs. 4.2.1.2) überprüft. Die zweiparametrische Weibull-Verteilung kann als geeignete Verteilungsfunktion akzeptiert werden. Die KST-Statistik ist mit 0,2179 unter dem kritischen Wert von 0,24, während der p-Wert mit 0,099 über dem Signifikanzniveau von 0,05 liegt.

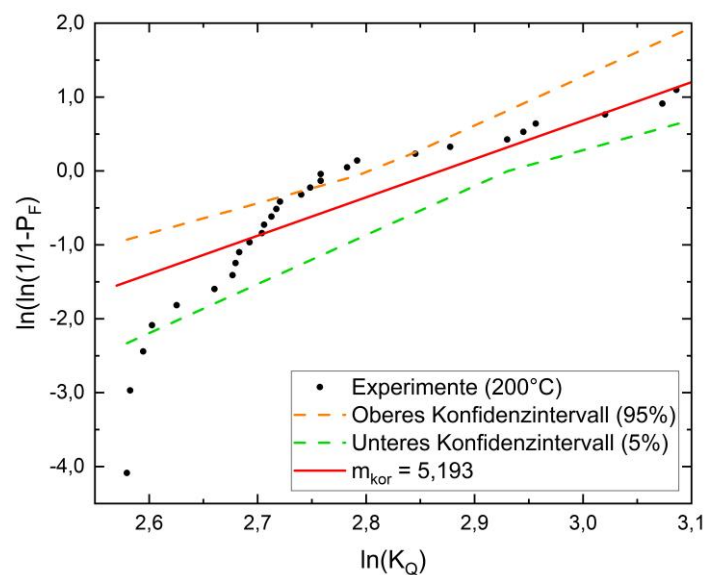


Abb. 6-31: Weibull-Plot der Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben bei 200 °C

Wie in Abb. 6-32 zu sehen ist, wurden weitere Verteilungsfunktionen an die Bruchzähigkeitswerte angefügt. Im Ergebnis zeigt sich, dass alle untersuchten Verteilungsfunktionen im KST einen p-Wert von über 0,05 erreichen und somit geeignet sind. Die Normalverteilung schneidet mit einem p-Wert von 0,1 ähnlich wie die zweiparametrische Weibull-Verteilung (0,099) ab. Mit einem p-Wert von 0,48 weist die Gumbel-Verteilung eine hohe Anpassungsgüte auf. Die höchsten p-Wert erreichen die Exponentialverteilung (0,502), die Gammaverteilung (0,754), die dreiparametrische Weibull-Verteilung (0,76) und die Log-Normalverteilung (0,879). Sie

scheinen somit besonders gut geeignet zu sein. Allerdings ist zu beachten, dass die vier letztgenannten Verteilungsfunktionen durch ihre Form sowie durch das Vorhandensein einer faktischen Untergrenze einen wenig konservativen Ansatz bieten. Es gibt aktuell keine physikalische Begründung dafür, dass der niedrigste Wert (bzw. ein Wert sehr nahe am niedrigsten Wert) der Bruchzähigkeiten der Stichprobe geeignet wäre, eine untere Grenze zu bilden. Im Gegenteil, es werden auch Bruchzähigkeitswerte weiter außerhalb der Grenzen der aktuellen Stichprobe erwartet.

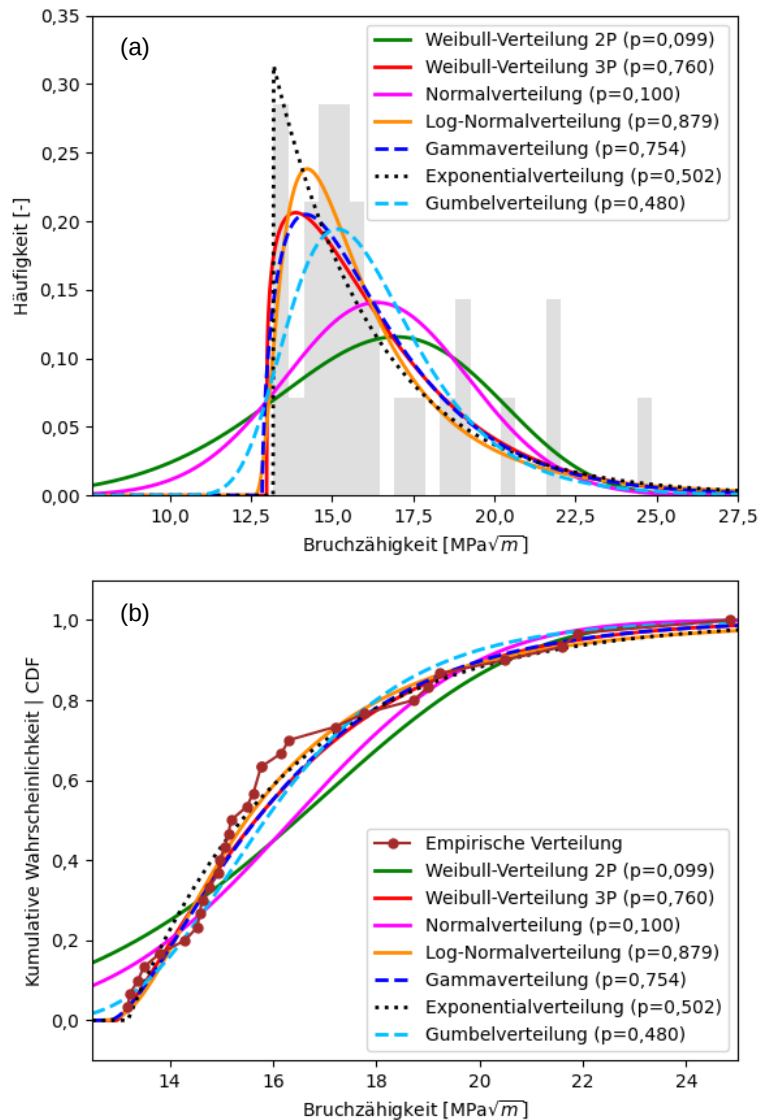


Abb. 6-32: Weitere Verteilungen für die Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben bei 200 °C in (a) als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) und in (b) als kumulative Verteilungsfunktionen (cumulative distribution functions, CDFs)

Mittels Druckermüdung angerissene Proben

Insgesamt acht mittels Druckermüdung angerissene Proben wurden bei 200 °C getestet. Die Bruchzähigkeiten sind Tabelle 6-9 zu entnehmen.

Ergebnisse und Diskussion

Tabelle 6-9: Bruchzähigkeiten bei 200 °C der Bruchmechanikversuche mit mittels Druckermüdung eingebrachten Anrissen

K_Q [MPa√m]			
15,82	16,39	16,62	20,65
21,43	22,88	23,90	24,13

Der Mittelwert der acht Ergebnisse ergibt $\overline{K_Q} = 20,23$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 3,25 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 6,212 und nach LR 6,178. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist in Abb. 6-33 zu sehen.

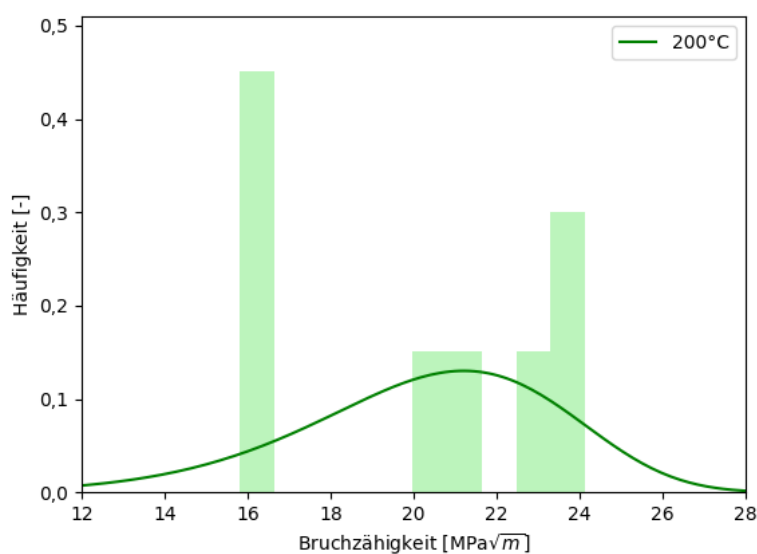


Abb. 6-33: Weibull-Verteilung und Histogramm zu den Bruchzähigkeiten von mittels Druckermüdung angerissenen Proben bei 200 °C

Vergleichende Diskussion

Die Weibull-Verteilungen der Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben, die bei Raumtemperatur bzw. 200 °C getestet wurden, sind in Abb. 6-34 dargestellt. Die Weibull-Skalenparameter betragen 9,587 MPa√m bzw. 17,615 MPa√m. Ein großer Unterschied der Streuung ist zwischen den beiden Kurven erkennbar, worauf bereits die Weibull-Formparameterwerte von 34,669 bzw. 5,193 hinweisen. Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Notwendigkeit der probabilistischen Betrachtung der Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur in Frage gestellt. Für die breite Streuung der Bruchzähigkeiten bei 200 °C stellt sich diese Frage nicht. Es muss eine probabilistische Auswertung stattfinden.

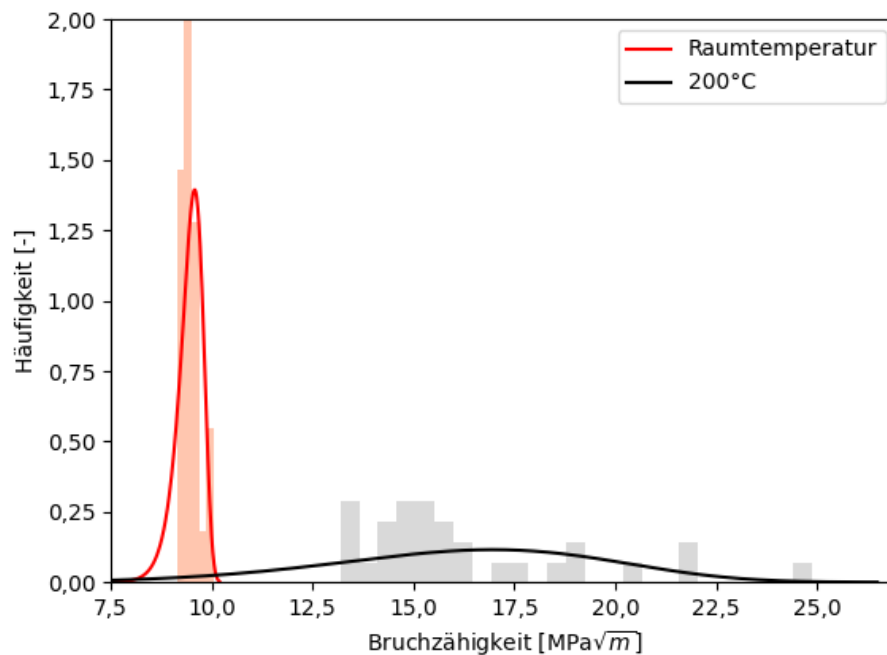


Abb. 6-34: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme zu den Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben bei RT und 200 °C. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

Anders als bei der Verteilung der Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur ist bei 200 °C der Weibull-Skalenparameter der Verteilung der mittels Druckermüdung angerissenen Proben mit 21,608 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$ signifikant höher als jener der lasergekerbten Proben (17,615 $\text{MPa}\sqrt{\text{m}}$). Dies ist in Abb. 6-35 dargestellt und widerspricht den in Abs. 5.2.1.3 dargelegten Ausführungen, wonach die Zugeigenspannungen der mittels Druckermüdung angerissenen Proben eigentlich zu vergleichsweise niedrigeren Bruchzähigkeiten führen sollten. Die Frage, ob dieses Ergebnis lediglich auf die unterschiedlichen Größen der Stichproben (30 zu 8) zurückzuführen ist oder ob ein physikalischer Hintergrund vorliegt, kann im Rahmen dieser Arbeit nicht abschließend geklärt werden.

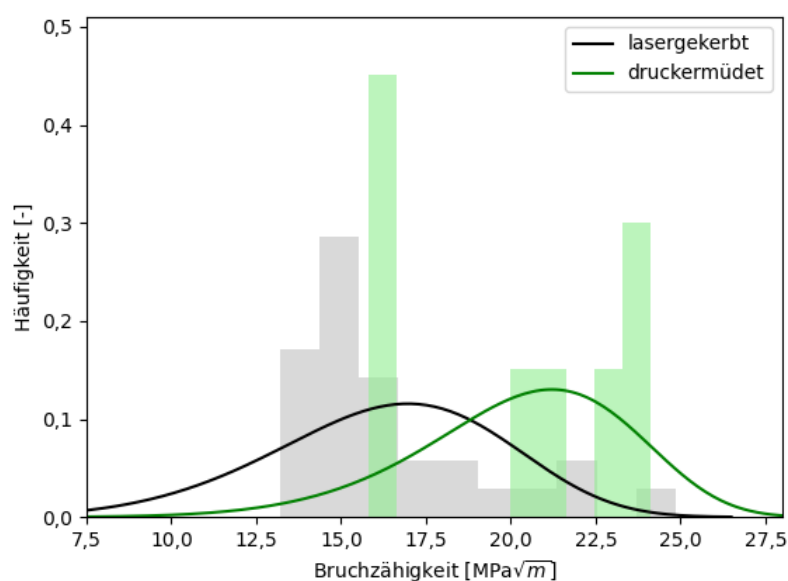


Abb. 6-35: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme zu den Bruchzähigkeiten von lasergekerbten sowie mittels Druckermüdung angerissenen Proben bei 200 °C. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

6.4.2.3 300 °C

Proben mit rasierklingenpolierten Kerben

Es wurden fünf Proben mittels Rasierklingenpolieren gekerbt. Die Präparation aller fünf Proben sowie die anschließenden Bruchmechanikversuche wurden von M. Conte [197] durchgeführt. Die Ergebnisse sind Tabelle 6-10 zu entnehmen.

Tabelle 6-10: Auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeiten K_{JQ} der Bruchmechanikversuche mit mittels Rasierklingenpolieren eingebrachten Kerben bei 300 °C

K_{JQ} [MPa $\sqrt{m}$]				
25,28	30,43	32,17	32,19	35,13

Der Mittelwert der fünf Ergebnisse beträgt $\overline{K_{JQ}} = 31,04$ MPa $\sqrt{m}$. Die Standardabweichung beträgt 3,25. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 8,597 und nach LR 8,457, wobei auch hier gilt, dass dieser Wert bei einer so geringen Stichprobengröße nur als grober Anhaltswert betrachtet werden kann.

Proben mit Laserkerben

Auch bei einer Versuchstemperatur von 300 °C wurden 30 Bruchmechanikversuche an Proben mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben durchgeführt. Abb. 6-36 zeigt Kraft-Verschiebungs-Kurven einiger ausgewählter (5 aus 30) und als repräsentativ zu betrachtender Bruchmechanikversuche. Im Gegensatz zum Verhalten der Proben bei Raumtemperatur und 200 °C zeigen bei 300 °C nicht alle Proben ein linear-elastisches Verhalten bis zum Eintreten des Bruchs. Einige der ausgewählten Proben (Exp 3 bis 5) weisen ein zum Teil ausgeprägtes nichtlineares Verhalten vor dem Bruch auf. Nichtlineares Verhalten zeigt sich bei etwa der Hälfte aller Versuche (16 von 30). Mit Auftreten des nichtlinearen Verhaltens vergrößert sich auch der Kraftbereich, in dem alle ausgewählten Versuche ihr Maximum haben, mit ca. 375 N bis knapp über 1000 N noch einmal deutlich im Vergleich zu dem bei 200 °C. Die in Abb. 6-36 gezeigten Versuche beinhalten sowohl die Kraft-Verschiebungs-Kurve der niedrigsten als auch der höchsten ermittelten Bruchzähigkeit (K_Q und K_{JQ}) aller 30 Versuche. Für die nichtlinear versagenden Proben wird gemäß ASTM E1820 [143] die auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeit K_{JQ} bestimmt (vgl. Abs. 4.1.2).

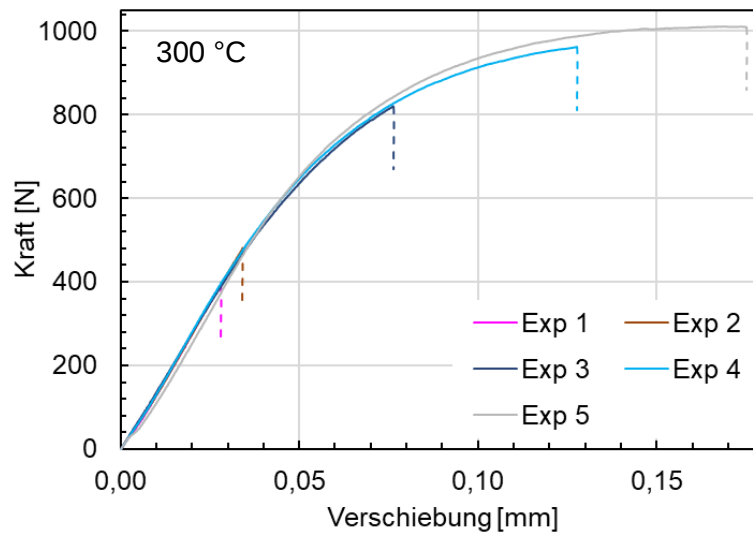


Abb. 6-36: Repräsentative Auswahl von Kraft-Verschiebungs-Kurven bei 300 °C

Die ermittelten Bruchzähigkeiten reichen über die in Tabelle 6-11 dargestellten Werte. Eine Übersicht über alle Werte befindet sich in Anhang B. Wie bereits angesprochen, weisen ungefähr die Hälfte der getesteten Proben linear-elastisches Verhalten vor dem Bruch auf, während die andere Hälfte sich nichtlinear verhält. Ebenso unterschieden sich die Bruchzähigkeiten, je nach Verhalten und Art der Bestimmung, sehr stark voneinander. Daraus lässt sich keine gute unimodale Weibull-Verteilung ableiten. Deshalb wird die bimodale Weibull-Verteilung (s. Abs. 4.2.1.4) angewendet, wozu die Bruchzähigkeitswerte in zwei Gruppen aufgeteilt werden. In Tabelle 6-11 sind jeweils die kleinsten und größten Werte der jeweiligen Gruppe angegeben. Für jede Gruppe wird eine zweiparametrische Weibull-Verteilung ermittelt.

Tabelle 6-11: Bruchzähigkeiten K_Q und auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeiten K_{JQ} der Bruchmechanikversuche mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben bei 300 °C

K_Q [MPa√m]			K_{JQ} [MPa√m]		
16,59	...	30,81		44,98	... 167,07

Der Mittelwert der 14 Ergebnisse der ersten Gruppe ergibt $\overline{K_Q} = 21,38$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 3,76 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 4,879 und nach LR 6,767. Der Mittelwert der 16 Ergebnisse der zweiten Gruppe ergibt $\overline{K_{JQ}} = 82,75$ MPa√m. Die Standardabweichung beträgt 26,61 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 2,793 und nach LR 3,851. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen beider Gruppen sind in Abb. 6-37 zu sehen.

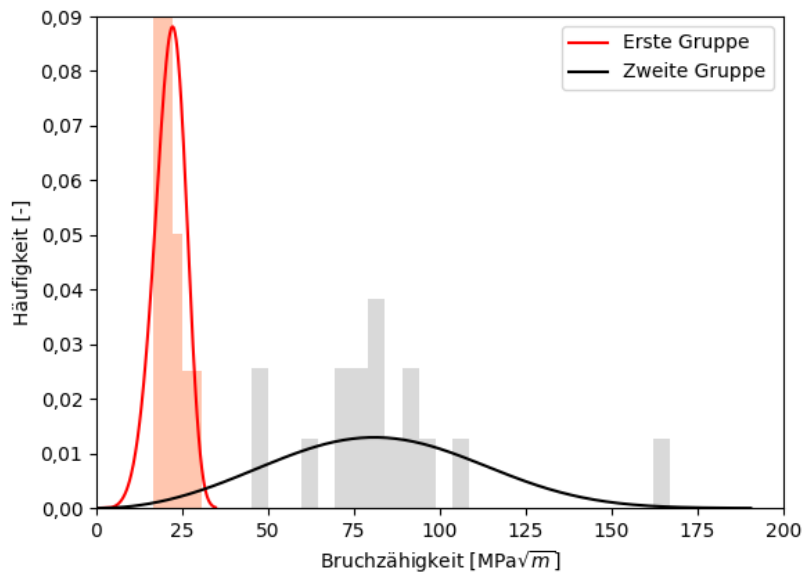


Abb. 6-37: Bimodale Weibull-Verteilung (PDF) und Histogramme zu den Bruchzähigkeiten (K_Q und K_{JQ}) von lasergekerbten Proben bei 300 °C. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

Bereits im Weibull-Plot der Bruchzähigkeiten aller 30 lasergekerbten Proben in Abb. 6-38 (a) lassen sich zwei Populationen erkennen. In Abb. 6-38 (b) sind die beiden Populationen getrennt voneinander als Weibull-Plots dargestellt. Bei Populationsgrößen kleiner als 30 Proben kann es durchaus vorkommen, dass andere statistische Verfahren zu besseren Ergebnissen als der Maximum-Likelihood-Schätzer führen [152, 153]. Aus diesem Grund wird auf die beiden Gruppen mit jeweils 14 bzw. 16 Proben ebenfalls die Methode der linearen Regression (s. Abs. 4.2.1.2) angewendet. Es zeigt sich, dass sich die Geraden der linearen Regression beider Gruppen besser an die Bruchzähigkeitswerte anpassen, als die Geraden der Maximum-Likelihood-Methode dies tun. Trotzdem werden, aus Gründen der Vergleichbarkeit, weiterhin die mithilfe der Maximum-Likelihood-Methode bestimmten Weibull-Parameter herangezogen.

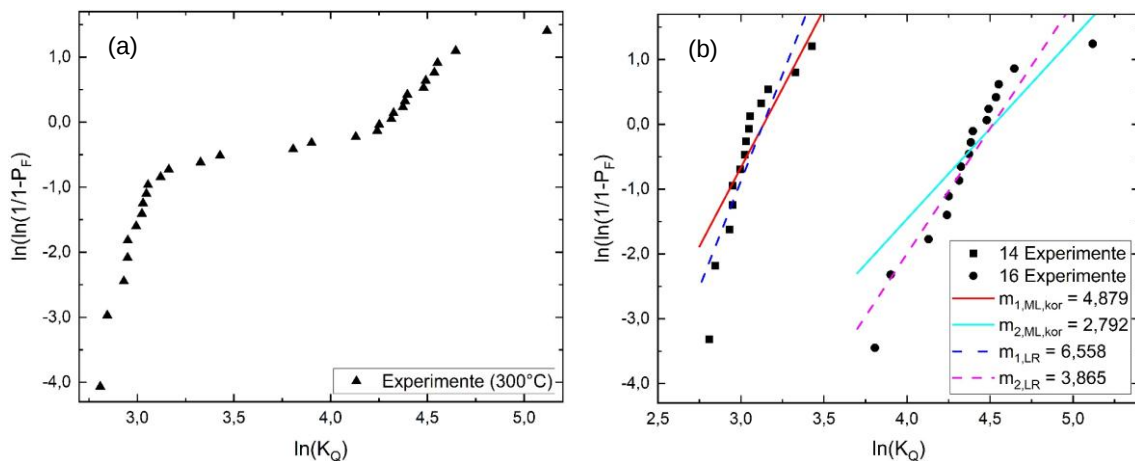


Abb. 6-38: (a) Weibull-Plot der Bruchzähigkeiten (K_Q und K_{JQ}) von allen 30 lasergekerbten Proben bei 300 °C. (b) Getrennte Weibull-Plots der beiden Gruppen der bimodalen Weibull-Verteilung. Als Schätzfunktion kam sowohl die Maximum-Likelihood-Methode als auch die Methode der linearen Regression zum Einsatz.

Zur Berechnung der kumulativen Versagenswahrscheinlichkeit einer bimodalen Weibull-Verteilung stehen die multiplikative (s. Formel 4-35) sowie die additive Form (s. Formel 4-36) zu

Verfügung. Ergänzend zu den bereits genannten Parametern werden zur Lösung der Formeln die Weibull-Skalenparameter benötigt. Diese betragen $23,02 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ bzw. $92,12 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Die multiplikative Form der bimodalen Weibull-Verteilung entspricht weitestgehend einer unimodalen Weibull-Verteilung der ersten Gruppe. Die beiden Kurven sind in Abb. 6-39 fast deckungsgleich dargestellt. Die additive Form hingegen zeichnet sich durch eine ausgeprägte Bimodalität sowie einen insgesamt flacheren Verlauf, inklusive eines Knicks, aus. In dieser Form gibt es einen Parameter α , welcher die Effektivität jeder Verteilung beschreibt, also den Übergang bestimmt, ab dem die erste Verteilung endet und die zweite beginnt [161]. Dieser Übergang bildet den Knick im Kurvenverlauf und wurde gemäß der Anzahl der Proben der ersten Gruppe im Verhältnis zur Gesamtprobenanzahl mit 0,466 definiert. Das additive Modell ist in der Lage, die experimentellen Daten zu beschreiben und stellt einen Kompromiss hinsichtlich der Komplexität sowie der hinreichenden Beschreibung der experimentellen Daten dar [161].

Die bimodale Methode wird in der neusten Auflage der ASTM E1921 Norm [38] für den Fall empfohlen, dass eine Bruchzähigkeitsverteilung aus zwei Populationen besteht, wobei die eine spröder als die andere ist. Als Beispiel wird dort die Wärmeeinflusszone einer Schweißverbindung genannt. Da im vorliegenden Fall ebenfalls zwei Bruchzähigkeitspopulationen vorliegen, kann die Verwendung der additiven Form der bimodalen Weibull-Verteilung, als weniger konservativ im Vergleich zur multiplikativen Form, in Betracht gezogen werden.

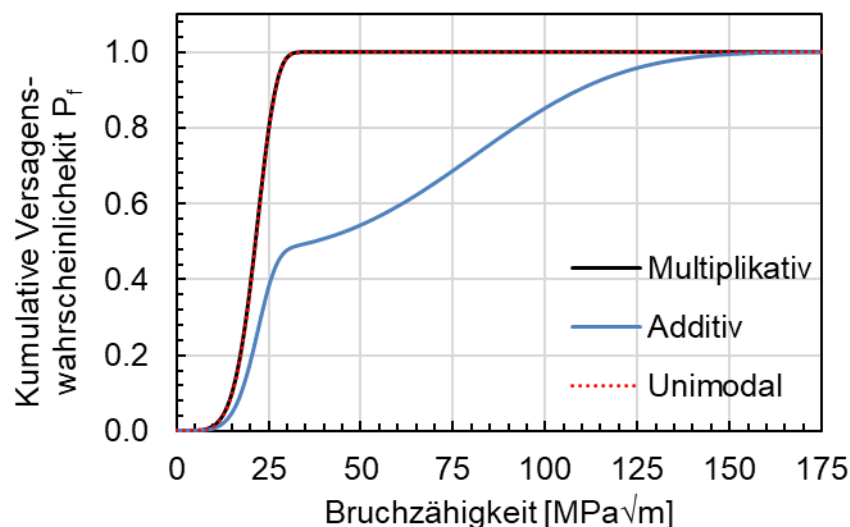


Abb. 6-39: Bimodale Weibull-Verteilung (CDF) in multiplikativer sowie additiver Form. Zum Vergleich wird die unimodale Weibull-Verteilung (CDF) der ersten Gruppe gezeigt.

Die Zweigeteiltheit der Ergebnisse lässt sich auch anhand der lichtmikroskopischen Aufnahmen in Abb. 6-40 erkennen. Die in Abb. 6-40 (a) dargestellte Probe, mit einer vergleichsweise niedrigen Bruchzähigkeit ($16,59 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) und linear-elastischem Verhalten bis zum Versagen zeigt keinerlei Hinweise auf die Ausbildung einer plastischen Zone entlang des Rissfortschritts. Im Gegenteil dazu weist die in Abb. 6-40 (b) dargestellte Probe eine deutlich sichtbare plastische Zone unterhalb der Laserkerbe und für eine gewisse Länge entlang des Risses auf. Die Kraft-Verschiebungs-Kurve dieser Probe zeigt ausgeprägtes nichtlineares Verhalten und erreicht mit $167,10 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ eine vergleichsweise hohe auf dem J-integral basierende Bruchzähigkeit.

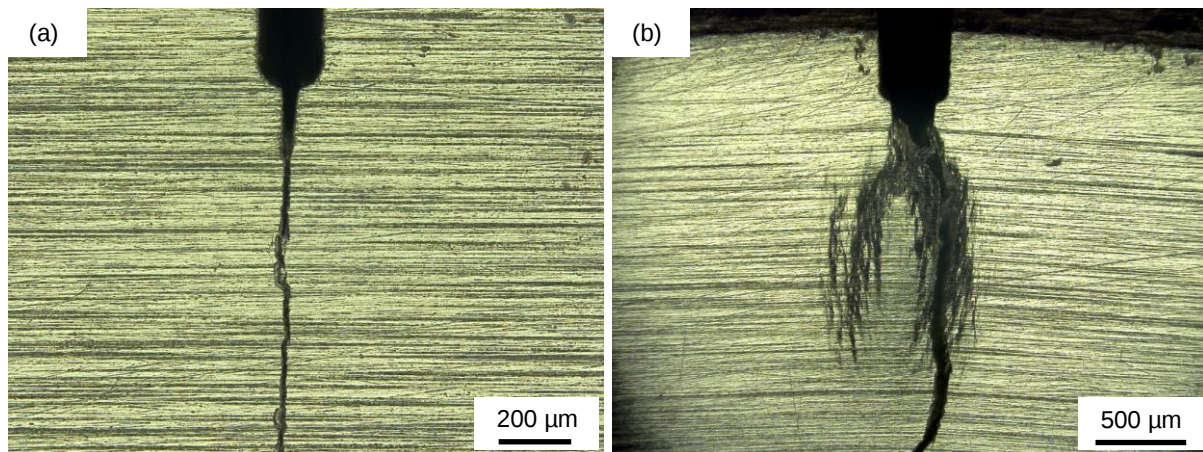


Abb. 6-40: Vergleich der Ausbildung bzw. Nichtausbildung einer optisch erkennbaren plastischen Zone entlang des Rissfortschritts bei 300 °C. (a) Probe mit vglw. niedriger Bruchzähigkeit ($16,59 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) und linear-elastischem Verhalten bis zum Versagen und (b) Probe mit vglw. hoher, auf dem J-Integral basierender, Bruchzähigkeit ($167,10 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) und nichtlinearem Verhalten vor dem Versagen.

Mittels Druckermüdung angerissene Proben

Insgesamt acht mittels Druckermüdung angerissene Proben wurden bei 300 °C getestet. Die Bruchzähigkeiten sind Tabelle 6-12 zu entnehmen.

Tabelle 6-12: Bruchzähigkeiten K_Q und auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeiten K_{JQ} der Bruchmechanikversuche mit mittels Druckermüdung eingebrachten Anrissen bei 300 °C

K_Q	$K_{JQ} [\text{MPa}\sqrt{\text{m}}]$			
26,78	38,09	56,04	58,30	61,06
	89,76	116,19	163,75	

Der Mittelwert der sieben Ergebnisse ergibt $\overline{K_{JQ}} = 83,31 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Die Standardabweichung beträgt $40,54 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 1,590 und nach LR 1,865. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist in Abb. 6-41 zu sehen. Auf Grundlage der kleinen Stichprobe sowie nach Sichtung des Weibull-Plots ist es hier wenig sinnvoll eine bimodale Weibull-Analyse vorzunehmen.

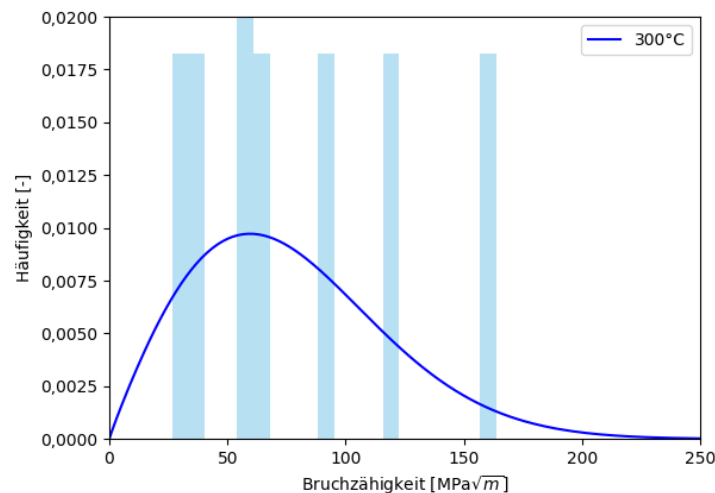


Abb. 6-41: Weibull-Verteilung (PDF) und Histogramm zu den Bruchzähigkeiten (K_Q und K_{IQ}) von mittels Druckermüdung angerissenen Proben bei 300 °C

Der mit sieben Proben überwiegende Teil zeigt nichtlineares Verhalten im Kraft-Verschiebungs-Diagramm vor Eintritt des Bruchs. Lediglich der erste Bruchzähigkeitswert in Tabelle 6-12 ergibt sich aus einem linear-elastischen Verhalten.

Vergleichende Diskussion

Während bei einer Versuchstemperatur von 200 °C noch alle Proben linear-elastisches Verhalten bis zum Bruch gezeigt haben, versagen bei 300 °C einige Proben erst nachdem sie nichtlineares Verhalten aufgewiesen haben. Dies deutet darauf hin, dass bei einer Versuchstemperatur von 300 °C die Plastizität in der Prozesszone bereits so hoch ist, dass wenn sich in unmittelbarer Nähe zur Anrissfront keine bruchauslösend kritische Schwachstelle befindet, ein Verlust der Dehnungsbehinderung (*loss of constraint*) einsetzt. Diese Verringerung der Spannungsmehrrachsigkeit erlaubt wiederum eine weitere Plastifizierung der Prozesszone, was zu einer Duktilisierung führen kann. Alle 16 Proben der zweiten Gruppe mit hohen K_{IQ} -Werten versagen am Ende ihrer Versuche mit einer katastrophalen, instabilen Rissausbreitung. Auch unter Zuhilfenahme der Rasterelektronenmikroskopie konnte auf den Bruchflächen der untersuchten Proben keine Zone ausgemacht werden, welche auf einen vorhergehenden stabilen Rissfortschritt hindeuten würde. Dazu ist zu sagen, dass sich die Beurteilung von Wolframbruchflächen allgemein als schwierig erweist.

Eine weitere Beobachtung ist, dass das Verhältnis zwischen Proben, die sich linear-elastischen oder nichtlinear verhalten haben, im Fall der lasergekerbten Proben 14 zu 16 ist, während es bei Proben mit mittels Druckermüdung erzeugtem Anriss 1 zu 7 beträgt. Dies ist bemerkenswert, da die scharfen Anrisse letzterer Proben im Vergleich zu Laserkerben kleinere Radien aufweisen. Allerdings können auch andere Gegebenheiten, wie beispielsweise die in Abs. 5.2.1.4 beschriebenen kleinen Löcher im Kerbgrund als Folge der Laserbestrahlung, nicht ausgeschlossen werden. In Betracht zu ziehen ist, dass Zugeigenspannungen, wie sie in den mittels Druckermüdung angerissene Proben vorliegen, eine plastische Verformung an der Rissspitze verursachen können, die dann zu einer Abstumpfung (*blunting*) des Risses führt. Durch diese Abstumpfung würde die Spannungsintensität an der Rissspitze verringert, was die für die Rissausbreitung erforderliche Energie erhöht und damit die Bruchzähigkeit

verbessern könnte. Zugeigenspannungen vor dem Anriss können ebenfalls eine Dehnungsverfestigung zur Folge haben, welche wiederum der Rissinitiierung bzw. -ausbreitung entgegenwirken kann. Dass die Bruchzähigkeiten der mittels Druckermüdung angerissenen Proben im Mittel ($20,23 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) höher als die der lasergekerbten Proben ($16,37 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) sind, war bereits bei 200°C der Fall.

Der Weibull-Formparameter m aller lasergekerbten Proben bei 200°C beträgt 5,193. Der Weibull-Formparameter der ersten Gruppe von 14 Proben bei 300°C , welche nach rein linear-elastischem Verhalten versagen und somit als spröde anzusehen sind, beträgt 4,879. Zum einen zeigt sich, dass diese beiden Werte nahe beieinander liegen. Es lässt sich schlussfolgern, dass sich die maximale Streuung der Bruchzähigkeiten des Wolframmaterials in T-L Orientierung in etwa in diesem Bereich befinden muss. Zum anderen sind die beiden Werte nahe an dem von Wallin [36] postulierten Wert von 4. Dieser Wert hat auch Eingang in die Norm ASTM E1921 [38] zur *Master Curve* gefunden.

Der Weibull-Formparameter m von allen 30 lasergekerbten Proben bei 300°C beträgt 1,501 und ist mit dem der mittels Druckermüdung angerissenen Proben von 1,590 vergleichbar.

6.4.2.4 400°C

Proben mit rasierklingenpolierten Kerben

Es wurden vier Proben mittels Rasierklingenpolieren gekerbt. Die Präparation einer der vier Proben sowie der anschließende Bruchmechanikversuch wurden von M. Conte [197] durchgeführt. Die Ergebnisse sind Tabelle 6-13 zu entnehmen.

Tabelle 6-13: Auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeiten K_{JQ} der Bruchmechanikversuche mit mittels Rasierklingenpolieren eingebrachten Kerben bei 400°C

$K_{JQ} [\text{MPa}\sqrt{\text{m}}]$			
30,42	44,33	48,39	59,11

Der Mittelwert der vier Ergebnisse ergibt $\overline{K_{JQ}} = 45,56 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Die Standardabweichung beträgt 10,28. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 3,275 und nach LR 3,622, wobei auch hier gilt, dass dieser Wert bei einer so geringen Stichprobengröße nur als grober Anhaltswert betrachtet werden kann.

Proben mit Laserkerben

Auch bei einer Versuchstemperatur von 400°C wurden 30 Bruchmechanikversuche an Proben mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben durchgeführt. Abb. 6-42 zeigt Kraft-Verschiebungs-Kurven einiger ausgewählter (5 aus 30) und als repräsentativ zu betrachtender Bruchmechanikversuche. Ähnlich wie bereits bei 300°C zeigen einige Proben linear-elastisches Verhalten bis zum Eintreten des Bruchs, während andere ein zum Teil ausgeprägtes nichtlineares Verhalten vor dem Bruch aufweisen. Nichtlineares Verhalten zeigt sich bei 5 der 30 Versuche. Der Kraftbereich, in dem alle ausgewählten Versuche ihr Maximum haben, erstreckt sich von knapp 500 N bis ca. 1000 N und ist damit etwas kleiner als der

Ergebnisse und Diskussion

Bereich bei 300 °C. Die in Abb. 6-42 gezeigten Versuche beinhalten sowohl die Kraft-Ver-schiebungs-Kurve der niedrigsten als auch der höchsten ermittelten Bruchzähigkeit (K_Q und K_{JQ}) aller 30 Versuche.

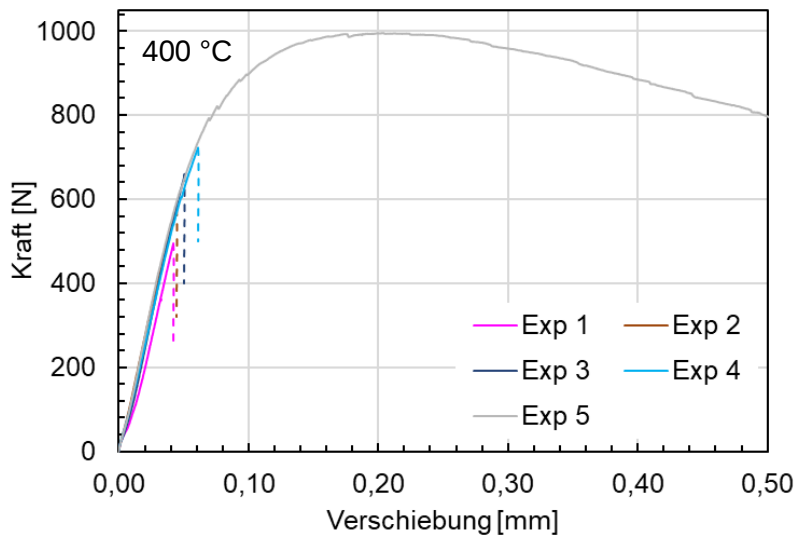


Abb. 6-42: Repräsentative Auswahl von Kraft-Ver-schiebungs-Kurven bei 400 °C

Die ermittelten Bruchzähigkeiten reichen über die in Tabelle 6-14 dargestellten Werte. Eine Übersicht über alle Werte befindet sich in Anhang B. Wie bereits angesprochen, weisen 25 von 30 der getesteten Proben linear-elastisches Verhalten vor dem Bruch auf, während sich die weiteren fünf nichtlinear verhalten. Die Bruchzähigkeiten unterscheiden sich, je nach Ver-halten und Art der Bestimmung, sehr stark voneinander. Daher lässt sich auch bei 400 °C keine gute unimodale Weibull-Verteilung herleiten. Es wird eine bimodale Weibull-Verteilung (s. Abs. 4.2.1.4) angewendet, wozu die Bruchzähigkeitswerte in zwei Gruppen aufgeteilt wer-den. In Tabelle 6-14 sind jeweils die kleinsten und größten Werte der jeweiligen Gruppe ange-gaben. Für jede Gruppe wird eine zweiparametrische Weibull-Verteilung ermittelt.

Tabelle 6-14: Bruchzähigkeiten K_Q und auf dem J-Integral basierende Bruchzähigkeiten K_{JQ} der Bruchme-chanikversuche mit mittels Femtosekundenlaserstrahlung eingebrachten Kerben bei 400 °C

K_Q [MPa√m]			K_{JQ} [MPa√m]		
21,63	...	31,03		229,54	... 290,99

Der Mittelwert der 25 Ergebnisse der ersten Gruppe ergibt $\overline{K_Q} = 26,73$ MPa√m. Die Stan-dardabweichung beträgt 2,27 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt 12,436. Der Mittelwert der 5 Ergebnisse der zweiten Gruppe ergibt $\overline{K_{JQ}} = 249,09$ MPa√m. Die Stan-dardabweichung beträgt 22,02 MPa√m. Der Weibull-Parameter der Streuung m ergibt nach MLE 7,427 und nach LR 11,128. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen beider Gruppen sind in Abb. 6-43 zu sehen.

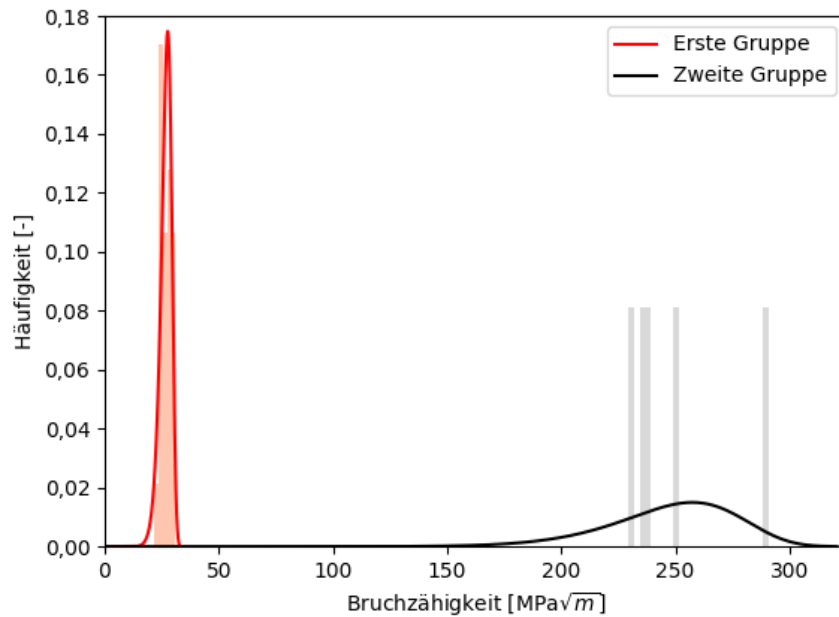


Abb. 6-43: Bimodale Weibull-Verteilung (PDF) und Histogramme zu den Bruchzähigkeiten (K_Q und K_{JQ}) von lasergekerbten Proben bei 400 °C. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

Im Weibull-Plot in Abb. 6-44 (a) zeigt sich noch deutlicher als bereits bei 300 °C, dass zwei Populationen von Ergebnissen vorliegen. Jede der beiden Gruppen für sich betrachtet besitzt eine geringere Streuung als dies noch bei 300 °C der Fall war. Die Mechanismen, welche dazu führen, dass einige Proben sehr hohe Bruchzähigkeiten erreichen können, werden im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht. Der Fokus liegt auf der Betrachtung des spröden Versagens.

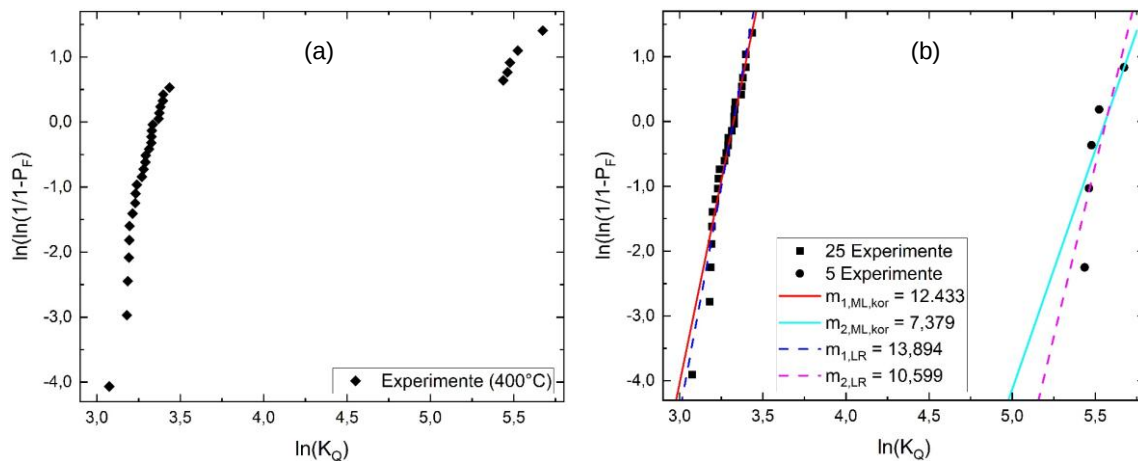


Abb. 6-44: (a) Weibull-Plot der Bruchzähigkeiten (K_Q und K_{JQ}) aller 30 lasergekerbten Proben bei 400 °C. (b) Getrennte Weibull-Plots der beiden Gruppen der bimodalen Weibull-Verteilung. Als Schätzfunktion kam sowohl die Maximum-Likelihood-Methode als auch die Methode der linearen Regression zum Einsatz.

Mittels Druckermüdung angerissene Proben

In Ermangelung an mittels Druckermüdung angerissenen Proben wurden bei 400 °C keine Versuche durchgeführt.

Vergleichende Diskussion

Auffällig ist, dass bei einer Versuchstemperatur von 400 °C drei der vier getesteten Proben mit rasierklingenpolierten Kerben erst nach einem (kurzen) nichtlinearen Verlauf katastrophal versagen. Demgegenüber stehen 25 der 30 lasergekerbten Proben, welche bis zum Versagen linear-elastisches Verhalten zeigen. Dies könnte mit kleineren Radien am Kerbgrund der lasergekerbten Proben begründet werden. Dieser allgemeinen Begründung widersprechen allerdings die Ergebnisse bei 300 °C. Dort versagen 3 der 5 Proben mit rasierklingenpolierter Kerbe nach linear-elastischem Verhalten katastrophal, während im Fall von lasergekerbten Proben mit 14 zu 16 ebenfalls ein fast ausgeglichenes Verhältnis von Proben mit und ohne linear-elastischem Verhalten vor Versagen herrscht.

In diesem Kapitel werden bei vier verschiedenen Temperaturen getestete Proben analysiert. Die Streuung der Bruchzähigkeiten ist dabei ein interessantes Merkmal. Sie kann mithilfe des Weibull-Formparameter m quantitativ beschrieben werden. Dabei gilt, je höher m desto geringer die Streuung. Die Weibull-Formparameter reichen von einem vergleichsweise hohen Wert von 34,669 bei Raumtemperatur bis zu einem mittleren Wert von 12,436 für die erste Gruppe bei 400 °C. Dazwischen ergeben sich untereinander ähnliche, deutlich niedrigere Werte von 5,193 und 4,879 für 200 °C bzw. die erste Gruppe bei 300 °C. Dies weist darauf hin, dass sich der Spröd-duktil-Übergangsbereich für Wolfram in der T-L Orientierung zwischen 200 °C und 400 °C in der Nähe von 300 °C befinden sollte. Für diese Betrachtung wurden bei 300 °C und 400 °C nur die Proben berücksichtigt, welche spröde (linear-elastisch) versagt haben.

Die in diesem Abschnitt bestimmten Bruchzähigkeiten für die unterschiedlichen Temperaturen können zur Erstellung einer *Master Curve* genutzt werden. Diese eigene *Master Curve* ist in Abb. 6-45 dargestellt. Bei 300 °C und 400 °C wurden jeweils nur die ersten Gruppen der Bruchzähigkeitswerte verwendet, also nur K_Q -Werte. Verglichen wird sie mit der im EUROfusion Materialeigenschaftenhandbuch (MPH) [181] angegebenen *Master Curve* für Wolfram. Dabei zeigt sich, dass die beiden *Master Curves* bei Raumtemperatur übereinanderliegen. Mit steigender Temperatur erreicht die eigene *Master Curve* im gesamten dargestellten Temperaturbereich deutlich höhere Bruchzähigkeitswerte und ist damit weniger konservativ als die *Master Curve* des MPH. Die 90 %-Konfidenzintervalle (Grenzen bei 5% und 95%) der beiden *Master Curves* für die Streuung der Werte ergeben sich gemäß den jeweiligen Weibull-Formparametern m . Als Weibull-Formparameter für die eigene *Master Curve* wird der niedrigste Wert aus den Analysen der lasergekerbten Proben in diesem Kapitel gewählt. Dieser Wert beträgt 4,879 und wurde aus den 14 sprödenversagenden Proben bei 300 °C bestimmt. Der Weibull-Formparameter der MPH *Master Curve* ist mit 7,250 deutlich höher. Allerdings wurde dieser Wert als Mittelwert mehrerer Weibull-Formparameter bei verschiedenen Temperaturen und mikrostrukturellen Orientierungen berechnet [19].

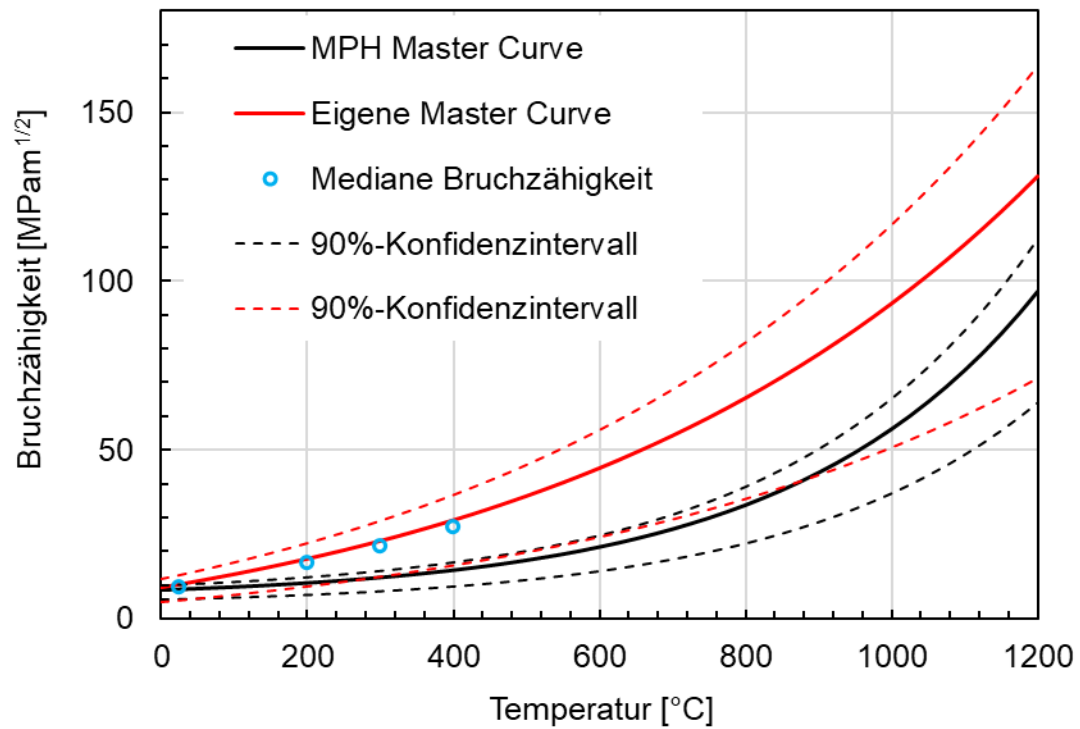


Abb. 6-45: Vergleich der *Master Curve* für Wolfram aus dem EUROfusion Materialeigenschaftenhandbuch (MPH) [181] mit einer auf Basis der eigenen Werte bestimmten *Master Curve*. Die 90 %-Konfidenzintervalle (Grenzen bei 5% und 95%) der Streuung ergeben sich gemäß den Weibull-Formparametern m , welche im Fall der MPH *Master Curve* mit 7,250 und im Fall der eigenen *Master Curve* mit 4,879 angegeben werden.

6.5 Bruchflächenanalysen

6.5.1 Statistische Bruchflächenanalyse

In diesem Abschnitt werden jeweils Bruchflächen von zwei bruchmechanischen KLST-Proben entsprechend Abs. 5.2.1 analysiert, welche bei der gleichen Temperatur getestet wurden. Das Vorgehen zur statistischen Analyse kann Abs. 2.4.1 entnommen werden. Die gesamte Bruchfläche wird zuerst in kleinere Ausschnitte unterteilt. Über diese Ausschnitte wird anschließend ein Raster von Punkten gelegt, an deren Positionen der jeweils vorliegende Bruchflächentyp identifiziert wird. Ein Beispiel für dieses Raster ist in Abb. 6-46 zu sehen.

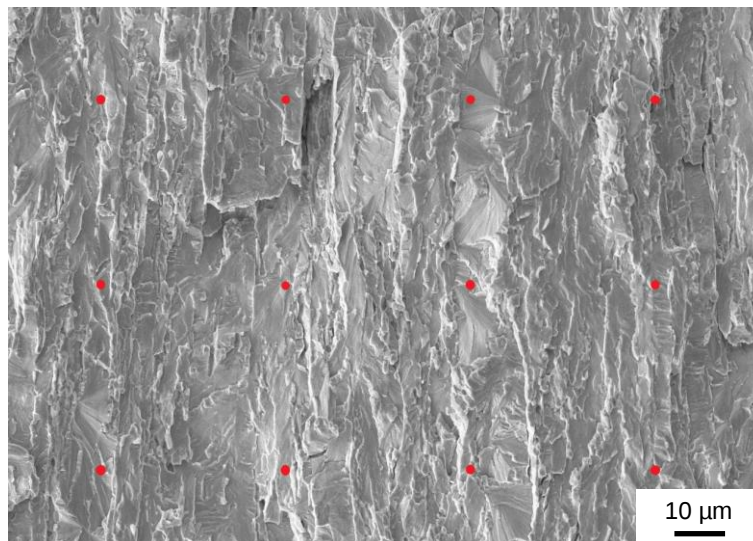


Abb. 6-46: Raster über dem Ausschnitt einer Wolframbruchfläche. An den Positionen der Punkte wird der Bruchflächentyp identifiziert. Die roten Punkte wurden aus Gründen der Erkennbarkeit in der Abbildung vergrößert.

Die Bruchflächenmerkmale wurden in zwei Typen eingeteilt. Typ 1 zeichnet sich durch fast glatte, spaltbruchartige Facetten aus, die eher einem transkristallinen Bruch ähnlich sehen. Bei Typ 2 weisen die Bruchfacetten eine wellige Gestalt und deutliche Unebenheiten auf, welche eher einem interkristallinen Bruch ähneln. Bruchfacetten, die keinem der genannten Typen zuordenbar sind, werden unter „andere“ geführt.

Um gegebenenfalls Unterschiede der Bruchflächen bei Proben, welche bei der gleichen Versuchstemperatur getestet wurden, möglichst deutlich erkennen zu können, wurden jeweils zwei Proben ausgewählt, deren Bruchzähigkeiten (K_Q und K_{JQ}) möglichst weit auseinander liegen. Anschließend wurden jeweils die Bruchflächen analysiert und bezüglich der Typen quantifiziert. Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in Tabelle 6-15 und Abb. 6-47 aufgeführt. Es zeigt sich bei allen betrachteten Temperaturen (RT, 200 °C, 300 °C), dass die Proben mit niedrigeren Bruchzähigkeitswerten einen höheren Anteil von Typ 1-Bruchfacetten haben. Das Verhältnis von Typ 1 zu Typ 2 beträgt in diesen Fällen ungefähr 2:1. Bei den Proben mit höheren Bruchzähigkeiten zeigt sich über alle Versuchstemperaturen hinweg, dass das Verhältnis von Typ 1- zu Typ 2-Bruchfacetten nahezu ausgeglichen (1:1) ist. Die beiden Proben, die bei 300 °C getestet wurden, weisen einen vergleichsweise hohen Anteil von nicht zuordenbaren Bruchfacetten auf.

Ergebnisse und Diskussion

Tabelle 6-15: Anteile von Bruchfacettentypen (Typ 1, Typ 2, andere) für Proben getestet bei RT, 200 °C und 300 °C. Bei jeder Temperatur wurden zwei Proben miteinander verglichen, wobei die Proben so gewählt wurden, dass jeweils eine Probe eine hohe (h) und eine Probe eine niedrige (n) Bruchzähigkeit besitzt.

Probe	Typ 1	Typ 2	andere
RT (n)	66 %	34 %	
RT (h)	52 %	47 %	1 %
200 °C (n)	68 %	31 %	1 %
200 °C (h)	53 %	45 %	2 %
300 °C (n)	56 %	36 %	8 %
300 °C (h)	45 %	39 %	16 %

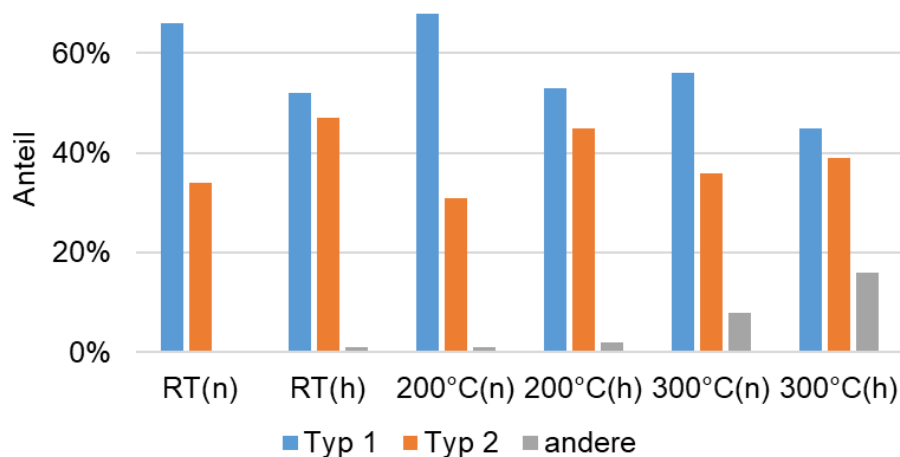


Abb. 6-47: Anteile von Bruchfacettentypen (Typ 1, Typ 2, andere) für Proben getestet bei RT, 200 °C und 300 °C. Bei jeder Temperatur wurden zwei Proben miteinander verglichen, wobei die Proben so gewählt wurden, dass jeweils eine Probe eine hohe (h) und eine Probe eine niedrige (n) Bruchzähigkeit besitzt.

6.5.2 Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle

Die bruchauslösende Stelle auf einer Bruchfläche in Wolfram zu finden ist ungleich schwieriger als dies bei Stahl der Fall ist. Die in Abs. 2.4.2 für Stahlbruchflächen beschriebenen Merkmale auf den Spaltbruchfacetten treten bei Wolfram im spröden Bereich nicht in dieser Weise auf. Trotzdem wurde versucht die bruchauslösende Stelle zu identifizieren. Es wird davon ausgegangen, dass sich bruchauslösende Stellen an Korngrenzen befinden.

In Abb. 6-48 wird exemplarisch die Identifikation einer möglichen bruchauslösenden Stelle auf einer Wolframspaltbruchfläche gezeigt. Bei weniger starker Vergrößerung von 2000x bis 3000x wurde nach relevanten Stellen entlang der Anrissfront gesucht. Mögliche

bruchauslösende Stellen wurden im Anschluss bei einer stärkeren Vergrößerung von $\geq 5000\times$ genau auf ihre Merkmale untersucht. Ist die Wahrscheinlichkeit eine bruchauslösende Stelle gefunden zu haben sehr hoch, wird der Abstand zwischen dieser Stelle und der Anrissfront bei einer geeigneten Vergrößerung gemessen. Im Beispiel in Abb. 6-48 (d) beträgt dieser Abstand $27,54\text{ }\mu\text{m}$.

Um eine Korrelation zwischen Abständen und Bruchzähigkeiten herzustellen, sollten für alle Proben einer Versuchsreihe (z. B. $N = 30$) die bruchauslösenden Stellen fraktografisch ermittelt werden. Dieses Vorgehen ist sehr aufwendig und zeitintensiv. Aus diesem Grund wurde zunächst überprüft, ob die zu erwartenden Ergebnisse überhaupt für eine FE-Simulation zu gebrauchen sind. Konkret stellt sich die Frage, ob durch die Einbringung einer Schwachstelle im FE-Modell vor der Anrissfront das aus den Experimenten bekannte Verhalten reproduziert werden kann. Die numerischen Simulationen dazu sind in Abs. 6.7.3 zu finden.

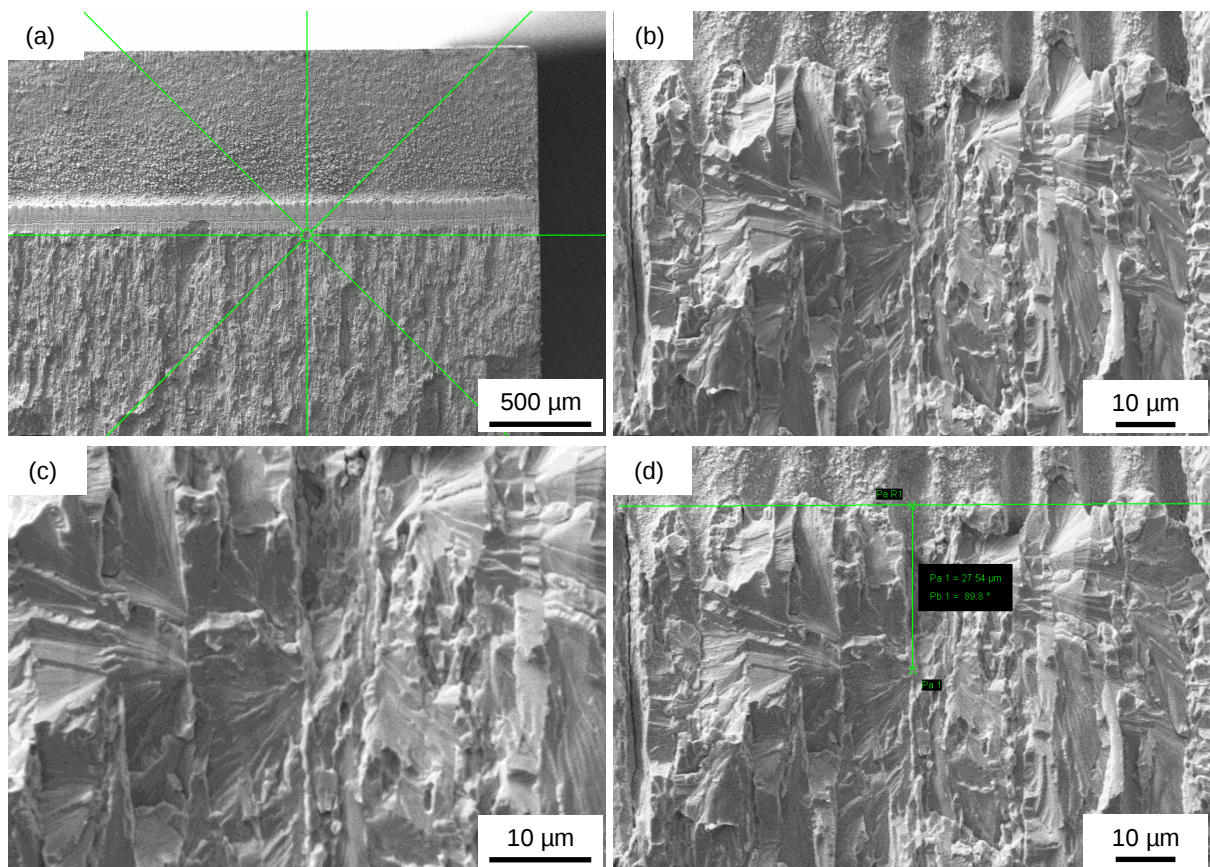


Abb. 6-48: Identifikation einer möglichen bruchauslösenden Stelle auf der Wolframspaltbruchfläche.
(a) Überblick (Vergrößerung: 100x), (b) Ermittlung einer möglichen bruchauslösenden Stelle (3000x),
(c) detaillierte Ansicht der Merkmale zur genaueren Untersuchung der möglichen bruchauslösenden Stelle (5000x) und (d) Messung des Abstands zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle (3000x).

6.6 Konzept 1

6.6.1 Simulationsmodell

6.6.1.1 Aufbau

Das mit ABAQUS erstellte Modell besteht aus vier Teilen. Zwei Rollen für die Halterung, eine sog. Finne für die Lastaufbringung sowie die angerissene Probe selbst. Die Rollen sind als starre Körper definiert und mit der Probenoberfläche durch den Kontaktinteraktionstyp Fläche-zu-Fläche verbunden. Die Eigenschaften der Kontakte wurde für tangenciales Verhalten als rau (*rough*) und für Verhalten in normaler Richtung als hart (*hard contact*) definiert. Die Finne ist das einzige Teil mit einem translatorischen Freiheitsgrad. Sie bewegt sich entlang der y-Achse (vertikale Richtung in Abb. 6-49). Die Drehbewegung (um die z-Achse) steht allen tragenden Teilen frei.

Die für das 2D-Simulationsmodell verwendeten Elemente sind lineare, quadratische Elemente mit 4 Knoten. Das FE-Modellnetz kann mit den genannten Elementen entweder im ebenen Dehnungszustand (CES4) oder im ebenen Spannungszustand (CPS4) erstellt werden. In dieses Modell ist der ebene Dehnungszustand implementiert. Zusätzlich wird die Dicke der Probe außerhalb der modellierten Ebene, die sog. *out-of-plane thickness*, gemäß der Breite der KLST-Probe auf 3 mm gesetzt. Im mittleren Teil des Probekörpers wird der Anriss von 1 mm mithilfe der Funktion *seam* eingebracht. An der Spitze des Anrisses und im Bereich des vordefinierte Rissverlauf, der Prozesszone, wird das Netz verfeinert. Die Prozesszone (Abb. 6-49) besteht sowohl aus Kontinuums- als auch aus dazwischenliegenden Kohäsivelementen. Zur Einbringung von Kohäsivelementen werden Kontinuumsselementen voneinander getrennt. Dazu werden Knoten, die sich Kontinuumsselemente bislang geteilt haben, verdoppelt. Damit liegen entlang der Trennstellen jeweils zwei Knoten übereinander, die allerdings keine Verbindung mehr zueinander haben. Die Kohäsivelemente werden in geeigneter Form mit diesen Knoten verbunden, sodass fortan wieder eine Verbindung zwischen den Kontinuumsselementen besteht, welche die Kohäsivelemente bilden (s. Abb. 6-49). Unter Belastung nehmen die ursprünglich eindimensionalen Kohäsivelemente zwischen den Kontinuumsselementen zunehmend eine flächige Form (2D) an. Mit zunehmender Belastung werden die Kohäsivelemente, beginnend am Anriss, immer stärker belastet, bis die einzelnen Kohäsivelemente nach und nach versagen und sich der Riss ausbreitet. Das Modell in Abb. 6-49 stellt eine transversale Kornorientierung (T-L Orientierung) dar. Da der Riss in dieser Orientierung nahezu gerade durch die Probe verläuft, ist hier keine breite Prozesszone mit mehreren nebeneinanderliegenden Reihen von Kontinuum- sowie Kohäsivelementen notwendig.

Für die Kohäsionszonenmodellierung wird das von Scheider [163] entwickelte Kohäsionselement als benutzerdefiniertes Element (UEL) in das FE-Simulationsmodell implementiert. Bei diesem Kohäsivelement gibt es drei Optionen für die Definition von Traktions-Separations-Gesetzen. Diese sind in Abs. 4.2.3.3 dargestellt. Standardmäßig werden TSL-Kurven durch Einstellen der Traktion (Kohäsivspannung, σ_{coh}) sowie der kritischen Separation δ_0 definiert. Im Falle der TSL nach Scheider [98] können weitere Trennungsparameter (δ_1 und δ_2) eingestellt werden, um den Kurvenverlauf zusätzlich zu verändern. Um sprödes Verhalten

nachzustellen werden δ_1 und δ_2 auf einen gleichen, sehr kleinen Wert von $0,001\delta_0$ gesetzt. Die Anwendbarkeit des 2D-Modells wurde durch die Simulation eines 3D-Modells bestätigt, wobei der Unterschied zwischen den jeweiligen Ergebnissen weniger als 4 % beträgt.

Die Materialdaten der Kontinuumselemente für die relevanten Temperaturen von RT bis 400 °C sind in Abschnitt 6.2 aufgeführt.

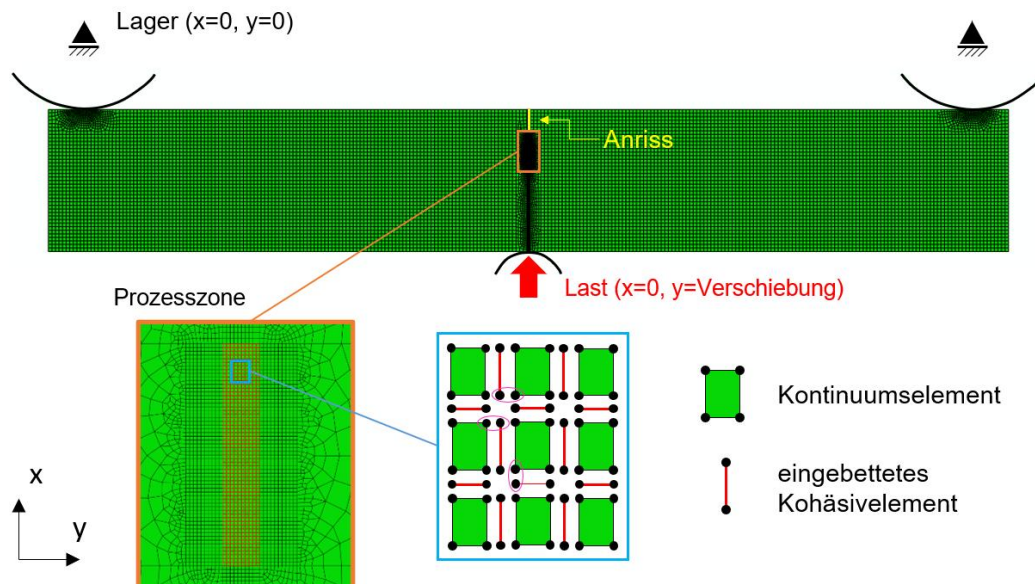


Abb. 6-49: FE-Modell eines Drei-Punkt-Biegeversuchs mit einer angerissenen KLST-Bruchmechanikprobe, ähnlich wie bei Mahler et al. [170]

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für Konzept 1 lediglich zweidimensionale FE-Simulationen der KLST-Probe durchgeführt. Dies ist ausreichend, um das Prinzip, also die mögliche Einbindung der Weibull-Parameter zur Streuung in das Kohäsivzonenmodell, zu testen. Die Verwendung von 3D-FE-Modellen wurde in Betracht gezogen und getestet. Allerdings ergeben sich nur kleine Unterschiede, numerisch bedingte Unterschiede zwischen den 2D- bzw. 3D-Modellen, welche wiederum keinen Einfluss auf die Streuung der Simulationsergebnisse relativ zueinander haben.

6.6.1.2 Konvergenzstudie zur Netzfeinheit

Eine Konvergenzstudie zur Netzfeinheit wurde durchgeführt. Dazu wurden eine ganze Reihe von FE-Modellen der KLST-Probe mit immer kleiner werdenden Kohäsivelementen simuliert. Eine Übersicht der Kraft-Verschiebungs-Kurven von Modellen mit Kohäsivelementgrößen zwischen $0,01 \times 0,01 \mu\text{m}^2$ und $0,001 \times 0,001 \mu\text{m}^2$ ist in Abb. 6-50 gegeben. Als Kohäsivspannung wird der in Abs. 6.3.4 bestimmte Wert von 1290,27 MPa eingesetzt. Für die Kohäsivenergie wird $0,2128 \text{ N/mm}$ verwendet (s. Abs. 6.6.1.4). Grundsätzlich weisen alle gezeigten Kurven eine große Ähnlichkeit auf und die Abweichungen befinden sich bereits bei unter 1 %. Modelle mit Kohäsivelementkantenlängen von $0,01 \mu\text{m}$, $0,0075 \mu\text{m}$ sowie $0,005 \mu\text{m}$ zeigen allerdings noch keinen glatten und einen leicht abweichenden Verlauf. Dies weist auf (kleine) Probleme während der Simulation hin. Ebenso lassen sich die Verluste der Struktursteifigkeit in den Kraft-Verschiebungs-Kurven der Simulationsergebnisse von Modellen mit $0,0075 \mu\text{m}$ und $0,005 \mu\text{m}$ langen Kohäsivelementen nur durch das Auftreten numerischer Artefakte erklären.

Bei einer Kantenlänge von $0,0025\ \mu\text{m}$ zeigt sich der erwartete Verlauf, auch wenn sich erst bei $0,001\ \mu\text{m}$ ein perfekt glatter Verlauf einstellt. Modelle mit einer Kohäsivelementgröße von $0,001 \times 0,001\ \mu\text{m}^2$ werden fortan für die Simulationen in der T-L Orientierung eingesetzt. Es sei darauf hingewiesen, dass sich die Kohäsivelementgröße lediglich aus Konvergenzgründen ergibt und keinerlei Zusammenhang mit der Korngröße oder anderen Gefügegrößen besteht.

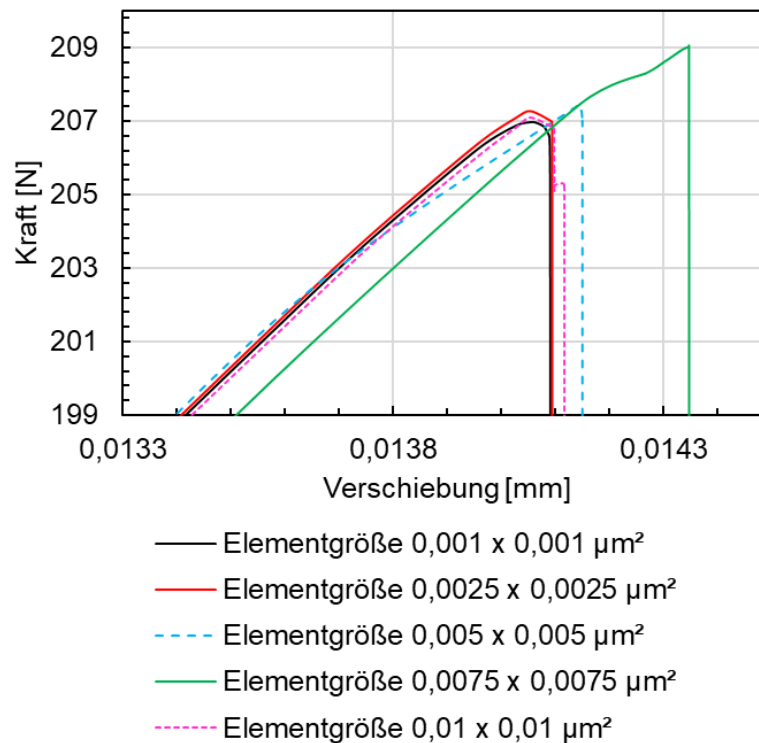


Abb. 6-50: Einfluss der Netzfeinheit auf die Ergebnisse von Bruchmechaniksimulationen

6.6.1.3 Einfluss des Kerbradius im Simulationsmodell

Das in Abschnitt 6.6.1.1 beschriebene FE-Modell besitzt an der Spitze des Anrisses einen sog. scharfen Anriss. Die Rissspitze weist also zu Beginn der Simulation keinen Radius auf. Bei lasergekerbten Proben, welche im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich verwendet wurden, entsteht ein Kerbgrund mit einem Radius von $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ (vgl. 5.2.1.2). Um den Einfluss eines Radius an der Spitze des Anrisses in der Simulation zu testen, wurden FE-Modelle mit Radien von $1\ \mu\text{m}$ und $2\ \mu\text{m}$ erstellt. Abb. 6-51 zeigt Kraft-Verschiebungs-Kurven als Ergebnis von Simulationen von Modellen mit scharfem Anriss sowie mit Kerbgrundradien von $1\ \mu\text{m}$ bzw. $2\ \mu\text{m}$. Dabei zeigt sich, dass die Ergebnisse keine relevante Abweichung zeigen und fortan praktisch jedes der drei Modelle verwendet werden kann.

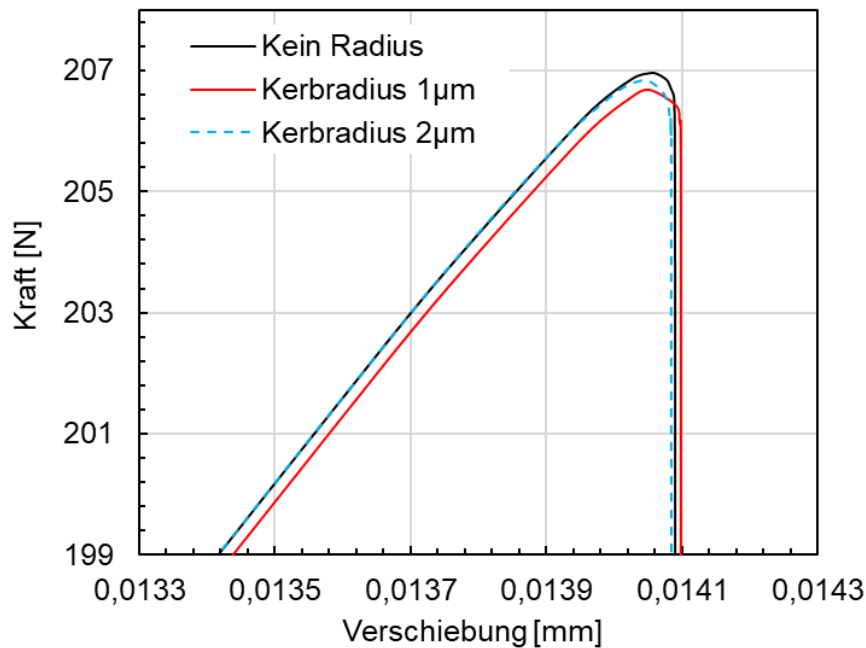


Abb. 6-51: Einfluss des Kerbradius

6.6.1.4 Übereinstimmung von Experiment und Simulation

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Wolframmaterial zeigt bei Raumtemperatur linear-elastisches bruchmechanisches Verhalten. Für diesen Fall kann die Energiefreisetzungsrate G nach Griffith mit der Kohäsivenergie Γ_{coh} für den ebenen Verzerrungszustand gleichgesetzt werden:

$$\Gamma_{coh} = G = \frac{K_I^2 * (1 - \nu^2)}{E} \quad (6-4)$$

Dabei werden Elastizitätsmodul und Querkontraktionszahl gemäß Tabelle 5-2 mit 397398 MPa und 0,28 gewählt. In Abschnitt 6.4.2.1 wird mit den Versuchsergebnissen von 30 lasergekerbten Proben eine Weibull-Verteilung mit einer Streuung von 34,669 bestimmt. Der Weibull-Skalenparameter K_0 dieser Verteilung von 9,586 MPa $\sqrt{m}$ wird in Formel 6-4 eingesetzt. Die Kohäsivenergie Γ_{coh} ergibt sich zu 0,2128 N/mm. Wird dieser Wert zusammen mit einer Kohäsivspannung σ_{coh} von 1290,27 MPa (vgl. Abs. 6.3.4) als Kohäsivzonenparameter eingesetzt, so ergibt sich die Kraft-Verschiebungs-Kurve „Simulationsergebnis“ in Abb. 6-52 mit einem maximalen Kraftwert von 206,84 N. Wird Formel 4-2 nach Kraft P_Q gelöst, errechnet sich allerdings ein theoretischer Wert von 217,35 N. Die Probenhöhe W entspricht 4 mm, die Probenbreite sowie die Nettoprobenbreite B und B_N entsprechen 3 mm, der Auflagerabstand beträgt 25 mm und der Geometriefaktor wird mit 1,339 bestimmt. Die theoretische Kraft-Verschiebungs-Kurve ist rotgestrichelt ebenfalls in Abb. 6-52 abgebildet.

Die Kohäsivenergie des Simulationsmodells von 0,2128 N/mm reicht folglich nicht aus, um den theoretischen Kraftwert von 217,35 N zu erreichen. Die Kohäsivenergie muss angepasst werden. Durch die Erhöhung der Kohäsivenergie auf 0,2362 N/mm wird eine max. Kraft von

217,38 N im Kraft-Verschiebungs-Diagramm erreicht. Dies entspricht in guter Näherung dem theoretischen Ergebnis. Die angepasste Kohäsivenergie kommt bei allen folgenden zweidimensionalen Simulationen zum Einsatz.

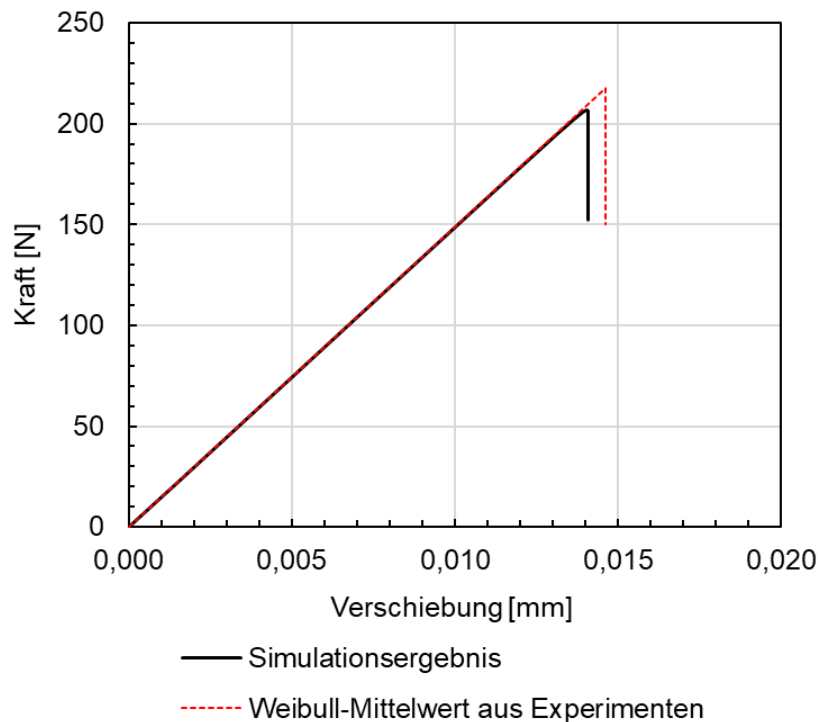


Abb. 6-52: Vergleich der Ergebnisse von Simulation und einer Kraft-Verschiebungs-Kurve, deren Kraft und Verschiebung sich aus dem Weibull-Mittelwert der Experimente ergibt

6.6.2 Probabilistische Analyse bei Raumtemperatur

Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 beschrieben, wird bei diesem Konzept eine Weibull-Verteilung mit den Versagensspannungen aus den Vier-Punkt-Biegeversuchen (Abs. 6.3) bestimmt. Der Wert des Weibull-Skalenparameters wird gleich der Kohäsivspannung des Kohäsivzonenmodells gesetzt. Im nächsten Schritt werden eine Reihe von Simulationen durchgeführt, wobei die Kohäsivspannung jeweils gemäß der Streuung (Weibull-Formparameter m) der Weibull-Verteilung verändert ist. Die Kohäsivenergie bleibt bei allen Simulationen gleich und hat den im vorhergehenden Abschnitt bestimmten Wert. Es entsteht eine Schar von simulativ erzeugten Kraft-Verschiebungs-Kurven in Abhängigkeit der Versagenswahrscheinlichkeiten. Dies ist in Abb. 6-53 beispielhaft dargestellt.

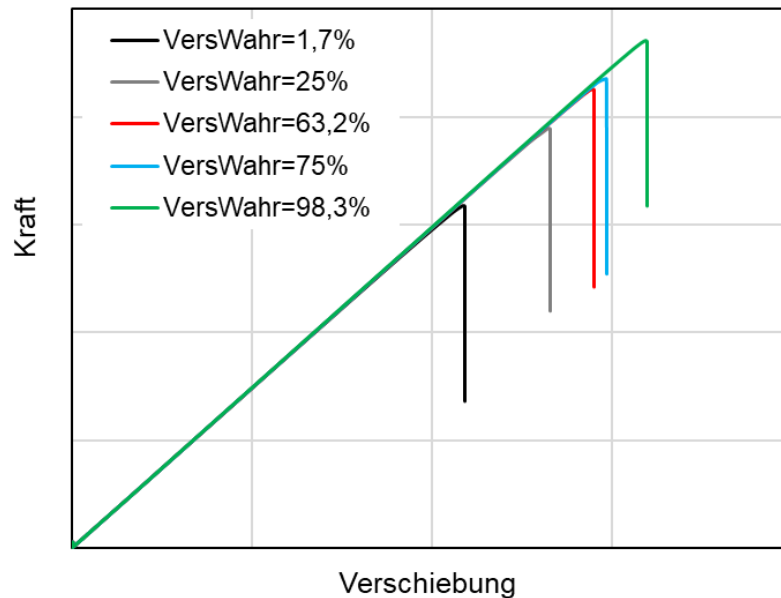


Abb. 6-53: Qualitative Darstellung der zu erwartenden Kraft-Verschiebungs-Kurven von Simulationen, in welche Werte für die Kohäsivspannungen entsprechend den Versagenswahrscheinlichkeiten (VersWahr) eingehen

Mit simulativ ermittelten maximalen Kraftwerten zum Zeitpunkt des linear-elastischen Versagens aus Abb. 6-53 lassen sich mithilfe von Formel 4-2 jeweils Bruchzähigkeiten in Abhängigkeit der Versagenswahrscheinlichkeit bestimmen. Wird dieses Vorgehen für verschiedene Temperaturen wiederholt, kann das Bruchzähigkeits-Temperatur-Versagenswahrscheinlichkeits-Diagramm aus Abb. 3-1 erstellt werden.

Es bleibt zu untersuchen, ob dieses Vorgehen zu sinnvollen Ergebnissen führt. Also ob die Streuung der Weibull-Verteilung aus den Versagensspannungen der Vier-Punkt-Biegeproben simulativ eingesetzt werden kann, um die Streuung aus Bruchmechanikversuchen zu imitieren. Dazu werden die Simulationsergebnisse bzw. die daraus resultierenden Bruchzähigkeiten mit den Ergebnissen von Bruchzähigkeiten, ermittelt aus Bruchmechanikversuchen (vgl. Abs. 6.4.2.1), verglichen. Die beiden Weibull-Verteilungen sind in Abb. 6-54 dargestellt. Es zeigt sich, dass die simulativ ermittelten Bruchzähigkeiten deutlich weniger streuen. Der Weibull-Formparameter m dieser Verteilung (schwarz) liegt bei 157,815. Zur Erinnerung, der Wert für die Streuung bei den experimentell bestimmten Bruchzähigkeiten an lasergekerbten Proben liegt bei 34,669.

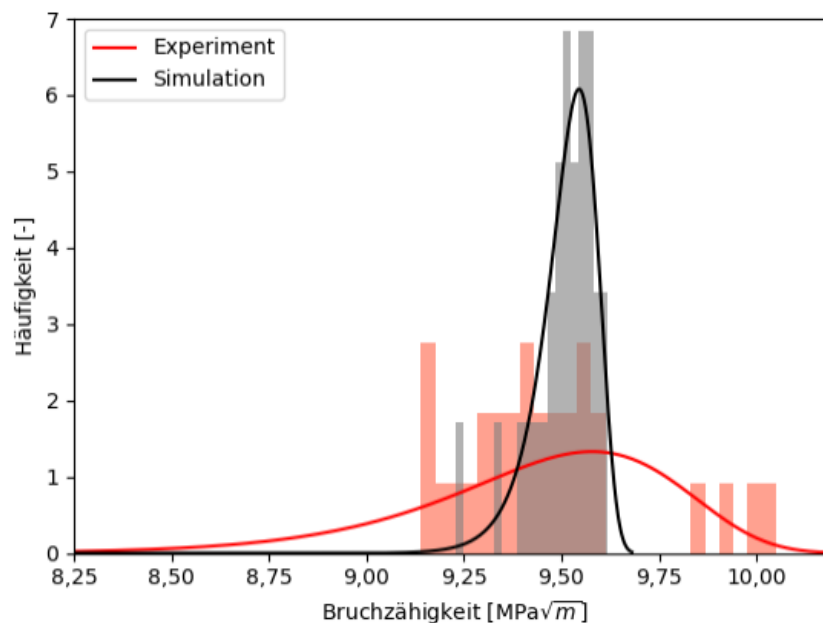


Abb. 6-54: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme der Bruchzähigkeiten aus Experimenten (rot, $m = 34,669$) mit lasergekerbten Proben sowie von Simulationen (schwarz, $m = 157,815$) bei Raumtemperatur. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

6.6.3 Einfluss der Kohäsivspannung

Im vorherigen Abschnitt zeigt sich eine sehr geringe Streuung der mithilfe von Simulationsergebnissen ermittelten Bruchzähigkeiten. Da sich die Simulationen nur durch jeweils anders gewählte Kohäsivspannungen unterscheiden, während die Kohäsivenergie gleichbleibt, soll der Einfluss der Änderung der Kohäsivspannung auf das Simulationsergebnis grundsätzlich untersucht werden. Der mögliche Einfluss der Kohäsivspannung auf die simulierten Bruchzähigkeiten ist in Abb. 6-55 zu sehen. Die Kohäsivenergie beträgt für alle Simulationen 0,2362 N/mm.

Die Kohäsivspannung wird zwischen 500 MPa und 10000 MPa variiert. Es zeigt sich ein schwer einzuordnender Verlauf der Bruchzähigkeit über der Kohäsivspannung. Es gibt zwischen 5000 – 10000 MPa einen Bereich, in dem die Bruchzähigkeit in linearer Abhängigkeit zur Kohäsivspannung steigt. Im Bereich von 2500 – 5000 MPa folgt auf den Anstieg der Kohäsivspannung fast kein Anstieg der Bruchzähigkeit. Im relevanten Bereich rund um den Spannungswert des Skalenparameters der Weibull-Verteilung von 1290,27 MPa (mittleres Kreuz in Abb. 6-55 (b)) zeigt sich ein weiteres problematisches Verhalten. Von 500 MPa kommend steigt zwar die Bruchzähigkeit auch zwischen der Kohäsivspannung von 739,63 MPa (linkes Kreuz), für eine kleine Versagenswahrscheinlichkeit von 1,7 %, und der von 1290,27 MPa bei 63,21 % weiter an, allerdings flacht dieser Anstieg im Bereich zwischen 1290,27 MPa und 1563,77 MPa (rechtes Kreuz), bei einer hohen Versagenswahrscheinlichkeit von 98,3 %, wieder ab.

Abb. 6-55 (c) zeigt 30 Simulationsergebnisse (blaue Punkte) von Modellen, bei denen mithilfe einer Schätzfunktion (s. Formel 4-26) für 30 Versagenswahrscheinlichkeiten mit Formel 4-21 jeweils Kohäsivspannungen (wobei: $\sigma_{Coh} = \sigma_{ref}$) bestimmt und eingesetzt wurden. Die Werte

der Weibull-Parameter sind $m = 7,307$ sowie $\sigma_0 = 1290,27$ MPa. Der Verlauf der Bruchzähigkeiten bei steigenden kumulativen Versagenswahrscheinlichkeiten entspricht dem Verlauf der Bruchzähigkeit in Abhängigkeit der Kohäsivspannung in Abb. 6-55 (b). Des Weiteren sind die Ergebnisse aus den Bruchmechanikversuchen (vgl. Abs. 6.4.2.1), über dieselbe Schätzfunktion aufgereiht, dargestellt. Es zeigt sich, dass die Simulationsergebnisse den Verlauf der Versuchsergebnisse nicht in ausreichender Weise, sprich weder deckungsgleich oder zumindest korrelierend, nachbilden können. Dies ist hauptsächlich auf das Kohäsivelement zurückzuführen, bei dem die steigende Kohäsivspannung vor allem im oberen Teil des für diese Arbeit relevanten Bereichs immer weniger Einfluss auf den Versagenseintritt hat. Die Kohäsivspannung und ihre Streuung reichen als alleinige Variable nicht aus, um damit die Bruchzähigkeit und deren Streuung hinreichend beschreiben zu können.

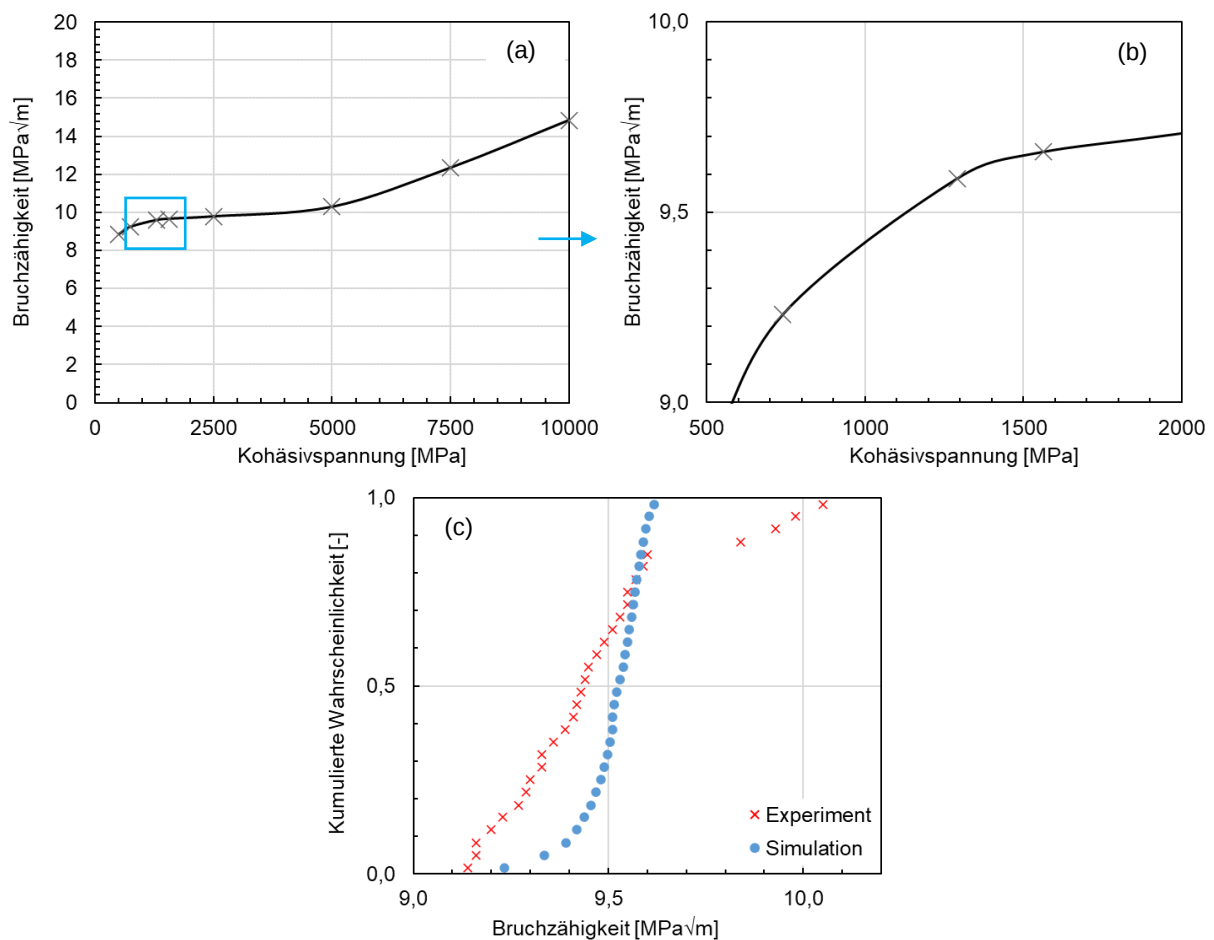


Abb. 6-55: Einfluss der Kohäsivspannungen in Simulationen auf die Bruchzähigkeiten der FE-Modelle

6.6.4 Probabilistische Analyse bei erhöhter Temperatur

Es wurde versucht, Konzept 1 zur probabilistischen Analyse bei erhöhten Temperaturen von 200 °C, 300 °C und 400 °C einzusetzen.

Aus der Beremin-Analyse für 200 °C ergab sich ein Formparameter m von 16,439 und ein Skalenparameter σ_u von 1016,21 MPa. Daraus lässt sich die Streuung der Kohäsivspannung für die folgenden 30 Simulationen ableiten. Als Schätzfunktion kommt Formel 4-26 zum

Einsatz. Daraus ergibt sich in Formel 4-21 eine Streuung der Kohäsivspannungen, die von 739,54 MPa (1,7 %) bis 1106,87 MPa (98,3 %) reicht. Der Bruchzähigkeitswert des Skalenparameters, bestimmt aus der kumulativen Weibull-Verteilung der Bruchzähigkeitsversuchen in Abs. 6.4.2.2 bei einer Versagenswahrscheinlichkeit von 63,21 %, beträgt 17,615 MPa $\sqrt{m}$. Aus dieser Bruchzähigkeit lässt sich mithilfe von Formel 4-2 der maximale Kraftwert zum Zeitpunkt des linear-elastischen Versagens der Probe zu 399,36 N sowie mit Formel 6-4 eine Kohäsivenergie von 0,7198 N/mm berechnen. Da eine Simulation mit der genannten Kohäsivenergie lediglich zu einer Versagenskraft von 356,12 N führt, muss eine Anpassung durchgeführt werden. Dabei kann entweder die Kohäsivspannung oder die -energie erhöht werden. Da die Kohäsivspannung im Vorgehen von Konzept 1 aus den Weibull/Beremin-Analysen übernommen wird, bleibt nur die Kohäsivenergie anzupassen. Dazu wird die Kohäsivenergie in mehreren Schritten auf einen Wert von 0,9361 N/mm erhöht und festgelegt.

Es wurden 30 Simulationen mit 30 unterschiedlichen, wie oben definierten, Kohäsivspannungen sowie mit der festgelegten Kohäsivenergie durchgeführt. Aus den Ergebnissen lässt sich allerdings kaum noch eine Streuung erkennen. Die Kohäsivenergie ist, im Vergleich zu Raumtemperatur, fast viermal so hoch. Gleichzeitig ist die Streuung der Kohäsivspannung ($m = 16,439$) deutlich geringer, sodass ihr Effekt auf die Streuung der Simulationsergebnisse marginalisiert wird. Dieses Vorgehen ist nicht geeignet, um die vergleichsweise große Streuung der Bruchzähigkeiten von Bruchmechanikproben bei 200 °C ($m = 5,193$) zu beschreiben.

Gleiches gilt für die Anwendung von Konzept 1 bei 300 °C und 400 °C.

6.6.5 Bruchmechaniksimulation in L-S Orientierung

Das Ziel der Bruchmechaniksimulation von Proben mit einer anderen Orientierung der Mikrostruktur als der im Rahmen dieser Arbeit üblicherweise verwendeten T-L Orientierung kann sein, die Übertragbarkeit der für die T-L Orientierung ermittelten Kohäsivzonenparameter, bzw. auch deren mögliche Streuung, zu prüfen. In diesem Zusammenhang ist die Frage zu klären, ob und wie Kohäsivzonenparameter orientierungsunabhängig bestimmt werden können. Dieser Frage haben sich auch schon Mahler et al. [170] gewidmet.

Mithilfe des FE-Modells einer Bruchmechanikprobe in L-S Orientierung unter der Verwendung der Kohäsivzonenparameter, welche für die T-L Orientierung bestimmt wurden, soll die orientierungsunabhängige Verwendung letzterer überprüft werden. Für den Vergleich bei Raumtemperatur werden die aus Abs. 6.6.1.4 bekannten Werte von 1290,27 MPa für die Kohäsivspannung und 0,2362 N/mm für die Kohäsivenergie eingesetzt. Um den Rechenaufwand des FE-Modells im Rahmen zu halten, werden Kontinuumsselemente der Größe 10 x 10 μm^2 verwendet. Entgegen der in Abs. 5.1.3 berechneten mittleren Korngröße des Materials von ungefähr 28 x 280 μm^2 als Äquivalent, wird die Korngröße im L-S orientierten FE-Modell auf 10 x 100 μm^2 festgelegt. Dementsprechend sind im in Abb. 6-56 dargestellten FE-Modell jeweils zehn Kontinuumsselemente in horizontaler Richtung untrennbar miteinander verbunden, während nach jedem zehnten Kontinuumsselement ein vertikal platziertes Kohäsivelement die Körner trennt. In vertikaler Richtung sind zwischen allen Kontinuumsselementen horizontal orientierte Kohäsivelemente platziert. Dies führt zu dem aus den Experimenten bekannten, terrassenartigen Bruchbild (vgl. Abs. 6.1.4). Ebenfalls aus den Experimenten bekannt ist, dass

sich auf beiden Seiten der (Laser-)Kerbe Risse bilden und ausbreiten, weshalb das FE-Modell symmetrisch zur y-Achse angelegt ist.

Das Aspektverhältnis der mittleren Gefügekorngröße von beinahe 1:10 (vgl. Abs. 5.1.3) spiegelt sich als zentrale Eigenschaft im FE-Modell wider. Passend dazu werden mithilfe von Abb. 6-57 die Abmaße der Rissausbreitungen zweier Bruchmechanikproben nach Versuchsende bestimmt. Das Verhältnis in Abb. 6-57 (a) ergibt sich aus der gemessenen Länge in horizontaler Richtung von 2,625 sowie der gemessenen Länge in vertikaler Richtung von 0,543 zu ca. 4,83. Das in Abb. 6-57 (b) auf selbe Weise ermittelte Verhältnis beträgt ca. 4,17. Beide Verhältnisse sind in unmittelbarer Nähe eines aufgrund des Aspektverhältnisses der Gefügekörner (1:10) erwarteten Wertes von knapp unter 5, der sich daraus ergibt, dass sich übereinanderliegende Körner zur Hälfte überlappen und die Ausbreitung spiegelsymmetrisch stattfindet.

Obwohl die Rissausbreitung mit einem Winkel von ca. 70° - 75° (vgl. Abb. 6-57) in einer annähernd horizontalen Richtung zum senkrechten Anriss verläuft, was auf eine Rissöffnungsmod II typische Gleitverschiebung hindeuten könnte, so ist es doch so, dass die Rissausbreitung maßgeblich von der anisotropen Gefügestruktur beeinflusst wird. Die Korngrenzen der in Längsrichtung langgezogenen Gefügekörner bilden die energetisch bevorzugten Rissausbreitungspfade, welche durch die lokale Spannungsverteilung bestimmt werden und in vergleichbarer Weise, wie bei der senkrechten Rissausbreitung in der T-L Orientierung, vom Rissöffnungsmod I dominiert werden. Zwar ist die durch die Anisotropiebedingte Ablenkung der Risse entstehende Schubspannung in der L-S Orientierung höher als in der von T-L, sodass auch der Anteil von Mode II leicht erhöht ist, allerdings soll die Übertragbarkeit der Kohäsivzonenparameterwerte weiterhin basierend auf denen in nahezu reinem Mode I bestimmten Werten überprüft werden.

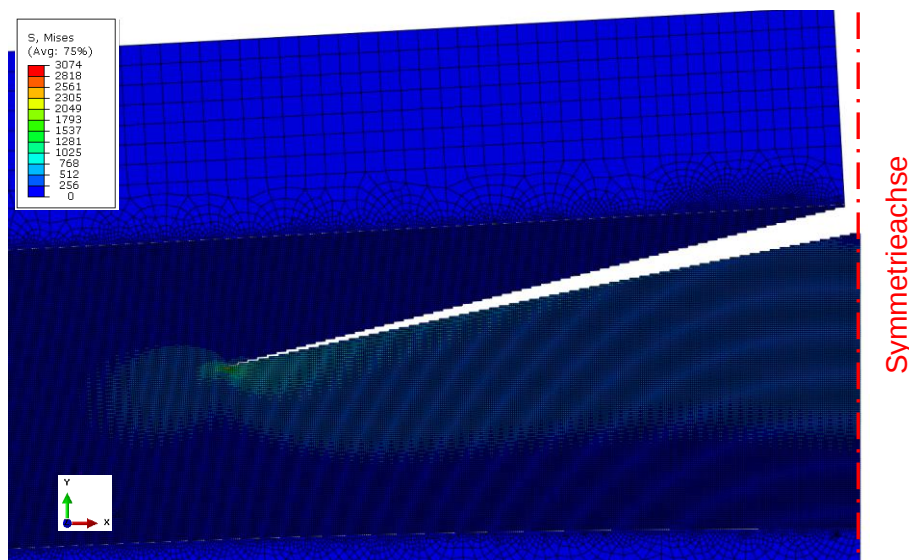


Abb. 6-56: Zweidimensionales FE-Halbmodell einer Bruchmechanikprobe in L-S Orientierung

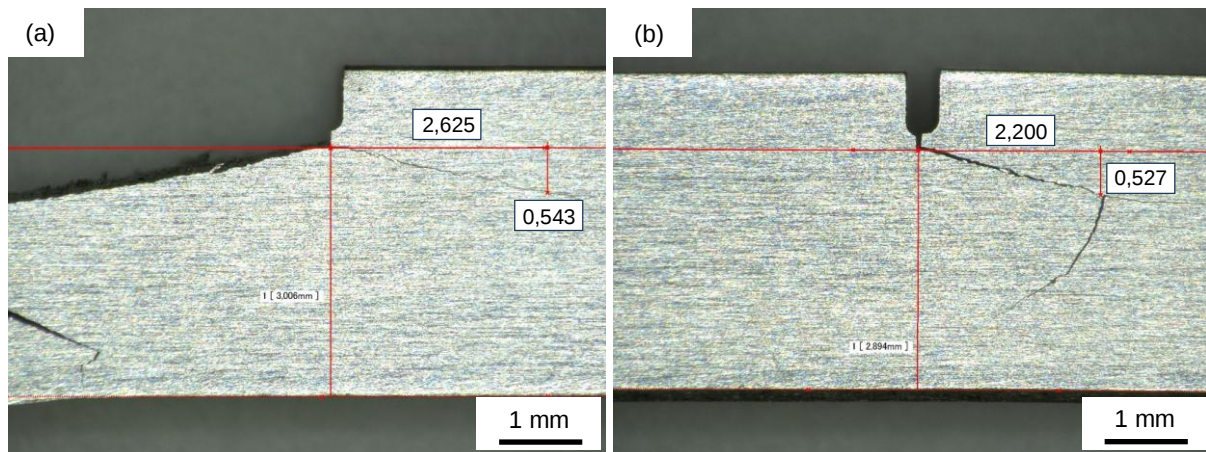


Abb. 6-57: Maße der Rissausbreitung in horizontaler und vertikaler Richtung für zwei Bruchmechanikproben (a) und (b) in L-S Orientierung bei Raumtemperatur

Die Kraft-Verschiebungs-Kurve ist als Ergebnis der Simulation des in Abb. 6-56 dargestellten FE-Modells in Abb. 6-58 gemeinsam mit einer experimentellen Kurve abgebildet. Es ist zu sehen, dass die simulierte Kurve bis zu ihrem Maximalpunkt bei ungefähr 450 N linear verläuft und anschließend abfällt. In der Folge weist die Kurve in der Übersicht einen schwach abfallenden Verlauf auf, während bei näherer Betrachtung eine Vielzahl feiner Zacken sichtbar werden. Diese Zacken entstehen, wenn das Ende eines Korns, bestehend aus 10 Kontinuumselementen, erreicht wurde und der Rissfortschritt das dort platzierte, vertikal gerichtete Kohäsivelement eliminiert, um anschließend die nächstuntere Ebene zu erreichen.

Der Maximalpunkt der Kraft-Verschiebungs-Kurve aus der Simulation sowie der Bereich der experimentellen Kurve, in welchem der lineare Verlauf in einen nichtlinearen übergeht, liegen nahe beieinander. Dies spricht dafür, dass das FE-Modell das Experiment bis zu diesem Punkt beschreiben kann. In der Folge laufen die Kurven deutlich auseinander. Dies geschieht, da der nichtlineare Verlauf der experimentellen Kraft-Verschiebungs-Kurve, wie in Abs. 6.1.4 beschrieben, maßgeblich auf Rissüberbrückungen und daraus resultierende Reibungseffekte zurückzuführen ist. Diese Effekte können vom FE-Modell in seiner jetzigen Form nicht adäquat berücksichtigt werden.

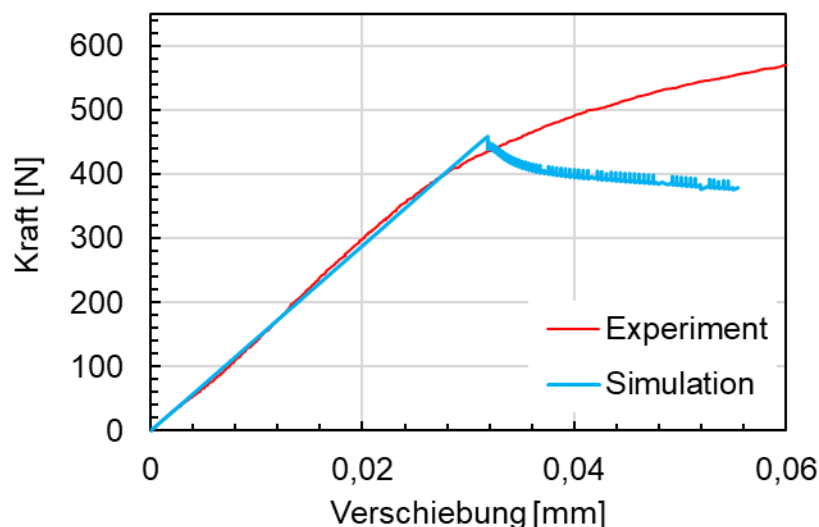


Abb. 6-58: Kraft-Verschiebungs-Kurven aus Experiment und Simulation von Bruchmechanikproben in L-S Orientierung

6.6.6 Zusammenfassende Diskussion

Konzept 1 war für keine der Temperaturen, auf die es angewendet wurde, in der Lage, die reale Streuung der Bruchzähigkeitswerte von Wolframproben zufriedenstellend nachzubilden. Dies wäre allerdings notwendig gewesen, um anschließend weitergehende Erkenntnisse ableiten zu können und weitere Schritt im Vorgehen von Konzept 1 durchzuführen.

Das Ziel dieses Konzepts war herauszufinden, ob es möglich ist, mithilfe der Kohäsivzonenmodellierung von der Streuung der Versagensspannungen von Vier-Punkt-Biegeproben auf die Streuung der Bruchzähigkeiten von Bruchmechanikproben zu schließen. Im Laufe der Simulationen hat sich gezeigt, dass die Kohäsivspannung gegenüber der Kohäsivenergie deutlich weniger Einfluss auf das Versagenverhalten der Kohäsivzone hat. Das Konzept zielte aber darauf ab, allein die Streuung der Spannung einfließen zu lassen. Die Kohäsivenergie nicht auch einer Streuung zu unterliegen und sie stattdessen konstant zu halten, resultierte folglich in einer sehr schmalen Streuung der Simulationsergebnisse. Wird eine Bruchzähigkeit aus einer Verteilung mit zu schmaler Streuung (schmäler als in Realität) herangezogen, bedeutet dies eine mögliche Überschätzung und somit eine nicht-konservative Auslegung gegen sprödes Versagen. Dies muss in jedem Fall vermieden werden. An den zu schmalen Streuungen der Simulationsergebnisse ändert sich auch durch die Verwendung von dreidimensionalen FE-Modellen in Konzept 1 nicht maßgeblich etwas. Diese Limitationen bilden den Ansatz für das im nächsten Abschnitt diskutierte Konzept 2.

6.7 Konzept 2

6.7.1 Simulationsmodell

6.7.1.1 Aufbau

Für Konzept 2 wird ein 3D-Simulationsmodell eines Bruchmechanikversuchs mit einer KLST-Probe mit scharfem Anriss eingesetzt. Es handelt sich um einen Drei-Punkt-Biegeversuch, sodass das Modell aus Probe, Finne und Auflagerrollen besteht. Durch die Ausnutzung von Symmetrien sieht das Modell wie in Abb. 6-59 dargestellt aus. Zum einen besteht eine Symmetrie bezüglich der (An-)Rissebene der Probe, welche in x-Richtung zur Reduktion des Modells ausgenutzt werden kann. Zum anderen kann die Symmetrie in z-Richtung, also in Dickenrichtung der Probe, ausgenutzt werden. Somit ergibt sich ein Viertelmodell.

Die Reduktion führt dazu, dass nur noch eine Auflagerrolle benötigt wird. Die Auflagerrolle sowie die Finne werden nur als Kontur modelliert und als Starrkörper (*rigid body*) definiert. Der Mittelpunkt des modellierten Kreisabschnitts bildet einen sogenannten Referenzpunkt. Über diesen Referenzpunkt werden die Freiheitsgrade der Auflagerrolle gesteuert. Die Fixierung am Referenzpunkt betrifft die x-, y- und z-Richtung sowie die Rotation um die x- und y-Achse. Um das Abrollen der Auflagerrolle nachzuempfinden, bleibt die Rotation um die z-Achse frei. Auflagerrolle und Finne sind mit der Probenoberfläche durch den Kontaktinteraktionstyp Fläche-zu-Fläche verbunden. Die Eigenschaften der Kontakte wurde für tangenciales Verhalten mit Reibung beaufschlagt und für Verhalten in normale Richtung als hart (*hard contact*) definiert. Um die Verschiebung der Finne während der Simulation zu ermöglichen, wird die Bewegung ihres Referenzpunktes in y-Richtung freigegeben und in Form einer linearen Rampe aufgebracht.

Die Symmetrie in der Anrissebene der Probe würde ohne Kohäsivzone durch die Bewegungseinschränkung der anliegenden Knoten der Kontinuumsэлеmente in x-Richtung sowie der Rotation um die y- bzw. z-Achse realisiert werden. Da an dieser Stelle aber die Kohäsivelemente liegen sollen, werden die Knoten der Kontinuumsэлеmente mit der einen Seite der Kohäsivelemente verbunden. Die andere Seite der Kohäsivelemente, bzw. deren Knoten auf dieser Seite, werden mithilfe einer Gleichgewichtsfunktion (*equation*), entsprechend Abb. 4-11, von ihren jeweils gegenüberliegenden Kohäsivelementknoten abhängig gemacht. Die Abhängigkeit erstreckt sich dabei auf die x- und y-Richtung. Die Ausnutzung der Symmetrie in FE-Modellen bei der Verwendung der Kohäsivzone in der Symmetrieebene kann bei Brocks et al. [173] weitergehend studiert werden. Mahler [140] weist mithilfe von einfachen Beispielmодellen nach, dass die beschriebene Ausnutzung der Symmetrie und die damit einhergehende Modellreduktion sowie die Verwendung der Funktion „Equation“ möglich sind.

Das reduzierte Modell der KLST-Probe besteht aus einem strukturierten Netz von quaderförmigen 3D-Elementen mit jeweils acht Knoten und Integrationspunkten (C8D8) sowie einer linearen Ansatzfunktion. Die Anzahl der Kontinuumsэлеmente nimmt in Richtung der (An-)Rissebene zu. Dies ist notwendig, um in dieser Ebene anschließend eine ausreichend große Zahl von Kohäsivelementen platzieren zu können. Als Kohäsivelemente werden die nach Scheider (vgl. Abs. 4.2.3.4) implementierten verwendet. Die (An-)Rissebene setzt sich aus dem 1 mm tiefen Anriss, einer 0,5 mm tiefen Kohäsivzone, sowie dem Restabschnitt, welcher aus mit

Symmetriebedingung in x-Richtung beaufschlagten Kontinuumselementen besteht, zusammen. Der Anriss entsteht dadurch, dass in diesem Bereich keine Symmetriebedingung definiert wird. Die Modellierung einer Kerbe, wie sie die experimentellen Proben haben, ist nicht notwendig. Die Größe der Kohäsivzone ist ihren Anforderungen entsprechend dimensioniert. Eine Kohäsivzone, welche sich über die gesamte Rissebene (ohne Anriss) erstreckt, ist für die im Rahmen dieser Arbeit zu erwartenden Rissvorgänge nicht erforderlich und würde den rechnerischen Aufwand unnötig erhöhen. Die Größe der Kohäsivelemente wurde in der Größenordnung von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ gewählt. Damit erstrecken sich über die Breite des Viertelmodells von 1,5 mm ganze 150 Kohäsivelemente und über die Tiefe von 0,5 mm 50 Kohäsivelemente. Dies führt zu einer Gesamtzahl von 7500 Elementen in der Kohäsivzone.

Die Materialdaten der Kontinuumselemente für die relevanten Temperaturen von RT bis 400°C sind in Abschnitt 6.2 aufgeführt.

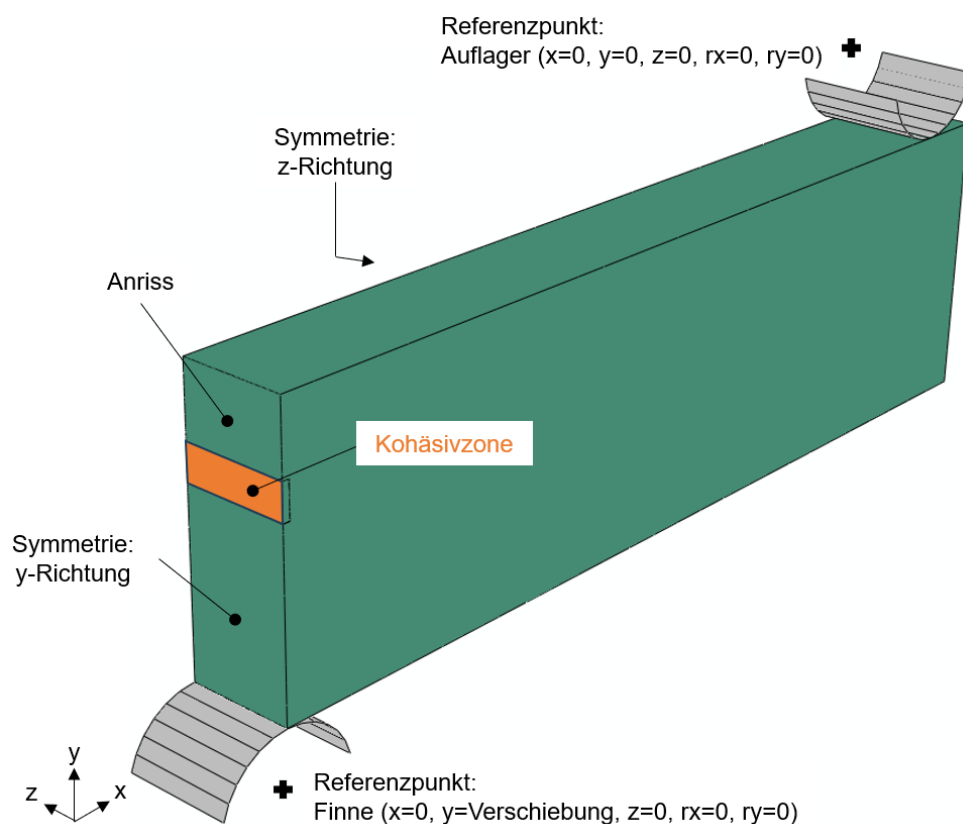


Abb. 6-59: FE-Viertelmodell einer KLST-Bruchmechanikprobe

6.7.1.2 Festlegung des Traktions-Separations-Gesetzes

Die Festlegung der Form des Traktions-Separations-Gesetzes (TSL) ist neben der Bestimmung der Parameter der wichtigste Teil beim Einsatz des Kohäsivzonenmodells. In Abs. 4.2.3.3 werden einige, mögliche Formen von TSLs gezeigt. Die Verwendung des Kohäsivelements von Scheider [107] ermöglicht es, das Scheider-TSL zu verwenden, bei dem über zwei weitere Parameter, δ_1 und δ_2 , das Materialverhalten der Kohäsivzone vorgegeben werden kann. Eine TSL, bei der die Kohäsivspannung über einen längeren Bereich konstant bleibt (s. Abb. 6-60 (a)), wird in der Regel bei duktilem Rissfortschritt eingesetzt [200, 201]. Eine TSL,

ähnlich wie in Abb. 6-60 (b), bei der δ_1 und δ_2 entweder sehr nahe beieinanderliegen oder sogar den gleichen, im Vergleich zur Separation δ_0 sehr kleinen, Wert haben, wird in der Regel bei sprödem Rissfortschritt angewendet [96, 169, 172, 202].

Kabir [130] hat trotz der allgemein etablierten Anwendungsfälle der beiden in Abb. 6-60 dargestellten TSLs mit den dort gezeigten Werten für δ_1 und δ_2 Simulationen durchgeführt. Aufgrund ihrer Erscheinungsform wird die linke TSL in Abb. 6-60 als rechteckig (*rectangular*, kurz: Rect) und die rechte TSL als dreieckig (*triangular*, kurz: Tria) bezeichnet. Es stellte sich heraus, dass die Simulationsmodelle mit den jeweiligen TSLs zu Kraft-Verschiebungs-Kurven führen, die auf sprödes Versagen hinweisen, sprich die Kraft steigt linear an, bevor sie plötzlich stark abfällt. Allerdings unterscheiden sich die beiden TSLs in ihrem Verhalten kurz vor Eintreten des katastrophalen Versagens. Während die Simulation mit der Rect-TSL bis zum Schluss linear auf die Kraftspitze zuläuft, zeigt sich bei der Verwendung der Tria-TSL bereits vor Erreichen der Kraftspitze nichtlineares Verhalten. Das Verhalten wird damit erklärt, dass bei der Rect-TSL durch den konstanten Bereich maximaler Kohäsivspannung zeitweise mehrere Kohäsivelemente gleichzeitig der Separation entgegenhalten und sich eine hohe Traktion über einen längeren Bereich vor dem Riss aufbaut. Dies führt zum Erreichen höherer Kraftwerte, anschließend aber auch zu einem abrupten Abfallen der Kraftkurve. Bei der Tria-TSL hingegen erreichen die Kohäsivelemente entlang der Kohäsivzone vor der Risspitze allmählich ihr Kohäsivspannungsmaximum und halten dieses dann auch nur für einen vergleichsweise kurzen Moment.

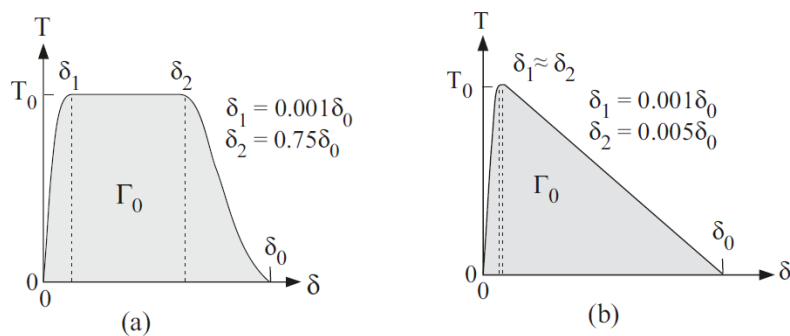


Abb. 6-60: Zwei verschiedene Formen von Traktions-Separations-Gesetzen. (a) Die rechteckige Form, auch Rect(angular) genannt sowie (b) die dreieckige Form, auch Tria(angular) genannt [130]

Im Rahmen dieser Arbeit wurden beide TSL-Formen studiert. Es zeigte sich der oben beschriebene Unterschied zwischen dem Verhalten der Simulationsmodelle mit Rect- bzw. Tria-TSL. In Abb. 6-61 sind die Kraft-Verschiebungs-Kurven von Simulationsmodellen mit jeweils einer der beiden TSL-Formen dargestellt. Die Kohäsivspannung sowie -energie wurden für beide Modelle gleich gewählt und entsprechen dem Versagen einer Probe bei 200 °C. Die Parameter δ_1 und δ_2 wurden gemäß Abb. 6-60 gewählt. Beim Vergleich der vorliegenden simulativ bestimmten Kraft-Verschiebungs-Kurven mit der Auswahl an experimentellen Kurven in Abb. 6-29 ist zu erkennen, dass die Rect-TSL den Kraftverlauf bis zur Kraftspitze sowie den anschließenden Kraftabfall bei Versagenseintritt wesentlich besser nachahmen kann. Es wird fortan die Rect-TSL verwendet.

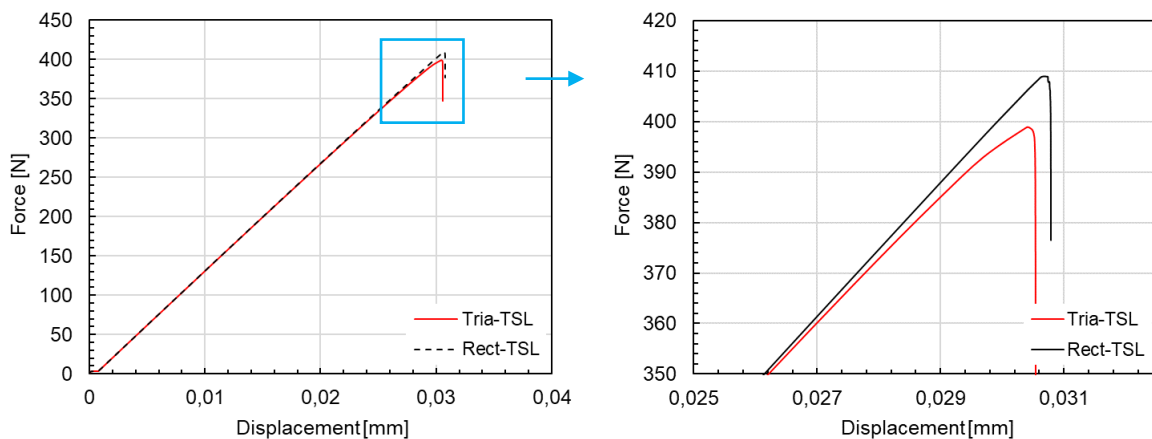


Abb. 6-61: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Simulationen mit Rect- bzw. Tria-TSL

6.7.1.3 Konvergenzstudie zur Netzfeinheit

Für das in Abs 6.7.1.1 beschriebene Simulationsmodell mit Kohäsivelementen der Größe $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ muss nachgewiesen werden, dass eine weitere Verringerung der Größe der Kohäsivelemente keinen Einfluss mehr auf das Ergebnis hat. Dass also dieses sowie alle anderen, möglichen Modelle mit kleineren Kohäsivelementen zu einer gleichen Kraft-Verschiebungs-Kurve führen. Dazu wurden zusätzlich Modelle mit den Kohäsivelementgrößen $5 \times 5 \mu\text{m}^2$, $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ sowie $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ erstellt und simuliert. Für das Separationsgesetz wurde die Rect-Form (vgl. Abs. 6.7.1.2) mit $\delta_1 = 0,001\delta_0$ und $\delta_2 = 0,75\delta_0$ verwendet, wobei δ_0 gemäß Formel (4-43) mithilfe von Kohäsivspannung und -energie bestimmt wird. Die Kohäsivspannung wurde mit 1297,27 MPa gewählt. Die aus den Versuchen an lasergekerbten Bruchmechanikproben ermittelbare Kohäsivenergie nach Formel 6-4 (s. Abs. 6.6.1.4) ergibt 0,2128 N/mm. Um allerdings mit dem dreidimensionalen $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Modell eine maximale Kraft bei Versagen von 217,35 N zu erreichen, muss die Kohäsivenergie leicht angepasst werden. Mit einer Kohäsivenergie von 0,2198 N/mm kann eine akzeptable maximale Kraft von 217,34 N erreicht werden. Aus dem relativ geringen Unterschied zwischen der analytisch berechneten, theoretischen Kohäsivenergie von 0,2128 N/mm und der simulativ angepassten Kohäsivenergie von 0,2198 N/mm lässt sich bereits ablesen, dass eine Kohäsivzone mit $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ großen Elementen kaum noch einen Einfluss der Netzfeinheit besitzen kann. Ein Einfluss kann hinsichtlich der Kraft-Verschiebungs-Kurven von Modellen mit Kohäsivelementen der Größe $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ sowie $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ in Abb. 6-62 final ausgeschlossen werden. Das exakte Übereinanderliegen der genannten Kurven bestätigt eine einsetzende Konvergenz der Ergebnisse beginnend von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Kohäsivelementen hin zu Modellen mit kleineren Kohäsivelementen. Modelle mit Kohäsivelementen der Größe $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ werden fortan für alle dreidimensionalen Simulationen eingesetzt.

Ein interessanter Aspekt ist hierbei, dass bereits die Verwendung von Kohäsivelementen der Größe $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ zu einem überhöhten, von einem zu groben FE-Netz beeinflussten, Ergebnis führt. Die türkise, gestrichelte Linie in Abb. 6-62 erreicht den Punkt der maximalen Kraft bei etwa 227,72 N.

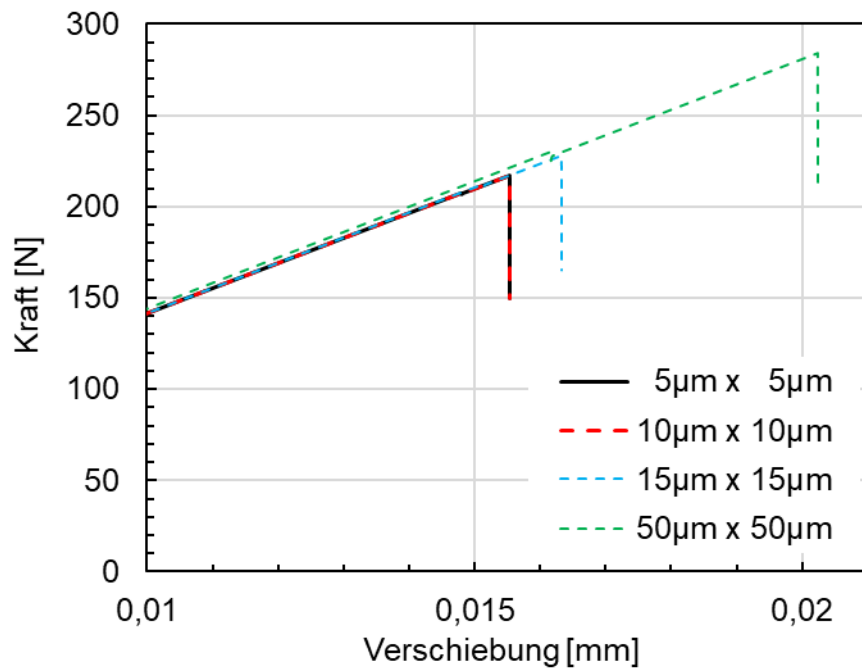


Abb. 6-62: Einfluss der Netzfeinheit auf die Ergebnisse von dreidimensionalen Bruchmechaniksimulationen

Abb. 6-63 zeigt die Rissfront in der Kohäsivzone im Verlauf einer Simulation anhand der Darstellung der Spannungskomponente in normaler Richtung zur Bruchfläche. Für das Simulationsmodell wurde die oben definierte Elementgröße von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ verwendet. Die Form sowie der Verlauf der Rissfront entsprechen den Erwartungen an das Simulationsmodell, was als weitere Verifikation der verwendeten Elementgröße gewertet werden kann.

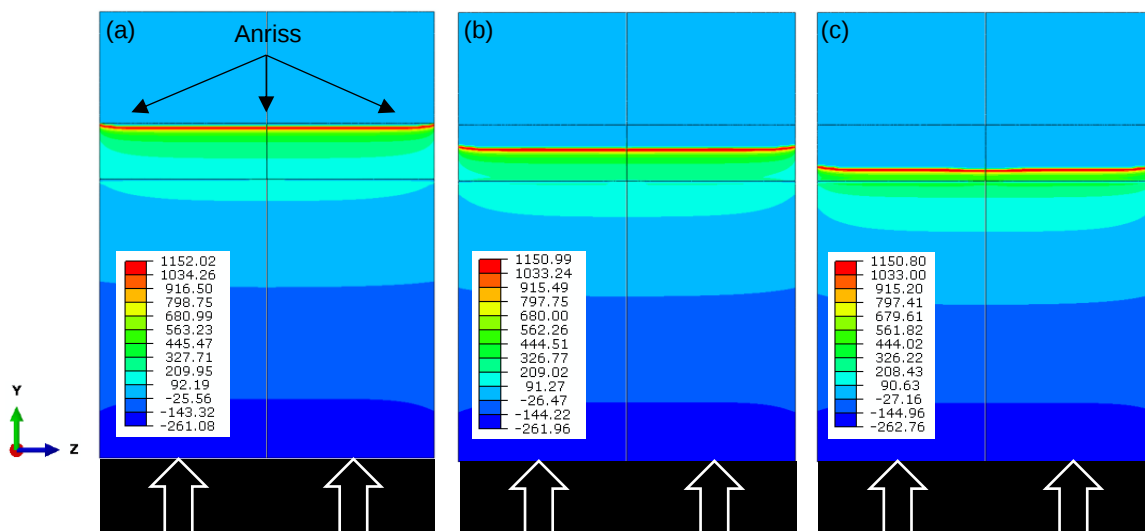


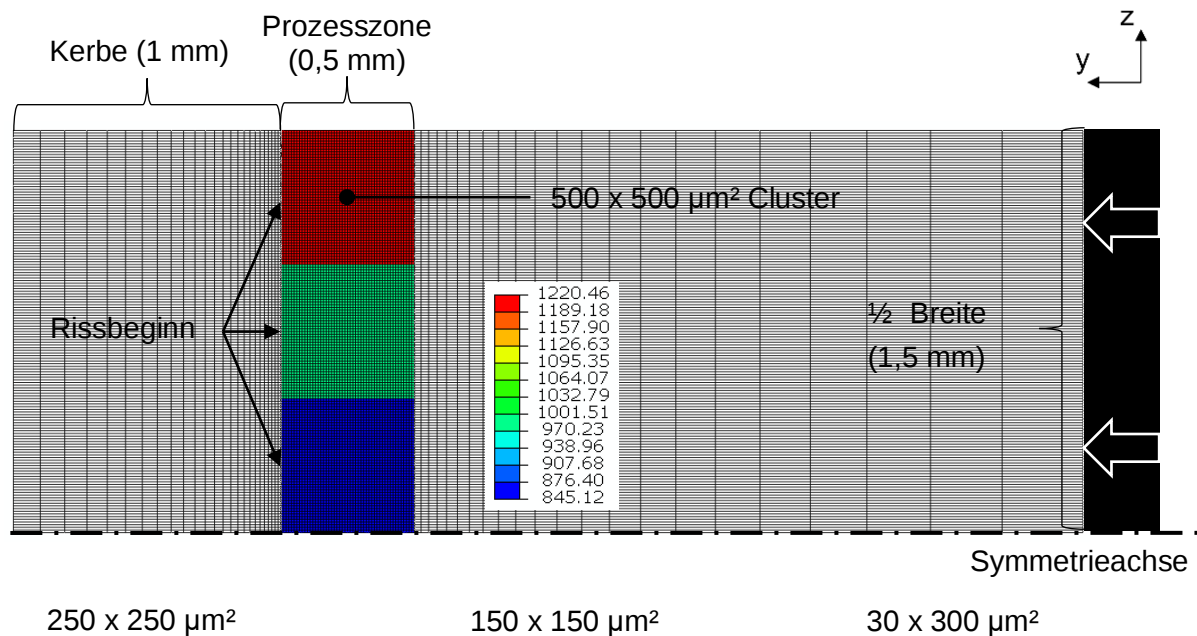
Abb. 6-63: Spannungsverteilung der Spannungskomponente in normaler Richtung zur Bruchflächenebene während des Rissfortschritts in der Simulation einer KLST-Bruchmechanikprobe: (a) bei Inkrement 10, (b) bei Inkrement 3000 und (c) bei Inkrement 5500. Das simulierte Viertelmodell aus Abb. 6-59 wurde hier aus Gründen der Darstellung in ABAQUS gespiegelt.

6.7.2 Analyse der probabilistischen Simulationen

Die probabilistische Analyse einer Bruchfläche mit simulativen Mitteln ist eine multidimensionale Herausforderung. Selbst nachdem im 3D-FE-Simulationsmodell bereits die Größe der Kohäsivelemente in der Bruchfläche (s. Abs. 6.6.1.3) sowie die Form der TSL (s. Abs. 6.6.1.2) festgelegt wurden, bleiben immer noch Variablen offen:

Cluster

Es stellt sich die Frage, welche Größe und welche Form die Cluster aus mehreren Kohäsivelementen haben sollen. Dabei gibt es zwei Ansätze. Zum einen die willkürliche Wahl von Größe und Form. Dabei wurden bspw. $150 \times 150 \mu\text{m}^2$, $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ oder $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ große, quadratische Cluster gewählt. Zum anderen wurde ein Cluster erzeugt, das sich an der durchschnittlichen Gefügekorngroße und -form des Wolframmaterials in der T-L Orientierung bezieht. Dabei kommen in Rissfortschrittsrichtung langgezogene Cluster der Größe $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ zum Einsatz. Diese Clustergröße leitet sich aus der in Abs. 5.1.3 berichteten, mittleren Korngröße ab. Das Cluster wird als rechteckig angenommen, weshalb der Flächeninhalt des Kreises mit äquivalentem, mittlerem Radius in eine Rechteckfläche der Länge $\sim 280 \mu\text{m}$ und Breite $\sim 28 \mu\text{m}$ überführt wird. Hierbei bleibt das Aspektverhältnis von ~ 10 erhalten. Da die Größe der Kohäsivelemente auf $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ festgelegt wurde, ist die Wahl einer Clustergröße von $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ die naheliegendste Option.



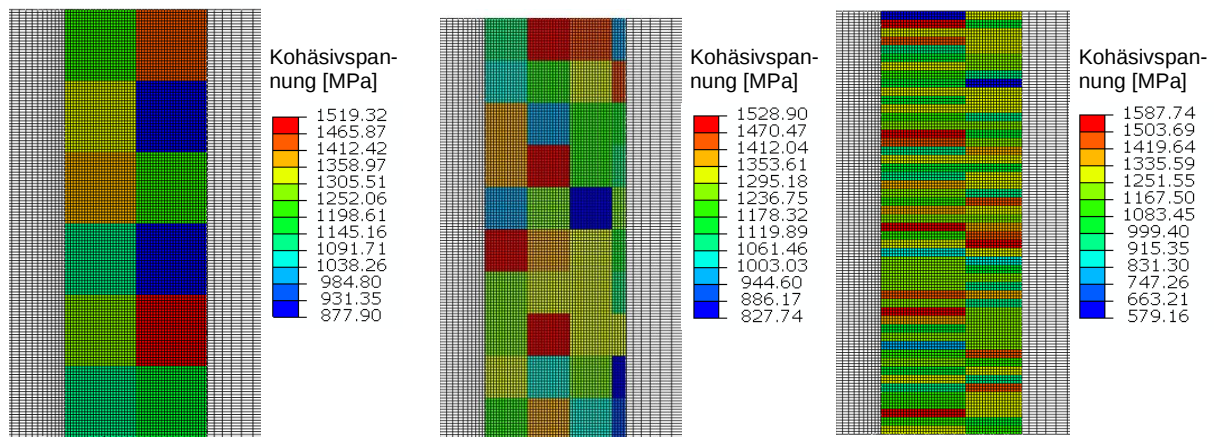


Abb. 6-64: Unterschiedliche Clustergrößen und die jeweiligen Kohäsivspannungen der einzelnen Cluster

Starke/schwache Kohäsivelemente bzw. Cluster

Eine weitere Frage stellt sich bezüglich der Verteilung von Werten für die Kohäsivzonenparameter auf die Kohäsivelemente bzw. Cluster. Auch hier gibt es zwei Ansätze. Zum einen gibt es die Möglichkeit Kohäsivspannung und -energie vollkommen zufällig über die Kohäsivelemente bzw. Cluster zu verteilen. Es können dabei Elemente mit bspw. hoher Kohäsivspannung aber niedriger Kohäsivenergie entstehen. Die Alternative ist die Ordnung der Werte für die beiden Kohäsivzonenparameter der Größe nach sowie die anschließende Zuordnung auf Kohäsivelemente bzw. Cluster. Damit entstehen Elemente (bzw. Cluster) hoher Kohäsivspannung und -energie sowie Elemente (bzw. Cluster) niedriger Kohäsivspannung und -energie. Sie werden als stark bzw. schwach bezeichnet. Die Verteilung dieser starken/schwachen Elemente bzw. Cluster auf der Bruchfläche geschieht wiederum zufällig.

Kabir [130] ist ebenfalls dieser Frage nachgegangen. Die Entscheidung zur Verwendung von starken/schwachen Clustern wird mit der Orientierung der Körner des Materials in Richtung der Belastung und dem dadurch unterschiedlichen Versagensverhalten in der Bruchebene begründet. Auch die Körner des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Wolframs weisen unterschiedliche Kristallorientierungen in Bezug auf die Belastungsrichtung auf. Dies lässt sich nicht zuletzt durch die Bruchfläche selbst nachweisen, auf der der Riss je nach Orientierung des Kristallgefüges, bzw. der Gleitebenen, trans- oder interkristallin fortschreitet (vgl. Abs. 6.1.1). Die Verwendung des Ansatzes starker/schwacher Kohäsivelemente bzw. Cluster kann damit begründet werden.

Trotzdem wurden zusätzlich Simulationen mit beiden Ansätzen durchgeführt. Es wurden Simulationen mit Modellen mit jeweils zufällig verteilten Werten für die Kohäsivzonenparameter sowie mit in starke und schwache unterteilte Kohäsivzonenparameter durchgeführt. Dies fand für zwei Konfigurationen statt. Zum einen wurde ein Cluster von $30 \times 300 \mu\text{m}$ sowie Materialeigenschaften bei Raumtemperatur gewählt, zum anderen wurden Modelle mit einer Clustergröße von $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ sowie den Materialeigenschaften bei 200°C simuliert. Die Ergebnisse sind in Abb. 6-65 bzw. Abb. 6-66 dargestellt. Für die erste Konfiguration zeigt sich kein großer Unterschied zwischen den Ansätzen. Die Streuungen unterscheiden sich zwar, allerdings sind die Werte von $m = 158,205$ bei zufällig verteilten Kohäsivzonenparameterwerten

sowie $m = 107,131$ bei in stark und schwach unterteilten Kohäsivzonenparametern bereits so hoch, dass ihr Unterschied kaum noch eine Rolle spielt. Bei der zweiten Konfiguration macht sich ein Einfluss der verschiedenen Ansätze bemerkbar. Es zeigt sich, dass der stark/schwach-Ansatz mit einem Weibull-Formparameter von $m = 15,307$ zu einer größeren Streuung der Ergebnisse führt, als die Konfiguration ohne den stark/schwach-Ansatz mit $m = 20,655$. Da die experimentellen Ergebnisse eine Streuung von $m = 5,193$ (vgl. Abs. 6.4.2.2) aufweisen, ist zwar weder der eine noch der andere Ansatz in der Lage die hohe experimentelle Streuung mit den verwendeten Modellen zu beschreiben, allerdings gibt die höhere Streuung des stark/schwach-Ansatzes Anlass zu der Annahme, dass er für dieses Problem passender ist.

Aufgrund der genannten mikrostrukturellen und simulativen Erkenntnisse wird fortan für alle Simulationen der Ansatz von in stark und schwach unterteilten Kohäsivzonenparametern verwendet.

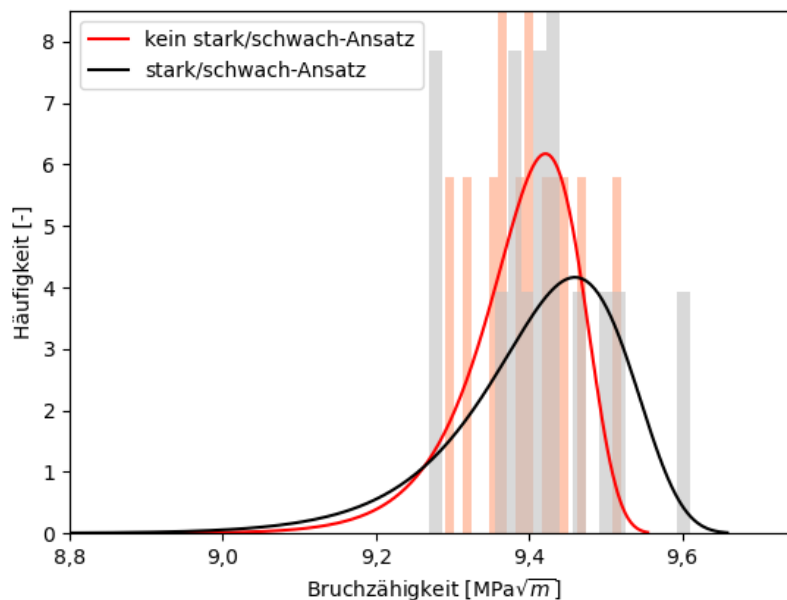


Abb. 6-65: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme der simulativ bestimmten Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur für den Fall, dass keine stark/schwach-Konfiguration (rot, $m = 158,205$) verwendet wird sowie für den Fall, dass eine stark/schwach-Konfiguration (schwarz, $m = 107,131$) verwendet wird. Die Clustergröße beträgt $30 \times 300 \mu\text{m}^2$. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

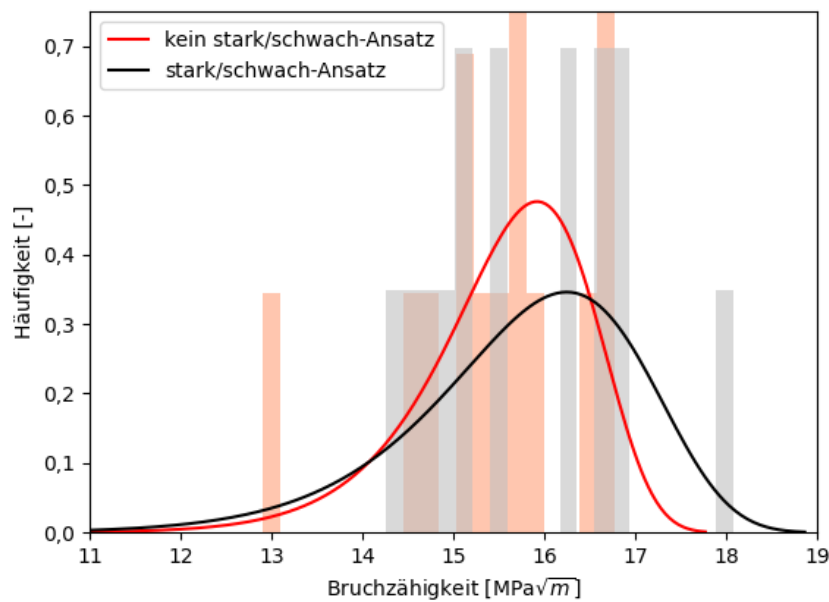


Abb. 6-66: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme der simulativ bestimmten Bruchzähigkeiten bei 200 °C für den Fall, dass keine stark/schwach-Konfiguration ($m = 20,655$) verwendet wird sowie für den Fall, dass eine stark/schwach-Konfiguration ($m = 15,307$) verwendet wird. Die Clustergröße beträgt $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

Art der Auswahl und Verteilung von Werten für die Kohäsivzonenparameter

Die Auswahlen von Werten für die Kohäsivzonenparameter, Kohäsivspannung sowie -energie, können, wie in Abs. 3.2.3 bereits angesprochen, aus verschiedenen Pools entnommen werden. Eine Variante ist, die experimentell bestimmten Werte als Pool zu benutzen. Dazu werden bspw. die 30 Spannungswerte bei Versagen der Vier-Punkt-Biegeproben (s. Abs. 6.3) für die Kohäsivspannungen herangezogen. Als mögliche Werte für die Kohäsivenergie können in gleicher Weise die aus den Bruchzähigkeiten der 30 Versuche mit lasergekerbten Bruchmechanikproben (s. Abs. 6.4) ermittelten Bruchenergien verwendet werden. Es ergeben sich also zwei Pools mit jeweils 30 Werten aus denen anschließend die Kohäsivspannungen und Kohäsivenergien für die Kohäsivelemente bzw. Cluster zufällig entnommen werden. Die Verteilungsfunktion innerhalb der beiden Pools entspricht einer stetigen Gleichverteilung, wobei jeweils die höchsten und niedrigsten Werte die Grenzen des Intervalls bilden. Die Verteilung der Kohäsivelemente bzw. Cluster auf der Bruchfläche findet zufällig statt.

Kabir [130] greift in seiner Arbeit testweise in die zufällige Verteilung der Cluster ein, indem er mehrere starke Cluster manuell an der Spitze seines Modells einer Probe mit Chevronkerbe platziert. In diesem Fall macht sich ein deutlicher Einfluss bemerkbar. Weit weniger Einfluss würde die gezielte Anordnung von starken/schwachen Clustern bei Modellen von KLST-Proben machen, bei denen der Anriss gerade über die gesamte Breite der Probe geht. Außerdem gibt es keine mikrostrukturelle Begründung für eine derartige Einflussnahme auf die zufällige Verteilung der Cluster, weshalb dies im Rahmen dieser Arbeit unterbleibt.

Eine weitere Variante ist, die mithilfe der experimentellen Ergebnisse bestimmten Verteilungsfunktionen als Pools zu verwenden. Hierbei werden zum einen die bereits in Abs. 6.3 bestimmten Parameter der Weibull-Verteilung der Versagensspannungen der Vier-Punkt-

Biegeversuche verwendet. Zum anderen werden aus denen in Abs. 6.4 bestimmten Bruchzähigkeiten der lasergekerbten Proben jeweils Bruchenergien berechnet und diese mithilfe einer Weibull-Verteilung beschrieben. Die Bruchzähigkeiten K werden gemäß Formel 6-4 in Kohäsivenergien Γ_{Coh} umgewandelt. Der Zusammenhang $K^2 \sim \Gamma_{Coh}$ sowie das Ersetzen von K durch Γ_{Coh} in Formel 6-3 sorgen dafür, dass sich der Weibull-Formfaktor m für die Streuung der Kohäsivenergien im Vergleich zu den Bruchzähigkeiten halbiert ($K^m \sim \Gamma_{Coh}^{m/2}$). Aus den beiden erwähnten Weibull-Verteilungen werden mithilfe von Zufallsgeneratoren zufällige Werte für die Kohäsivspannungen und -energien der Kohäsivelemente bzw. Cluster generiert. Abb. 6-67 zeigt beispielhaft die Histogramme für die zufällig generierten Werte der Kohäsivspannung und -energie. Die Verteilung der Kohäsivelemente bzw. Cluster auf der Bruchfläche findet ebenfalls zufällig statt.

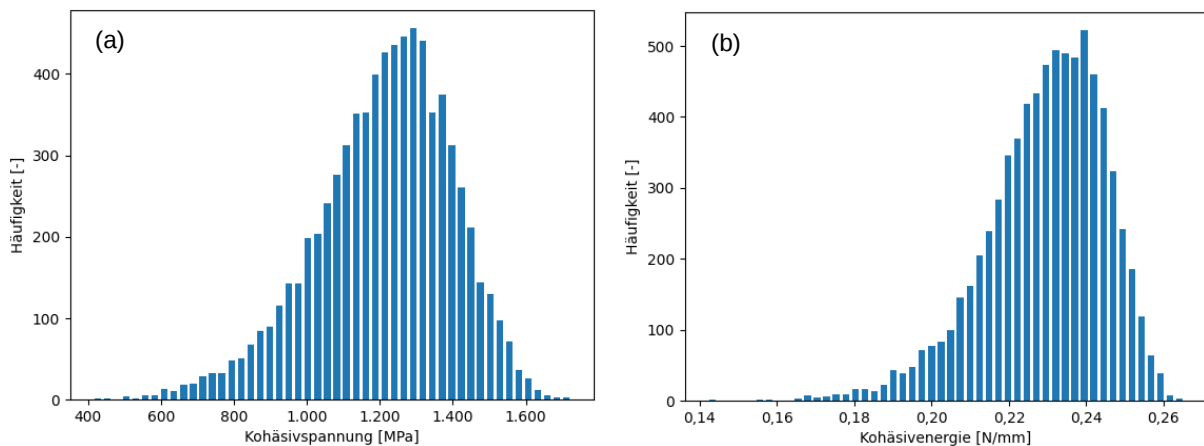


Abb. 6-67: Histogramme der zufällig generierten Werte für Kohäsivspannungen (a) und -energien (b) aufgrund von Weibull-Verteilungen (PDFs), die zuvor aus den experimentellen Ergebnisse von Vier-Punkt-Biegeversuchen bzw. Bruchmechanikversuchen bestimmt wurden

Eine dritte Variante ist, die Ergebnisse aus den experimentellen Vier-Punkt-Biege- und Bruchmechanikversuchen nicht als Eingangswerte für die FE-Simulationsmodelle zu benutzen und stattdessen eine Parameterstudie der Kohäsivzonenparameter vorzunehmen. Dabei werden, beginnend von sehr kleinen Poolgrößen, wie bspw. zwei Werten, die Kohäsivzonenparameter systematisch so lange variiert, bis die aus Abs. 6.4 bekannten Verteilungen der Bruchzähigkeiten von lasergekerbten Proben weitestgehend nachgebildet werden können. Da eine willkürliche Variation der Kohäsivzonenparameter auf der Bruchfläche nicht zielführend ist, soll eine weitere Annahme in das Modell einfließen. Dabei werden die Ergebnisse der statistischen Bruchflächenanalyse von Abs. 6.5.1 berücksichtigt. Es hat sich gezeigt, dass sich die Anteile von Bruchfacetten am Versagensbild der gesamten Bruchfläche statisch analysieren lassen. Des Weiteren hat sich gezeigt, dass sich das Verhältnis von Typ 1- zu Typ 2-Bruchfacetten hohen bzw. niedrigen Bruchzähigkeiten von Proben zuordnen lässt. Proben mit hohen Bruchzähigkeiten weisen ein fast ausgeglichenes Verhältnis der beiden Facetten auf, während Proben mit niedriger Bruchzähigkeit tendenziell ein 2:1-Verhältnis von Typ 1- zu Typ 2-Bruchfacetten besitzen. Daraus folgt eine Berücksichtigung dieses Verhältnisses bei der Auswahl der Anzahl von starken bzw. schwachen Kohäsivelementen (bzw. Clustern) in einem Simulationsmodell. So verfügt folglich das Modell einer schwachen Probe über weniger starke Kohäsivelemente bzw. Cluster als das Modell einer starken Probe.

6.7.2.1 Varianten 1 und 2 der Verteilungen der Kohäsivzonenparameterwerte bei Raumtemperatur

Variante 1 beschreibt die gleichmäßige Entnahme von Werten für die Kohäsivzonenparameter aus den Pools der experimentellen Ergebnisse der Vier-Punkt-Biegeversuche (Kohäsivspannung) sowie der Bruchmechanikversuche (Kohäsivenergie). Die zufällig gezogenen und nach stark bzw. schwach geordneten Kohäsivzonenparameter werden den Kohäsivelementen bzw. Clustern zufällig zugeteilt. Dies geschah für Cluster der Größe $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ und $500 \times 500 \mu\text{m}^2$. Die Weibull-Verteilungen der jeweiligen Simulationsergebnisse sind in Abb. 6-68 dargestellt. Im Vergleich zur Weibull-Verteilung der experimentellen Bruchzähigkeiten zeigt sich, dass die Verteilung der simulativ erzeugten Ergebnisse weit weniger streuen, sprich einen höheren Weibull-Formparameter m aufweisen. Es zeigt sich auch, dass selbst die Ergebnisse der Modelle mit großen Clustern von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$, welche aufgrund dieser Clustergröße nur noch über drei unterschiedliche Bereiche verfügen, nicht in der Lage sind, die Streuung der Experimente nachzuahmen. Darüber hinaus führt die Verringerung der Clustergröße allgemein zu einer geringeren Streuung.

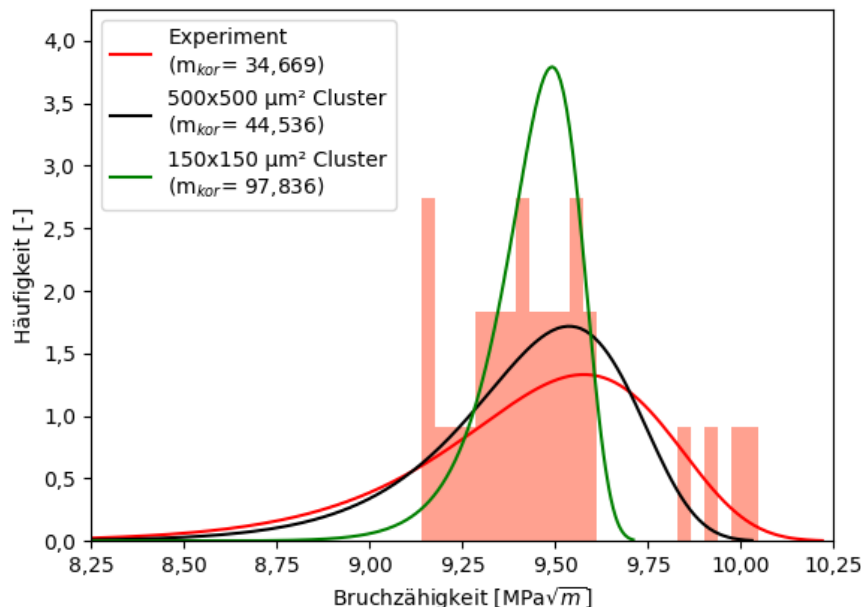


Abb. 6-68: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 34,669$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 1 mit den Clustergrößen $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 44,536$) und $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 97,836$). Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

Variante 2 basiert auf der Entnahme von Werten für die Kohäsivzonenparameter aus den Pools der Wahrscheinlichkeitsverteilungen, welche zuvor aus den Streuungen der experimentellen Ergebnisse von Vier-Punkt-Biegeversuchen bzw. Bruchmechanikversuchen bestimmt wurden (s. Abb. 6-67). Wie zuvor beschrieben, beträgt der Weibull-Formparameter m für die Kohäsivenergien (17,335) nur die Hälfte des für die Bruchzähigkeiten (34,669) ermittelten. Die aus den Wahrscheinlichkeitsverteilungen zufällig entnommenen und nach stark bzw. schwach geordneten Werte der Kohäsivzonenparameter werden den Kohäsivelementen bzw. Clustern zufällig zugeteilt. Dies geschah für Cluster der Größe $30 \times 300 \mu\text{m}^2$, $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ und $500 \times 500 \mu\text{m}^2$. Die Weibull-Verteilungen der jeweiligen Simulationsergebnisse sind in

Abb. 6-69 dargestellt. Die Ergebnisse der Variante 2 der beiden Clustergrößen $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ und $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ weisen beim Vergleich mit Variante 1 eine höhere Streuung (niedrigeres m) auf. Im Fall von Clustergröße $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ verringert sich der Wert für m von 97,836 auf 78,281. Im Fall von Clustergröße $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ von 44,536 auf 30,577. Die Verwendung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen als Pools für die Werte der Kohäsivzonenparameter führt allgemein zu einer verstärkten Streuung der Ergebnisse, welche im Fall von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ -Clustern bereits im Bereich der Streuung der experimentellen Ergebnisse ($m = 34,669$) liegen. Nähert sich die Clustergröße und -form allerdings der mittleren Korngröße ($30 \times 300 \mu\text{m}^2$) an, verschmälert sich die Streuung zu einem Wert m von 143,409. Dabei kann kaum noch von einer Streuung gesprochen werden. Dem Gesetz der großen Zahlen [203] folgend ist abzusehen, dass sich dieser Trend für noch kleinere Clustergrößen fortsetzen wird, da bei steigender Clusteranzahl (Stichprobengröße) der (Stichproben-)Mittelwert der Kohäsivparameterwerte gegen ihren jeweiligen Erwartungswert konvergieren.

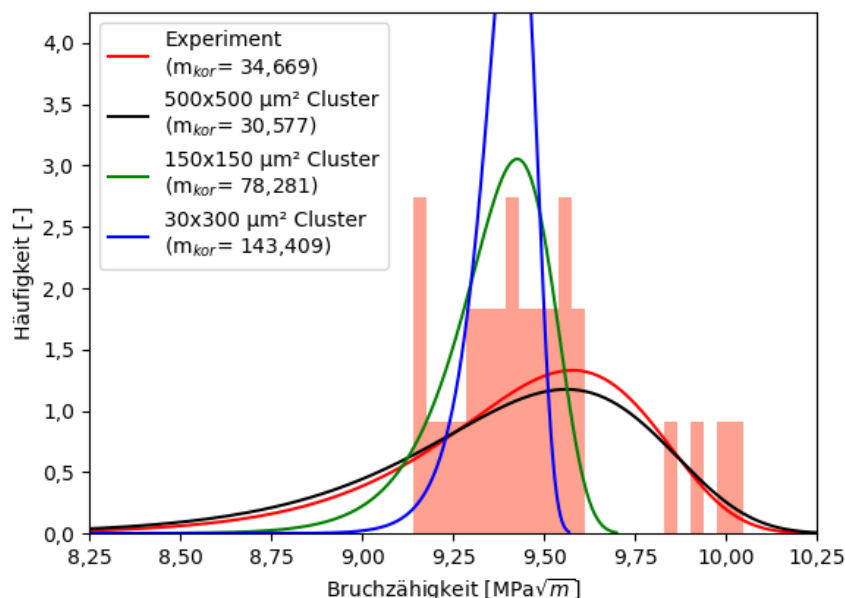


Abb. 6-69: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 34,669$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 2 mit den Clustergrößen $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 30,577$), $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 78,281$) und $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 143,409$). Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

In Abb. 6-70 sind die Profile der Rissfortschritte von Simulationen mit Viertelmodellen mit unterschiedlichen Clustergrößen und -formen dargestellt. Auf der linken Seite sind die Verteilungen der Kohäsivspannungen über die jeweiligen Cluster, auf der rechten Seite die Spannungen in normaler Richtung innerhalb der Kohäsivzone während der Belastung, gegeben. Bei genauerer Betrachtung lässt sich beobachten, welche Auswirkungen die unterschiedliche Kohäsivspannungen auf die Ausprägungen der Rissfronten haben. Es zeigt sich, dass sich sowohl mit vergleichsweise kleinen, als auch mit vergleichsweise großen Clustern ($30 \times 300 \mu\text{m}^2$ und $500 \times 500 \mu\text{m}^2$) gleichmäßige Verläufe der Rissfront, wie sie von Abb. 6-63 her bekannt sind, einstellen. Im Vergleich dazu neigen Simulationsmodelle mit den anderen beiden Clustergrößen zu teilweise deutlich inhomogeneren Verläufen.

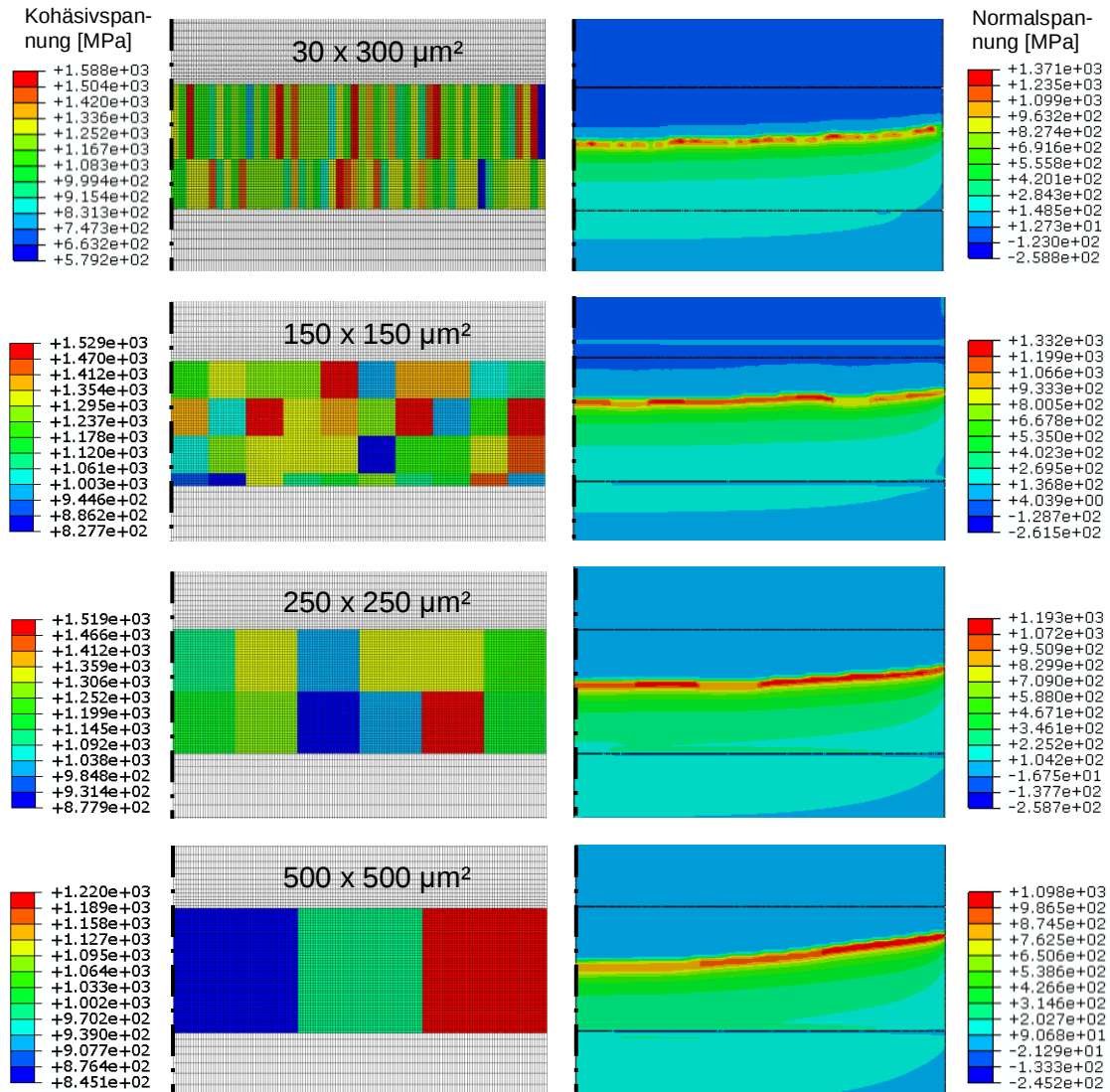


Abb. 6-70: Verteilungen der Kohäsivspannungen (links) sowie Spannungskomponenten in normaler Richtung zu den Bruchflächenebenen (rechts, Normalspannung) während der Rissfortschritte in Simulationen eines Viertelmodells einer KLST-Bruchmechanikprobe. Clustergrößen von oben nach unten: 30 x 300 µm², 150 x 150 µm², 250 x 250 µm² und 500 x 500 µm²

6.7.2.2 Varianten 1 und 2 der Verteilungen der Kohäsivzonenparameterwerte bei erhöhter Temperatur

Analog zum vorhergehenden Abschnitt werden die beiden Varianten auch zur Erstellung von Simulationsmodellen für eine Temperatur von 200 °C verwendet. Die Ergebnisse der experimentellen Versuche sowie die daraus resultierenden Weibull-Verteilungen sind in den Abschnitten 6.3.5 und 6.4.2.2 sowie in Anhang A und Anhang B zu finden, wobei die Bruchzähigkeiten Formel 6-4 folgend in Kohäsivenergien umgewandelt werden. Abb. 6-71 zeigt die Weibull-Verteilungen von Ergebnissen mit unterschiedlichen Clustern und einer Auswahl der Werte für die Kohäsivzonenparameter gemäß **Variante 1**. Keine der Verteilungen der verschiedenen Clustergrößen ist in der Lage die Streuung der experimentellen Verteilung nachzubilden. Auffällig ist in diesem Fall, dass die Weibull-Formparameter m für die Cluster 150 x 150 µm² und 500 x 500 µm² beinahe die gleichen Werte (~12) annehmen. Für dieses Verhalten konnte kein systematischer Grund identifiziert werden, sodass es als Koinzidenz

betrachtet wird. Dass dieses Verhalten bei Variante 1 nicht generell auftritt, beweist die Betrachtung der Clustergröße $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ mit ihrer schmäleren Streuung ($m = 29,666$). Die im Vergleich zu den anderen Verteilungen deutlich kleinere Streuung dieser Clustergröße spiegelt die aus dem vorherigen Abschnitt bereits bekannte Tendenz wider.

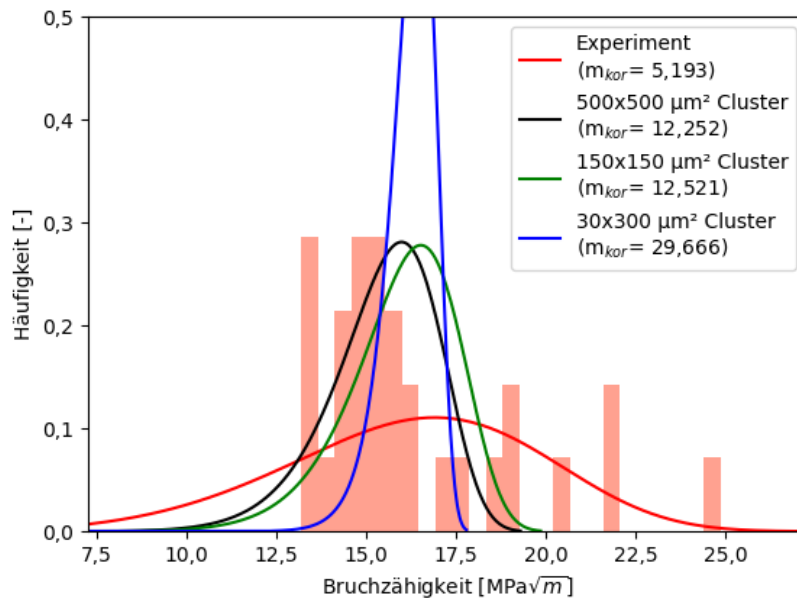


Abb. 6-71: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei 200 C für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 5,193$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 1 mit den Clustergrößen $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 12,252$), $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 12,521$) und $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 29,666$). Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

Wird **Variante 2** als Grundlage für die Festlegung der Werte der Kohäsivzonenparameter der einzelnen Cluster verwendet, zeigt sich in Abb. 6-72, dass bei einer Clustergröße von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ die Streuung der Verteilung der Ergebnisse von 7,120 der Streuung m der experimentellen Ergebnisse (5,193) nahekommt. Der Effekt der Clustergröße verschwindet allerdings auch hier mit abnehmender Größe selbiger. So betragen die m -Werte bei den Clustergrößen $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ und $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ bereits 22,418 bzw. 51,471. Erstaunlich ist, dass diese beiden Formparameterwerte ihre Pendants von Variante 1 (12,252 und 29,666) übertreffen. Die Analyse bei Raumtemperatur im vorherigen Abschnitt hatte noch eine breitere Streuung der Ergebnisse gemäß Variante 2 ergeben.

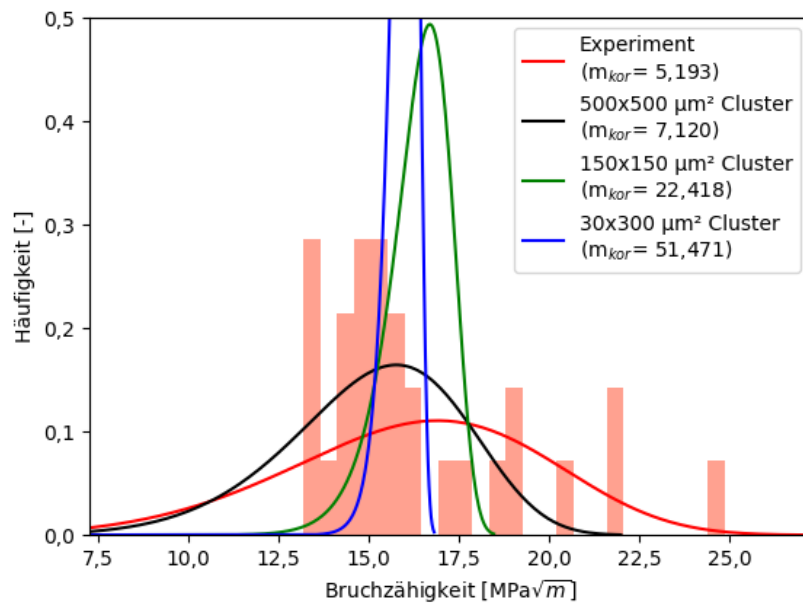


Abb. 6-72: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei 200 C für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 5,193$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 2 mit den Clustergrößen $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 7,120$), $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 22,418$) und $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ ($m_{kor} = 51,471$). Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

Mit der auf der mittleren Korngröße des Materials und somit als am realistischsten angesehenen Clustergröße von $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ wurden noch weitere Simulationen durchgeführt. Dabei werden ähnlich einer Parameterstudie die aus den Experimenten bekannten Streuungen von Kohäsivspannung und -energie variiert. Zunächst wird der Weibull-Formparameter m von dem aus den Vier-Punkt-Biegeversuchen bekannten Wert von 16,439 auf Werte von 10 bzw. 5 verringert. Der Weibull-Formparameter der Kohäsivenergie bleibt unverändert bei 2,6. Der Wert von 2,6 ergibt sich durch den zu Beginn dieses Abschnitt geschilderten Zusammenhang zwischen K und Γ_{Coh} . Die Streuung der Kohäsivspannungen wird in der Hoffnung verbreitert, dass sich auch die Streuung der Bruchzähigkeiten als Ergebnis der Simulationen verbreitert. Die Resultate in Form von Weibull-Verteilungskurven sind in Abb. 6-73 dargestellt. Anhand der gezeigten Kurven sowie der angegebenen Weibull-Formparameterwerten von 38,287 bzw. 43,220 lässt sich zwar eine kleinere Verbreiterung der Streuung im Vergleich zu den Ergebnissen aus der ursprünglichen Verteilung der Simulationsergebnisse von 51,471 erkennen, allerdings wurde die erhoffte starke Verbreiterung der Streuung in Richtung von 5,193 der experimentellen Ergebnisse nicht ansatzweise erreicht. Auch zeigt sich, dass die Verbreiterung der Streuung der Kohäsivspannungen als Eingangswerte nicht beliebig fortführbar ist. Ein Wert für m von 10 führte nach Abb. 6-73 zu einer breiteren Streuung der simulierten Bruchzähigkeiten als ein Wert von 5. Dies ist in gewisser Weise kontraintuitiv, macht allerdings auch eine weitere Verbreiterung der eingehenden Kohäsivspannungen ($m < 5$) obsolet.

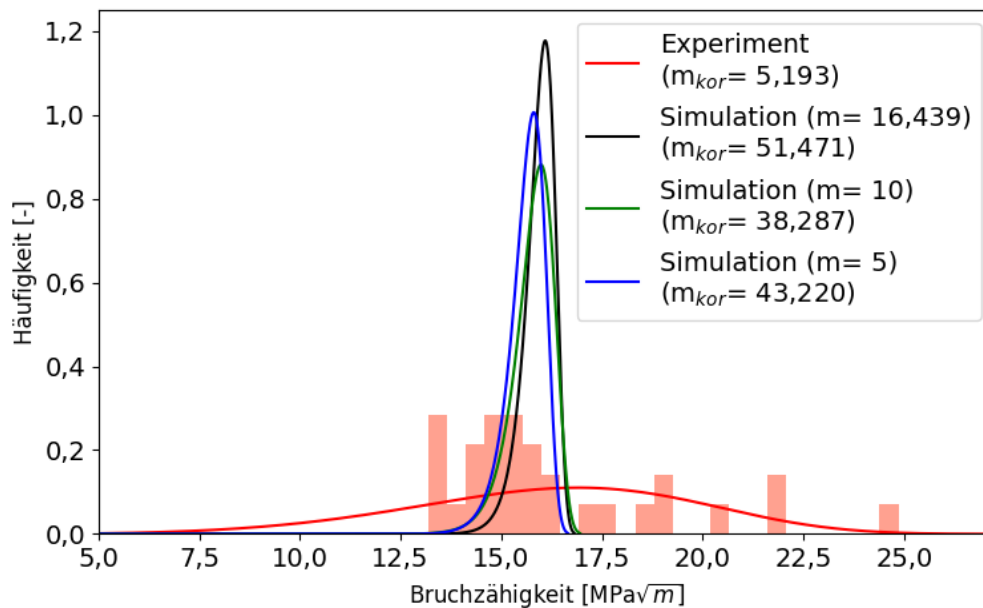


Abb. 6-73: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei 200 C für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 5,193$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 2 mit der Clustergröße $30 \times 300 \mu\text{m}^2$, wobei die Streuung der Eingabewerte für die Kohäsivspannungen jeweils verändert werden. Es werden die originäre Streuung aus den Vier-Punkt-Biegeversuchen von $m = 16,439$ ($m_{kor} = 51,471$) sowie zwei weitere, gewählte Streuungen von $m = 10$ ($m_{kor} = 38,287$) und $m = 5$ ($m_{kor} = 43,220$) verwendet. Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

Im nächsten Anlauf wird der Weibull-Formparameter m der Kohäsivenergie verringert. Ausgehend vom aus den Experimenten gewonnenen Wert von 2,6 werden zwei neue Serien an Simulationen mit Werten von 1,75 bzw. 1,5 durchgeführt und analysiert. Der Weibull-Formparameterwert der Kohäsivspannungen bleibt dabei bei 16,439. Die Weibull-Verteilungen sind in Abb. 6-74 abgebildet. Im Vergleich zur Veränderung der Streuung der eingehenden Kohäsivspannungen führt die Veränderung der Streuung der eingehenden Kohäsivenergien zu einer erheblicheren Verbreiterung der Streuung. Die Weibull-Formparameter nehmen mit 22,028 und 30,991, sowohl im Vergleich mit der ursprünglichen Verteilung (51,471) als auch mit den m -Werten aus dem vorhergehenden Szenario (38,287 bzw. 43,220), deutlich niedrigere Werte an. Allerdings scheitert auch dieses Vorhaben daran, dass die erhoffte starke Verbreiterung der Streuung in Richtung von 5,193 der experimentellen Ergebnisse nicht ansatzweise erreicht wird.

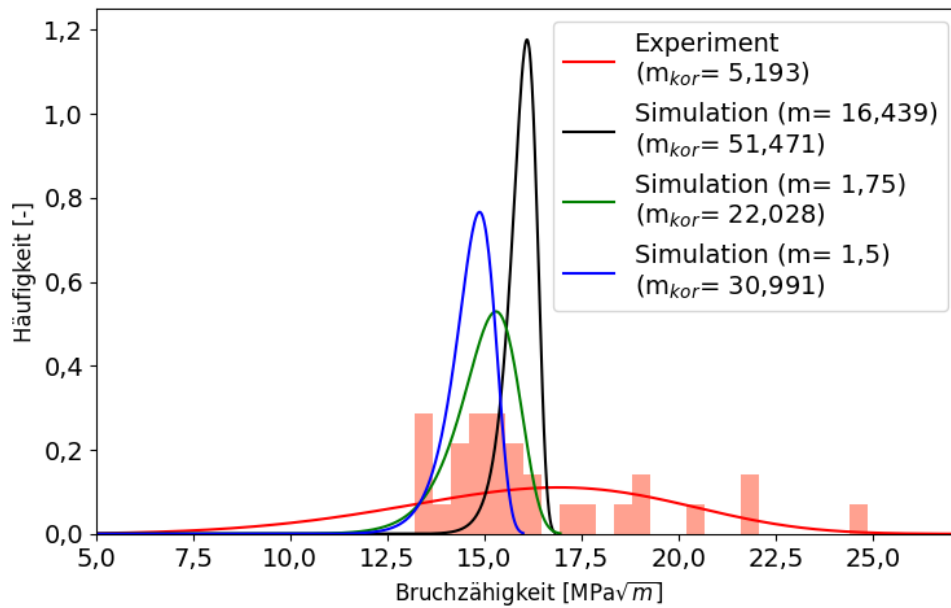


Abb. 6-74: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei 200 C für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 5,193$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 2 mit der Clustergröße $30 \times 300 \mu\text{m}^2$, wobei die Streuung der Eingabewerte für die Kohäsivenergien jeweils verändert werden. Es werden die originären Streuung aus den Bruchmechanikversuchen von $m = 2,6$ ($m_{kor} = 51,471$) sowie zwei weitere, gewählte Streuungen von $m = 1,75$ ($m_{kor} = 22,028$) und $m = 1,5$ ($m_{kor} = 30,991$) verwendet. Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

Im finalen Anlauf wird sowohl für die Weibull-Formparameter der Verteilungen der eingehenden Kohäsivspannungen als auch der -energien mit verringerten Werten gearbeitet. Abb. 6-75 zeigt die Verteilungskurven der Simulationsergebnisse zweier Kombinationen von $m_{\sigma_{Coh}}$ und $m_{\Gamma_{Coh}}$ die 5,0 und 2,0 bzw. 5,0 und 1,5 betragen. Im Vergleich zur ursprünglichen Verteilungskurve, basierend auf der Kombination $m_{\sigma_{Coh}} = 16,439$ und $m_{\Gamma_{Coh}} = 2,6$, zeigen sich erheblich breitere Streuungen mit signifikant niedrigeren Weibull-Formparameterwerten von 28,793 bzw. 25,499. Ein Wert von 5,193, wie aus den experimentellen Ergebnissen bestimmt, ist allerdings auch mit diesem Vorgehen nicht zu erreichen.

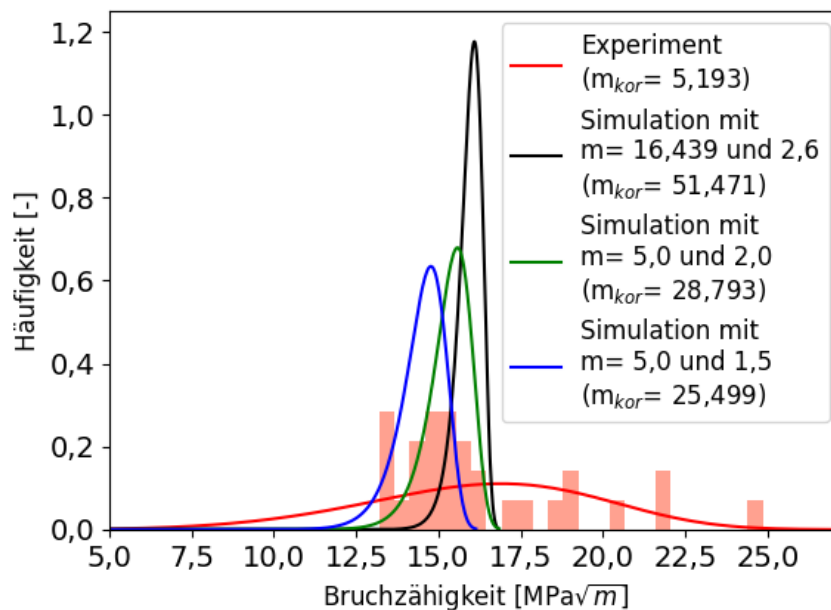


Abb. 6-75: Weibull-Verteilungen (PDFs) der Bruchzähigkeiten bei 200 C für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 5,193$) sowie für die Ergebnisse der Simulationsmodelle gemäß Variante 2 mit der Clustergröße $30 \times 300 \mu\text{m}^2$, wobei die Streuung der Eingabewerte für die Kohäsivspannungen und Kohäsivenergien jeweils verändert werden. Es werden die originären Streuungen aus den Versuchen ($m_{kor} = 51,471$) sowie zwei weitere, gewählte Streuungen von $m = 5,0$ für die Kohäsivspannungen und $m = 1,75$ für die Kohäsivenergien ($m_{kor} = 22,028$) sowie $m = 5,0$ für die Kohäsivspannungen und $m = 1,5$ für die Kohäsivenergien ($m_{kor} = 30,991$) verwendet. Das Histogramm entspricht den experimentellen Ergebnissen

Der Ansatz der Verringerung der Weibull-Formparameterwerte beider Kohäsivzonenparameter lässt sich nicht problemlos fortsetzen. Die Simulationen eines Sets an Modellen, bei denen die Formparameter beider Weibull-Verteilungen, sowohl für die Kohäsivspannungen als auch für die Kohäsivenergien, auf 1 gesetzt wurden, scheiterten. Für eine im Rahmen dieser Arbeit angemessenen Zeit konnte für keines der 30 Modelle ein Rissfortschritt simuliert werden, so dass die dazugehörige Kraft-Verschiebungs-Kurve einen steilen Kraftabfall zeigen würde. Als angemessene Rechenzeit werden fünf Tage (120 Stunden) mit 40 Prozessorkernen am Hochleistungsrechen-Cluster *bwUniCluster 2.0* [204] definiert.

6.7.2.3 Variante 3: Einfluss der Quantifizierung der Bruchfläche

Die zuvor als Variante 3 bezeichnete Idee der Verwendung einer sehr kleinen Poolgröße wird in diesem Abschnitt mit jeweils einem hohen sowie einem niedrigen Wert für die beiden Kohäsivzonenparameter und die Einbringung der jeweiligen Kohäsivelemente entsprechend ihres quantitativen Auftretens betrachtet. Dabei werden aus der Versuchsreihe der bei Raumtemperatur getesteten lasergekerbten Proben aus Tabelle 6-5 diejenigen beiden mit der niedrigsten ($9,14 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) bzw. der höchsten Bruchzähigkeit ($10,05 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) ausgewählt. Diese beiden Proben waren bereits Gegenstand der statistischen Bruchflächenanalyse, sodass die Flächenverhältnisse von Typ 1- zu Typ 2-Bruchfacetten, entsprechend Tabelle 6-15 0,66 zu 0,34 und 0,52 zu 0,47, bekannt sind. Da die Probe mit höherer Bruchzähigkeit einen höheren Anteil an Typ 2-Bruchfacetten aufweist, bekommt Typ 2 in den folgenden Überlegungen eine höhere Kohäsivenergie zugewiesen als Typ 1. Die Kohäsivspannung beträgt für alle Kohäsivelemente $1290,27 \text{ MPa}$.

Ergebnisse und Diskussion

Die Aufgabe besteht nun darin, eine Kombination aus den Kohäsivenergien für die beiden Typen von Bruchflächen zu identifizieren, sodass sich unter der Voraussetzung der vorhergenannten Verhältnisse von Typ 1- zu Typ 2-Facetten in den jeweiligen Versuchsproben aus den Simulationsergebnissen auch die jeweiligen Bruchzähigkeiten der beiden Proben ergeben. In Tabelle 6-16 sind stellvertretend für sehr viele Kombinationen, die ausprobiert wurden, zwei Kombinationen aus Kohäsivenergien für jeweils Typ 1- bzw. Typ 2-Bruchfacetten aufgeführt. Die erste Kombination aus Kohäsivenergien Γ_{coh} von 0,18 N/mm und 0,28 N/mm führt im Fall der Probe mit niedriger Bruchzähigkeit zwar im Mittel zu einer simulierten Bruchzähigkeit K^{sim} von 9,13 MPa $\sqrt{m}$, was der experimentell ermittelten Bruchzähigkeit von 9,14 MPa $\sqrt{m}$ beinahe entspricht, allerdings ist eine Diskrepanz der Ergebnisse für den Fall der Probe mit hoher Bruchzähigkeit erkennbar. Die simulierte Bruchzähigkeit von 9,34 MPa $\sqrt{m}$ weicht deutlich von der experimentellen Bruchzähigkeit (10,05 MPa $\sqrt{m}$) ab. Kombination 2 ist die einzige im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Kombination von Kohäsivenergien, bei denen die experimentell ermittelten Bruchzähigkeiten sowohl der Probe mit niedriger als auch der Probe mit hoher Bruchzähigkeit ihren simulativ ermittelten Gegenparts im Mittel weitestgehend entsprechen. So zeigt sich bei der Verwendung von Kohäsivenergien von 0,135 N/mm und 0,435 N/mm für Typ 1- bzw. Typ 2-Bruchfacetten, unter Berücksichtigung der jeweiligen Flächenverhältnisse, für die Probe mit niedriger Bruchzähigkeit (9,14 MPa $\sqrt{m}$) eine akzeptable simulierte Bruchzähigkeit von 9,10 MPa $\sqrt{m}$. Nicht ganz so nahe, aber durchaus noch im akzeptablen Bereich befindet sich der Wert für die simulierte Bruchzähigkeit für die Probe mit hoher Bruchzähigkeit. Der Abstand zwischen mittlerer simulierter (9,89 MPa $\sqrt{m}$) und experimenteller Bruchzähigkeit (10,05 MPa $\sqrt{m}$) beträgt 0,16 MPa $\sqrt{m}$.

Tabelle 6-16: Zwei Kombinationen von Kohäsivenergien für Typ 1- bzw. Typ 2-Bruchfacetten sowie deren simulierte Bruchzähigkeiten im Mittel und als Bereich

Kombination 1		Probe mit niedriger Bruchzähigkeit	
Γ_{coh} [N/mm] für Typ 1	Γ_{coh} [N/mm] für Typ 2	K^{sim} [MPa $\sqrt{m}$]	Bereich von K^{sim}
0,18	0,28	9,13	8,71 – 9,63
		Probe mit hoher Bruchzähigkeit	
0,18	0,28	9,34	8,90 – 9,88
Kombination 2		Probe mit niedriger Bruchzähigkeit	
Γ_{coh} [N/mm] für Typ 1	Γ_{coh} [N/mm] für Typ 2	K^{sim} [MPa $\sqrt{m}$]	Bereich von K^{sim}
0,135	0,435	9,10	8,58 – 9,59
		Probe mit hoher Bruchzähigkeit	
0,135	0,435	9,89	9,28 – 10,35

Mithilfe der oben ermittelten, vorteilhaften Kombination der Kohäsivenergien wurden weitere 30 Simulationsmodelle mit zufällig gewählten Verhältnissen von Typ 1- zu Typ 2-Facetten in der Bruchfläche berechnet. Die Weibull-Verteilung der daraus abgeleiteten Bruchzähigkeiten ist in Abb. 6-76 zu sehen. Der Weibull-Formparameter dieser Verteilung beträgt 6,576 und ist damit deutlich kleiner als der Wert für die Verteilung der experimentell ermittelten Bruchzähigkeiten (34,669). Zum ersten Mal ist somit die Streuung der Simulationsergebnisse signifikant breiter als die Streuung der Experimente. Das Vorgehen ist noch nicht ausgereift genug, um die experimentelle Streuung mit simulativen Methoden hinreichend zu beschreiben. Ein zielführender nächster Schritt sollte sein, nicht nur die Bruchfläche von zwei, sondern von allen Proben eines Sets quantitativ zu analysieren und in die Simulationen einfließen zu lassen.

Der bisherige Ertrag aus der Durchführung der in diesem Abschnitt vorgestellten Prozedur könnte sein, die absolut niedrigstmögliche Bruchzähigkeit für das Wolframmaterial bei Raumtemperatur zu bestimmen. Dazu wird als Kohäsivenergie für alle Kohäsivelemente der Wert für Typ 1-Bruchfacetten eingesetzt. Dieses Vorgehen führt zu einer Bruchzähigkeit von $7,16 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$, welche wiederum als untere Grenze für eine dreiparametrische Weibull-Verteilung (vgl. Formel 4-30) verwendet werden könnte.

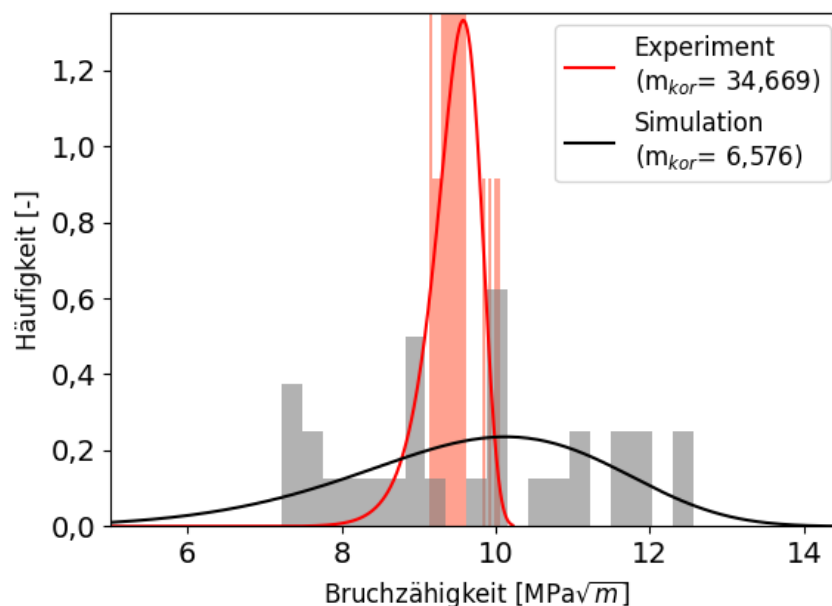


Abb. 6-76: Weibull-Verteilungen (PDFs) und Histogramme der Bruchzähigkeiten bei Raumtemperatur für die experimentellen Ergebnisse ($m_{kor} = 34,669$) sowie für die Ergebnisse von 30 Simulationsmodellen mit jeweils unterschiedlichen Verhältnissen von Typ 1- zu Typ 2-Facetten innerhalb der Bruchfläche ($m_{kor} = 6,576$). Wahrscheinlichkeitskurven und dazugehörige Histogramme sind farblich miteinander verbunden

Die Anwendung von Variante 3 auf die Modelle und Ergebnisse bei einer erhöhten Temperatur von 200 °C soll in einer von der Betrachtung bei Raumtemperatur erweiterten Form vorgenommen werden. Die Simulationsmodelle verfügen zwar wieder über jeweils zwei unterschiedliche Werte für die jeweiligen Kohäsivparameter, allerdings findet nun eine Unterscheidung in sprödere bzw. duktilere Anteile der Bruchflächen statt. Die spröderen Anteile werden durch die Parameterwerte bei Raumtemperatur von $\Gamma_{Coh} = 0,2198 \text{ N/mm}$ und $\sigma_{Coh} = 1290,27 \text{ MPa}$ repräsentiert. Für die duktileren Anteile wird zunächst eine Temperatur bestimmt, bei welcher

das vorliegende Wolframmaterial in Bruchmechanikversuchen deutliches duktiles Verhalten aufweist. Dies ist bei 500 °C der Fall. Abb. 6-77 (a) zeigt die Kraft-Verschiebungs-Kurven dreier Bruchmechanikversuche, die bei 500 °C durchgeführt werden. Das duktile Verhalten ist deutlich zu erkennen. Alle drei Versuche wurden vorzeitig beendet, um das in den Proben bis zu diesen Zeitpunkten entstandene Risswachstum zu messen und für die Erstellung einer Risswiderstandskurve nach ASTM E1820 [143] zu verwenden. Zunächst besteht die Aufgabe allerdings darin, zum einen passende Werte für die Kohäsivzonenparameter zu bestimmen und zum anderen einen geeigneten Zusammenhang zwischen Kohäsivspannung und Mehrachsigkeit zu identifizieren. Aus einer Reihe von Simulationsergebnissen mit unterschiedlichen Kombinationen aus Kohäsivspannung, -energie und Mehrachsigkeit werden in Abb. 6-77 (b) exemplarisch zwei Kraft-Verschiebungs-Kurven (Sim 1, Sim 2) gezeigt. Für Kombination 1 (Sim 1) wurde eine Kohäsivspannung von 1500 MPa sowie eine Kohäsivenergie von 20 N/mm gewählt. Die Mehrachsigkeit wurde in diesem Fall nicht berücksichtigt. Der Verlauf der Kurve entspricht den Verläufen der experimentellen Versuchskurven weitestgehend gut und stellt bereits eine der besten Anpassungen dar, die erreicht werden konnten. Die Nichtberücksichtigung der Mehrachsigkeitsabhängigkeit führt allerdings dazu, dass bei einer gegebenen Kohäsivspannung eine als hoch einzuschätzende Kohäsivenergie gewählt werden muss, um die gezeigte Anpassung zu erreichen. Im Gegensatz dazu wurde für Kombination 2 (Sim 2) folgende Formel für die Abhängigkeit der Kohäsivspannung σ_{coh} von der Mehrachsigkeit h verwendet:

$$\sigma_{coh}(h) = 804,3h + 420,7 \quad (6-5)$$

Zusammen mit einer Kohäsivspannung bei einer Mehrachsigkeit $h = 1$ von 1225 MPa sowie einer Kohäsivenergie von 4 N/mm ergibt sich die in Abb. 6-77 (b) gezeigte Kurve, welche ebenfalls einer der besten, erreichten Anpassungen entspricht. Die in Formel 6-5 angegebene Geradengleichung für die Kohäsivspannungs-Mehrachsigkeits-Beziehung wurde zunächst ähnlich der Beziehungen gängiger ferritischer Stähle als linearer Ansatz gewählt [205] und iterativ für das vorliegende Wolframmaterial angepasst, um die passendsten Simulationsergebnisse zu erhalten. Eine experimentell-simulative Bestimmung, wie sie bspw. von Mahler und Aktaa für T91 [206], von Mahler et al. für EUROFER97 [207] und von Metzler et al. [208] für SA-508 durchgeführt wurden, war im Rahmen dieser Arbeit aufgrund gerätetechnischer Einschränkungen nicht möglich.

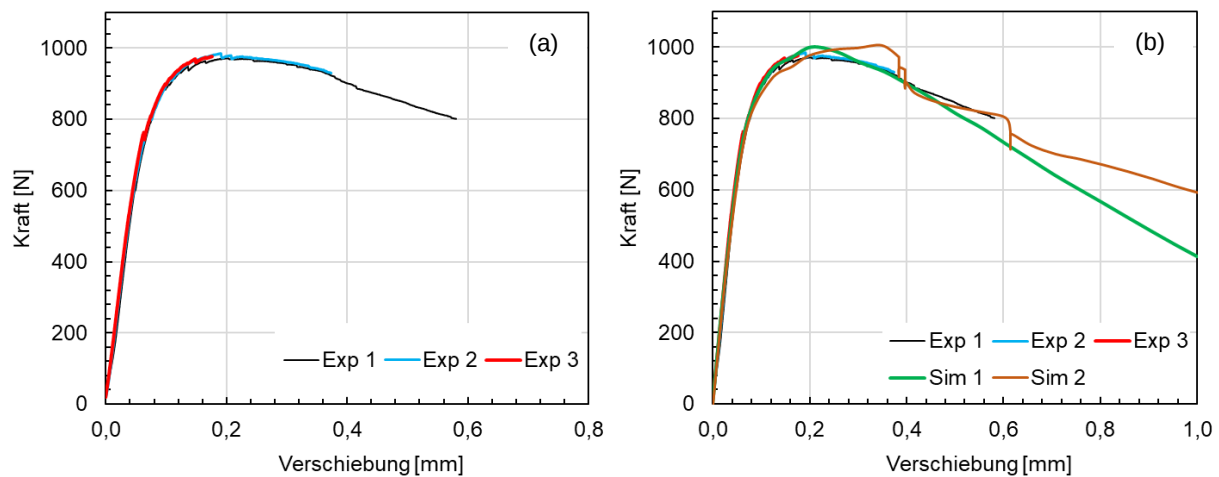


Abb. 6-77: Kraft-Verschiebungs-Kurven von Experimenten und Simulationen bei einer Temperatur von 500 °C. Die Experimente wurden zur Rissfortschrittsbestimmung vorzeitig abgebrochen. Die Simulationen wurden mit unterschiedlichen Eingaben für die Parameter der Kohäsivzonen erstellt und sollen an die experimentellen Kurven angepasst werden

Die Bruchflächen der KLST-Bruchmechanikproben bei Versuchen bei 500 °C zeigen eine zackenförmige Rissfront. In Abb. 6-78 (a) ist eine solche Bruchfläche stellvertretend dargestellt. Am oberen Ende des Bildes ist die Laserkerbung der Probe zu erkennen. Dem folgt nach unten gehend ein schwarzer Bereich. Dies ist die während des Versuchs entstandene Bruchfläche, welche mit Hilfe des sog. „heat tinting“, also der Oxidation der Probe bei einer Temperatur von 400 °C an Umgebungsluft, sichtbar gemacht wird. Die restliche, goldgelbliche Fläche entsteht durch den Restbruch der Probe im spröden Bereich des Wolframmaterials bei Raumtemperatur. Die optische Rissgrößenmessung zur Bestimmung des Risswachstums Δa wird in der Norm ASTM E1820 [143] beschrieben. Dabei werden in gleichmäßigen Abständen neun Messungen zwischen Anrissfront und der Rissfront bei Versuchsende vorgenommen. Dieses Vorgehen ist für gerade oder zumindest nur leicht in der Mitte der Probe voreilende Rissfronten vorgesehen und führte bei der Anwendung auf Proben, wie der in Abb. 6-78 (a) dargestellten, zu einem Problem. Je nachdem ob eine oder mehrere der vereinzelter, tiefen Spitzen Teil der neun Messungen waren, wurde entweder ein unplausibel kurzes oder langes Risswachstum bestimmt. Die Lösung dieses Problems besteht darin, die gesamte Bruchfläche, wie in Abb. 6-78 (b) dargestellt, zu markieren und den Flächeninhalt anhand der Pixelzahl zu ermitteln. Anschließend wird, wie in Abb. 6-78 (c) zu sehen, eine äquivalente, rechteckige Fläche gebildet, die von nun an als Bruchfläche definiert wird und mit deren Hilfe Δa bestimmt werden kann.

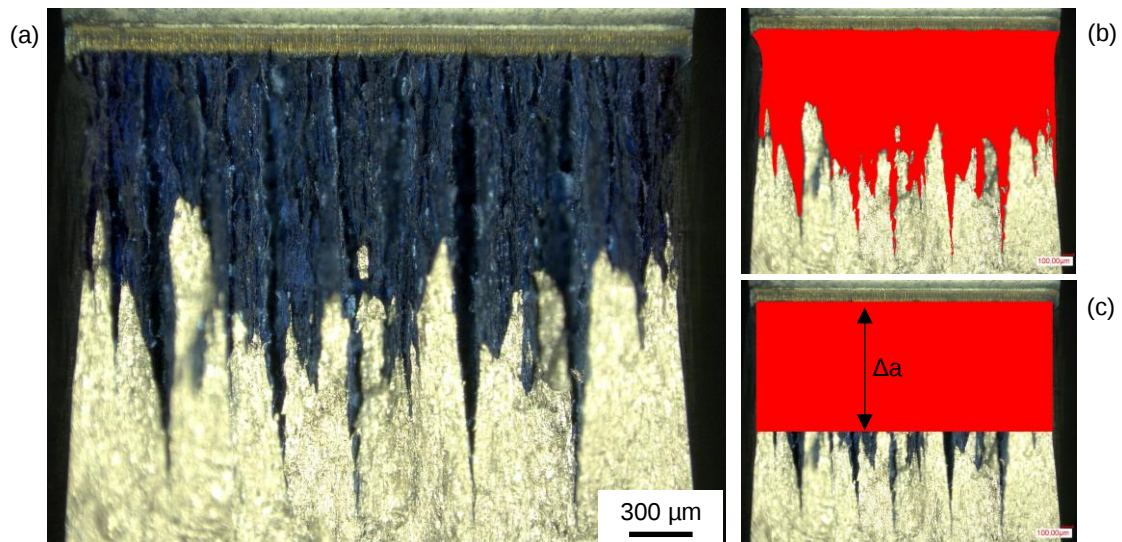


Abb. 6-78: (a) Bruchfläche einer Bruchmechanikprobe (KLST) in T-L Orientierung entstanden durch Versuch bei 500 °C, schwarz eingefärbt (oxidiert, „heat tinting“) durch eine erneute Erhitzung auf 400 °C in Umgebungsluft und final bei Raumtemperatur aufgebrochen. (b) Quantifizierung der zackenförmigen Bruchfläche und (c) Bildung einer äquivalenten geraden Bruchfläche zur Bestimmung eines äquivalenten Rissfortschritts Δa

Zusammen mit denen als J-Integral ermittelten Bruchzähigkeiten für duktile Materialien wird gemäß Norm ASTM E1820 [143] die in Abb. 6-79 gezeigte, experimentell bestimmte Risswiderstandskurve gebildet. Für die Proben der in Abb. 6-77 (a) gezeigten Experimente sowie für eine weitere Probe, deren Verschiebung noch geringer als die der gezeigten Kurven gewählt wurde, werden, Abs. 4.1.2 folgend, J-Integrale bestimmt. Neben einer möglichst guten Anpassung der simulierten an die experimentellen Kraft-Verschiebungs-Kurven, wird gleichzeitig eine gute Anpassung der simulierten an die experimentelle Risswiderstandskurve gefordert. Daher werden mithilfe der Simulationsergebnisse (Sim 1, Sim 2) ebenfalls das Risswachstum sowie die J-Integrale ermittelt. Die in Abb. 6-79 gezeigten simulierten Risswiderstandskurven repräsentieren zwei der besten im Rahmen dieser Arbeit erreichten Anpassungen.

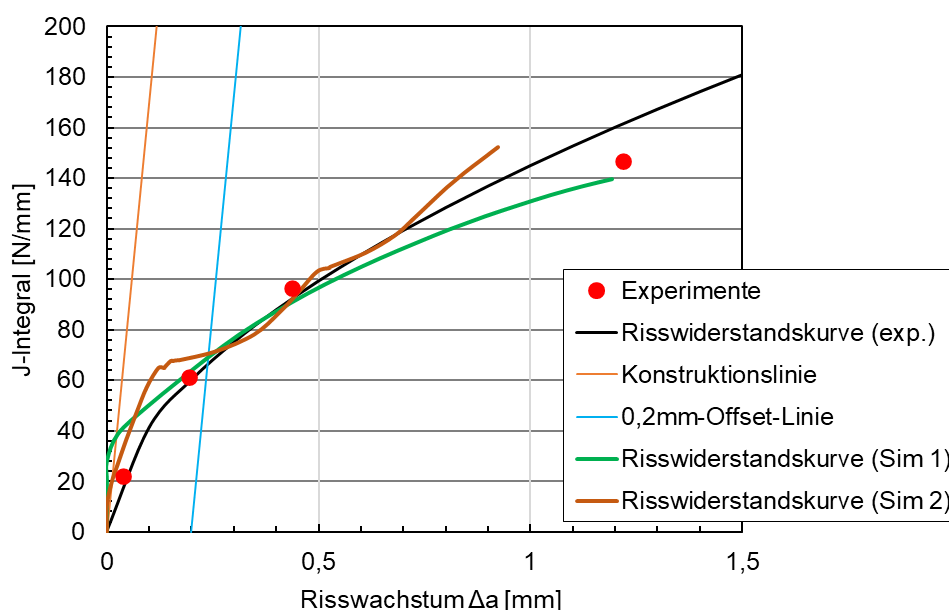


Abb. 6-79: Risswiderstandskurven basierend auf den experimentellen Ergebnissen (bei 500 °C) sowie mithilfe zweier ausgewählter Simulationen bestimmt

Mit den beiden zuvor identifizierten Kombinationen aus Kohäsivspannung, -energie und Kohäsivspannungs-Mehrachsigsigkeits-Beziehung werden bimodale probabilistische Simulationsmodelle gebildet. Dabei bekommen die Kohäsivelemente in der Bruchfläche Kohäsivzonenparameterwerte zugewiesen, die entweder für Raumtemperatur oder für 500 °C bestimmt wurden. Das jeweilige Verhältnis wird vom Verhältnis von Typ 1- zu Typ 2-Bruchfacetten bestimmt. In Tabelle 6-15 werden die Verhältnisse für zwei Proben, getestet bei 200 °C, gezeigt. Die Proben sind dem Set der 30 lasergekerbten Proben entnommen und repräsentieren darin zum einen eine Probe mit relativ niedriger sowie zum anderen eine Probe mit relativ hoher Bruchzähigkeit. Der Anteil von Typ 2-Facetten beträgt bei der Probe mit niedriger Bruchzähigkeit 31 % und bei der Probe mit hoher Bruchzähigkeit 45 %. In Abb. 6-80 (a) sind Kraft-Verschiebungs-Kurven von Simulationsmodellen zu sehen, in denen die beiden genannten Anteile sowie 10 % und 20 % verwendet wurden. Die Typ 2-Facetten repräsentierenden Kohäsivelemente besitzen die Eigenschaften von Kombination 1 (1500 MPa, 20 N/mm). Zum Vergleich der Kurven mit verschiedenen Anteilen (10 %, 20 %, 31 % und 45 %) wurde eine Clustergröße von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ gewählt, was einem Kohäsivelement entspricht. Um auch einen möglichen Einfluss der Clustergröße bewerten zu können, wurde zudem die bekannte Clustergröße $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ eingesetzt. Es ist zu sehen, dass die simulierten Kraft-Verschiebungs-Kurven ihren prozentuellen Anteilen von Typ 2-Facetten entsprechend niedrigere oder höhere Maximalkraftwerte erreichen. Beim Vergleich der simulierten Kurven mit Anteilen von 31 % und 45 % mit den experimentell bestimmten Kurven zeigt sich allerdings, dass erstere letztere weit überlegen. Der Maximalkraftwert der Simulation ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Cluster) für einen Anteil von 31 % beträgt mit 624,33 N fast doppelt so viel wie der des entsprechenden Experiments (315,05 N). Ein ähnliches Bild zeigt sich auch für einen Anteil von 45 %, wobei hier die maximalen Kraftwerte 859,55 N bzw. 494,75 N erreichen. Der Einsatz der Kohäsivzonenparameterwerte aus Kombination 1 führt demnach nicht zu einer zufriedenstellenden Nachbildung der experimentellen Ergebnisse. Auch die Einführung anderer Clustergrößen ändert daran nicht maßgeblich etwas. So ist bspw. an den drei Kraft-Verschiebungs-Kurven aus Simulationen mit 45 % Typ 2-Bruchfacettenanteil zu erkennen, dass die größeren Cluster ($30 \times 300 \mu\text{m}^2$) zwar zu einer Veränderung der Kurven und zu unterschiedlich hohen Maximalkraftwerten führen, sich diese Maximalkraftwerte allerdings um den Maximalkraftwert der ursprünglichen Clustergröße ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$) bewegen.

In Abb. 6-80 (b) werden die Kraft-Verschiebungs-Kurven aus Simulationen unter Verwendung der Kohäsivzonenparameter gemäß Kombination 2 (1225 MPa, 4 N/mm, Mehrachsigsigkeitsbeziehung nach Formel 6-5) mit den aus Abb. 6-80 (a) bereits bekannten Kurven der Experimente sowie Simulationen mit Kombination 1 zu Vergleichszwecken dargestellt. Obwohl die jeweiligen Ergebniskurven von Kombination 1 und 2, basierend auf Abb. 6-77 (b) und Abb. 6-79, noch als ähnlich bezeichnet werden können, weist der Einsatz der verschiedenen Kombinationen im Rahmen eines bimodalen probabilistischen Simulationsmodells deutliche Unterschiede auf. Die Maximalkraftwerte der Kurven aus Simulationen mit Kombination 1 bzw. 2 liegen weit auseinander. Für Typ 2-Bruchfacettenanteile von 31 % und 45 % betragen die Maximalkraftwerte im Vergleich von Kombination 1 zu 2 624,33 N zu 370,68 N und 859,55 N zu 474 N. Diese großen Unterschiede liegen im Einfluss der Mehrachsigsigkeit begründet. Während Kombination 1 keinerlei Mehrachsigsigkeitseinfluss berücksichtigt, führt die

Kohäsivspannungs-Mehrachsigkeits-Beziehung der Kombination 2 zu einem sensibleren Verhalten des Kohäsivzonenmodells. Dadurch können die vorhandenen Unterschiede der Mehrachsigkeitszustände von Bruchversuchen bei Temperaturen von 200 °C zu denen bei 500 °C berücksichtigt werden. Die Maximalkraftwerte von Simulationen mit Kombination 2 liegen eher im Bereich der experimentell bestimmten Kurven. Diese Erkenntnis stellt ein ermutigendes Zeichen dar, auch zukünftig an dieser Methode weiterzuarbeiten und noch genauere Werte für die Kohäsivzonenparameter zu bestimmen, als es im Rahmen dieser Arbeit möglich war. Vorteilhafter wäre es jedoch, zukünftig eine wie zuvor erwähnte experimentell-simulative Bestimmung anzustreben.

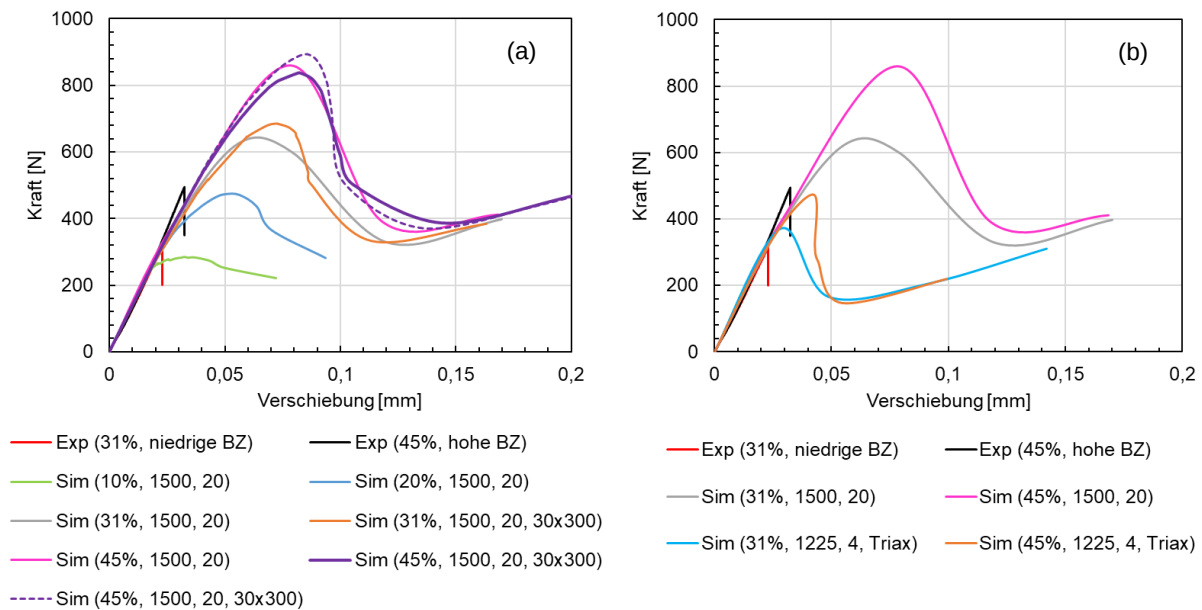


Abb. 6-80: Vergleich der Experimente mit Proben, deren Bruchflächen statistisch ausgewertet wurden, und den entsprechenden Simulationen anhand der Kraft-Verschiebungs-Kurven bei 200 °C. In der Legende beschreibt der erste Wert den prozentualen Anteil von Typ 2-Bruchfacetten und die beiden folgenden Werte beschreiben die Kohäsivspannung (in MPa) bzw. -energie (in N/mm). Durch ein „x“ getrennte Angaben weisen auf eine von der grundsätzlich verwendeten Clustergröße von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ abweichenden Clustergröße (in μm^2) hin. Der Zusatz „Triax“ zeigt die Verwendung des Kohäsivspannungs-Mehrachsigkeits-Zusammenhangs an. In (a) kommen ausschließlich die Werte von Kombination 1 zum Einsatz, während in (b) Kombination 1 und 2 in vergleichender Weise abgebildet sind

6.7.3 Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle

Der Abstand zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle als Begründung für eine Streuung der Bruchzähigkeiten geht auf die in Abs. 2.4.2 genannten Autoren zurück. Eigene Messungen des Abstands wurden, wie in Abs. 6.5.2 erläutert, durchgeführt. Bevor eine größere Anzahl Messungen durchgeführt wird, soll allerdings deren Verwendbarkeit in einem FE-Modell überprüft werden. Dazu wird das in Abs. 6.7.1.1 vorgestellte Bruchmechanikmodell als Viertelmodell verwendet. Die Kohäsivzone besitzt 150 Elemente in horizontaler sowie 50 in vertikaler Richtung. Im 150×50 Elemente großen Bereich der Kohäsivzone werden im Folgenden die Kohäsivparameter einiger Kohäsivelemente gezielt soweit herabgesetzt, dass sie faktisch keine Rolle mehr spielen, also eine Schwach- bzw. Fehlstelle darstellen. Die Größe

der Kohäsivelemente beträgt $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Die Auswirkungen dieser Eingriffe werden anhand der Kraft-Verschiebungs-Kurven der Simulationsergebnisse analysiert.

Im ersten Ansatz werden jeweils zehn ganze (horizontale) Reihen von Kohäsivelementen zu Fehlstellen umgewandelt. Der Abstand dieser Reihen vom Anriss wird variiert, wobei die Nummerierung der Reihen am Anriss mit der Nummer 1 beginnt. In Abb. 6-81 sind die Ergebnisse von Simulationen dargestellt, bei denen jeweils unterschiedliche Reihen(-pakete) entfernt wurden. Zum Vergleich ist das Ergebnis „ohne Fehlstellen“ aufgeführt. Es zeigt sich, dass ein gewisser Abstand der Fehlstellen zur Anrissfront, in diesem Fall die Reihen 17-26, zu sichtbar niedrigeren Ergebnissen führt. So beträgt die Bruchzähigkeit in der Simulation mit fehlerfreier Kohäsivzone $17,54 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$, während die Simulation im zuvor genannten Fall nur eine Bruchzähigkeit von $16,04 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ ergibt. Auf einen ähnlich niedrigen Wert ($16,19 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) für die Bruchzähigkeit kommt die Simulation des Falls der Reihen 3-12. Im Verlauf der Kraft-Verschiebungs-Kurve dieses Falls ist zu erkennen, dass bei ca. 240 N ein kleiner *Pop-In* stattfindet. Dies lässt darauf schließen, dass die beiden verbliebenen Reihen, Reihe 1 und 2, zwischen Anrissfront und Fehlstelle frühzeitig versagen und sich die niedrigere Bruchzähigkeit faktisch aufgrund des dadurch verlängerten Anrisses ($1 \text{ mm} + 120 \mu\text{m}$) einstellt. Sind die Fehlstellen weiter als die bisher angesprochenen Beispiele entfernt, nimmt der Einfluss auf die Bruchzähigkeit ab. Im Fall der Reihen 22-31 beträgt die Bruchzähigkeit bereits wieder $17,1 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$, während bei den noch weiter entfernten Reihen 32-41 ($17,42 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) kaum mehr ein Einfluss erkennbar ist.

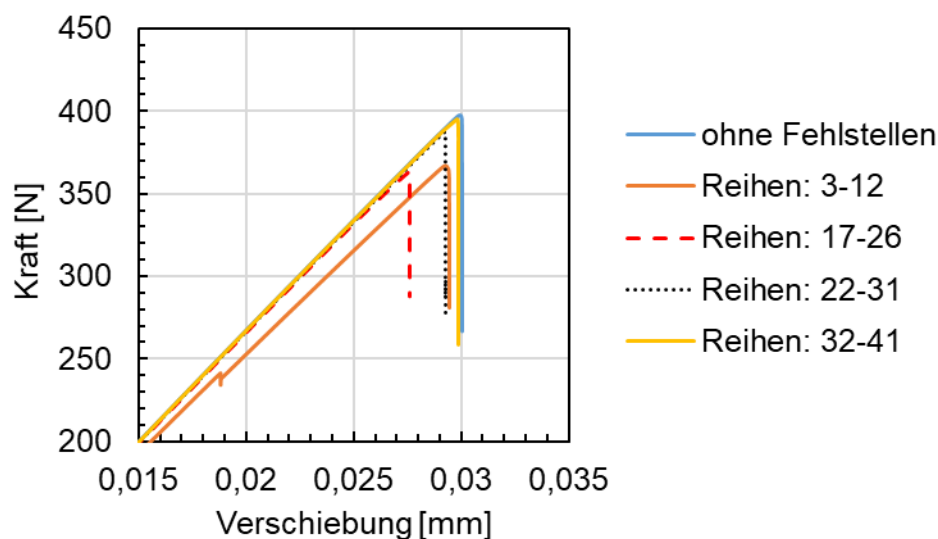


Abb. 6-81: Kraft-Verschiebungs-Kurven der Konfigurationen mit Fehlstellen in Form von Elementreihen mit unterschiedlichen Abständen zur Anrissfront

Im zweiten Ansatz werden nur noch rautenförmige Fehlstellen in die Kohäsivzone eingebracht und in Größe sowie vertikaler und horizontaler Positionierung variiert.

Abb. 6-82 zeigt die Einbringung unterschiedlich größer Fehlstellen. Die Größen der Fehlstellen reichen von der orangenen Konfiguration mit $100 \times 90 \mu\text{m}^2$ ($a \times b$) über die grüne Konfiguration mit $200 \times 190 \mu\text{m}^2$ bis hin zur blauen Konfiguration mit $300 \times 290 \mu\text{m}^2$. Die Fehlstellen sind jeweils auf der Seite der xy-Symmetrieebene des FE-Viertelmodells platziert, was wiederum der horizontalen Mitte der Bruchmechanikprobe entspricht. Die Ergebnisse der Variation der

Fehlstellengröße sind in Abb. 6-83 dargestellt. Wie zu erwarten, verringert sich die Bruchzähigkeit der Simulation mit der größten Fehlstelle (blaue Konfiguration) im Vergleich zur fehlerstellenfreien Simulation am meisten. Allerdings ist der Unterschied von nur $0,41 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ ($17,13 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ zu $17,54 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$) absolut betrachtet gering. Die mittelgroße Fehlstelle der grünen Konfiguration führt mit $17,47 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ zu noch geringeren Abweichungen vom fehlerfreien Fall, während die kleinste Fehlstelle der orangenen Konfiguration zu gar keiner wahrnehmbaren Abweichung mehr führt.

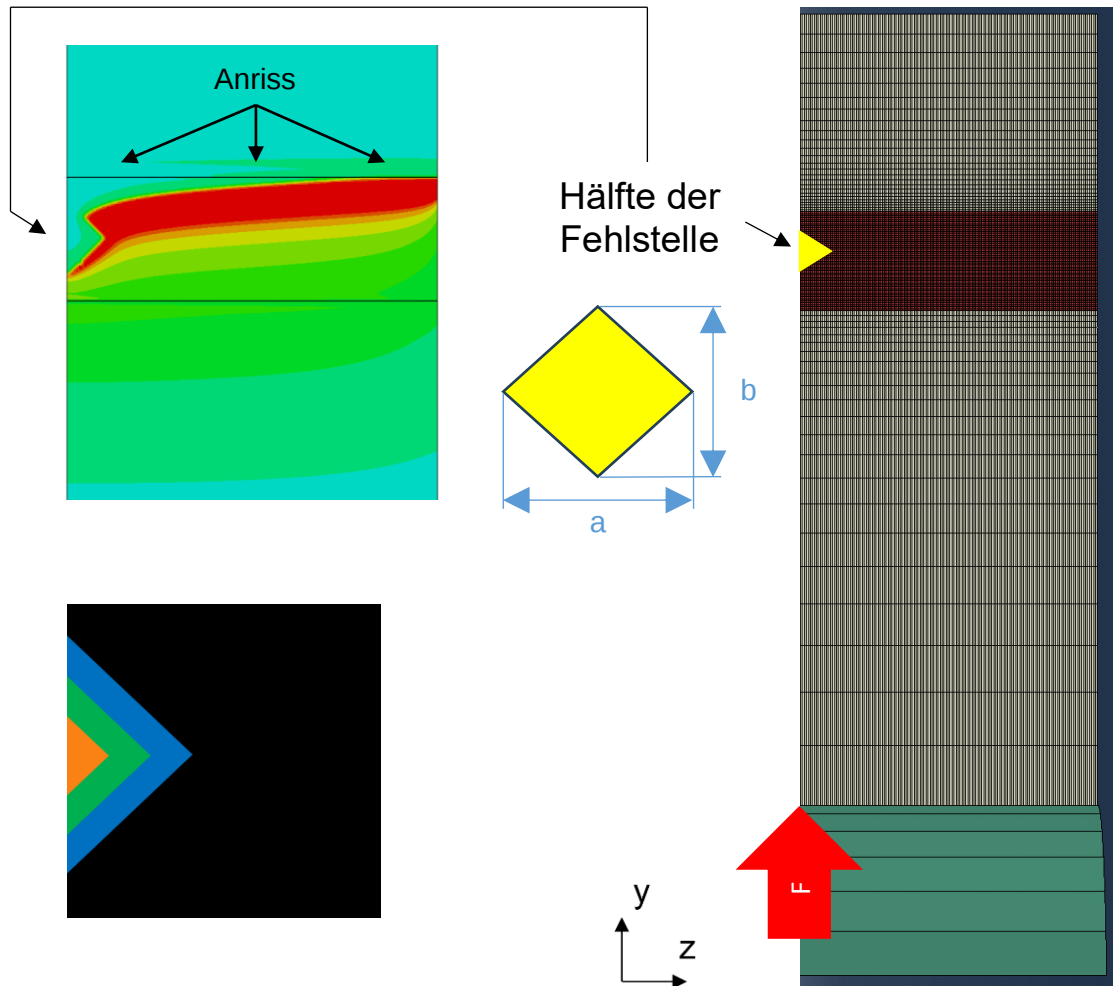


Abb. 6-82: Schematische Darstellung der Konfiguration einer Fehlstelle mit unterschiedlicher Größe im Viertelmodell

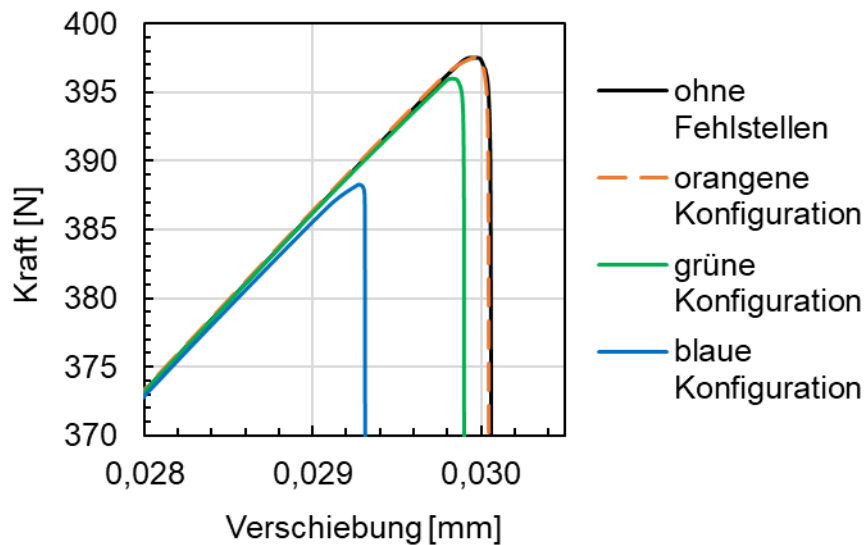


Abb. 6-83: Kraft-Verschiebungs-Kurven der Konfigurationen mit unterschiedlich großer Fehlstelle

Die kleinste Fehlstelle ($100 \times 90 \mu\text{m}^2$) kommt der Korngröße des Wolframmaterials, mit einem äquivalenten Durchmesser von $\sim 100 \mu\text{m}$ (vgl. Abs. 5.1.3), am nächsten. Aus der Untersuchung der unterschiedlich großen Fehlstellen wurde allerdings geschlossen, dass die kleinste Fehlstelle keinen Einfluss auf die Bruchzähigkeit aus der Simulation habe. Aus diesem Grund wurde zur Überprüfung des Einflusses der vertikalen Position die mittelgroße Fehlstelle verwendet. Die Konfigurationen werden in Abb. 6-84 gezeigt. Der Abstand zwischen Anrissfront und kleiner Fehlstelle wird variiert. Die Ergebnisse dieser Variation sind in Abb. 6-85 dargestellt. Die orangene Konfiguration führt dabei zur stärksten Reduktion der Bruchzähigkeit auf $17,03 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$. Der Abstand zwischen Mitte der Fehlstelle und Anrissfront beträgt $95 \mu\text{m}$, was bedeutet, dass sich der Rand der Fehlstelle und die Anrissfront berühren. Die Abstände zwischen Anrissfront und Mitte der Fehlstellen betragen bei der grünen und blauen Konfiguration jeweils $245 \mu\text{m}$ bzw. $395 \mu\text{m}$. Im Fall der blauen Konfiguration zeigt sich noch ein kleiner Einfluss der Fehlstelle auf die Bruchzähigkeit, welche auf $17,47 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ reduziert wird, während das Ergebnis der blauen Konfiguration (nahezu) deckungsgleich mit dem der fehlerfreien Kohäsivzone ist.

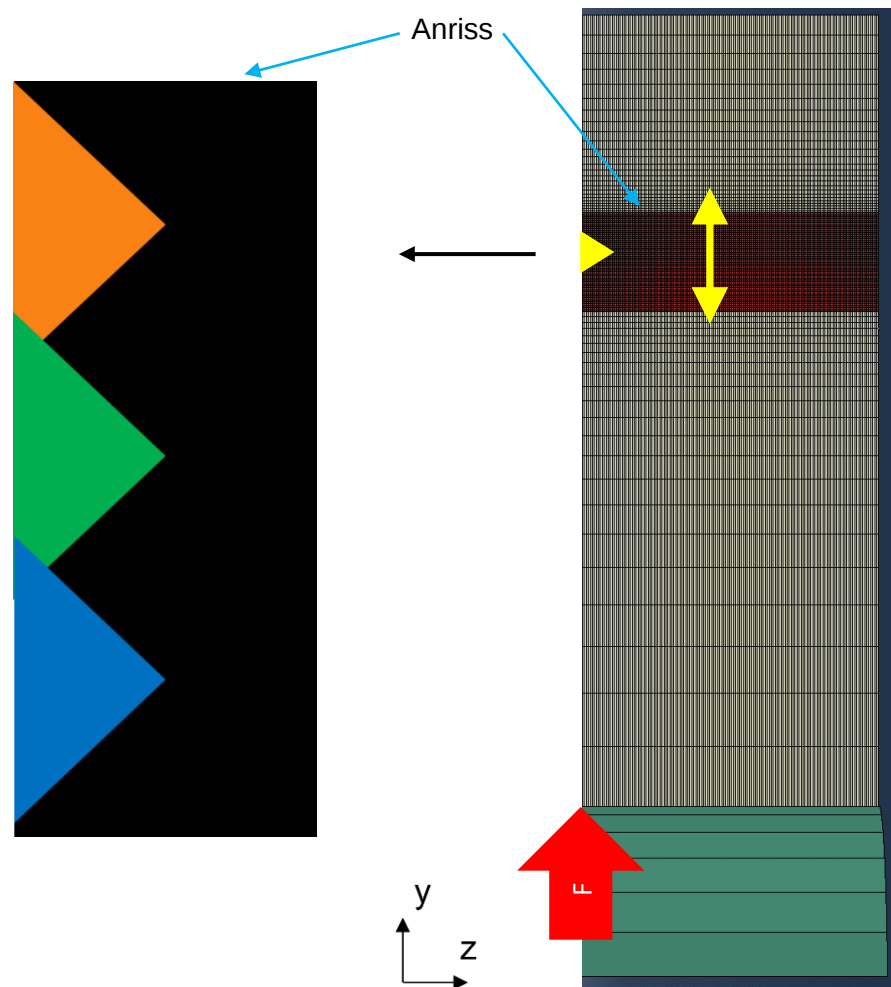


Abb. 6-84: Schematische Darstellung der Konfiguration einer Fehlstelle mit unterschiedlichem Abstand zur Anrissfront im Viertelmodell

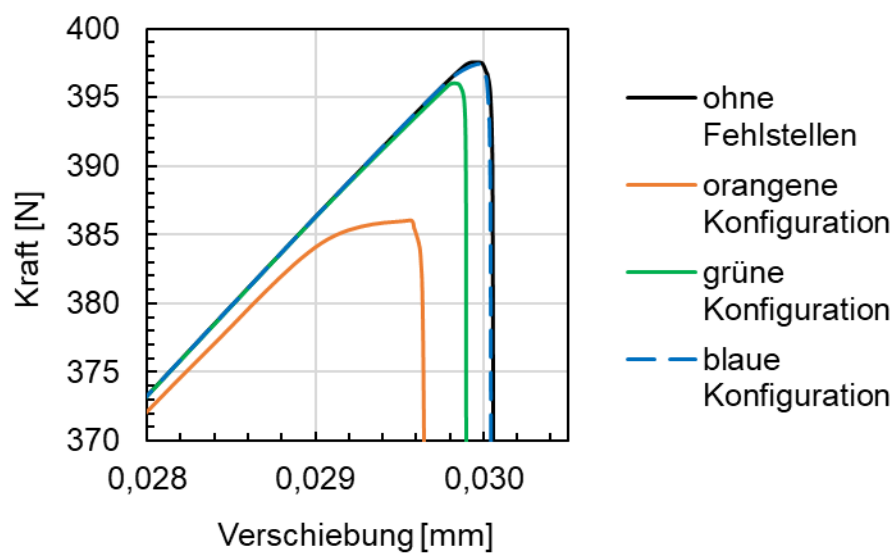


Abb. 6-85: Kraft-Verschiebungs-Kurven der Konfigurationen mit unterschiedlichem Abstand zur Anrissfront im Viertelmodell

Um den Einfluss des horizontalen Abstands einer Fehlstelle von der seitlichen Probenoberfläche zu untersuchen, wird das in Abb. 6-86 dargestellte Halbmodell in drei verschiedenen Konfigurationen simuliert. Es wird jeweils die mittelgroße Fehlstelle ($200 \times 190 \mu\text{m}^2$) verwendet, deren Mittelpunkt sich in vertikaler Richtung $145 \mu\text{m}$ von der Anrissfront entfernt befindet. Die Ergebnisse der drei simulierten Konfigurationen sind in Abb. 6-87 zu sehen. Die Abstände der grauen, pinken und braunen Konfiguration von der am nächsten liegenden seitlichen Probenoberfläche betragen $1,35 \text{ mm}$, $750 \mu\text{m}$ bzw. $150 \mu\text{m}$. Bei allen drei Kraft-Verschiebungs-Kurven zeigt sich eine Reduzierung der Maximalkraft im Vergleich zum Ergebnis mit fehlerfreier Kohäsivzone. Die Ergebnisse der grauen und der pinken Konfiguration sind sich, trotz des beträchtlichen horizontalen Abstands der Fehlstellen, sehr ähnlich, da sich in beiden Fällen die Fehlstelle im Bereich des ebenen Dehnungszustands der Probe befindet. Im Fall der braunen Konfiguration befindet sich die Fehlstelle so nahe an der seitlichen Probenoberfläche, dass dort bereits ein ebener Spannungszustand (ESZ) oder zumindest eine Überlagerung von ESZ und ebenem Verzerrungszustand (EVZ) vorherrscht. Somit ist die simulierte Bruchzähigkeit der braunen Konfiguration mit $17,19 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ etwas höher als die der beiden anderen Konfigurationen mit ca. $17 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$.

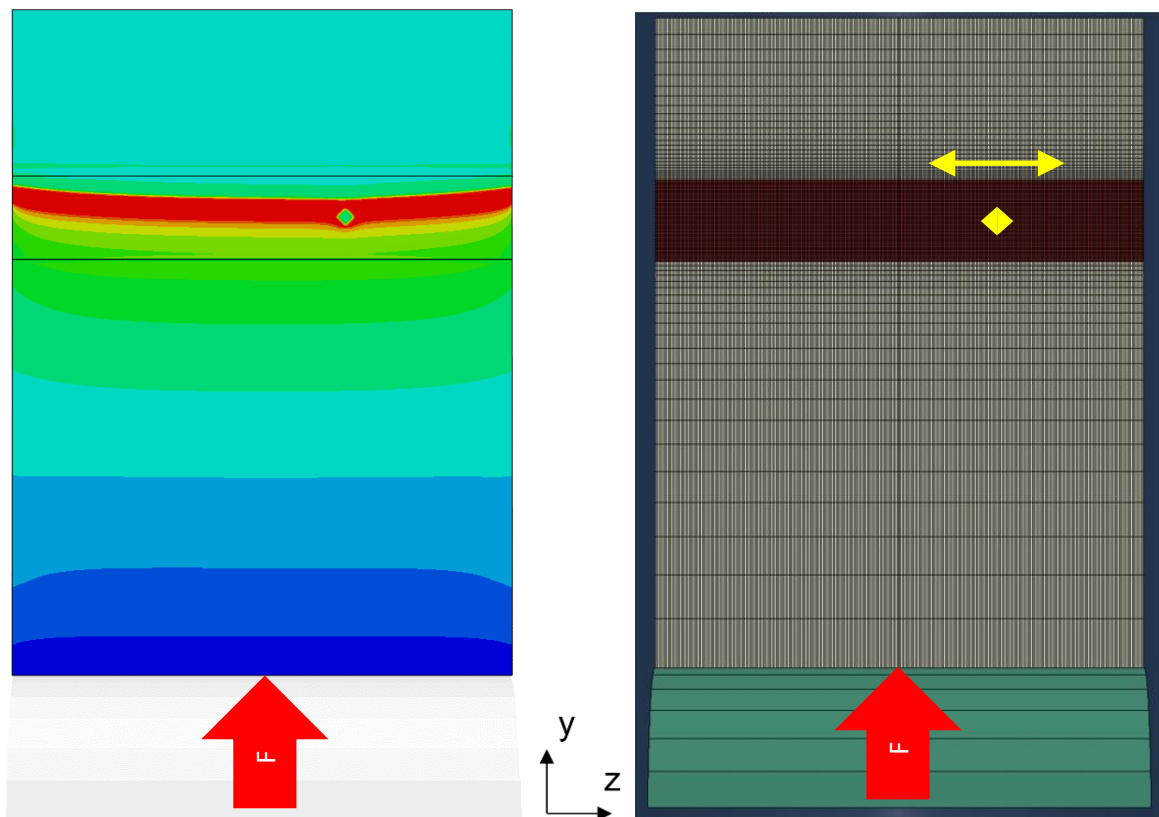


Abb. 6-86: Schematische Darstellung der Konfiguration einer Fehlstelle mit unterschiedlichem Abstand zur seitlichen Probenoberfläche im Halbmodell

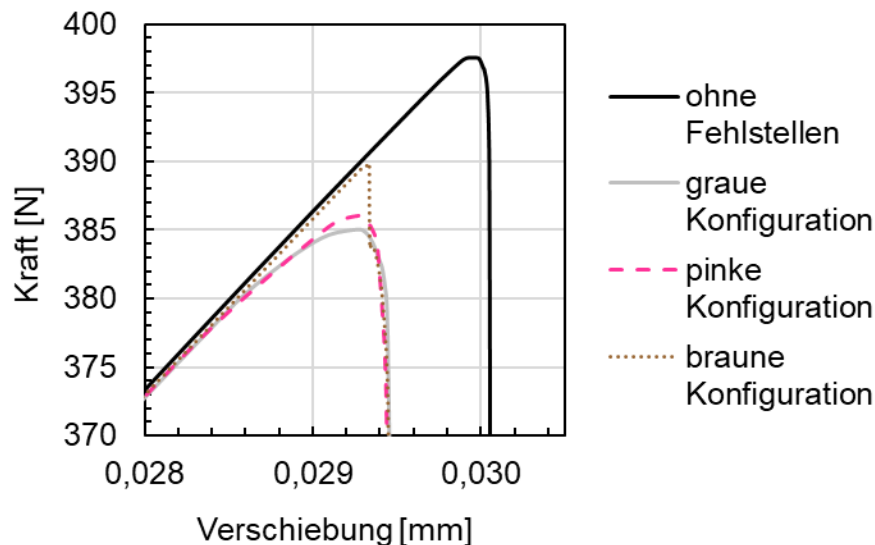


Abb. 6-87: Kraft-Verschiebungs-Kurven der Konfigurationen mit unterschiedlichem Abstand zur seitlichen Probenoberfläche

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass durch die Einbringung von Fehlstellen die Simulation der Bruchzähigkeit verändert bzw. variiert werden kann. Wie bereits die Ergebnisse von Das et al. [136] und in die in Abb. 2-14 eingefügten Trendlinien vermuten lassen, haben die Abstände der bruchauslösenden Stellen von der Anrissfront eine größere Variation der Bruchzähigkeit zur Folge als dies bei den Abständen von bruchauslösender Stelle zur seitlichen Probenoberfläche der Fall ist. Dieser Sachverhalt bestätigt sich in den Simulationen und lässt sich dadurch erklären, dass ein erheblicher Bereich der Probe in horizontaler Richtung einen EDZ aufweist, in welchem sich nahezu identische Bruchzähigkeiten ergeben. Demgegenüber machen sich unterschiedliche Abstände zwischen bruchauslösender Stelle und Anrissfront auch in der Simulation immer bemerkbar (vgl. Abb. 6-85).

Allein ist dieser Ansatz allerdings nicht in der Lage zur Simulation der Streuung von Bruchzähigkeit bei 200 °C. Die Ergebnisse aller gezeigter Konfigurationen liegen zwischen ca. 17 MPa√m und 17,54 MPa√m. Dies reicht nicht ansatzweise aus, um die in Abs. 6.4.2.2 (Tabelle 6-8) aufgeführte, große Streuung der experimentellen Bruchzähigkeitswerte abzubilden.

6.7.4 Zusammenfassende Diskussion

Konzept 2 zielt auf die Modellierung der Heterogenität in der Bruchfläche hinsichtlich der mechanischen Eigenschaften ab. Durch die Simulationen probabilistischer FE-Modelle mit Kohäsivzone in statistisch relevanter Anzahl sollte die experimentell bestimmte Streuung der Bruchzähigkeiten weitestgehend nachgeahmt werden. Während der Einfluss auf die Streuung von Simulationsergebnissen aufgrund der Sortierung der Kohäsivelemente sowie ihrer Kohäsivzonenparameterwerte in stark und schwach vergleichsweise gering ist, spielt die Clustergröße eine deutlich wichtigere Rolle. Bis auf einen Fall, führt die Verwendung von 500 x 500 µm² großen Clustern immer zu niedrigeren Werten für den Weibull-Formparameter m und damit zu einer größeren Streuung der Ergebnisse als beim Einsatz von 150 x 150 µm²- oder 30 x 300 µm²-Clustern. Speziell bei Simulationsergebnissen von Modellen mit Variante 2, bei

der die Kohäsivparameterwerte aus den experimentell bestimmten Weibull-Verteilungen zufällig gezogen und verteilt werden, und einer Clustergröße von $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ konnten sowohl bei Raumtemperatur als auch bei 200°C Weibull-Formparameterwerte bestimmt werden, die der experimentellen Bruchzähigkeitsverteilung von allen Ansätzen am nächsten kommen. Bei 200°C kommt der simulativ bestimmte m -Wert mit 7,120 dem experimentellen Wert von 5,193 nahe. Bei Raumtemperatur ist die Streuung der Simulationsergebnisse mit $m = 30,577$ sogar größer als die Streuung der experimentellen Bruchzähigkeiten (34,669). Allerdings ist diese Clustergröße eher als ein Produkt der Parameterstudie zu verstehen. Werden stärker an der Mikrostruktur orientierte Clustergrößen wie $30 \times 300 \mu\text{m}^2$ verwendet, ergeben sich m -Werte für Raumtemperatur von fast 150 und für 200°C von knapp über 50. Beide sind zu hoch, um ihre jeweiligen experimentellen Streuungen zu beschreiben. Dies ist jedoch eine Voraussetzung, um weitergehende Erkenntnisse ableiten und den experimentellen Aufwand verringern zu können.

Der Ansatz betreffend des Abstands zwischen Anrissfront und bruchauslösender Stelle hat sich in seiner jetzigen Form und für sich allein betrachtet als nicht ausreichend erwiesen. Qualitativ konnten zwar die erwarteten Einflüsse aus Größe und Positionierung von Fehlstellen innerhalb der Bruchfläche auf die Simulationsergebnissen nachgewiesen werden, quantitativ betrachtet zeigt sich allerdings, dass die erreichte Streuung der simulierten Bruchzähigkeiten eher gering ist. Im Hinblick auf die erreichbare Streuung gegenteilig verhält sich das Vorgehen unter Zuhilfenahme bimodaler probabilistischer Simulationsmodelle bei Raumtemperatur. Die anhand der Bruchfacettenanteile identifizierten beiden Kohäsivenergien führen, eingesetzt in eine statisch relevante Zahl von Simulationsmodellen, zwar noch nicht zur gewünschten Streuung der simulierten Bruchzähigkeiten, jedoch ist die bis dahin unerreichte Breite der Streuung, über welche sich die Simulationsergebnisse verteilen, vielversprechend. Es kommt bei Raumtemperatur mit einem Weibull-Formparameterwert von 6,576 zu einer deutlich breiteren Streuung als sie bei den experimentellen Bruchzähigkeiten (34,669) gegeben ist. Zur Stärkung dieses Ansatzes kann die quantitative Fraktografie an Bruchflächen weiterer, als der bisher zwei analysierten, Proben des Probensets durchgeführt werden. Ob sich ein Ansatz für die Analyse bei 200°C bewährt, bei welchem die beiden Kohäsivparametersets der bimodalen probabilistischen Simulationsmodelle zum einen aus dem spröden Bereich (RT) sowie zum anderen aus dem duktilen Bereich (500°C) angenommen werden, konnte im Rahmen dieser Arbeit leider nicht abschließend geklärt werden. Die Limitation rührt daher, dass die experimentell-simulative Bestimmung entsprechender Kohäsivzonenparameter sowie der Kohäsivspannungs-Mehrachsigsigkeits-Beziehung für 500°C aus gerätetechnischen Gründen nicht möglich war. Die Möglichkeit, die genannten Informationen durch rein simulative Anpassungen zu erhalten, wurde versucht, stellte sich jedoch als sehr schwierig heraus. Nichtsdestotrotz ist es zum Abschluss dieser Arbeit bereits gelungen, auch mit einer noch nicht optimierten Kombinationen aus Kohäsivspannung, -energie und Kohäsivspannungs-Mehrachsigsigkeits-Beziehung vielversprechende erste Simulationsergebnisse zu generieren.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass wohl nicht eine einzelne Eigenschaft, nicht ein einzelner Ansatz, in der Lage sein wird, die experimentelle Streuung der Bruchzähigkeiten, vor allem im Übergangsbereich, in zufriedenstellender Weise zu beschreiben. Es wird viel mehr

eine Kombination aus mehreren Ansätzen nötig sein. Dazu gehören u.a. die Variation der Kohäsivparameterwerte über die Bruchfläche der Simulationsmodelle, die Berücksichtigung der Bruchflächenanteile als Ergebnis der quantitativen Fraktografie sowie die Lage der bruchauslösenden Stelle vor dem Anriss. Auf Basis der bisherigen Erkenntnisse wird konkret die in Abs. 6.7.2.3 beschriebene Variante 3, erweitert um eine Option zur zufälligen Platzierung von bruchauslösenden Stellen, favorisiert.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Ziel verfolgt, ein Modell zur Beschreibung des Bruchverhaltens im Temperaturbereich unterhalb der Spröd-duktil-Übergangstemperatur zu entwickeln. Dies soll letztlich dazu benutzt werden, ein Bruchzähigkeits-Temperatur-Diagramm zu erstellen und um die Dimension der Versagenswahrscheinlichkeit zu erweitern. Beim untersuchten Material handelt es sich um technisch reines Wolfram in Form von Platten, das aufgrund mechanischer Umformung während des Herstellungsprozesses eine ausgeprägte anisotrope Mikrostruktur aufweist. Das Wolframmaterial zeigt bei den hier betrachteten Temperaturen zwischen Raumtemperatur und 400 °C überwiegend sprödes bzw. semi-sprödes Verhalten. Zur mathematischen Beschreibung von Bruchspannungen und Bruchzähigkeiten bei sprödem Bruchverhalten wird auf probabilistische Methoden zurückgegriffen. Zu diesem Zweck wurden im Zuge dieser Arbeit das Weibull- und das Beremin-Modell eingesetzt. Diese probabilistischen Methoden wurden sowohl auf die experimentell als auch auf die simulativ bestimmten Ergebnisse angewendet. Für Simulationen des Rissfortschritts kam innerhalb der FE-Modelle das Kohäsivzonenmodell zum Einsatz. Die Kohäsivzone besteht aus Kohäsivelementen, welche entlang der späteren Bruchfläche positioniert werden und während der Bruchsimulation versagen (können). Der Schwerpunkt lag dabei auf der numerischen Modellierung des Bruchvorgangs auf Grundlage bruchmechanischer Konzepte, welche wichtige Aspekte, wie statistische Streuung bruchmechanischer Eigenschaften oder die Anisotropie der Mikrostruktur berücksichtigen.

Es wurden zwei Konzepte entwickelt und verfolgt, wobei beide als Eingabe für die Parameter der Kohäsivzone (Kohäsivspannung und -energie) auf experimentell bestimmte Bruchspannungen und -zähigkeiten angewiesen sind. Aus diesem Grund wurden für Temperaturen von RT, 200 °C, 300 °C und 400 °C sowohl Vier-Punkt-Biegeversuche an quaderförmigen 3 x 4 x 45 mm³ großen Proben als auch Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikversuche an KLST-Proben durchgeführt. Im Bereich der Vier-Punkt-Biegeversuche war auffällig, dass die glatten Proben ab einer Versuchstemperatur von 300 °C nicht mehr brechen und deshalb gekerbte Proben eingesetzt werden mussten. Die gekerbten Proben werden aufgrund der Spannungslokalisierung mit dem Beremin-Modell analysiert, während die glatten Proben zuvor mit dem Weibull-Modell behandelt werden konnten. Im Bereich der Bruchmechanikversuche fiel auf, dass es bei Versuchstemperaturen von 300 °C und 400 °C KLST-Proben gibt, welche vor dem Bruch kein linear-elastisches Verhalten mehr aufweisen. Dieses Verhalten zeigte sich unabhängig von der Art der Einbringung des Anrisses in die Bruchmechanikproben. Im Zuge dieser Arbeit wurden verschiedene Arten der Anrisseinbringung ausprobiert und miteinander verglichen. Dazu gehören das Rasierklingenpolieren, das Laserkerben sowie der mittels Drucker-müdung erzeugte Anriss, wobei für die Simulationen anschließend die Ergebnisse aus den Versuchen mit lasergekerbten Proben herangezogen wurden.

Das zuvor geschilderte Materialverhalten, bei den beiden Versuchsarten, beschreibt die für die Konstruktion von Bauteilen für Fusionsreaktorkomponenten, wie bspw. den Divertor, besonders relevante mikrostrukturelle Orientierung T-L. Neben der genannten Orientierung wurden noch drei weitere Orientierungen, welche aus einem fünf Millimeter dicken Plattenmaterial

gewonnen werden können, untersucht. Dazu gehören L-T, T-S und L-S. Die Risse in T-L und L-T orientierten Proben verlaufen bei allen Versuchstemperaturen ungefähr in der Ebene der Anrisskerbe. Demgegenüber verlaufen die Risse der T-S sowie L-S orientierten Proben um einen Winkel von 70° bis fast 90° senkrecht zur Anrisskerbebene und mitunter bilden sich auf beiden Seiten spiegelsymmetrisch Risse. Proben mit einer T-L Orientierung weisen im gesamten betrachteten Temperaturbereich (RT – 400 °C) die geringsten Risswiderstände auf, weshalb diese Orientierung oft als schwache Orientierung bezeichnet wird.

Wie zuvor erwähnt, wurden zwei Konzepte entwickelt. Konzept 1 basiert auf zweidimensionalen Bruchmechaniksimulationen. Die Bruchfläche, oder vielmehr die Bruchlinie, beinhaltet Kohäsivelemente, wobei deren Kohäsivzonenparameterwerte aus den experimentellen Versuchsergebnissen gespeist werden. Die grundlegende Idee dieses Konzepts ist es, dass die Bruchspannungen aus Vier-Punkt-Biegeversuchen als Kohäsivspannungen in einer statistisch signifikanten Anzahl von FE-Bruchmechanikmodellen eingesetzt werden. Dadurch sollte überprüft werden, ob mithilfe der Streuung der Bruchspannungen die Streuung der Bruchzähigkeiten aus den Simulationsergebnissen hergeleitet werden kann. Zur Bereitstellung einer gemittelten Kohäsivenergie sieht dieses Konzept einige, wenige Bruchmechanikversuche vor. Zur Verifikation wurde eine statistisch signifikante Anzahl ($N = 30$) bruchmechanischer Versuche durchgeführt. Die Streuungen, quantifiziert als Werte des Weibull-Formparameters, der experimentell und simulativ bestimmten Bruchzähigkeiten stimmen jedoch nicht überein. Dies wird hauptsächlich auf den, im Vergleich zur Kohäsivenergie, geringeren Einfluss der Kohäsivspannung auf das Versagensverhalten des Kohäsivzonenmodells zurückgeführt. Die Streuungen der simulierten Bruchzähigkeiten waren für alle im Zuge dieser Arbeit betrachteten Versuchstemperaturen erheblich kleiner als die ihrer experimentellen Gegenparts. Konzept 1 erwies sich somit als nicht ausreichend.

Als Exkurs wurde ein im Rahmen von Konzept 1 verwendetes Set an Kohäsivparameterwerten für die T-L Orientierung in ein FE-Modell übertragen, dessen Struktur der Mikrostruktur von L-S orientierten Proben entspricht. Das Ergebnis legt nahe, dass die Kohäsivzonenparameterwerte von einer Orientierung des anisotropen Wolframmaterials auf eine andere übertragen werden können.

In Konzept 2 steht die Bruchfläche dreidimensionaler Bruchmechaniksimulationsmodelle im Fokus, welche durch die Kohäsivzone repräsentiert wird. Die zugrundeliegende Idee besteht darin, die Heterogenität der mechanischen Eigenschaften innerhalb der Bruchfläche mithilfe probabilistischer FE-Modelle nachzuvollziehen. In den probabilistischen FE-Modellen werden die Werte der Kohäsivzonenparameter in zufälliger Weise den Kohäsivelementen zugewiesen. Wie bereits bei Konzept 1, soll auch hier die experimentell bestimmte Streuung der Bruchzähigkeiten durch Simulationen in statistisch relevanter Anzahl weitestgehend nachgeahmt werden. Das Verhalten der die Bruchfläche repräsentierenden Kohäsivzone kann dabei durch eine ganze Reihe von Ansätzen verändert werden. So werden bspw. stärkere und schwächere Kohäsivelemente erzeugt, indem jeweils nur hohe Werte für die Kohäsivparameter zugeordnet werden oder genau umgekehrt. Als einflussreicher Ansatz hat sich die Bildung von Clustern aus mehreren Kohäsivelementen, mit jeweils gleichen Kohäsivparameterwerten, erwiesen. Zudem wurden für die Pools, aus denen als Eingabe für die Kohäsivparameter Werte gezogen

werden, verschiedene Verteilungsfunktionen oder verschiedene Konfigurationen derselben Verteilungsfunktion erprobt. Diese Ansätze führen zwar dazu, dass Streuungen der simulierten Bruchzähigkeiten in mehr oder weniger starker Ausprägung auftreten, allerdings konnte die Streuung der experimentellen Bruchzähigkeiten nicht in sinnvoller Weise nachgebildet werden. Für einen weiteren Ansatz wurden die Anteile der unterschiedlichen Bruchfacetten einer Bruchfläche zunächst anhand der gebrochenen Versuchsproben statistisch ausgewertet. In der Regel zeigen sich zwei maßgebliche Arten von Facetten, welche in einem bimodalen probabilistischen FE-Modell dazu führen, dass nur zwei Sets an Kohäsivparameterwerten für die Kohäsivelemente der Kohäsivzone zum Einsatz kommen. Ein Set für die als stark und ein Set für die als schwach definierte Facettenart. Bei Raumtemperatur wurden die Bruchflächen der Proben mit der höchsten bzw. der niedrigsten Bruchzähigkeit aus einer Versuchsserie ausgewertet und die daraus gewonnenen Flächenanteile in FE-Modellen mit Kohäsivzone verwendet. Dieser Ansatz erwies sich dahingehend als vielversprechend, als die Streuung der Simulationsergebnisse erstmalig signifikant breiter als die Streuung der Experimente ausfiel. Bei einer Versuchstemperatur von 200 °C wurden ebenfalls die Bruchflächen zweier Proben ausgewertet. Allerdings wurden die Facetten in spröde und duktil eingeteilt, wobei die spröden Anteile dieselben Kohäsivzonenparameterwerte wie bei Raumtemperatur bekommen, während Parameterwerte für die duktilen Anteile denen bei 500 °C entsprechen. Dieser Ansatz konnte aufgrund gerätetechnischer Einschränkungen noch nicht vollständig erprobt werden. Erste Simulationen unter Zuhilfenahme von simulativ angepassten Kohäsivparametern und Mehrachsigsigkeitsbeziehungen lieferten jedoch vielversprechende Ergebnisse.

Im Exkurs bei Konzept 2 wurde das erstellte FE-Modell mit der konfigurierbaren Kohäsivzone dazu genutzt, einen Ansatz zu überprüfen, wonach der Abstand zwischen der bruchauslösenden Schwachstelle innerhalb der Bruchfläche und der Anrissfront oder der Seitenfläche der Probe für die Streuung der Bruchzähigkeiten verantwortlich sei. Hierbei stellte sich heraus, dass vor allem der Abstand zur Anrissfront, welcher bei Proben der gleichen Serie ganz unterschiedlich sein kann, einen signifikanten Einfluss auf die zu erwartende Bruchzähigkeit hat. Jedoch lässt sich auch mit diesem Ansatz allein die experimentelle Streuung nicht simulativ nachbilden.

Um die Streuung der Versagenswahrscheinlichkeit in Zukunft auch mithilfe simulativer Mittel abbilden zu können, ist die Entwicklung eines Modells, ähnlich dem in dieser Arbeit beschriebenen, notwendig. Der Vorteil daran, experimentellen Aufwand teilweise durch Simulationsaufwand zu ersetzen, wird umso deutlicher, wenn bestrahltes Material, welches gewöhnlich nur in sehr begrenztem Umfang vorhanden ist, untersucht werden soll. Mit Konzept 1 und insbesondere den Arbeiten an Konzept 2 wurden wichtige Schritte in Richtung der Entwicklung eines solchen Modells gegangen. Nicht zuletzt, da nach Kenntnis des Autors noch keine systematische Wahrscheinlichkeitsanalyse von Wolframmaterial für den zuvor genannten Temperaturbereich, unter Verwendung der Weibull-Analyse für den spröden Bereich und des Beremin-Modells für den (unteren) Übergangsbereich für Vier-Punkt-Biegeversuche sowie Weibull-Analysen für bruchmechanische Versuche, durchgeführt wurde.

Im Fokus zukünftiger Bestrebungen steht die experimentell-simulative Bestimmung von Kohäsivzonenparameterwerten sowie der Kohäsivspannungs-Mehrachsigsigkeits-Beziehung für den

oberen Übergangsbereich mit überwiegend duktilem Materialverhalten. Mit deren Hilfe können durch die Verwendung bimodaler probabilistischer FE-Modelle im ersten Schritt die experimentellen Ergebnisse besser nachgebildet und im zweiten Schritt die Streuung der simulierten Ergebnisse untersucht werden. Falls dies nicht ausreicht, um etwaige experimentelle Streuungen simulativ zufriedenstellend nachahmen zu können, besteht die Möglichkeit, die bimodalen probabilistischen FE-Modelle um die Platzierung von rissauslösenden Stellen in der Kohäsivzone der Bruchfläche zu erweitern. Damit würden zwei der im Rahmen dieser Arbeit getrennt voneinander betrachteten Ansätze vereinigt.

Offen für zukünftige Arbeiten bleibt ebenfalls die Frage, inwieweit sich die für die T-L Orientierung gewonnenen Erkenntnisse, vor allem hinsichtlich der Streuungen von Bruchspannungen und -zähigkeiten, sowie die entwickelten Konzepte auf andere mikrostrukturelle Orientierungen übertragen lassen.

Literaturverzeichnis

- [1] ITER Organisation, *ITER Website*. Available: www.iter.org, (Accessed May 10, 2024).
- [2] M. A. Ulrickson, "Lessons learned from the design of ITER internal components," in *2013 IEEE 25th Symposium on Fusion Engineering (SOFE)*, 2013, pp. 1-8: IEEE.
- [3] J.-H. You, "A review on two previous divertor target concepts for DEMO: mutual impact between structural design requirements and materials performance," *Nuclear Fusion*, vol. 55, no. 11, p. 113026, 2015.
- [4] Programm Fusion des Karlsruher Instituts für Technologie, *KIT - PL FUSION*. Available: <https://www.fusion.kit.edu/85.php>, (Accessed June 26, 2024).
- [5] T. Hirai *et al.*, "ITER tungsten divertor design development and qualification program," *Fusion Engineering and Design*, vol. 88, no. 9-10, pp. 1798-1801, 2013.
- [6] J. Linke, P. Lorenzetto, P. Majerus, M. Merola, D. Pitzer, and M. Rödiger, "EU development of high heat flux components," *Fusion science and technology*, vol. 47, no. 3, pp. 678-685, 2005.
- [7] T. R. Barrett *et al.*, "Progress in the engineering design and assessment of the European DEMO first wall and divertor plasma facing components," *Fusion Engineering and Design*, vol. 109, pp. 917-924, 2016.
- [8] Plansee SE, *Vom Pulver bis zum Endprodukt*. Available: <https://www.plansee.com/de/industrien/mobilitaet.html>, (Accessed May 08, 2024).
- [9] M. Li and J.-H. You, "Interpretation of the deep cracking phenomenon of tungsten monoblock targets observed in high-heat-flux fatigue tests at 20 MW/m²," *Fusion Engineering and Design*, vol. 101, pp. 1-8, 2015.
- [10] M. Li, E. Werner, and J.-H. You, "Fracture mechanical analysis of tungsten armor failure of a water-cooled divertor target," *Fusion Engineering and Design*, vol. 89, no. 11, pp. 2716-2725, 2014.
- [11] D. Rupp, "Bruch und Spröde-duktil-Übergang in polykristallinem Wolfram : Einfluss von Mikrostruktur und Lastzustand," Schriftenreihe "Werkstoffwissenschaft und Werkstofftechnik" ; 61, Shaker, Aachen, 2010.
- [12] B. Gludovatz, S. Wurster, A. Hoffmann, and R. Pippan, "Fracture toughness of polycrystalline tungsten alloys," *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, vol. 28, no. 6, pp. 674-678, 2010.
- [13] M. Conte and J. Aktaa, "Manufacturing influences on microstructure and fracture mechanical properties of polycrystalline tungsten," *Nuclear Materials and Energy*, vol. 21, p. 100591, 2019.
- [14] C. Yin, D. Terentyev, T. Pardo, R. Petrov, and Z. Tong, "Ductile to brittle transition in ITER specification tungsten assessed by combined fracture toughness and bending tests analysis," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 750, pp. 20-30, 2019.
- [15] C. Yin *et al.*, "Impact of neutron irradiation on hardening of baseline and advanced tungsten grades and its link to initial microstructure," *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 6, p. 066012, 2021.
- [16] M. Rieth *et al.*, "Tungsten as a structural divertor material," in *Advances in Science and Technology*, 2010, vol. 73, pp. 11-21: Trans Tech Publ.

- [17] D. Rupp and S. M. Weygand, "Experimental investigation of the fracture toughness of polycrystalline tungsten in the brittle and semi-brittle regime," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 386, pp. 591-593, 2009.
- [18] B. Gludovatz, "Fracture behavior of tungsten," University of Leoben, 2010.
- [19] E. Gaganidze, D. Rupp, and J. Aktaa, "Fracture behaviour of polycrystalline tungsten," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 446, no. 1-3, pp. 240-245, 2014.
- [20] J. Ast, M. Göken, and K. Durst, "Size-dependent fracture toughness of tungsten," *Acta Materialia*, vol. 138, pp. 198-211, 2017.
- [21] J. Morniroli, M. Gantois, and M. Lahaye, "Brittle fracture of polycrystalline tungsten," *Journal of Materials Science*, vol. 20, no. 1, pp. 199-206, 1985.
- [22] B. Gludovatz, S. Wurster, T. Weingärtner, A. Hoffmann, and R. Pippan, "Influence of impurities on the fracture behaviour of tungsten," *Philosophical Magazine*, vol. 91, no. 22, pp. 3006-3020, 2011.
- [23] B. Djordjevic, S. Mastilovic, A. Sedmak, A. Dimic, and M. Kljajin, "Ductile-to-brittle transition of ferritic steels: A historical sketch and some recent trends," *Engineering Fracture Mechanics*, p. 109716, 2023.
- [24] T. L. Anderson, *Fracture mechanics: fundamentals and applications*. Boca Raton, FL, USA: CRC press, 2017.
- [25] P. Gumbsch, "Brittle fracture and the brittle-to-ductile transition of tungsten," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 323, no. 2-3, pp. 304-312, 2003.
- [26] M. Walter, "Mechanische und fraktographische Charakterisierung des niedrigaktivierbaren Chromstahls F82H-mod im spröde-duktilen Übergangsbereich," 2002.
- [27] J. Aktaa, M. Walter, G. Angella, and E. P. Cippo, "Creep-fatigue design rules for cyclic softening steels," *International Journal of Fatigue*, vol. 118, pp. 98-103, 2019.
- [28] S. Roberts, P. Hirsch, A. Booth, M. Ellis, and F. Serbena, "Dislocations, cracks and brittleness in single crystals," *Physica Scripta*, vol. 1993, no. T49B, p. 420, 1993.
- [29] C. Bonnekoh, *Der Spröde-duktil-Übergang in ultrafeinkörnigem Wolfram*. KIT Scientific Publishing, 2021.
- [30] H. Biermann and L. Krüger, *Moderne Methoden der Werkstoffprüfung*. John Wiley & Sons, 2014.
- [31] D. Rupp and S. M. Weygand, "Loading rate dependence of the fracture toughness of polycrystalline tungsten," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 417, no. 1-3, pp. 477-480, 2011.
- [32] D. Rupp and S. Weygand, "Anisotropic fracture behaviour and brittle-to-ductile transition of polycrystalline tungsten," *Philosophical Magazine*, vol. 90, no. 30, pp. 4055-4069, 2010.
- [33] P. Gumbsch, J. Riedle, A. Hartmaier, and H. F. Fischmeister, "Controlling factors for the brittle-to-ductile transition in tungsten single crystals," *Science*, vol. 282, no. 5392, pp. 1293-1295, 1998.
- [34] D. H. Lassila, F. Magness, and D. Freeman, "Ductile-Brittle Transition Temperature testing of tungsten using the three-point bend test," Lawrence Livermore National Lab., CA (United States)1991.
- [35] A. Giannattasio, Z. Yao, E. Tarleton, and S. G. Roberts, "Brittle–ductile transitions in polycrystalline tungsten," *Philos. Mag.*, vol. vol. 90, no. no. 30, pp. pp. 3947–3959, 2010.
- [36] K. Wallin, "The scatter in KIC-results," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 19, no. 6, pp. 1085-1093, 1984.

- [37] H.-W. Viehrig and C. Zurbuchen, "Anwendung des Master Curve-Konzeptes zur Charakterisierung der Zähigkeit neutronenbestrahlter Reaktordruckbehälterstähle," 2007.
- [38] ASTM Standard: E 1921 – 22a, "Determination of Reference Temperature, T_0 , for Ferritic Steels in the Transition Range," *ASTM Book of Standards*, 2022.
- [39] K. Wallin, "The effect of ligament size on cleavage fracture toughness," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 32, no. 3, pp. 449-457, 1989.
- [40] K. Wallin, "Master curve analysis of the "Euro" fracture toughness dataset," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 69, no. 4, pp. 451-481, 2002.
- [41] K. Wallin, "Fracture toughness transition curve shape for ferritic structural steels," in *Fracture of engineering materials and structures*: Springer, 1991, pp. 83-88.
- [42] F. Beremin, A. Pineau, F. Mudry, J.-C. Devaux, Y. D'Escatha, and P. Ledermann, "A local criterion for cleavage fracture of a nuclear pressure vessel steel," *Metallurgical transactions A*, vol. 14, no. 11, pp. 2277-2287, 1983.
- [43] H.-P. Seebich, "Mikromechanisch basierte schädigungsmodelle zur Beschreibung des Versagensablaufs ferritischer Bauteile," University of Stuttgart, 2007.
- [44] W. Weibull, "A statistical theory of the strength of materials," *IVB-Handl.*, 1939.
- [45] W. Weibull, "A Statistical Distribution Function of Wide Applicability," *Journal of applied mechanics*, vol. 103, no. 730, pp. 293-297, 1951.
- [46] J. Lamon, *Brittle fracture and damage of brittle materials and composites: statistical-probabilistic approaches*. Elsevier, 2016.
- [47] D. Munz and T. Fett, *Ceramics: mechanical properties, failure behaviour, materials selection*. Springer Science & Business Media, 1999.
- [48] ASTM Standard: C 1239 – 13, "Standard Practice for Reporting Uniaxial Strength Data and Estimating Weibull Distribution Parameters for Advanced Ceramics," *ASTM Book of Standards*, 2018.
- [49] R. Danzer, P. Supancic, J. Pascual, and T. Lube, "Fracture statistics of ceramics—Weibull statistics and deviations from Weibull statistics," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 74, no. 18, pp. 2919-2932, 2007.
- [50] R. Danzer, T. Lube, P. Supancic, and R. Damani, "Fracture of Ceramics," in *Ceramics Science and Technology*, 2008, pp. 529-575.
- [51] R. Danzer, T. Lube, and P. Supancic, "Fracture statistics of ceramics--a short overview," in *11th International Conference on Fracture. Final report. Turin, Italy*, 2005, pp. 214-220.
- [52] R. Danzer, "Some notes on the correlation between fracture and defect statistics: are Weibull statistics valid for very small specimens?," *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 26, no. 15, pp. 3043-3049, 2006.
- [53] R. Danzer, P. Supancic, and T. Lube, "Strength of Small Ceramic Specimens-A Limit to Weibull Statistics," in *Proceedings of the 10th International Conference of the European Ceramic Society*, 2008, pp. 1266-1270.
- [54] H. Riesch-Oppermann, M. Härtelt, and O. Kraft, "STAU – A review of the Karlsruhe weakest link finite element postprocessor with extensive capabilities," *International Journal of Materials Research*, vol. 99, no. 10, pp. 1055-1065, 2008.
- [55] A. Heger, A. Bruckner-Foit, and D. Munz, "STAU- A COMPUTER CODE TO CALCULATE THE FAILURE PROBABILITY OF MULTIAXIALLY LOADED CERAMIC COMPONENTS," *Euro-Ceramics II.*, vol. 2, pp. 1143-1147, 1991.

- [56] N. N. Nemeth, J. M. Manderscheid, and J. P. Gyekenyesi, "Design of ceramic components with the NASA/CARES computer program," 1990.
- [57] N. N. Nemeth, L. M. Powers, L. A. Janosik, and J. P. Gyekenyesi, "CARES/LIFE ceramics analysis and reliability evaluation of structures life prediction program," 2003.
- [58] J. Lamon, D. Pherson, and P. Dotta, "2D and 3D Ceramic Reliability Analysis Using CERAM," *Statistical Post Processor Software" Technical Documentation, Battelle Geneva Laboratories*, vol. 190, 1989.
- [59] Z. P. Bazant, Y. Xi, and S. G. Reid, "Statistical size effect in quasi-brittle structures: I. Is Weibull theory applicable?," *Journal of engineering Mechanics*, vol. 117, no. 11, pp. 2609-2622, 1991.
- [60] P. Rossi and S. Richer, "Numerical modelling of concrete cracking based on a stochastic approach," *Materials and Structures*, vol. 20, no. 5, pp. 334-337, 1987.
- [61] X. X. He and Z. H. Xie, "Experimental study on statistical parameters of concrete strength based on weibull probability distribution," *Key Engineering Materials*, vol. 477, pp. 224-232, 2011.
- [62] J. A. Holmberg, "Application of Weibull theory to random-fibre composites," *Composites science and technology*, vol. 54, no. 1, pp. 75-85, 1995.
- [63] E. Trujillo, M. Moesen, L. Osorio, A. W. Van Vuure, J. Ivens, and I. Verpoest, "Bamboo fibres for reinforcement in composite materials: Strength Weibull analysis," *Composites Part A: Applied Science and Manufacturing*, vol. 61, pp. 115-125, 2014.
- [64] M. Gee, "Brittle fracture of hardmetals: Dependence of strength on defect size distribution," *International journal of mechanical sciences*, vol. 26, no. 2, pp. 85-91, 1984.
- [65] T. Klünsner *et al.*, "Effect of specimen size on the tensile strength of WC–Co hard metal," *Acta materialia*, vol. 59, no. 10, pp. 4244-4252, 2011.
- [66] M. Jonke *et al.*, "Strength of WC-Co hard metals as a function of the effectively loaded volume," *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, vol. 64, pp. 219-224, 2017.
- [67] D. Kanagarajan, P. Sivaraj, M. Seeman, and R. Seetharaman, "Evaluation of the reliability on WC-40% Co composites through Weibull analysis," *Materials Today: Proceedings*, vol. 22, pp. 519-524, 2020.
- [68] J. Margetson and P. Sherwood, "Statistical analysis of the brittle fracture of sintered tungsten," *Journal of Materials Science*, vol. 14, no. 11, pp. 2575-2580, 1979.
- [69] J.-H. You and I. Komarova, "Probabilistic failure analysis of a water-cooled tungsten divertor: Impact of embrittlement," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 375, no. 3, pp. 283-289, 2008.
- [70] T. Weber, M. Härtelt, and J. Aktaa, "Considering brittleness of tungsten in failure analysis of helium-cooled divertor components with functionally graded tungsten/EUROFER97 joints," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 100, pp. 63-75, 2013.
- [71] M. T. Lessmann, *Non-Ductile Design of Demo Divertor Armour: Towards the Probabilistic Reliability Assessment of Brittle Tungsten Components in Their Irradiated State*. The University of Manchester (United Kingdom), 2016.
- [72] A. Pineau, "Development of the local approach to fracture over the past 25 years: theory and applications," *International Journal of Fracture*, vol. 138, no. 1-4, pp. 139-166, 2006.

- [73] C. Ruggieri and R. H. Dodds Jr, "A local approach to cleavage fracture modeling: An overview of progress and challenges for engineering applications," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 187, pp. 381-403, 2018.
- [74] M. O. Vrielink, J. van Dommelen, and M. Geers, "Multi-scale fracture probability analysis of tungsten monoblocks under fusion conditions," *Nuclear Materials and Energy*, vol. 28, p. 101032, 2021.
- [75] A. Andrieu, A. Pineau, J. Besson, D. Ryckelynck, and O. Bouaziz, "Beremin model: Methodology and application to the prediction of the Euro toughness data set," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 95, pp. 102-117, 2012.
- [76] C. Ruggieri, X. Gao, and R. H. Dodds Jr, "Transferability of elastic-plastic fracture toughness using the Weibull stress approach: significance of parameter calibration," *Engineering fracture mechanics*, vol. 67, no. 2, pp. 101-117, 2000.
- [77] C. Ruggieri and A. P. Jivkov, "A probabilistic approach for cleavage fracture including the statistics of microcracks: Application to a reactor pressure vessel steel," *Engineering Fracture Mechanics*, p. 108702, 2022.
- [78] G. Bernauer, "Einsatz mikromechanischer Schädigungsmodelle im spröde-duktilen Übergangsbereich," Karlsruhe, Univ., Diss., 1997, 1997.
- [79] G. Bernauer, W. Brocks, and W. Schmitt, "Modifications of the Beremin model for cleavage fracture in the transition region of a ferritic steel," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 64, no. 3, pp. 305-325, 1999.
- [80] V. S. Barbosa and C. Ruggieri, "A simplified estimation procedure for the Weibull stress parameter, m , and applications to predict the specimen geometry dependence of cleavage fracture toughness," *International Journal of Pressure Vessels and Piping*, vol. 188, p. 104228, 2020.
- [81] B. Wasiluk, J. P. Petti, and R. H. Dodds Jr, "Temperature dependence of Weibull stress parameters: Studies using the Euro-material," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 73, no. 8, pp. 1046-1069, 2006.
- [82] Z. He, C. Li, Y. Li, W. Jin, and Z. Gao, "Prediction of Fracture Toughness Scatter Based on Weibull Stress Using Crystal Plasticity Finite Element Method," *Metals*, vol. 12, no. 5, p. 872, 2022.
- [83] C. Ruggieri and R. Dodds, "WSTRESS Release 1.0: Numerical Computation of Probabilistic Fracture Parameters," 1996.
- [84] C. Ruggieri and R. H. Dodds, "Numerical evaluation of probabilistic fracture parameters using WSTRESS," *Engineering Computations*, 1998.
- [85] H. Riesch-Oppermann and A. Brückner-Foit, "WEISTRABA-a code for the numerical analysis of Weibull stress parameters from ABAQUS finite element stress analysis. Procedural background and code description," Forschungszentrum Karlsruhe GmbH Technik und Umwelt (Germany). Inst. fuer ...1998.
- [86] X. Gao, C. Ruggieri, and R. Dodds, "Calibration of Weibull stress parameters using fracture toughness data," *International Journal of Fracture*, vol. 92, no. 2, pp. 175-200, 1998.
- [87] O. Coppejans and C. Walters, "Comparison of methods to find the Weibull stress parameters," in *ASME 2018 37th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering*, 2018: American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- [88] J. P. Petti and R. H. Dodds Jr, "Coupling of the Weibull stress model and macroscale models to predict cleavage fracture," *Engineering fracture mechanics*, vol. 71, no. 13-14, pp. 2079-2103, 2004.

- [89] J. P. Petti and R. H. Dodds Jr, "Calibration of the Weibull stress scale parameter, σ_u , using the Master Curve," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 72, no. 1, pp. 91-120, 2005.
- [90] G. Qian, V. González-Albuixech, and M. Niffenegger, "Calibration of Beremin model with the master curve," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 136, pp. 15-25, 2015.
- [91] G. Rousselier, "Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture," *Nuclear engineering and design*, vol. 105, no. 1, pp. 97-111, 1987.
- [92] V. Tvergaard and A. Needleman, "Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar," *Acta metallurgica*, vol. 32, no. 1, pp. 157-169, 1984.
- [93] G. Merkert, "Anwendung und Weiterentwicklung von schädigungsmechanischen Ansätzen zur Simulation des Versagensverhaltens von Thermoschockproben," 2002.
- [94] K. Hojo, N. Ogawa, T. Hirota, K. Yoshimoto, Y. Nagoshi, and S. Kawabata, "Application of Coupled Damage and Beremin Model to Ductile-Brittle Transition Temperature Region Considering Constraint Effect," *Procedia Structural Integrity*, vol. 2, pp. 1643-1651, 2016.
- [95] K. Hojo, N. Ogawa, and T. Hirota, "Applicability of Fracture Toughness Prediction by Coupled Damage Mechanics Model and Brittle Fracture Model for Ductile: Brittle Transition Temperature Region for Reactor Pressure Vessel Steels," 2017.
- [96] K.-H. Schwalbe, I. Scheider, and A. Cornec, *Guidelines for applying cohesive models to the damage behaviour of engineering materials and structures* (Springerbriefs in Applied Sciences and Technology). Heidelberg [u.a.]: Springer, 2013, pp. XI, 89 S.
- [97] M. Kuna, *Numerische Beanspruchungsanalyse von Rissen* (Vieweg+ Teubner). 2008, pp. 408-410.
- [98] I. Scheider, "Bruchmechanische Bewertung von Laserschweißverbindungen durch numerische Rißfortschrittsimulation mit dem Kohäsivzonenmodell," 2001.
- [99] A. L. Gurson, "Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I—Yield criteria and flow rules for porous ductile media," 1977.
- [100] J. Lin, Y. Liu, and T. Dean, "A review on damage mechanisms, models and calibration methods under various deformation conditions," *International Journal of damage mechanics*, vol. 14, no. 4, pp. 299-319, 2005.
- [101] J. Lemaitre, "A continuous damage mechanics model for ductile fracture," 1985.
- [102] G. I. Barenblatt, "The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture," in *Advances in applied mechanics*, vol. 7: Elsevier, 1962, pp. 55-129.
- [103] Abaqus Inc., "Modeling Fracture and Failure with Abaqus (version 2)," 2012.
- [104] W. Brocks, "FEM-Analysen von Rissproblemen bei nichtlinearem Materialverhalten," *DVM Weiterbildungsseminar Anwendung numerischer Methoden in der Bruchmechanik*, 2002.
- [105] E. J. Barbero, *Finite element analysis of composite materials using Abaqus®*. CRC press, 2013.
- [106] Z.-z. Du, "eXtended Finite Element Method (XFEM) in Abaqus," *SIMULIA*.
- [107] I. Scheider, "The Cohesive Model Foundations and Implementation," *Helmholtz Zentrum Geesthacht (HZG), 2nd Edition (11/2011)*, 2006.
- [108] E. Vanmarcke, *Random fields: analysis and synthesis*. World Scientific, 2010.
- [109] J. D. Arregui Mena, L. Margetts, and P. M. Mummery, "Practical application of the stochastic finite element method," *Archives of computational methods in engineering*, vol. 23, pp. 171-190, 2016.

- [110] V. Papadopoulos and D. G. Giovanis, *Stochastic finite element methods: an introduction*. Springer, 2017.
- [111] E. Vanmarcke, M. Shinozuka, S. Nakagiri, G. Schueller, and M. Grigoriu, "Random fields and stochastic finite elements," *Structural safety*, vol. 3, no. 3-4, pp. 143-166, 1986.
- [112] S. Mahadevan and A. Haldar, "Practical random field discretization in stochastic finite element analysis," *Structural safety*, vol. 9, no. 4, pp. 283-304, 1991.
- [113] M. Vorechovský and D. Novák, "Simulation of random fields for stochastic finite element analyses," in *ICoSSaR*, 2005, vol. 5, pp. 2545-2552.
- [114] W. K. Liu, T. Belytschko, and A. Mani, "Probabilistic finite elements for nonlinear structural dynamics," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 56, no. 1, pp. 61-81, 1986.
- [115] J. D. Arregui Mena *et al.*, "The stochastic finite element method for nuclear applications," 2016: VII European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and
- [116] S. Ozaki, Y. Aoki, T. Osada, K. Takeo, and W. Nakao, "Finite element analysis of fracture statistics of ceramics: effects of grain size and pore size distributions," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 101, no. 7, pp. 3191-3204, 2018.
- [117] S. Ozaki, K. Yamagata, C. Ito, T. Kohata, and T. Osada, "Finite element analysis of fracture behavior in ceramics: Prediction of strength distribution using microstructural features," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 105, no. 3, pp. 2182-2195, 2022.
- [118] K. Takeo, Y. Aoki, T. Osada, W. Nakao, and S. Ozaki, "Finite element analysis of the size effect on ceramic strength," *Materials*, vol. 12, no. 18, p. 2885, 2019.
- [119] A. Tran and T. Wildey, "Solving stochastic inverse problems for property–structure linkages using data-consistent inversion and machine learning," *JOM*, vol. 73, no. 1, pp. 72-89, 2021.
- [120] V. Shanmugam, R. Penmetsa, and E. Tuegel, "Determination of Probability Density Functions of the Cohesive Zone Parameters," in *51st AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference 18th AIAA/ASME/AHS Adaptive Structures Conference 12th*, 2010, p. 2515.
- [121] V. Shanmugam, R. Penmetsa, and E. Tuegel, "Calibration of a probabilistic cohesive zone model for generating a fracture nomograph," *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 35, no. 4, pp. 328-346, 2012.
- [122] V. Shanmugam, R. Penmetsa, E. Tuegel, and S. Clay, "Stochastic modeling of delamination growth in unidirectional composite DCB specimens using cohesive zone models," *Composite Structures*, vol. 102, pp. 38-60, 2013.
- [123] Y. Freed, M. Salviato, and N. Zobeiry, "Implementation of a probabilistic machine learning strategy for failure predictions of adhesively bonded joints using cohesive zone modeling," *International Journal of Adhesion and Adhesives*, p. 103226, 2022.
- [124] G. Papazafeiropoulos, M. Muñoz-Calvente, and E. Martínez-Pañeda, "Abaqus2Matlab: a suitable tool for finite element post-processing," *Advances in Engineering Software*, vol. 105, pp. 9-16, 2017.
- [125] Z. R. Khokhar, I. A. Ashcroft, and V. V. Silberschmidt, "Simulations of delamination in CFRP laminates: Effect of microstructural randomness," *Computational Materials Science*, vol. 46, no. 3, pp. 607-613, 2009.

- [126] Z. R. Khokhar, I. A. Ashcroft, and V. V. Silberschmidt, "Interaction of matrix cracking and delamination in cross-ply laminates: simulations with stochastic cohesive zone elements," *Applied Composite Materials*, vol. 18, pp. 3-16, 2011.
- [127] Z. R. Khokhar, I. A. Ashcroft, and V. V. Silberschmidt, "Three-dimensional analysis of the effect of material randomness on the damage behaviour of CFRP laminates with stochastic cohesive-zone elements," *Applied Composite Materials*, vol. 21, pp. 71-89, 2014.
- [128] J. Schicker, "Simulation des Bruchverhaltens quasi-spröder Werkstoffe bei einachsiger Zugbelastung unter Verwendung eines lokalen statistischen Ansatzes und einfacher statistischer Modelle," 2005.
- [129] R. Kabir, A. Cornec, and W. Brocks, "Quasi-Brittle Fracture of Lamellar γ TiAl: Simulation Using a Cohesive Model with Stochastic Approach," in *Key Engineering Materials*, 2006, vol. 324, pp. 1317-1320: Trans Tech Publ.
- [130] M. R. Kabir, "Modeling and Simulation of Deformation and Fracture Behavior of Components Made of Fully Lamellar GammaTiAl Alloy," GKSS-Forschungszentrum, 2008.
- [131] S. Cicero González *et al.*, "Fracture mechanics testing of irradiated RPV steels by means of sub-sized specimens: FRACTESUS project," 2020.
- [132] J. Watanabe, T. Iwadate, Y. Tanaka, T. Yokobori, and K. Ando, "Fracture toughness in the transition region," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 28, no. 5-6, pp. 589-600, 1987.
- [133] J. Heerens, D. Read, A. Cornec, and K. Schwalbe, "Interpretation of fracture toughness in the ductile-to-brittle transition region by fractographical observations," *Defect Assessment in Components—Fundamentals and Applications*, pp. 659-678, 1991.
- [134] K. Ando, K. Mogami, and K. Tuji, "Probabilistic aspects of cleavage crack initiation sites and fracture toughness," *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 15, no. 12, pp. 1171-1184, 1992.
- [135] T. Narström and M. Isacson, "Microscopic investigation of cleavage initiation in modified A508B pressure vessel steel," *Materials Science and Engineering: A*, vol. 271, no. 1-2, pp. 224-231, 1999.
- [136] A. Das, E. Altstadt, P. Chekhonin, and M. Houska, "Fracture mechanics investigation of reactor pressure vessel steels by means of sub-sized specimens (KLEINPROBEN)," 2023.
- [137] ASTM Standard: C 1322 – 15, "Standard Practice for Fractography and Characterization of Fracture Origins in Advanced Ceramics," 2019.
- [138] J. L. González-Velázquez, *Fractography and failure analysis*. Springer, 2018.
- [139] H.-C. Schneider, *Entwicklung einer miniaturisierten bruchmechanischen Probe für Nachbestrahlungsuntersuchungen*. FZKA, 2005.
- [140] M. Mahler, *Entwicklung einer Auswertemethode für bruchmechanische Versuche an kleinen Proben auf der Basis eines Kohäsivzonenmodells*. KIT Scientific Publishing, 2016.
- [141] M. Conte, "Zweijahresbericht," *KIT internal report*.
- [142] ASTM Standard: E 399 – 09, "Standard test method for linear-elastic plane-strain fracture toughness K_{IC} of metallic materials," *ASTM Book of Standards*, 2009.
- [143] ASTM Standard: E 1820 – 23a, "Standard Test Method for Measurement of Fracture Toughness," *ASTM Book of Standards*, 2023.

- [144] A. Brückner-Foit, A. Heger, K. Heiermann, and P. Hülsmeier, "STAU 5 - User's Manual," 2007.
- [145] T. Weber, "Entwicklung und Optimierung von gradierten Wolfram/EUROFER97-Verbindungen für Divertorkomponenten," Schriftenreihe des Instituts für Angewandte Materialien ; 17, KIT Scientific Publishing, Karlsruhe, 2013.
- [146] S. Batdorf and H. Heinisch Jr, "Weakest link theory reformulated for arbitrary fracture criterion," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 61, no. 7-8, pp. 355-358, 1978.
- [147] A. Brückner-Foit, T. Fett, K.-S. Schirmer, and D. Münz, "Discrimination of multiaxiality criteria using brittle fracture loci," *Journal of the European Ceramic Society*, vol. 16, no. 11, pp. 1201-1207, 1996.
- [148] T. Thiemeier, A. Brückner-Foit, and H. Kölker, "Influence of the fracture criterion on the failure prediction of ceramics loaded in biaxial flexure," *Journal of the American Ceramic Society*, vol. 74, no. 1, pp. 48-52, 1991.
- [149] V. Pareto, *Cours d'économie politique*. Librairie Droz, 1964.
- [150] DIN EN 843-5:2006, "Statistische Auswertung," 2007.
- [151] DIN EN 61649:2008, "Weibull analysis," 2009.
- [152] A. Khalili and K. Kromp, "Statistical properties of Weibull estimators," *Journal of Materials Science*, vol. 26, no. 24, pp. 6741-6752, 1991/01/01 1991.
- [153] D. Wu *et al.*, "Effects of the number of testing specimens and the estimation methods on the Weibull parameters of solid catalysts," *Chemical Engineering Science*, vol. 56, no. 24, pp. 7035-7044, 2001/12/01/ 2001.
- [154] B. Bergman, "On the estimation of the Weibull modulus," *Journal of Materials Science Letters*, vol. 3, no. 8, pp. 689-692, 1984.
- [155] M. Reid, *RELIABILITY - A Python library for reliability engineering*. Available: <https://reliability.readthedocs.io/en/latest/>, (Accessed May 18, 2021).
- [156] F. J. Massey Jr, "The Kolmogorov-Smirnov test for goodness of fit," *Journal of the American statistical Association*, vol. 46, no. 253, pp. 68-78, 1951.
- [157] B. Mitchell, "A comparison of chi-square and Kolmogorov-Smirnov tests," *Area*, pp. 237-241, 1971.
- [158] A. M. Mathai and H. J. Haubold, *Probability and Statistics: A Course for Physicists and Engineers*. Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 2017.
- [159] N. V. Malyar, B. Grabowski, G. Dehm, and C. Kirchlechner, "Dislocation slip transmission through a coherent $\Sigma 3$ {111} copper twin boundary: Strain rate sensitivity, activation volume and strength distribution function," *Acta Materialia*, vol. 161, pp. 412-419, 2018.
- [160] ASTM Standard: C 1683 - 08, "Standard Practice for Size Scaling of Tensile Strengths Using Weibull Statistics for Advanced Ceramics," 2008.
- [161] H. Peterlik and D. Loidl, "Bimodal strength distributions and flaw populations of ceramics and fibres," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 68, no. 3, pp. 253-261, 2001.
- [162] D. S. Dugdale, "Yielding of steel sheets containing slits," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 8, no. 2, pp. 100-104, 1960.
- [163] I. Scheider, "Cohesive model for crack propagation analyses of structures with elastic-plastic material behavior Foundations and implementation," *GKSS research center, Geesthacht*, 2001.

- [164] A. Hillerborg, M. Modéer, and P.-E. Petersson, "Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements," *Cement and concrete research*, vol. 6, no. 6, pp. 773-781, 1976.
- [165] A. Needleman, "A continuum model for void nucleation by inclusion debonding," 1987.
- [166] V. Tvergaard and J. W. Hutchinson, "The relation between crack growth resistance and fracture process parameters in elastic-plastic solids," *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, vol. 40, no. 6, pp. 1377-1397, 1992.
- [167] Z. P. Bažant, "Concrete fracture models: testing and practice," *Engineering fracture mechanics*, vol. 69, no. 2, pp. 165-205, 2002.
- [168] A. Needleman, "An analysis of decohesion along an imperfect interface," in *Non-Linear Fracture*: Springer, 1990, pp. 21-40.
- [169] I. Scheider and W. Brocks, "Simulation of cup–cone fracture using the cohesive model," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 70, no. 14, pp. 1943-1961, 2003.
- [170] M. Mahler, E. Gaganidze, and J. Aktaa, "Simulation of anisotropic fracture behaviour of polycrystalline round blank tungsten using cohesive zone model," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 502, pp. 213-219, 2018.
- [171] J. H. Rose, J. Ferrante, and J. R. Smith, "Universal binding energy curves for metals and bimetallic interfaces," *Physical Review Letters*, vol. 47, no. 9, p. 675, 1981.
- [172] I. Scheider and W. Brocks, "The effect of the traction separation law on the results of cohesive zone crack propagation analyses," in *Key Engineering Materials*, 2003, vol. 251, pp. 313-318: Trans Tech Publ.
- [173] W. Brocks, D. Arafah, and M. Madia, "Exploiting symmetries of fe models and application to cohesive elements," *Milano/Kiel*, 2013.
- [174] C. Chen, O. Kolednik, I. Scheider, T. Siegmund, A. Tatschl, and F. Fischer, "On the determination of the cohesive zone parameters for the modeling of micro-ductile crack growth in thick specimens," *International journal of fracture*, vol. 120, no. 3, pp. 517-536, 2003.
- [175] C. Chen, O. Kolednik, J. Heerens, and F. D. Fischer, "Three-dimensional modeling of ductile crack growth: Cohesive zone parameters and crack tip triaxiality," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 72, no. 13, pp. 2072-2094, 2005.
- [176] C. Chen and O. Kolednik, "Comparison of cohesive zone parameters and crack tip stress states between two different specimen types," *International journal of fracture*, vol. 132, no. 2, pp. 135-152, 2005.
- [177] A.L.M.T. Corp., *Manufacturing process of tungsten and molybdenum products*. Available: <https://www.allied-material.co.jp/en/techinfo/tungsten/process.html>, (Accessed May 08, 2024).
- [178] M. Jetter and J. Aktaa, "Probabilistic analysis of cleavage fracture in commercial polycrystalline tungsten," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 565, 2022.
- [179] T. Weber and J. Aktaa, "Numerical assessment of functionally graded tungsten/steel joints for divertor applications," *Fusion Engineering and Design*, vol. 86, no. 2-3, pp. 220-226, 2011.
- [180] ITER Organisation, "Material Properties Handbook (MPH)," *ITER Doc. G 74 MA 16 04-05-07 R0.1*, vol. (internal document for ITER participants).
- [181] EUROfusion consortium, "Material Properties Handbook (MPH)," vol. (internal document for EUROfusion participants).
- [182] DIN 50115, "Prüfung metallischer Werkstoffe; Kerbschlagbiegeversuch; Besondere Probenform und Auswerteverfahren," 1991.

- [183] R. Pippan, "The growth of short cracks under cyclic compression," *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 9, no. 5, pp. 319-328, 1987.
- [184] K. Taguchi, K. Nakadate, S. Matsuo, K. Tokunaga, and H. Kurishita, "Fatigue pre-cracking and fracture toughness in polycrystalline tungsten and molybdenum," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 498, pp. 445-457, 2018.
- [185] B. S. Kong, J. H. Shin, C. Jang, and H. C. Kim, "Measurement of fracture toughness of pure tungsten using a small-sized compact tension specimen," *Materials*, vol. 13, no. 1, p. 244, 2020.
- [186] DIN EN ISO 4287, "Geometrische Produktspezifikation (GPS) – Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren – Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit " 2010.
- [187] DIN EN 843-1:2006, "Bestimmung der Biegefestigkeit," 2008.
- [188] G. Ritz, T. Hirai, J. Linke, P. Norajitra, R. Giniyatulin, and L. Singheiser, "Post-examination of helium-cooled tungsten components exposed to DEMO specific cyclic thermal loads," *Fusion engineering and design*, vol. 84, no. 7-11, pp. 1623-1627, 2009.
- [189] P. Norajitra *et al.*, "Current state-of-the-art manufacturing technology for He-cooled divertor finger," *Journal of nuclear materials*, vol. 417, no. 1-3, pp. 468-471, 2011.
- [190] N. Holstein, W. Krauss, and J. Konys, "Development of novel tungsten processing technologies for electro-chemical machining (ECM) of plasma facing components," *Fusion engineering and design*, vol. 86, no. 9-11, pp. 1611-1615, 2011.
- [191] ASTM Standard: C 1421 – 10, "Standard Test Methods for Determination of Fracture Toughness of Advanced Ceramics at Ambient Temperature," *ASTM Book of Standards*, 2011.
- [192] ABAQUS Inc., *Deformation plasticity*. Available: <https://abaqus-docs.mit.edu/2017/English/SIMACAEMATRefMap/simamat-c-deformationplast.htm>, (Accessed May 10, 2022).
- [193] ASTM Standard: C 1161 – 18, "Standard Test Method for Flexural Strength of Advanced Ceramics at Ambient Temperature," *ASTM Book of Standards*, 2018.
- [194] M. Allouti, C. Schmitt, G. Pluvineau, and M. Lebienvu, "Evaluation of the nocivity of dent and combination of dent and gouge on burst pressure of steel pipe," in *EPJ Web of Conferences*, 2010, vol. 6, p. 42023: EDP Sciences.
- [195] M. Fakir and H. El Minor, "The fracture process zone in mode I fracture emanating from notch and plastic zone size," *Materials Today: Proceedings*, vol. 36, pp. 115-120, 2021.
- [196] E. Gaganidze, A. Chauhan, H.-C. Schneider, D. Terentyev, G. Borghmans, and J. Aktaa, "Fracture-mechanical properties of neutron irradiated ITER specification tungsten," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 547, p. 152761, 2021.
- [197] M. Conte, "Private communication at IAM-MMI (former: IAM-WBM), KIT," 2019.
- [198] R. Primas and R. Gstrein, "ESIS TC 6 round robin on fracture toughness," *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, vol. 20, no. 4, pp. 513-532, 1997.
- [199] B. Gludovatz, S. Wurster, A. Hoffmann, and R. Pippan, "A study into the crack propagation resistance of pure tungsten," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 100, pp. 76-85, 2013.
- [200] I. Scheider, M. Schödel, W. Brocks, and W. Schönfeld, "Crack propagation analyses with CTOA and cohesive model: Comparison and experimental validation," *Engineering Fracture Mechanics*, vol. 73, no. 2, pp. 252-263, 2006.

- [201] G. Lin, A. Cornec, and K.-H. Schwalbe, "Three-dimensional finite element simulation of crack extension in Aluminium alloy 2024FC," *Fatigue & fracture of engineering materials & structures (Print)*, vol. 21, no. 10, pp. 1159-1173, 1998.
- [202] A. Cornec, I. Scheider, and K.-H. Schwalbe, "On the practical application of the cohesive model," *Engineering fracture mechanics*, vol. 70, no. 14, pp. 1963-1987, 2003.
- [203] R. Durrett, *Probability: theory and examples*. Cambridge university press, 2019.
- [204] bwUniCluster 2.0. <https://www.bwhpc.de/>.
- [205] E. Gaganidze, "Report on test results and test methodology/guidelines for DFT, LCF and FCG," *EUROfusion internal report*, 2024.
- [206] M. Mahler and J. Aktaa, "Prediction of fracture toughness based on experiments with sub-size specimens in the brittle and ductile regimes," *Journal of Nuclear Materials*, vol. 472, pp. 178-185, 2016.
- [207] M. Mahler, S. Fessi, and J. Aktaa, "Simplified approach for ductile fracture mechanics SSTT and its application to Eurofer97," *Nuclear Materials and Energy*, vol. 26, p. 100799, 2021.
- [208] T. Metzler, E. Gaganidze, and J. Aktaa, "Numerical Prediction of Fracture Toughness of a Reactor Pressure Vessel Steel Based on Experiments Using Small Specimens," in *Pressure Vessels and Piping Conference*, 2023, vol. 87448, p. V001T01A034: American Society of Mechanical Engineers.

Anhang A

In diesem Anhang werden die Ergebnisse der Vier-Punkt-Biegeversuche bei Raumtemperatur und 200 °C aufgelistet.

Tabelle A: Bruchspannungen in [MPa] der Vier-Punkt-Biegeversuche bei Raumtemperatur und 200 °C. Die Ergebnisse bei 200 °C wurden nach Fakir und El Minor [195] bestimmt.

Nummer	RT	200 °C
1	871,02	1031,46
2	878,16	1031,46
3	925,85	1038,75
4	968,41	1037,75
5	996,02	1038,91
6	996,02	1046,13
7	1003,37	1046,84
8	1005,88	1052,18
9	1023,78	1055,16
10	1035,57	1055,99
11	1058,88	1059,65
12	1079,23	1059,12
13	1095,41	1059,12
14	1102,98	1059,12
15	1111,63	1060,64
16	1124,59	1059,37
17	1145,36	1060,86
18	1152,76	1063,13
19	1189,61	1064,49
20	1231,79	1066,07
21	1244,61	1074,09
22	1262,38	1068,55
23	1269,05	1068,55
24	1274,27	1067,02
25	1301,75	1069,37
26	1311,73	1069,5
27	1330,58	1069,5
28	1367,78	1069,33
29	1424,38	1071,64
30	1498,38	1071,78

Anhang B

In diesem Anhang sind die Ergebnisse der Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikversuche bei Raumtemperatur, 200 °C, 300 °C und 400 °C aufgelistet.

Tabelle B: Bruchzähigkeiten in $[MPa\sqrt{m}]$ der Drei-Punkt-Biege-Bruchmechanikversuche bei Raumtemperatur, 200 °C, 300 °C und 400 °C

Nummer	RT	200 °C	300 °C	400 °C
1	9,14	13,19	16,59	21,63
2	9,16	13,23	17,21	24,05
3	9,16	13,39	18,74	24,17
4	9,20	13,5	19,11	24,34
5	9,23	13,81	19,13	24,38
6	9,27	14,3	19,97	24,44
7	9,29	14,54	20,58	24,87
8	9,30	14,58	20,69	25,27
9	9,33	14,63	21,06	25,34
10	9,33	14,77	21,23	25,52
11	9,36	14,94	22,67	26,29
12	9,39	14,97	23,64	26,57
13	9,41	15,07	27,86	26,85
14	9,42	15,14	30,81	26,92
15	9,43	15,19	44,98	27,44
16	9,44	15,49	49,48	27,84
17	9,45	15,62	62,15	27,85
18	9,47	15,77	69,48	27,93
19	9,49	15,77	70,18	28,07
20	9,51	16,16	74,71	29,08
21	9,53	16,31	75,56	29,21
22	9,55	17,21	79,32	29,41
23	9,55	17,77	80,17	29,86
24	9,57	18,73	81,13	29,9
25	9,59	19,01	88,24	31,03
26	9,60	19,23	89,25	229,54
27	9,84	20,5	93,32	235,42
28	9,93	21,61	94,84	239,13
29	9,98	21,89	104,18	250,35
30	10,05	24,86	167,07	290,99

Anhang C

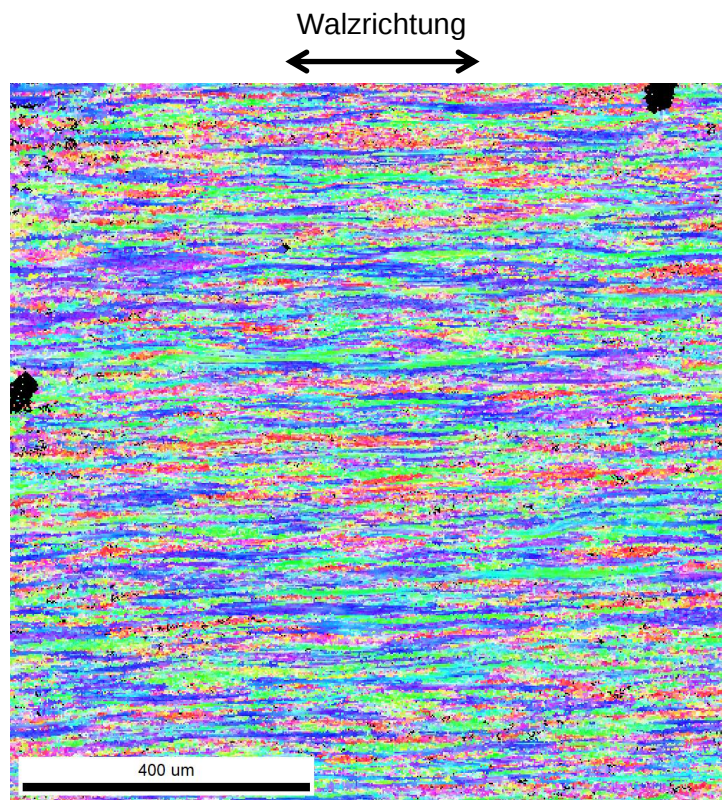


Abb. C-1: EBSD-Aufnahme des Korngefüges in T-L Orientierung

Danksagung

Ich bedanke mich bei allen, die zum Gelingen meines Promotionsvorhabens beigetragen haben. Zuallererst danke ich Prof. Dr. Jarir Aktaa für die Betreuung meiner Arbeit, für seine stetige Unterstützung sowie die Übernahme des Hauptreferats. Er hat mit seinen kritischen Fragen, aber gleichzeitig auch hilfreichen Anregungen wesentlich zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen. Frau Prof. Dr. rer. nat. Britta Nestler danke ich sehr herzlich für die Übernahme des Korreferats.

Am IAM-MMI möchte ich mich bei Dr. Ermile Gaganidze für seine Hilfe sowie für das Korrekturlesen meiner Dissertationsschrift bedanken. Für die tolle Unterstützung in allen experimentellen Angelegenheiten bedanke ich mich bei Dr. Mario Walter, Melina Blem, Stefan Knaak und Steffen Kohnle sowie in Bezug auf meine simulativen Tätigkeiten bei Dr. Roshan Rajakrishnan und im Besonderen bei Dr. Timo Metzler. Dr. Michael Mahler und Marco Conte danke ich für die Anleitung und Einarbeitung zu Beginn meiner Arbeit. Des Weiteren bedanke ich mich bei allen Kollegen und Kolleginnen meiner Abteilung für die angenehme Zeit.

Für das Laserkerben und das Anreißen mittels Druckermüdung meiner bruchmechanischen Proben bedanke ich mich zum einen bei Dr. Yijing Zheng und Heino Besser von der Gruppe Laserprozesstechnik des IAM-AWP und zum anderen bei Dr. Anton Hohenwarter von der Montanuniversität Leoben. In diesem Zuge möchte ich mich auch bei Tanja Fabry vom Technik-Haus des KITs bedanken.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meinen Eltern, meiner Familie, meinen Freunden und ganz besonders meiner Frau Dr. Yijing Zheng für ihre Unterstützung und ihr Verständnis während dieser entbehrungsreichen Zeit bedanken.

Teile dieser Arbeit wurden im Rahmen des EUROfusion-Konsortiums durchgeführt, das von der Europäischen Union über das Euratom-Forschungs- und Ausbildungsprogramm (*Grant Agreement No 101052200 – EUROfusion*) finanziert wird.

The authors acknowledge support by the state of Baden-Württemberg through bwHPC.

Eigene Veröffentlichungen mit Bezug zur Arbeit

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten and Tungsten alloys components

Poster, 19th International Conference on Fusion Reactor Materials, 2019, La Jolla (CA), USA

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten and Tungsten alloys components

Poster (online), 20th International Conference on Fusion Reactor Materials, 2021, online

M. Jetter, J. Aktaa

Probabilistic analysis of cleavage fracture in commercial polycrystalline tungsten

Begutachteter Fachartikel, Journal of Nuclear Materials 565 (2022) 153757

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten and Tungsten alloys components

Poster (online), 32nd Symposium on Fusion Technology, 2022, Dubrovnik, Kroatien

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten and Tungsten alloys components

Poster, NuMat 2022: The Nuclear Materials Conference, 2022, Gent, Belgien

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten and Tungsten alloys components

Poster, 15th International Symposium on Fusion Nuclear Technology, 2023, Las Palmas de Gran Canaria, Spanien

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten and Tungsten alloys components

Poster, 21th International Conference on Fusion Reactor Materials, 2023, Granada, Spanien

M. Jetter, J. Aktaa

Brittle Fracture Assessment for Tungsten Components

Poster, NuMat 2024: The Nuclear Materials Conference, 2024, Singapur