

Mikrostrukturelle Aspekte der Rissinitiierung und -ausbreitung in metallischen Werkstoffen

Habilitationsschrift
zur Erlangung der Lehrbefugnis
(venia legendi)

vorgelegt von
Dr.-Ing. Ulrich Krupp
aus Lahnstein

eingereicht dem
Fachbereich Maschinentechnik
der Universität Siegen

Februar 2004

Gutachter der Habilitationsschrift: Prof. Dr.-Ing. habil. H.-J. Christ
Prof. Dr.-Ing. C.-P. Fritzen
Prof. Dr. C.J. McMahon Jr.

Datum und Thema des Probevortrags: 3. September 2004
*"Zelluläre metallische Werkstoffe -
Einsatzpotenziale und mechanische
Eigenschaften"*

urn:nbn:de:hbz:467-922

Vorwort

Ich weiß, dass ich nichts weiß! Ganz so drastisch wie Sokrates habe ich es nicht empfunden. Schließlich lernt man beim Lesen von Fachaufsätzen auch immer etwas dazu; gleichzeitig entstehen jedoch unverhältnismäßig mehr neue Fragen und Probleme. Vielleicht war es gerade die Herausforderung, immer wieder von neuem zu versuchen, Ordnung in mein zeitweiliges mentales Chaos zu bringen und die Sache mit den Rissen zu verstehen, die mir den Spaß an der Fertigstellung der nun vorliegenden Habilitationsschrift erhalten hat.

Mein besonderer Dank gilt daher zunächst Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Hans-Jürgen Christ, der mich davon überzeugt hat, doch noch etwas länger an der Universität zu bleiben als ursprünglich geplant, und der meine Entwicklung vom Studenten zum Wissenschaftler durch seine Erfahrung und seinen unermüdlichen Einsatz konsequent unterstützt hat. Auch wenn ich hin und wieder an der Richtigkeit meiner Entscheidung gezweifelt hatte; ich bin davon überzeugt, dass ich nirgendwo anders so viel hätte lernen können.

Der Sprung ins kalte Wasser war die Koordination einer kleinen interdisziplinären Arbeitsgruppe zur Kurzrissausbreitung, mit der ich gleich nach Abschluss meiner Dissertation betraut wurde. Die Mechanikvorlesungen lagen weit zurück und so war die Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Herrn Professor Dr.-Ing. Fritzen am Institut für Mechanik und Regelungstechnik, Mechatronik, eine große Hilfe und gewaltige Bereicherung für meine Arbeit, für die ich sehr dankbar bin.

Ein Highlight während der Entstehungsphase dieser Arbeit war die Zeit an der University of Pennsylvania in Philadelphia, USA. Die Zusammenarbeit mit den Professoren Dr. Charles J. McMahon Jr. und Dr. Campbell Laird war aus wissenschaftlicher Sicht, noch mehr aber durch die Fülle ausschließlich positiver persönlicher Erfahrungen unglaublich gewinnbringend. Ihnen möchte ich an dieser Stelle herzlich danken.

Einen ganz wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit leisteten meine Kolleginnen und Kollegen am Institut für Werkstofftechnik, am Institut für Mechanik und Regelungstechnik, Mechatronik, und am Department of Materials Science and Engineering der University of Pennsylvania. Ihnen allen bin ich zu großem Dank verpflichtet, nicht nur für ihre fachlichen Beiträge sondern auch für das freundschaftliche, offene und konstruktive Arbeitsklima. Namentlich erwähnt seien hierbei Dr.-Ing. Wilhelm Floer, Dr.-Ing. Alexander Schick, Dr. Yunming Hu, Olaf Düber und Boris Künkler (Mikrorisse), Arne Ohrndorf (Metallschäume), Philip Wagenhuber, William M. Kane, Dr. Jeffrey A. Pfaendtner und Dr. Alex Radin (Dynamische Versprödung).

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft und der Alexander von Humboldt-Stiftung gebührt mein Dank für die großzügige finanzielle Unterstützung, ohne die diese Arbeit nicht hätte entstehen können.

Herrn H.U. Benz und meiner Schwägerin Anne Krombach danke ich ganz herzlich für das Korrekturlesen des Manuskripts.

Mein größter Dank gilt schließlich meiner Familie, die mir auch in schwierigen Zeiten Rückhalt gegeben hat - meinen Eltern, meiner Großmutter und meiner Schwiegermutter, ganz besonders aber meiner Frau Tina und meinen Kindern Lukas und Lorenz, die mich bereitwillig nach Amerika begleitet haben und mich trotz einiger Entbehrungen während der Fertigstellung dieser Arbeit immer unterstützt haben.

Siegen, im Januar 2004

Ulrich Krupp

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Ingenieurmäßige Grundlagen der Materialermüdung und Rissausbreitung in metallischen Werkstoffen	3
2.1	Historischer Überblick	3
2.2	Materialermüdung, Rissausbreitung und Lebensdauervorhersage - eine kurze Einführung	10
2.2.1	Grundbegriffe	12
2.2.2	Zeit- und dauerfeste Lebensdauervorhersage (total life).....	15
2.2.3	Fehlertolerante Auslegung	20
2.3	Grundbegriffe der technischen Bruchmechanik.....	26
2.3.1	Das <i>K</i> -Konzept der linear-elastischen Bruchmechanik.....	28
2.3.2	Rissspitzenplastizität – die elastisch-plastische Bruchmechanik.....	30
3	Experimentelle Methoden und Werkstoffe.....	37
3.1	Mechanische Werkstoffprüfung – Prüfsysteme und Probengeometrien.....	37
3.1.1	Prüfsysteme	37
3.1.2	Probengeometrien.....	41
3.1.3	Lokale Dehnungsmessung - die ISDG-Technik.....	44
3.2	Durchführung und Auswertung von Rissausbreitungsmessungen, Methoden der Rissdetektion	47
3.2.1	Potenzialsonde und Rissmessfolie – Bruchmechanische Experimente.....	48
3.2.2	<i>in-situ</i> -Beobachtung der Risslänge.....	52
3.3	Mikrostrukturelle Untersuchungsmethoden und quantitative Charakterisierung von Korngrenzen	55
3.3.1	Analytische Rasterelektronenmikroskopie – Abbildungsmöglichkeiten und Rückstreuungselektronenbeugung.....	55
3.3.2	Die EBSD-Technik.....	56
3.3.3	Auswertung von EBSD-Kikuchi-Linienmustern – Orientation Imaging Microscopy TM	59
3.3.4	Orientierungsmessung mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie.....	59
3.3.5	Mathematische Beschreibung der Geometrie von Korngrenzen.....	61
3.3.6	Transmissionselektronenmikroskopie	64
3.3.7	Weitere Methoden zur Charakterisierung mechanischer Schädigung in Metallen	66

3.4	Reproduzierbarkeit experimenteller Untersuchungen.....	67
3.5	Im Detail untersuchte Werkstoffe	68
3.5.1	Hochfeste β -Titanlegierung LCB.....	68
3.5.2	Rostfreie Edelstähle – einphasige austenitische Stähle und zweiphasiger Duplexstahl	70
3.5.3	Nickelbasis-Superlegierung IN718	71
3.5.4	Einkristalle und Bikristalle.....	72
3.5.5	Offen- und geschlossporige zelluläre Metalle.....	73
4	Metallphysikalische Grundlagen des Verformungsverhaltens metallischer Werkstoffe.....	75
4.1	Elastische Verformung.....	76
4.2	Plastische Verformung durch Versetzungsbewegung	79
4.3	Plastische Verformung auf Gleitebenen im Ein- und Vielkristall.....	89
4.4	Besonderheiten des Wechselverformungsverhaltens metallischer Werkstoffe.....	93
5	Initiierung von Mikrorissen	99
5.1	Rissinitiierung – Definition und Bedeutung.....	99
5.1.1	Einfluss von Kerben, Oberflächenbehandlungen und Eigenspannungen ..	100
5.2	Mikrostrukturelle Einflussfaktoren auf die Rissinitiierung.....	102
5.2.1	Rissinitiierung an der Oberfläche - Grundsätzliches.....	102
5.2.2	Rissinitiierung an Ausscheidungen und Poren	102
5.2.3	Rissinitiierung an persistenten Gleitbändern	104
5.3	Rissinitiierung durch elastische Anisotropie.....	107
5.3.1	Bedeutung und Definition elastischer Anisotropie	107
5.3.2	Bestimmung elastischer Einkristall-Konstanten und Abschätzung der elastischen Anisotropie	109
5.3.3	Finite-Element-Berechnung der elastischen Anisotropiespannungen zur Vorhersage von Rissinitiierungsorten.....	112
5.3.4	Analytische Berechnung von elastischen Anisotropiespannungen.....	116
5.4	Interkristalline und transkristalline Rissinitiierung.....	119
5.4.1	Einflussparameter auf die interkristalline Rissinitiierung.....	119
5.4.2	Rissinitiierung bei hohen Temperaturen und/oder Atmosphäreneinfluss ..	122
5.4.3	Transkristalline Rissinitiierung	125
5.5	Mikrorisse und Dauerfestigkeit.....	126
5.6	Rissinitiierung bei inhomogenen Werkstoffen – Zelluläre metallische Werkstoffe	128

6	Rissausbreitung – Mikrostrukturelle Aspekte	131
6.1	Besonderheiten der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse	131
6.1.1	Definition kurzer und langer Risse.....	131
6.2	Transkristalline Rissausbreitung	135
6.2.1	Kristallographische Rissausbreitung – Wechselwirkung mit Korngrenzen.....	135
6.2.2	Mode I-Rissausbreitung durch zyklische Rissspitzenabstumpfung	141
6.2.3	Einflüsse von Korngrenzen, verschiedenen Phasen und Ausscheidungen auf die Ausbreitung von Mikrorissen	143
6.3	Bedeutung von Rissschließeffekten	146
6.3.1	Grundlegendes.....	146
6.3.2	Plastisch-induziertes Rissschließen	149
6.3.3	Einfluss von Überlasten auf das plastisch-induzierte Rissschließen.....	152
6.3.4	Rauigkeitsinduziertes Rissschließen	154
6.3.5	Oxid-induziertes und umwandlungsinduziertes Rissschließen	155
6.3.6	$\Delta K^*/\Delta K_{\max}^*$ -Schwellenwerte – eine Alternative zur Rissschließidee	156
6.3.7	Entwicklung des Rissschließens im Kurzriszbereich.....	157
6.4	Kurz- und Langrissausbreitung: Der Übergang von Mode II- zu Mode I- Rissausbreitung	163
6.4.1	Entwicklung des Aspektverhältnisses a/c	164
6.4.2	Risskoaleszenz – Zusammenwachsen kurzer Risse	169
6.5	Interkristalline Rissausbreitung bei hohen Temperaturen – der Mechanismus der dynamischen Versprödung.....	172
6.5.1	Sauerstoffinduzierte interkristalline Rissausbreitung in Nickelbasis- Superlegierungen – Mögliche Mechanismen	172
6.5.2	Der Mechanismus der dynamischen Versprödung als grundsätzliches Phänomen – Beispiele.....	177
6.5.3	Sauerstoffinduzierte interkristalline Rissausbreitung – dynamische Versprödung der Ni-Basis-Superlegierung IN718	181
6.5.4	Erhöhung des Widerstands gegenüber sauerstoffinduzierter interkristalliner Rissausbreitung von Nickelbasis-Superlegierungen – Grain-Boundary- Engineering.....	185

7	Modellansätze zur Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen Mikrostruktur und Rissausbreitung zur Lebensdauerabschätzung..	195
7.1	Übersicht: Modelle zur Kurzrisssausbreitung	198
7.2	Das Modell von Navarro und de los Rios.....	203
7.3	Numerische Modellierung der Kurzrisssausbreitung mit Hilfe einer Randelementemethode	210
7.4	Ein Ansatz zur Modellierung der diffusionsgesteuerten interkristallinen Rissausbreitung bei hohen Temperaturen.....	221
8	Zusammenfassung und Ausblick.....	230
9	Schrifttum	233

Formelzeichen und Abkürzungen

Lateinische Formelzeichen

a	[m]	Risslänge
a/a_0	[m]	Gitterkonstante/Gleichgewichtsatomabstand
a_0	[m]	Anfangsrisslänge
a_0, a_1	[m]	Übergangsrisslänge (Nichtwachstumsbedingung durch $\Delta\sigma_D$ bestimmt)
a_2	[m]	Übergangsrisslänge (Nichtwachstumsbed. durch LEBM bestimmt)
a_{coales}	[m]	Risstiefe zusammenwachsender Risse
a_{det}	[m]	detektierbare Risslänge
a_{eff}	[m]	effektive Risslänge
a_{ij}	[--]	Elemente der Missorientierungsmatrix
a_{th}	[m]	kritische Risslänge
a_{krit}	[m]	kritische Endrisslänge
A	[--]	Konstante
A	[m ²]	Fläche
A	[--]	Anisotropiefaktor
A_1	[--]	Konstante in Rissausbreitungsfunktion
A_2	[1/MPa]	Konstante in Rissausbreitungsfunktion
A_{KG}	[m ²]	durch Porenbildung verschwindender Korngrenzenbereich
A_{P}	[m ²]	Porenoberfläche
A_{pl}	[--]	Flächenanteil plastisch versagter Bereiche
A'	[--]	zyklischer Verfestigungskoeffizient
b	[--]	Ermüdungsfestigkeitsexponent
b	[m]	Betrag des Burgers-Vektors
b_0	[m]	Ausgangsligamentlänge
\vec{b}	[m]	Burgers-Vektor, Verschiebungsvektor
\vec{b}_k	[m]	Verschiebungsvektor infolge der Belastung σ_k
b_n^i	[m]	Normalkomponente der Verschiebung des i -ten Elements
b_t^i	[m]	Tangentialkomponente der Verschiebung des i -ten Elements

B	[--]	Konstante
B_{net}	[m]	effektive Probenbreite
c	[--]	Ermüdungsduktilitätsexponent
c	[m]	halbe Oberflächenrisslänge
c	[m]	Risslänge einschl. plastischer Zone
c	[--]	Konzentration
c_0	[--]	Konzentration an der Rissspitze
c_{ij}	[MPa]	Elemente des Steifigkeitstensors $\underline{\underline{C}}$
c_{σ}, c_{δ}	[--]	kritische Konzentration hinsichtlich $\sigma_{\text{max}}, \delta_{\text{crit}}$
B	[--]	Konstante
C	[m]	werkstoffabhängige Konstante (Paris-Gleichung)
C	[1/m]	Konstante
C	[m/MPa]	Nachgiebigkeit (abh. von ρ und Φ)
$\underline{\underline{C}}, C_{ijkl}$	[MPa]	Steifigkeitstensor
C_F	[m]	werkstoffabhängige Konstante
C_n	[m]	Konstanten ($n=1\dots\infty$)
$C_{v,\text{sat}}$	[--]	Leerstellensättigungskonzentration
COD	[m]	Rissöffnung, Crack-Opening Displacement
CTOD	[m]	Risspitzenöffnung, Crack-Tip-Opening Displacement
d	[m]	Abstand zwischen zwei Mikrohärteeindrücken
d	[m]	Länge, innerhalb der sich Rissschließen entwickelt
d	[m]	Netzebenenabstand
d	[m]	Korngröße
\bar{d}	[m]	mittlere Korngröße
d/d_i	[m]	Barrierenabstand (Mittelwert/individuell)
d	[m]	Kerbradius
d_0	[m]	Kristallgröße
\bar{d}_{α}	[m]	mittlere α -Clustergröße
$\bar{d}_{\alpha\alpha}$	[m]	mittlere Korngröße in α -Clustern

$\bar{d}_{\alpha\gamma}$	[m]	mittlere Clustergröße
\bar{d}_{γ}	[m]	mittlere γ -Clustergröße
$\bar{d}_{\gamma\gamma}$	[m]	mittlere Korngröße in γ -Clustern
D	[m]	Abstand Probe - Photomultiplier
D	[m ² /s]	(effektiver) Diffusionskoeffizient
D_{KG}	[m ² /s]	Korngrenzendiffusionskoeffizient
D_{KG}^0	[m ² /s]	Korngrenzendiffusionskoeffizient (ungeschädigte Korngrenze)
D_{OF}	[m ² /s]	Oberflächendiffusionskoeffizient
e	[m]	Extrusionshöhe (PSB)
\vec{e}_{KG}	[--]	Einheitsvektor der Korngrenzenspür auf der Oberfläche
\vec{e}_r	[--]	Einheitsvektor des Probenkoordinatensystems
\vec{e}_x	[--]	Einheitsvektor des Kristallkoordinatensystems
E	[MPa]	Elastizitätsmodul
E'	[MPa]	Elastizitätsmodulvariable
E_b	[J]	Bindungsenergie
E_c	[J/m ²]	Korngrenzenkohäsionsenergie
$E_{\text{Voigt}}, E_{\text{Reuss}}$	[MPa]	Elastizitätsmoduln der Grenzwertkonzepte nach Voigt bzw. Reuss
f	[--]	Versetzungsdichteverteilungsfunktion
f	[Hz]	Frequenz
f_1, f_2	[--]	Geometriefunktionen
$f_{ij}^I, f_{ij}^{II}, f_{ij}^{III}$	[--]	dimensionslose Funktionen des Winkels Θ
$f_{\text{D}\alpha}, f_{\text{D}\delta}$	[--]	Kachanov-Schädigungsfunktionen
f_{PSB}	[--]	Volumenbruchteil der persistenten Gleitbänder
f_w	[--]	geometrische Funktion
f^α, f^γ	[--]	relative Volumina der α - bzw. γ -Phase
$f^{\alpha \text{ cont}}, f^{\gamma \text{ cont}}$	[--]	relative kontinuierliche Volumina der α - bzw. γ -Phase
$f^{\alpha \text{ sep}}, f^{\gamma \text{ sep}}$	[--]	relative separierte Volumina der α - bzw. γ -Phase
F	[--]	geometrische Funktion
F	[--]	Schädigungsfunktion

\vec{F}, F	[N]	Kraftvektor, Kraft
\vec{F}_e	[N]	Einheitsvektor der aufgebrachtten Kraft
F_K	[N]	Kohäsionskraft
F^{sep}	[--]	Separationsgrad
F_x, F_y	[N]	Komponenten des Kraftvektors
g	[--]	geometrische Funktion
G	[MPa]	Schubmodul
G	[MPa]	Einflussfunktion
$G_{(011)}$	[MPa]	Schubmodul in der (011)-Ebene
$G_{(001)}$	[MPa]	Schubmodul in der (001)-Ebene
G_{Ic}	[J/m]	elastisch-plastische Bruchzähigkeit
h	[m]	Gleitstufenhöhe, Höhe der Rauigkeitsspitzen
h	[--]	Funktion der Gleitbandbreite
h, k, l	[--]	Millersche Indizes für eine kristallographische Ebene (hkl)
i	[--]	imaginäre Einheit ($i = \sqrt{-1}$)
I_n	[--]	Integrationskonstante
I_{ref}	[A]	Referenzpotential
J	[J/m ²]	J -Integral
J_c	[J/m ²]	kritischer Wert des J -Integrals
J_{el}	[J/m ²]	elastischer Anteil des J -Integrals
J_{pl}	[J/m ²]	plastischer Anteil des J -Integrals
k	[--]	Formfaktor
k	[--]	Materialkonstante, Proportionalitätsfaktor
k	[MPa]	Elastizitätskonstante
k	[J/K]	Boltzmann-Konstanten ($k=1,38 \cdot 10^{23}$ J/K)
k, k'	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	Hall-Petch-Konstante (bezogen auf σ_a bzw. τ_a)
k_c	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	zyklische Hall-Petch-Konstante
k_c^α, k_c^γ	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	zyklische Hall-Petch-Konstante der α -/ γ -Phase
$k_c^{\alpha\gamma}$	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	zyklische Hall-Petch-Konstante (nur $\alpha\gamma$ -Phasengrenzen)

k_p''	[g ² cm ⁻⁴ s ⁻¹]	parabolische Zunderkonstante (bezogen auf Massezunahme)
k_σ, k_δ	[--]	Korngrenzenkohäsionsexponenten
K	[MPa√m]	Spannungsintensitätsfaktor
K	[--]	kristallographische Funktion
\vec{K}, K	[N]	Kraft auf Versetzung (Vektor/Betrag)
K_c	[MPa√m]	kritischer Spannungsintensitätsfaktor, Bruchzähigkeit
K_{cl}	[MPa√m]	Risschließspannungsintensitätsfaktor
K_I, K_{II}, K_{III}	[MPa√m]	Spannungsintensitätsfaktoren, Beanspruchungsmoden I, II und III
K_{Ic}	[MPa√m]	Bruchzähigkeit, Beanspruchungsmoden I
$K_{I,max}$	[MPa√m]	maximaler Spannungsintensitätsfaktor, Beanspruchungsmoden I
K_{max}	[MPa√m]	maximaler Spannungsintensitätsfaktor
K_{max}^*	[MPa√m]	Schwellenwert für K_{max} (zweiparametrischer Ansatz)
K_{min}	[MPa√m]	minimaler Spannungsintensitätsfaktor
$K_{op,max}$	[MPa√m]	max. Rissöffnungs-Spannungsintensitätsfaktor (stationär)
K_{crit}^m	[MPa√m]	Schwellenwert des mikrostrukturellen Spannungsintensitätsfaktors
K^m	[MPa√m]	mikrostruktureller Spannungsintensitätsfaktor
K_{op}	[MPa√m]	Rissöffnungs-Spannungsintensitätsfaktor
K_{start}	[MPa√m]	Spannungsintensitätsfaktor zu Versuchsbeginn
K_ρ	[MPa√m]	Spannungsintensitätsfaktor (von Fließstreifen ρ aufgenommen)
l_1, l_2, l_3	[--]	Richtungskosinus zw. Kristallachsen und Beanspruchungsrichtung
$\vec{l}_e(l_x, l_y)$	[--]	Einheitsvektor einer exp. beobachteten Gleitspur
$\vec{l}_e^{th}(l_x^{th}, l_y^{th})$	[--]	Einheitsvektor einer theoretisch möglichen Gleitspur
l_{max}	[m]	max. Länge eines zusammenh. Clusters schwacher Korngrenzen
L	[m]	Versetzungsaufstaulänge
L	[--]	Materialkonstante
L	[m]	Länge der Kohäsionszone
m	[--]	Ordnung eines Interferenzmaximums, Konstante
m	[--]	Exponent
m^*, m_i^*	[--]	Orientierungsfaktor (Mittelwert, individuelle Werte)

$\underline{m}_1, \underline{m}_2, \underline{m}_3$	[--]	Drehmatrizen
M	[--]	Missorientierungs-Rissfaktor
\underline{M}	[--]	Missorientierungsmatrix, Rotationsmatrix
\underline{M}^T	[--]	transponierte Rotationsmatrix
M_S	[--]	Schmid-Faktor
M_{Sa}	[--]	Sachs-Faktor
M_T	[--]	Taylor-Faktor
n	[--]	Verhältnis der Risslänge a zur Länge der plastischen Zone c
n	[--]	Anzahl der Vielfachen der Elektronenwellenlänge
n	[--]	werkstoffabhängiger Exponent (Paris-Gleichung)
n	[--]	monotoner Verfestigungskoeffizient
n	[--]	Norton-Exponent (für stationäres Kriechen)
n	[--]	Spannungskoeffizient für Korngrenzengleiten
\vec{n}	[m]/[--]	Normalenvektor/Normalenvektor eines Gleitsystems
n'	[--]	zyklischer Verfestigungsexponent
n_i^c	[--]	kritisches a/c -Verhältnis im i -ten Korn
n_i^s	[--]	Startwert für das a/c -Verhältnis im i -ten Korn
n_{BCS}	[--]	a/c -Verhältnis nach dem BCS-Modell
n_F	[--]	werkstoffabhängiger Exponent
n_{NR}	[--]	a/c -Verhältnis nach dem Modell von Navarro und de los Rios
\vec{n}_{spec}	[--]	Normaleneinheitsvektor Gleitsystem (Probenkoordinaten)
\vec{n}_{cryst}	[--]	Normaleneinheitsvektor Gleitsystem (Kristallkoordinaten)
N	[--]	Lastspielzahl
\vec{N}_1, \vec{N}_2	[--]	Normalenvektoren kristallographischer Ebenen
N_B	[--]	Bruchlastspielzahl
N_{Bi}	[--]	Bruchlastspielzahl, Spannungshorizont i
N_i	[--]	Zyklenzahl, Spannungshorizont i
\vec{N}_{KG}	[--]	Korngrenzennormalenvektor
$N^{\alpha\alpha}, N^{\gamma\gamma}$	[--]	Anzahl von Korngrenzen innerhalb der α -/ γ -Phase

$N^{\alpha\gamma}$	[--]	Anzahl von $\alpha\gamma$ -Phasengrenzen
p	[--]	Anzahl Elemente im Rissbereich (Randelementemodell)
p	[bar]	Druck, Partialdruck (z.B. $p(\text{O}_2)$: Sauerstoffpartialdruck)
P	[N]	Kraft
P	[m ³ /s]	Korngrenzendiffusion ($P=s\delta D_{\text{KG}}$)
P	[--]	Wahrscheinlichkeit
P_5	[N]	Schnittpunkt: 95% Sekante - Kraft-Verschiebungskurve
P_{max}	[N]	Maximalbeanspruchung
P_{Q}	[N]	kritische Beanspruchung
P_{SWT}	[MPa]	Schadensparameter nach Smith, Watson und Topper
q	[--]	Anzahl Elemente im Riss- und Gleitbandbereich
Q	[J]	Aktivierungsenergie (Versetzungskriechen)
r	[m]	Radiuskoordinate (Rissspitzenfeld/Abstand von Versetzungskern)
r	[m]	Atomabstand
\vec{r}	[m]	Ortsvektor
r_0	[m]	Gleichgewichtsatomabstand
r_0	[m]	Abstand einer Versetzungsquelle von einer Korngrenze
r_p	[m]	Ausdehnung der plastischen Zone vor der Rissspitze
r_p^*	[m]	Ausdehnung der plast. Zone vor der um δ verlängerten Rissspitze
$\vec{r}_{\text{RD}}, \vec{r}_{\text{TD}}, \vec{r}_{\text{N}}$	[m]	Richtungsvektoren des Probenkoordinatensystems
r_α, r_γ	[--]	Blockparameter der α - bzw. der γ -Phase
R	[--]	Spannungsverhältnis
R	[Ω]	elektrischer Widerstand
R	[J/mol K]	allgemeine Gaskonstante ($R=8,31$ J/ mol K)
R	[m]	Radius einer gekrümmten Versetzungslinie
\vec{R}	[--]	Rotationsvektor
R_a	[m]	mittlere Rautiefe
R_m	[MPa]	Zugfestigkeit
$R_{p0,2}$	[MPa]	0,2%-Dehngrenze, Streckgrenze

s	[--]	Korngrenzensegregationsfaktor
\vec{s}	[m]	Linienvektor einer Versetzung
\vec{s}	[m]/[--]	Normalenvektor/Linienvektor eines Gleitsystems
s_{ij}, s_{ij}^p	[1/MPa]	Elemente der Nachgiebigkeitsmatrizen
S	[MPa]	durch Versetzungsaufstau resultierende Spannung
S_{crit}	[MPa]	kritische Spannung zur Aktivierung einer Versetzungsquelle
$\underline{\underline{S}}, S_{ijkl}$	[1/MPa]	Einkristall-Nachgiebigkeitstensor ([001]-Koordinatensystem)
$\underline{\underline{S}}^i, S_{ijkl}$	[1/MPa]	Nachgiebigkeitstensor innerhalb einem Korn i
S_{iklm}^1, S_{iklm}^2	[MPa]	Steifigkeitstensor Korn 1 bzw. 2
t	[s]	Zeit
t_i	[MPa]	senkrechte Spannungsanteile
T	[°C][K]	Temperatur
\bar{T}	[MPa]	Traktionsvektor
T_c	[°C][K]	kritische Temperatur
u, v, w	[m]	Verschiebungen in x -, y - und z -Richtung
u, v, w	[--]	Millersche Indizes für eine kristallographische Richtung [uvw]
u	[m]	halbe Rissuferverschiebung (abh. von ρ und Φ)
U	[--]	effektives Spannungsintensitätsverhältnis
U	[J]	gespeicherte Dehnungsenergie
U	[V]	Beschleunigungsspannung
U	[J]	Atomabstandspotenzial
v	[m/s]	Versetzungsgeschwindigkeit
v	[m/s]	Rissausbreitungsgeschwindigkeit da/dt
V_p	[m ³]	Porenvolumen
w	[J/m ³]	Dehnungsenergiedichte
W	[m]	Probenbreite
W	[J]	Arbeit
W	[m]	Versetzungsweite
W_{el}	[J]	elastische Energie (angerissener Körper)

W_{el}^0	[J]	elastische Energie (Platte ohne Riss)
$w_{el,eff}$	[J/m ³]	effektive elastische Energiedichte
W_{el}^0	[J]	elastische Energie (beanspruchter Körper ohne Riss)
W_O	[J]	zur Bildung neuer Oberflächen benötigte Energie
w_{pl}	[J/m ³]	plastische Energiedichte
W_O	[J]	Energie zur Bildung neuer Oberflächen
W_{pl}	[J]	plastische Arbeit (Fläche unter Last-Verschiebungskurve)
W_O	[J]	Energie zur Bildung neuer Oberflächen
x	[m]	Abstand Rissspitze-Korngrenze
x,y,z	[m]	kartesische Koordinaten
x_0,y_0,z_0	[m]	kartesische Koordinaten (Abstand von Versetzung)
$\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$	[m]	Richtungsvektoren des Kristallkoordinatensystems
x_{ik}	[%]	Anteil interkristallin initiiertter Risse
y_s, y_e	[m]	kritischer Abstand Schrauben- bzw. Stufenversetzungen
Y	[--]	Geometriefaktor
Y	[m]	Interferenzstreifenabstand
Y'	[m]	Bewegungsstrecke der ISDG-Photodioden
z	[m]	komplexe Ortskoordinate ($z=x+iy$)
z	[m]	Abstand von der nächsten Korngrenze
Z	[MPa]	komplexe Spannungsfunktion
Z	[J/m ²]	zyklisches J -Integral ($=\Delta J$)
Z_{eff}	[J/m ²]	effektives zyklisches J -Integral

Griechische Formelzeichen

α	[Grad]	Öffnungswinkel des Kossel-Kegels ($\alpha=180^\circ-\Theta$)
α	[--]	geometrische Konstante, Materialparameter
α_1	[--]	Geometriefaktor
β	[rad]	Winkel zw. Korngrenzenfläche u. Beanspruchungsrichtung
β	[--]	Kerbwirkungszahl

β	[--]	Abklingfunktion
β	[--]	Maß für logarithmische Singularität (Anisotropiespannungen)
β	[--]	Parameter
β_k	[rad]	Gleitbandneigung zur Beanspruchungsnormalen
γ	[--]	Verzerrung bzw. Scherung
γ	[--]	chemischer Aktivitätskoeffizient
$\dot{\gamma}$	[1/s]	Ableitgeschwindigkeit
$\dot{\gamma}_0$	[1/s]	Vorfaktor der thermisch aktivierten Ableitgeschwindigkeit
γ_{ij}	[--]	Verzerrungen, $i,j=x, y, z, i \neq j$
γ_{el}	[J/m ²]	spezifische ideal-elastische Brucharbeit
γ_{KG}	[J/m ²]	spez. freiwerdende Oberflächenenergie, Korngrenzenenergie
γ_O	[J/m ²]	spezifische Oberflächenenergie
γ_{pl}	[J/m ²]	spezifische plastische Brucharbeit
γ_P	[J/m ²]	spezifische Oberflächenenergie einer neugebildeten Pore
$\gamma_{\Theta z}$	[--]	Scherdehnung infolge einer Versetzung (Polarkoordinaten Θ, z)
Γ	[m]	Integrationslinie
Γ	[--]	Summe der in ein Material eingebrachten Verzerrungen
Γ	[--]	kumulative plastische Verformung
Γ_p	[--]	Orientierungsfunktion des p -ten Korns
δ	[m]	Gesamtöffnung (Atomabstandserhöhung) in der Kohäsionszone
δ	[m]	Verlängerung der physikalischen Rissspitze (Irwin)
δ	[m]	Verschiebung an der Rissspitze (Elber)
δ	[m]	Korngrenzenbreite ($\delta \approx 0,5 \text{ nm}$)
δ_{cr}	[m]	Öffnung in der Kohäsionszone durch Kriechen
δ_{crit}	[m]	kritische Öffnung in der Kohäsionszone (Dekohäsion)
δ_d	[m]	Öffnung in der Kohäsionszone durch Korngrenzenseparation
$\dot{\delta}_{cr}$	[m/s]	Rissöffnungsrate infolge von Kriechen
$\delta_{Rissspitze}$	[m]	Öffnung in der Kohäsionszone an der Rissspitze
Δa	[m]	Rissausbreitungsincrement

$\Delta \vec{b}_k$	[m]	Verschiebungsdifferenz zw. den Belastungen σ_k und σ_{k+1}
ΔCTOD	[m]	zyklische Rissspitzenöffnung
ΔCTSD	[m]	zyklische Rissspitzenleitverschiebung
ΔE	[J]	Energiezufuhr
ΔG	[J]	Aktivierungsenergie für die Überwindung eines Hindernisses
ΔJ	[J/m ²]	zyklisches J -Integral (=Z)
ΔK	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors
ΔK^*	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	Schwellenwert für ΔK (zweiparametrischer Ansatz)
ΔK_0	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	Schwellenwert d. Schwingbreite d. Spannungsintensitätsfaktors
ΔK_{eff}	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	effektive Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors
$\Delta K_{\text{th, eff}}$	[MPa $\sqrt{\text{m}}$]	effektiver Schwellenwert von ΔK
Δl	[m]	Längenänderung
Δm	[g]	oxidationsbedingte Massezunahme
ΔR	[Ω]	elektrische Widerstandsänderung
$\Delta Y'$	[Ω]	Interferenzstreifenverschiebung
$\Delta \alpha$	[Grad]	Kippwinkeldifferenz
$\Delta \gamma_{\text{pl}, i/2}$	[--]	plastische Scherdehnungsamplitude im i -ten Zyklus
$(\Delta \gamma_{\text{pl}}/2)_{\text{matrix}}$	[--]	plastische Scherdehnungsamplitude in der Matrix
$(\Delta \gamma_{\text{pl}}/2)_{\text{PSB}}$	[--]	plastische Scherdehnungsamplitude im persistenten Gleitband
$\Delta \varepsilon$	[--]	Dehnungsschwingbreite
$\Delta \varepsilon/2$	[--]	Dehnungsamplitude
$\Delta \varepsilon_b$	[--]	Bauschinger-Dehnung
$\Delta \varepsilon_{\text{cr}}$	[--]	Kriechdehnungsschwingbreite
$\Delta \varepsilon_k$	[--]	Dehnungsschwingbreite im Kerbgrund
$\Delta \varepsilon_{\text{pl}}$	[--]	plastische Dehnungsschwingbreite
$\Delta \varepsilon_{\text{pl}}/2$	[--]	plastische Dehnungsamplitude
$\Delta \Theta$	[Grad]	Toleranzbereich für Σ -Werte (CSL-Korngrenzen)
$\Delta \sigma$	[MPa]	Spannungsschwingbreite
$\Delta \sigma/2$	[MPa]	Spannungsamplitude

$\Delta\sigma_D$	[MPa]	Dauerfestigkeit
$\Delta\sigma_{D,i}$	[MPa]	Dauerfestigkeit im i -ten Korn
$\Delta\sigma_{\text{eff}}$	[MPa]	effektiver Anteil der Spannungsschwingbreite
$\Delta\sigma_k$	[MPa]	Spannungsschwingbreite im Kerbrund
$\Delta\sigma_s/2$	[MPa]	Sättigungsspannungsamplitude
$\Delta\tau_p/2$	[MPa]	Plateauspannungsamplitude
$\Delta\tau_D/2$	[MPa]	resultierende Dauerfestigkeit
ε	[--]	Gesamtdehnung
$\varepsilon_{ij}, \varepsilon_{kl}$	[--]	Verzerrungs- bzw. Dehnungstensor
ε_B	[--]	wahre Bruchdehnung
ε_{el}	[--]	elastische Dehnung
ε'_f	[--]	Ermüdungsduktilitätskoeffizient
ε_{ij}	[--]	Dehnungstensor, $i, j = x, y, z$
$\varepsilon_{ik}^1, \varepsilon_{ik}^2$	[--]	Inkompatibilitätsdehnungen Korn 1 bzw. Korn 2
$\tilde{\varepsilon}_{ij}$	[--]	dimensionslose Funktion
ε_i	[--]	Inkompatibilitätsdehnungen
$\dot{\varepsilon}_{\text{KG}}$	[1/s]	Korngrenzenableitgeschwindigkeit
ε_{ii}	[--]	Normaldehnungen, $i = x, y, z$
ε_m	[--]	Mitteldehnung
ε_{pl}	[--]	plastische Dehnung
$\varepsilon_{\text{pl,kum}}$	[--]	kumulierte plastische Dehnung
$\dot{\varepsilon}_{\text{st}}$	[--]	stationäre Kriechrate
ε_Y	[--]	Fließdehnung
ζ	[--]	normalisierte Koordinate (Navarro und de los Rios)
η	[--]	dimensionslose Konstante
η_{KG}	[Ns/m ²]	Korngrenzenviskosität
η	[--]	Materialkonstante
η	[--]	Versetzungsverteilung
Θ	[rad]	Winkelkoordinate des Rissspitzenfeldes

Θ	[rad]	Reflexionswinkel, Neigungswinkel
Θ	[rad]	Bragg-Winkel
Θ	[rad]	Missorientierungswinkel
Θ_0	[Grad]	maximale Missorientierung Kleinwinkelkorngrenzen ($\Theta_0=15^\circ$)
κ	[mm ⁻¹]	Exponent der Rissöffnungsgleichung
λ	[--]	Funktion (abh. vom Aspektverhältnis a/c)
λ	[m]	Wellenlänge
λ	[rad]	Winkel zw. Gleitrichtung und Spannungsachse
λ	[m]	Zellgröße bei der Ausbildung von Versetzungszellstrukturen
λ	[m]	Diffusionslänge
$\lambda_{\text{ber}}, \lambda_{\text{exp}}$	[--]	berechnetes/exp. Verhältnis der Gleitspurkomponenten l_x und l_y
μ	[J]	chemisches Potenzial
ν	[--]	Poisson-Verhältnis
$\nu_{\text{Voigt}}, \nu_{\text{Reuss}}$	[--]	Poisson-Verhältnisse der Grenzwertkonzepte nach Voigt/Reuss
ξ	[rad]	Verdrehwinkel zwischen benachbarten Kristallgittern
ξ	[m]	Integrationsvariable
Π	[J]	potenzielle Energie
ρ	[m]	plastische Rissverlängerung, Fließstreifen (Dugdale-Barenblatt)
ρ	[m]	Radiuskoordinate des Rissprofils
ρ	[1/m ²]	Versetzungsdichte
ρ_e	[m]	Radius eines Spannungserhöhers (z.B. Kerb, Risspitze)
ρ_p	[1/m ²]	Versetzungsdichte auf parallelen Gleitbändern
ρ_w	[1/m ²]	Waldversetzungsdichte
σ	[MPa]	Mechanische Spannung
σ^*	[MPa]	Spannung, oberhalb der Kriechverformung einsetzt
σ_{ij}, σ_{kl}	[MPa]	Spannungstensor
σ_0	[MPa]	kritische Spannung
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	[MPa]	Hauptnormalspannungen (Schubspannungsfreiheit)
σ_a	[MPa]	aufgebrachte Spannung

σ_B	[MPa]	kritische Bruchspannung
σ_{cl}	[MPa]	Risschließspannung
σ'_f	[MPa]	Ermüdungsfestigkeitskoeffizient
σ_{fr}	[MPa]	Reibungsspannung
σ_i	[MPa]	Spannung in individuellen Körnern i
σ_{ij}	[MPa]	allgemeiner Spannungstensor, $i, j=x, y, z$
$\tilde{\sigma}_{ij}$	[--]	dimensionslose Funktion
σ_{iPSB}	[MPa]	innere Kompressionsspannungen im PSB
σ_{ii}	[MPa]	Normalspannungen, $i=x, y, z$
σ_{ik}^a	[MPa]	homogene aufgebrachte Spannung
σ_{ik}^b	[MPa]	Inkompatibilitätsspannung
σ_{ik}^c	[MPa]	Ausgleichsspannung
σ_m	[MPa]	Mittelspannung
σ_{max}	[MPa]	Oberspannung, maximal ertragbare Spannung
σ_{min}	[MPa]	Unterspannung
σ_{nn}^i	[MPa]	Spannungen normal zu einem Gleitband (i -tes Element)
$\sigma_{nn,a}^i$	[MPa]	aufgebrachte Normalspannung (auf i -tes Element wirkend)
σ_{op}	[MPa]	Rissöffnungsspannung
$\sigma_{pile-up}$	[MPa]	Spannung durch Versetzungsaufstau an einem Hindernis
$\underline{\sigma}^T$	[MPa]	transponierter Spannungstensor
σ_Y	[MPa]	Fließgrenze
σ_{Yc}	[MPa]	zyklische Fließgrenze
$\sigma_{Yc}^\alpha, \sigma_{Yc}^\gamma$	[MPa]	zyklische Fließgrenze der α - bzw. γ -Phase
$\sigma_{Yc}^{\alpha\gamma}$	[MPa]	zyklische Fließgrenze (nur $\alpha\gamma$ -Phasengrenzen)
$\sigma_{0c}^{\alpha\gamma}$	[MPa]	zyklische kritische Spannung (nur $\alpha\gamma$ -Phasengrenzen)
σ_{Yi}	[MPa]	Fließgrenze im Korn i
$\sigma_{Y(von\ Mises)}$	[MPa]	von Mises-Vergleichsspannung
σ_Z	[MPa]	Zugfestigkeit, Zugspannung
Σ	[--]	Reziprokwert des Anteils zusammenfallender Gitterpositionen

τ	[MPa]	Schubspannung
τ_0	[MPa]	kritische Schubspannung
τ_a	[MPa]	aufgebrachte, resultierende Schubspannung
τ_{fr}^o	[MPa]	Anfangsreibungsspannung
τ_{fri}	[MPa]	Reibungsspannung in einem Korn i
τ_{ij}	[MPa]	Schubspannungen $i,j=x, y, z, i \neq j$
τ_P	[MPa]	Nabarro-Peierls-Spannung
τ_{pass}	[MPa]	Passierspannung
τ_s	[MPa]	Schneidspannung
τ_s	[MPa]	Sättigungsspannung
τ_{th}	[MPa]	theoretische kritische Schubspannung
τ_{tn}^i	[MPa]	Schubspannungen tangential zu einem Gleitband (i -tes Element)
$\tau_{tn,a}^i$	[MPa]	resultierende Schubspannung (auf i -tes Element wirkend)
τ_Y	[MPa]	(resultierende) Fließschubspannung
$\tau_{\Theta z}$	[MPa]	Schubspannung infolge einer Versetzung (Polarkoordinaten Θ, z)
φ	[rad]	Winkel zw. Gleitebene und Spannungsachse
$\varphi_1, \varphi_2, \Phi$	[rad]	Euler-Winkel
Φ	[rad]	Kippwinkel zwischen benachbarten Kristallgittern
Φ	[rad]	Winkelkoordinate des Rissprofils
Φ	[N]	Airy-Spannungsfunktion
ω	[m]	Ausdehnung der plastischen Zone
Ω	[m ³]	Atomvolumen

Abkürzungen

AES	Auger Electron Spectroscopy
ACPD	Alternating Current Potential Drop
AFM	Atomic Force Microscopy
ASTM	American Society for Testing and Materials

CBED	Convergent Beam Electron Diffraction
CCD	Charge Coupled Device
CMOD	Crack Mouth Opening Displacement
CSL	Coincidence Site Lattice
CT	Compact Tension
DCPD	Direct Current Potential Drop
EBSD	Electron Back-Scattered Diffraction
EPBM	Elastisch-plastische Bruchmechanik
EFS	Electrochemical Fatigue Sensor
FIB	Focussed Ion Beam
HCF	High-Cycle Fatigue
HRTEM	High-Resolution Transmission Electron Microscopy
ISDG	Interferometric Strain/Displacement Gauge
IST	Incremental Step Test
LCB	Low Cost Beta
LCF	Low-Cycle Fatigue
LEBM	Linear-elastische Bruchmechanik
MBM	Mikrostrukturelle Bruchmechanik
OIM TM	Orientation Imaging Microscopy
PSB	Persistent Slip Band
REM	Rasterelektronenmikroskopie
RT	Raumtemperatur ($T=298\text{K}$)
SAD	Selected Area Diffraction
SAGBO	Stress-Assisted (Accelerated) Grain Boundary Oxidation
SENB	Single-Edge-Notched Bend
SIT	Silicon-Intensified Target
TEM	Transmissionselektronenmikroskopie
UHCF	Ultra-High-Cycle Fatigue
ZSD-Kurve	zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve

1 Einleitung

Ein bekannter Werkstoffwissenschaftler sagte einmal: "Betriebsfestigkeit ist eine Geisteswissenschaft". Nun mag wohl kaum ein Geisteswissenschaftler ernsthaft an der Lehre der betriebsfesten Auslegung interessiert sein - die industrielle Revolution und damit die Geschichte ab dem 19. Jahrhundert wurde durch sie jedoch erheblich mitbestimmt. Bis heute sind Lebensdauervorhersagemethoden für zyklisch belastete metallische Teile Glaubensfragen und erreichen selten eine Genauigkeit, die um weniger als den Faktor zwei von der tatsächlichen Lebensdauer abweicht. Das mag verwundern - wurden doch im vergangenen Jahrhundert auf dem Gebiet der Metallphysik und der leistungsfähigen numerischen Berechnungsverfahren gewaltige Fortschritte erzielt. Das entscheidende Problem ist die fehlende Verknüpfung zwischen den atomaren Dimensionen der Metallverformung und -schädigung und den komplexen Beanspruchungskollektiven, denen moderne Strukturwerkstoffe ausgesetzt sind. Diese Verknüpfung stellt eine der großen technischen Herausforderungen des 21. Jahrhunderts dar, denn die wirtschaftliche Entwicklung moderner, maßgeschneiderter Werkstoffkonzepte, wie z.B. für den Leichtbau oder die Energietechnik, wird nur noch unter massiver Anwendung von Rechnersimulationen erfolgen können, in denen ein direkter Bezug zwischen mikrostrukturellen Größen und makroskopischem Werkstoffverhalten hergestellt ist.

In der vorliegenden Arbeit, die aus einer Reihe von Forschungsprojekten an der Universität Siegen und der University of Pennsylvania, Philadelphia, USA, entstanden ist, sind die Wechselwirkungen zwischen der Mikrostruktur metallischer Werkstoffe und dem Verhalten von Ermüdungsrissen herausgestellt und vor dem Hintergrund einer physikalisch fundierten Modellbildung diskutiert. Von großer Bedeutung ist hierbei die Phase der Ermüdungsbeanspruchung, während der erste Anrisse entstehen und sich unterhalb der technischen Detektionsgrenze von 10^{-3} m ausbreiten. Diese Phase der Mikrorissausbreitung bestimmt bis zu 90% der Lebensdauer und entzieht sich weitgehend den Berechnungsmöglichkeiten der linear-elastischen Bruchmechanik für das gleichmäßige Wachstum langer Risse. Rissausbreitungsrichtung und -ausbreitungsgeschwindigkeit werden erheblich von den lokalen mikrostrukturellen Gegebenheiten, wie die kristallographische Missorientierung von Korn- und Phasengrenzen, bestimmt, was u.a. dazu führen kann, dass Mikrorisswachstum bereits deutlich unterhalb des Schwellenwerts für Risswachstum nach klassischen Berechnungsverfahren einsetzt.

Zunehmend schwieriger wird die sichere Bauteilauslegung, wenn Atmosphäreneffekte bei der Rissausbreitung eine Rolle spielen. Dies ist in korrosiven Medien, insbesondere bei hohen

Temperaturen, der Fall. Am Beispiel der dynamischen Versprödung einer Nickelbasis-Superallegierung ist gezeigt, wie der Atmosphärensauerstoff bei erhöhten Temperaturen zu einer völligen Änderung des Rissausbreitungsmechanismus verbunden mit einem dramatischen Anstieg der Rissausbreitungsrate führen kann. Auch hier spielt die lokale Mikrostruktur eine entscheidende Rolle.

Sind die mikrostrukturellen Wechselwirkungen bekannt, so kann einerseits durch gezielte thermomechanische Behandlung das Werkstoffverhalten nachhaltig angepasst werden, andererseits kann eine Basis für die Entwicklung sogenannter mechanismenorientierter Lebensdauervorhersagemethoden abgeleitet werden.

Einen Überblick über die möglichen Wechselwirkungen zwischen Rissen und Mikrostruktur vermitteln die Kapitel 5 und 6. Ihnen vorangestellt ist mit Kapitel 4 ein metallphysikalischer Einschub, der das Verformungsverhalten metallischer Werkstoffe beschreibt, das schließlich jeder Ermüdungsrissinitiierung vorausgeht. Die technischen Möglichkeiten, die heute zur Charakterisierung des Verformungs- und Schädigungsverhaltens metallischer Werkstoffe zur Verfügung stehen, können der Übersicht in Kapitel 3 entnommen werden. Der experimentell-metallkundlich geprägte Teil dieser Arbeit mit den Kapiteln 3 bis 6 ist schließlich eingebettet zum einen in ein einleitendes Kapitel 2, in dem die Materialermüdung und die klassischen Verfahren zur Lebensdauerabschätzung einschließlich der technischen Bruchmechanik aus ingenieurmäßiger Sicht skizziert sind, und ein abschließendes Kapitel, in dem nunmehr die vorher zusammengestellten mikrostrukturellen Wechselwirkungen in eine mechanismenorientierte Rissausbreitungsmodellierung einbezogen werden.

2 Ingenieurmäßige Grundlagen der Materialermüdung und Rissausbreitung in metallischen Werkstoffen

2.1 Historischer Überblick

Meist schon im frühen Kindesalter führt Materialschädigung durch Ermüdung und Bruch zu Verdruss, sei es durch den Verlust eines Spielzeugs oder durch mehr oder weniger schlimme Verletzungen. Auch wenn solche Ereignisse nicht selten persönliche Katastrophen bedeuten - z.B. brach das Kinderfahrrad des Autors durch Materialermüdung bedingt entzwei - so waren es doch diejenigen Unglücke, bei denen technisches Versagen zum Verlust von Menschenleben führte, die zum intensiven Nachdenken von Wissenschaftlern und schließlich zu Verbesserungen technischer Konstruktionen führten.

Im Altertum waren Maßnahmen zur Gewährleistung der Sicherheit eines Bauwerks noch sehr drakonischer Art: Bei der Prüfung von Brückenkonstruktionen durch Überlast hatte der Baumeister unter seinem Werk zu stehen. Somit konnte zumindest Nachlässigkeit eingedämmt werden. Doch selbst Bauwerke, die diesen Prüfungen standhielten, konnten nach gewisser Zeit zusammenstürzen. Zeitabhängige Schädigungsmechanismen, wie die Verwitterung des Baumaterials, oder komplexe Belastungskollektive mussten durch *trial and error* in die Auslegung einfließen; eine Methode, die bereits bei vielen alten Hochkulturen sehr weit ausgebreitet war, was viele Bauwerke bezeugen, die dem Zahn der Zeit für Jahrtausende standgehalten haben.

Die systematische Untersuchung der Schädigung von Metallen beginnt mit dem Jahrtausendgenie Leonardo da Vinci. Er führte die Festigkeitsabnahme bei Drähten mit der Zunahme ihrer Länge auf den steigenden Einfluss von Materialfehlern zurück. Aber erst die Erfindung der Dampfmaschine durch James Watt 1769 und die darauf folgende Industrialisierung und Mobilisierung richteten den Fokus des wissenschaftlichen Interesses auf die mechanischen Eigenschaften der Metalle unter wechselnder Belastung. Man erkannte durch häufige Unfälle, dass geschmiedete Stahlachsen im Dauerbetrieb in Postkutschen und später in Dampflokomotiven (Bild 2.1) nur eine begrenzte Belastungsdauer ertrugen. Ein besonders tragischer Unfall ereignete sich am 11. Mai 1842, als auf der Strecke Versailles-Paris eine Achse der ersten von drei Lokomotiven, die einen mit 17 Waggons und mit über 1500 Personen vollbesetzten Zug zogen, brach. Das gewaltige Gewicht der beiden nachfolgenden Lokomotiven zerstörte die erste völlig; das dadurch entstandene Hindernis ließ sechs Waggons in Flammen aufgehen,

was mindestens 40 Menschen das Leben kostete. Das Unglück, dessen Verlauf und Untersuchung von Smith in [1] ausführlich dokumentiert wurde, gilt heute als Meilenstein für den



Bild 2.1: Dampflokomotive der New Hope and Ivyland Railroad in Pennsylvania, USA.

Beginn der Ermüdungsforschung (wobei der Terminus "Ermüdung" erstmals von Braithwaite 1854 [2] verwendet wurde), selbst wenn man bei der Ursachenanalyse noch weitgehend im Trüben fischte. So wurde das plötzliche Brechen von Eisenbahnachsen zunächst auf eine Mikrostrukturveränderung in Form einer kristallisierten Textur, verursacht durch Vibrationen, Hitze und magnetische Induktion, zurückgeführt. Einen bemerkenswert

korrekten Beitrag zu der Diskussion der Unglücksursache lieferte der junge W. Rankine, der sich später in der Thermodynamik einen Namen machte (Rankine-Prozess): Er schloss eine Materialveränderung aus und verwies auf die Beobachtung, dass die Schädigung von einer regelmäßig geformten Fläche zur Mitte hin begonnen haben muss (Ermüdungsanriss), und der plötzliche Bruch der Achse auf die Reduzierung des tragenden Querschnitts zurückgeführt werden kann.

Mit ersten umfangreichen und systematischen experimentellen Untersuchungen an Eisenbahnachsen legte der "königliche Obermaschinenmeister" August Wöhler seit etwa 1860 die Grundlagen für eine systematische betriebsfeste Auslegung. Er selbst führte Dehnungsmessungen während Fahrten auf einer 5000 km langen Messstrecke durch und stellte unter anderem fest, dass insbesondere beim Überfahren von Weichen hohe Dehnungsamplituden auftreten. Noch heute wird nach [3] die Anzahl der überfahrenen Weichen für die überschlägige Festlegung der zulässigen Spannungen im Eisenbahnbau genutzt. Das berühmte "Wöhler-Diagramm", in dem die ursprünglich nur tabellierten Spannungsamplituden über den zugehörigen Bruchlastspielzahlen aufgetragen sind (s. Bild 2.2), stammt jedoch in Wirklichkeit von Wöhlers Nachfolger an der Mechanisch-Technischen Versuchsanstalt in Berlin L. Spangenberg.

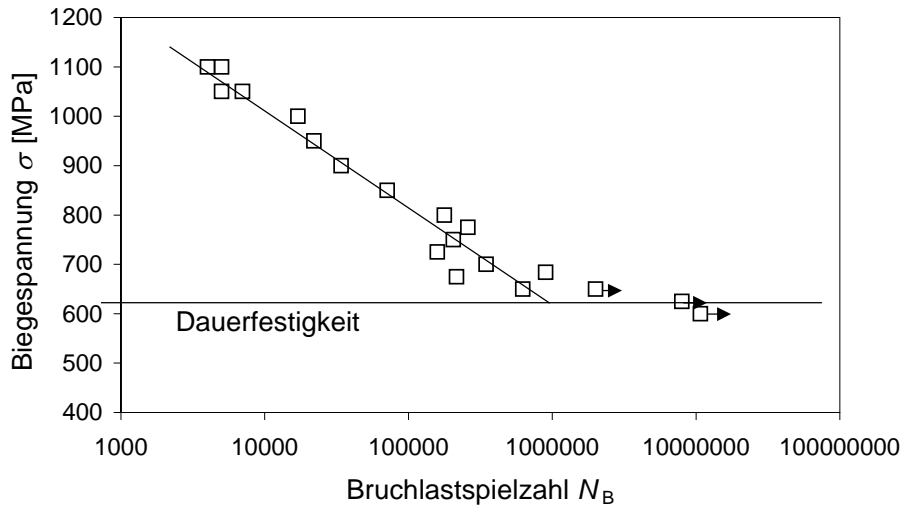


Bild 2.2: Wöhler-Diagramm für den martensitischen Stahl 1.4545.

Trotz der vielversprechenden Resultate von Wöhler und seinen Mitarbeitern sowie seinen Nachfolgern waren zu Beginn des vergangenen Jahrhunderts die physikalischen Mechanismen, die zur Schädigung metallischer Werkstoffe insbesondere während wechselnder mechanischer Beanspruchung führen, weitgehend unbekannt. Da es noch keine Elektronenmikroskopie gab, konnte man auch noch nicht die relevanten Mechanismen beobachten. Als Pionierleistung zur Erklärung der Wechselverformungsmechanismen dürfte jedoch die Arbeit des Münchner Mechanikprofessors Bauschinger gelten, in der die Erniedrigung der Streckgrenze metallischer Werkstoffe, die sich nach einer Umkehrung der Belastungsrichtung von Zug nach Druck oder umgekehrt ergibt, diskutiert wird [4] (s. Kapitel 4).

Erstmals sichtbare Indizien für die mikrostrukturellen Vorgänge während der Wechselverformung von Metallen fanden die Engländer Ewing und Humfrey 1903 [5] durch die Beobachtung von Gleitbändern. Doch der Anfang des 20. Jahrhunderts war weiterhin durch phänomenologische Arbeiten geprägt. Eine besondere Bedeutung bis zum heutigen Tag hat dabei der Ansatz des Amerikaners Basquin [6] aus dem Jahre 1910 erlangt, in dem die z.B. von Wöhler erhaltenen Bruchlastspielzahlen N_B (bzw. Lastumkehrungen $2N_B$) in einen logarithmischen Zusammenhang mit den zugehörigen Spannungsamplituden $\Delta\sigma/2$ gebracht wurden (vgl. Bild 2.9):

$$\frac{\Delta\sigma}{2} = \sigma'_f (2N_B)^b. \quad (2.1)$$

Hierin sind σ'_f der Ermüdungsfestigkeitskoeffizient und b der Ermüdungsfestigkeitsexponent. Um unterschiedlichen Spannungsamplituden während des Einsatzes Rechnung zu tragen, führte 1924 der Schwede Palmgreen die Schadensakkumulationshypothese ein [7], die

1945 von dem Amerikaner Miner aufgegriffen und experimentell untermauert wurde [8] und bis heute in der betriebsfesten Auslegung eingesetzt wird:

$$\sum_i \frac{N_i}{N_{Bi}} = 1,0. \quad (2.2)$$

Darin werden bei unterschiedlichen Spannungshorizonten durchlaufene N_i Zyklen zu der zugehörigen Bruchlastspielzahl N_{Bi} ins Verhältnis gesetzt und aufsummiert. Diese Vorgehensweise stellt jedoch eine starke Vereinfachung dar. Je nach Reihenfolge der Beanspruchung kann die Schadenssumme sowohl sehr viel größer als auch sehr viel kleiner als eins sein.

Im beginnenden 20. Jahrhundert wurden die bereits von Leonardo da Vinci für Werkstoffversagen verantwortlich gemachten Bauteilinhomogenitäten wie Risse und Kerben mit Hilfe lokaler mechanischer Spannungsgrößen (Inglis 1913 [9]) und Energiebetrachtungen (Griffith 1920 [10]) aufgegriffen. Eine neue Disziplin, die Bruchmechanik war geboren, in der das Problem des Werkstoffversagens auf lokale Spannungsüberhöhungen insbesondere auch vor Rissspitzen zurückgeführt wird.

Gleichzeitig wird die Beeinträchtigung der Ermüdungslebensdauer durch Kerben immer detaillierter in die Bauteilauslegung aufgenommen. Besonders hervorgeraten haben sich dabei Thum, der erste Inhaber des Werkstoffkundelehrstuhls an der TH Darmstadt, mit der Begründung der Gestaltfestigkeitslehre und der Kerbwirkungszahl β (eine Übersicht über Thums Arbeiten gibt Schütz in [3]) und Neuber, der 1937 die Kerbspannungslehre begründete [11].

Mit Beginn des zweiten Weltkrieges, in dem sich unzählige durch Werkstoffermüdung verursachte Flugzeugabstürze ereigneten, wurde der Flugzeugbau Motor der Ermüdungsforschung, die durch die Entwicklung und Anwendung der Versetzungstheorie durch Polanyi [12] bzw. Orowan [13] sowie die Entwicklung der Elektronenmikroskopie eine neue metallphysikalische Dimension erhielt. Der nun steil zunehmende Erkenntnisgewinn kann nicht zuletzt auch auf verfeinerte und verbesserte Messverfahren zur Rissausbreitung und elektronischen Dehnungsmessung sowie die Einführung servohydraulischer Prüfmaschinen in der Mitte des 20. Jahrhunderts zurückgeführt werden.

In den 50er Jahren rückte die plastische Verformung als Hauptursache für mechanische Werkstoffschädigung einerseits und die Beschreibung der Rissausbreitung mit Hilfe der linear-elastischen Bruchmechanik andererseits in das Zentrum des Interesses. Voneinander unabhängig schlugen die Amerikaner Manson [14] und Coffin [15] einen einfachen Zusammenhang zwischen plastischer Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon_{pl}/2$ und Bruchlastspielzahl N_B vor, der auch heu-

te noch zur Beschreibung des Kurzzeitfestigkeitsasts (LCF, low-cycle fatigue) der Dehnungswöhlerkurve (s. Bild 2.9) verwendet wird:

$$\frac{\Delta \varepsilon_{pl}}{2} = \varepsilon'_f (2N_B)^c, \quad (2.3)$$

worin in Analogie zur Basquin-Formel, die vorwiegend die Langzeitfestigkeit (HCF, high-cycle fatigue) beschreibt, ein Koeffizient ε'_f und ein Exponent c der Ermüdungsduktilität verwendet wird. Mehr den Mechanismen der Ermüdungsschädigung zugewandt wiesen Thompson et al. 1956 [16] auf die Bedeutung persistenter Gleitbänder hin (vgl. Kapitel 4 und 5), während Zappfe und Worden 1951 [17] und später detaillierter Forsyth und Ryder 1960 [18] das Phänomen der Schwingstreifen auf Bruchflächen (engl. striations) diskutierten. Der Zusammenhang zwischen plastischer Verformung vor der Risspitze und der Entstehung von Schwingstreifen wird in Anlehnung an die bemerkenswerten Arbeiten von Laird 1967 in [19] und Neumann 1969 in [20] in Kapitel 5 näher erläutert. Obgleich die Bedeutung der Plastizität bei der Rissinitiierung und -ausbreitung offenbar immer deutlicher wurde, verfolgte man intensiv die Beschreibung von Spannungskonzentrationen vor einer Risspitze mit Hilfe der linear-elastischen Kontinuumsmechanik. Irwin führte 1958 in [21] den zunächst für die statische Bruchanalyse gedachten Spannungsintensitätsfaktor K ein

$$K = \sigma \sqrt{\pi a} Y, \quad (2.4)$$

der, da er sowohl Risslänge a als auch die aufgebrachte Spannung σ enthält (Y ist eine Geometriefunktion), universell und unabhängig von den Bauteildimensionen eingesetzt werden kann.

Paris verwendete in den Arbeiten (Paris et al. [22], Paris und Erdogan [23]) zu seiner Dissertation an der Lehigh-Universität in Pennsylvania 1962 die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktor ΔK zur Formulierung einer einfachen exponentiellen Hypothese mit den werkstoffabhängigen Konstanten C und n für den Rissfortschritt da/dN :

$$\frac{da}{dN} = C \Delta K^n. \quad (2.5)$$

Bild 2.3 zeigt für das Beispiel der β -Titanlegierung LCB (s. hierzu auch Kapitel 3, 6 und 7) experimentell bestimmte Rissausbreitungskurven.

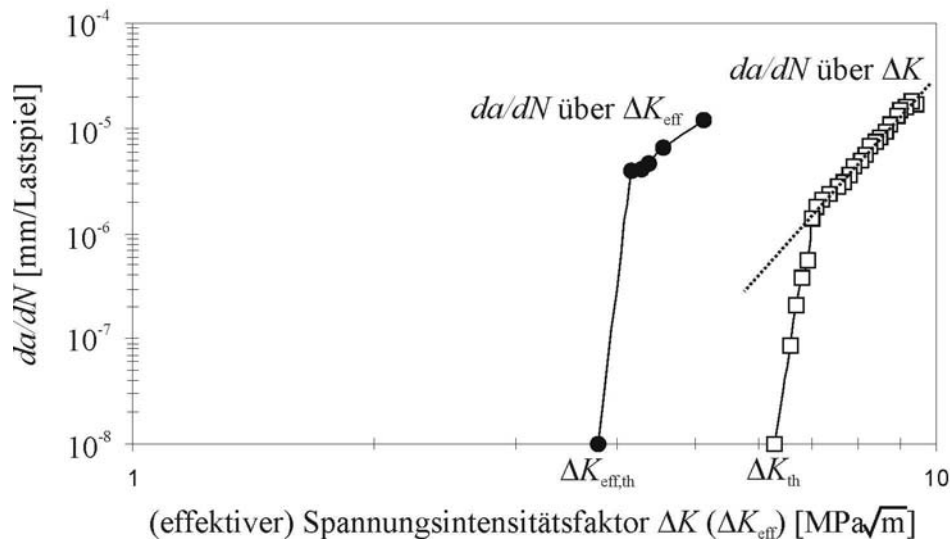


Bild 2.3: Rissausbreitungskurven für die β -Titanlegierung LCB bei einem Spannungsverhältnis von $R=0,1$ mit (da/dN über ΔK_{eff}) und ohne (da/dN über ΔK) Berücksichtigung von Risschließeffekten. Die Paris-Gerade ist gestrichelt eingezeichnet (mit $n=8,3$ und $C=0,16\text{mm/Lastspiel}$, nach [24]).

Dass Paris Arbeiten damals von führenden Fachzeitschriften zur Publikation abgelehnt wurden, gilt heute, wo sich Gleichung 2.5 gewissermaßen als Gesetz für die Langrissausbreitung durchgesetzt hat, als Beispiel für die nicht seltene Ignoranz der etablierten Wissenschaftselite gegenüber neuen revolutionären Ideen. Wie später noch gezeigt werden wird, ist Gleichung 2.5 jedoch in der Tat eine sehr grobe Vereinfachung, die viele wichtige Parameter, wie insbesondere die Mittelspannung σ_m ignoriert. Dennoch wird sie in unzähligen Modifikationen auf nahezu jedes Problem des Ermüdungsrisssfortschrittes angewandt.

Eine wichtige Modifikation ergab sich aus den Arbeiten von Elber [25,26], der in seiner Dissertation an der University of South New Wales in Australien feststellte, dass die Rissufer bereits vor der vollständigen Entlastung aufgrund von Plastizitäts-, Rauigkeits- oder Oxidationseffekten aufeinander aufsetzen und somit die für Rissfortschritt verantwortliche effektive Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{eff} entsprechend geringer als ΔK in Gleichung 2.5 ist. Was an dieser Stelle sehr einfach klingt, hat in den vergangenen drei Jahrzehnten eine Flut von bis heute sehr kontroversen Abhandlungen hervorgebracht, die in Kapitel 6.3 eingehend diskutiert sind.

Ogleich sich die linear-elastische Bruchmechanik insbesondere im Leichtbau bewährt hatte, traten mit Beginn der 70er Jahre zunehmend Problemstellungen auf, bei denen die Plastizität bei der Rissausbreitung nicht mehr vernachlässigt werden konnte. Einerseits galt es, hochduktilen austenitischen Stählen für den Einsatz als Rohre in Atomkraftwerken betriebssicher auszulegen; andererseits wuchs der Bedarf, neue High-Tech-Werkstoffe möglichst nahe bis an ihre Leistungsgrenzen auszunutzen (z.B. der Einsatz von Gasturbinenschaufeln bei Gastemperatu-

ren über 1300°C). So wurden zunehmend Ansätze der elastisch-plastischen Bruchmechanik, wie das (zyklische) J -Integral und die zyklische Risspitzenöffnung $\Delta CTOD$ verwendet. Ebenso tat sich ein weiteres Feld der mechanistischen Rissausbreitungsanalyse auf: die Untersuchung kurzer bzw. mikrostrukturell kurzer Risse, die auch hier den Schwerpunkt der Kapitel 5 bis 7 bilden. Pearson [27] stellte 1975 erstmals fest, dass solch kurze Risse, die nach technisch üblichen Methoden der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung am Bauteil nicht festgestellt werden können, unerwartet rasch und unterhalb des sogenannten Schwellenwertes der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_0 für Langrissinitiierung wachsen können und demzufolge auf Langrissdaten basierende Wartungsintervalle nicht-konservativ sein können. Obgleich die kurzen Risse in den vergangenen Jahren ein immenses Interesse von Seiten der Werkstoffforschung erfahren haben und es eine Reihe vielversprechender Modellansätze gibt, kommt die Bauteilauslegung noch weitgehend ohne sie aus, was natürlich auch daran liegt, dass ein eindeutiges Zurückführen technischen Versagens auf Kurzrisseffekte meist nicht möglich ist.

Man darf Ermüdungsforschung aber auch nicht zu sehr auf das Ziel, möglichst präzise die Lebensdauer technischer Werkstoffe abzuschätzen, eingrenzen. Eine quantitative Beschreibung der Schädigungsmechanismen erlaubt vielmehr die Optimierung und Anpassung neuer Werkstoffe. Die Kapitel 5 bis 7 werden zeigen, dass es durchaus möglich ist, die frühe Phase der Rissausbreitung durch gezielte Einstellung der Werkstoffmikrostruktur zu beeinflussen und somit die technische Anrisslebensdauer, die nach Shiozawa et al. [28] bis zu 90% der Gesamtlebensdauer ausmacht, zu erhöhen.

Zwei schlimme Unglücke der jüngsten Geschichte haben deutlich gezeigt, dass es trotz einer gigantischen Menge wissenschaftlicher Arbeiten zum Thema Ermüdung und Rissausbreitung (bereits 1969 existierten 21.075 Publikationen (nach [29]), eine Zahl, die bis heute auf weit über 100.000 angestiegen sein dürfte), noch immer Erkenntnislücken existieren und offensichtlich Berechnungsverfahren und strengste Überprüfungsvorschriften versagen. So hat im Frühsommer 1998 ein durch Ermüdung gerissener Radreifen des ICE-Hochgeschwindigkeitszugs Wilhelm-Konrad-Röntgen beim Überfahren einer Weiche zum Entgleisen der nachfolgenden Waggons geführt. Die nachfolgende Kollision mit einer Brücke, die daraufhin auf die verunglückten Waggons stürzte, machte das Unglück mit 101 Todesopfern zum schlimmsten in der Geschichte der deutschen Eisenbahn. Im Herbst 2001 stürzte ein vollbesetzter Airbus über dem New Yorker Stadtteil Queens ab. Erste Untersuchungen führten das Unglück auf den Abriss des kohlefaserverstärkten Seitenleitwerks in der Turbulenz einer vorausfliegenden Maschine zurück.

Aus wissenschaftlicher Sicht stellen sich für die Zukunft nicht zuletzt aufgrund der o.g. katastrophalen Folgen von Werkstoffversagen eine Reihe neuer Herausforderungen:

- Die Entwicklung von Verfahren, gefährliche mikrostrukturelle Veränderungen, insbesondere Anrisse, rechtzeitig im Betrieb zu erkennen (damage monitoring).
- Analyse der zeitabhängigen und zyklenabhängigen Versagensmechanismen bei modernen Materialien und damit in Zusammenhang stehenden neuen Verbindungstechniken, wie z.B. Werkstoffverbunde, mikro- und nanostrukturierte Werkstoffe, dünne Schichten, Metallschäume (s. hierzu Kapitel 5), Keramiken und Kunststoffe (s. [30]).
- Entwicklung neuer und Verbesserung vorhandener physikalisch basierter Schädigungs- und Lebensdauervorhersagemodelle und deren konsequente Anwendung, nicht zuletzt durch ihre Integration in die Ingenieurausbildung.

Trotz der vielen Probleme und Schäden, die das Phänomen der Materialermüdung und Rissausbreitung auch heute noch in sich birgt, sollte jedoch auch bedacht werden, wie viele Millionen Kilometer im 21. Jahrhundert stündlich von Menschen mit Autos, Flugzeugen und Bahnen zurückgelegt werden und wie verblüffend wenig dabei passiert. Nur wird eine ohne Zwischenfälle zurückgelegte Atlantiküberquerung nicht als Erfolg der Ermüdungsforschung gefeiert.

2.2 Materialermüdung, Rissausbreitung und Lebensdauervorhersage – eine kurze Einführung

Vergleicht man das Versagen eines duktilen metallischen Werkstoffes im Verlauf eines Zugversuchs mit demjenigen während eines Wechselverformungsversuchs, so stellt man fest, dass bei letzterem der Bruch scheinbar plötzlich ohne makroskopische Vorankündigung auftritt, während sich die Zugprobe vor dem Zerreißen einschnürt (s. Bild 2.4).

Der Spannungs-Dehnungsverlauf bei einachsiger Belastung lässt eindeutig auf den Übergang von elastisch-reversibler, beschrieben durch die Hookesche Gerade

$$\sigma = E \varepsilon, \quad (2.6)$$

mit der Spannung σ , der Dehnung ε und dem hier als isotrope Materialgröße angenommenen Elastizitätsmodul E , zu plastischer-irreversibler Verformung ab der Fließgrenze σ_Y (oder Streckgrenze $R_{p0,2}$) schließen.

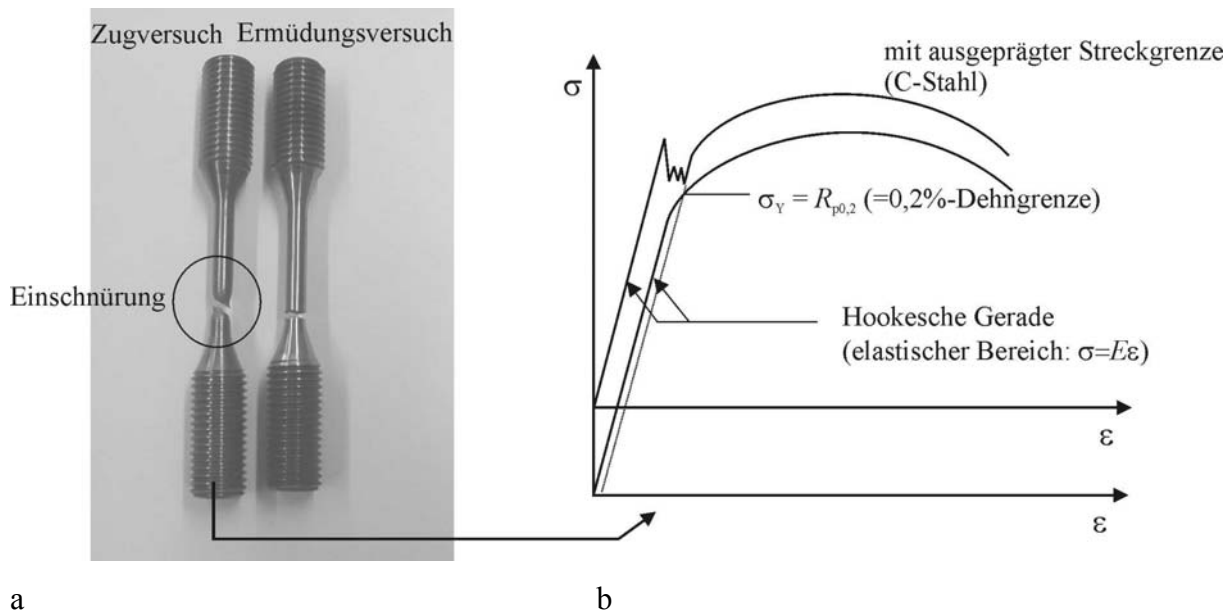


Bild 2.4: (a) Vergleich zwischen gebrochener Zug- und Ermüdungsprobe und (b) schematische Darstellung eines Spannungs-Dehnungs-Diagramms für monotone Zugbeanspruchung.

Legt man hingegen Daten aus Wechselverformungsversuchen (Wöhler-Diagramm) zugrunde, so stellt man fest, dass selbst bei Belastungen weit unterhalb der Fließgrenze, also im makroskopisch an sich reversiblen elastischen Bereich, Versagen durch Bruch auftritt. Dies hat natürlich weitreichende Konsequenzen für die Auslegung technischer Bauteile mit schwingender Beanspruchungskomponente, für die man die Daten des Zugversuchs folglich nur mit großen Einschränkungen verwenden kann. Doch was ist der Grund für die offensichtliche Schädigung bei Beanspruchungen, bei denen man lediglich eine reversible Abweichung der Atomabstände von ihrer Gleichgewichtslage erwarten würde?

Wie bereits seit Leonardo da Vinci bekannt, enthält jeder technische Werkstoff Imperfektionen wie Oberflächenrauigkeiten, Kerben, Poren, Einschlüsse, Konzentrationsunterschiede der Legierungselemente und nicht zuletzt Körner mit unterschiedlicher kristallographischer Orientierung, Morphologie und Korngrenzen. Diese Imperfektionen wirken als Spannungskonzentratoren, die dazu führen, dass lokal die Fließgrenze überschritten wird und es zur Neubildung und Bewegung von Versetzungen kommt, worauf in Kapitel 4 näher eingegangen werden soll. Technische Spannungskonzentratoren sind zunächst konstruktiv bedingte Kerben. Da bei wirtschaftlicher Auslegung plastische Verformung dort häufig toleriert werden muss, ist es erforderlich, den Spannungszustand in Kerben, z.B. durch Finite-Elemente-Berechnungen möglichst genau zu definieren, und durch Ermüdungsversuche das diesem Spannungszustand entsprechende Werkstoffverhalten zu bestimmen. Lässt man plastische Verformung zu, ist natürlich auch mit Rissbildung zu rechnen, deren Gefährlichkeit durch

Rissausbreitungsversuche charakterisiert werden kann (vgl. Kapitel 2). Der Zusammenhang zwischen Bauteilauslegung und experimenteller Vorgehensweise ist schematisch in Bild 2.5 dargestellt und wird im Verlauf des Kapitels vertieft.

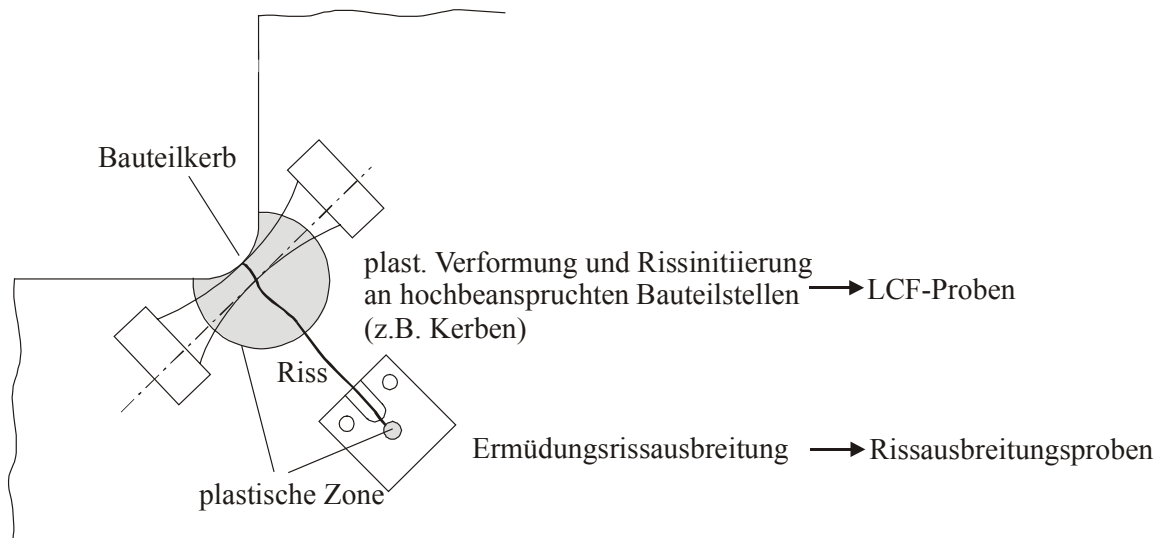


Bild 2.5: Einsatz von Ermüdungsproben und Rissausbreitungsproben zur Charakterisierung des Ermüdungsschädigungsverhaltens technischer Bauteile (nach [30]).

Aus Sicht der Grundlagenforschung und des Werkstoffdesigns stehen jedoch mikrostrukturelle Spannungskonzentratoren im Vordergrund. So liegt der Schwerpunkt der folgenden Kapitel auf dem Einfluss der kristallographischen Orientierung und der Korngrenzen auf die Ermüdungs- und Rissausbreitungseigenschaften metallischer Werkstoffe.

2.2.1 Grundbegriffe

Der Werkstoffermüdung liegt ein, wie auch immer gearteter, zeitabhängiger Spannungs- und Dehnungsverlauf zu Grunde. Im einfachsten Fall kann dieser, wie in Bild 2.6 schematisch dargestellt, sinusförmig sein. Für jeden Zyklus kann in Analogie zum Spannungs-Dehnungs-Diagramm des Zugversuchs eine Spannungs-Dehnungshysterese aufgezeichnet werden. Darin sind σ_{\max} und σ_{\min} die Ober- bzw. Unterspannung, $\sigma_m = (\sigma_{\max} + \sigma_{\min})/2$ und $\varepsilon_m = (\varepsilon_{\max} + \varepsilon_{\min})/2$ eine eventuell vorliegende Mittelspannung bzw. Mitteldehnung, $\Delta\sigma/2 = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min})/2$ die Spannungsamplitude, ε_{\max} und ε_{\min} die zugehörige maximale bzw. minimale Dehnung und $\Delta\varepsilon/2$ die Dehnungsamplitude. Der Index "pl" kennzeichnet die jeweils plastischen Dehnungswerte, die man durch Subtraktion der elastischen Dehnung von der Gesamtdehnung erhält; so gilt z.B. für die plastische Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon_{pl}/2 = \Delta\varepsilon/2 - (\Delta\sigma/2)/E$. Ein insbesondere für die Betrachtungen der folgenden Kapitel wichtiger Wert ist das Spannungsverhältnis

$R = \sigma_{\min} / \sigma_{\max}$, das für symmetrische Ermüdungsbeanspruchung ($\sigma_m = 0$) $R = -1$, Zugschwellbeanspruchung $R = 0$ und für Druckschwellbeanspruchung $R = -\infty$ beträgt.

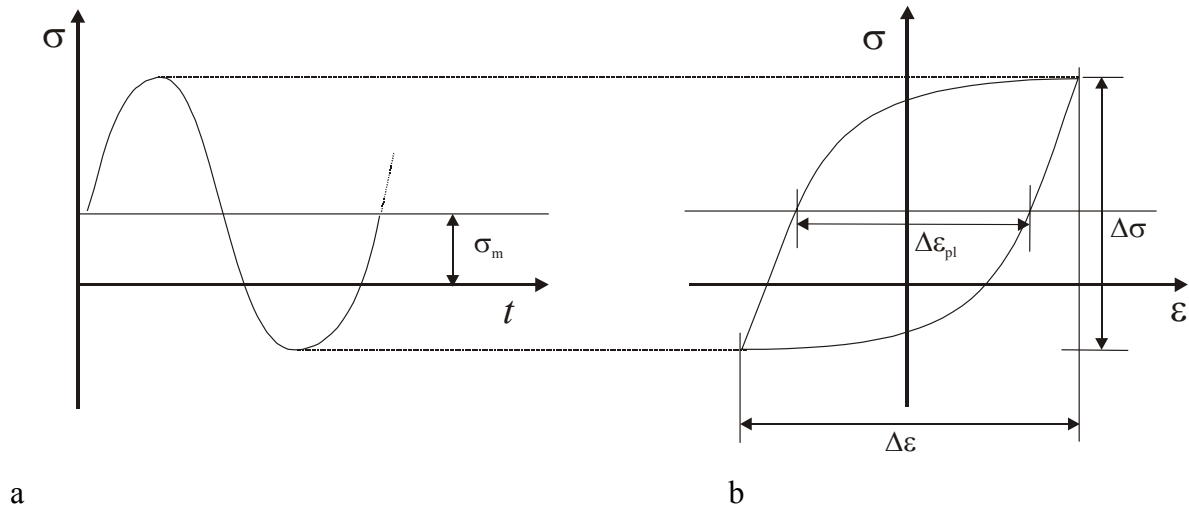


Bild 2.6: (a) Spannungs-Dehnungsverlauf als Funktion der Zeit und (b) resultierende Spannungs-Dehnungs-Hysterese (schematisch mit Definition der wichtigsten Kenngrößen).

Da die Spannungs-Dehnungs-Hysteresen für große Lastspielzahlen natürlich in ihrer Summe nicht handhabbar sind, trägt man üblicherweise die Maximalwerte über der Zyklenzahl oder der kumulativen plastischen Dehnung $\varepsilon_{pl,kum}$ ($\varepsilon_{pl,kum}$ kennzeichnet die gesamte von einer Probe durchlaufene plastische Verformung) in einer Wechselverformungskurve auf. Bild 2.7 zeigt am Beispiel eines Ermüdungsversuchs für den Duplex-Stahl 1.4462 bei einer Gesamtdehnungsamplitude von $\Delta\varepsilon/2 = 0,4\%$ die resultierende Wechselverformungskurve mit anfänglicher Entfestigung.

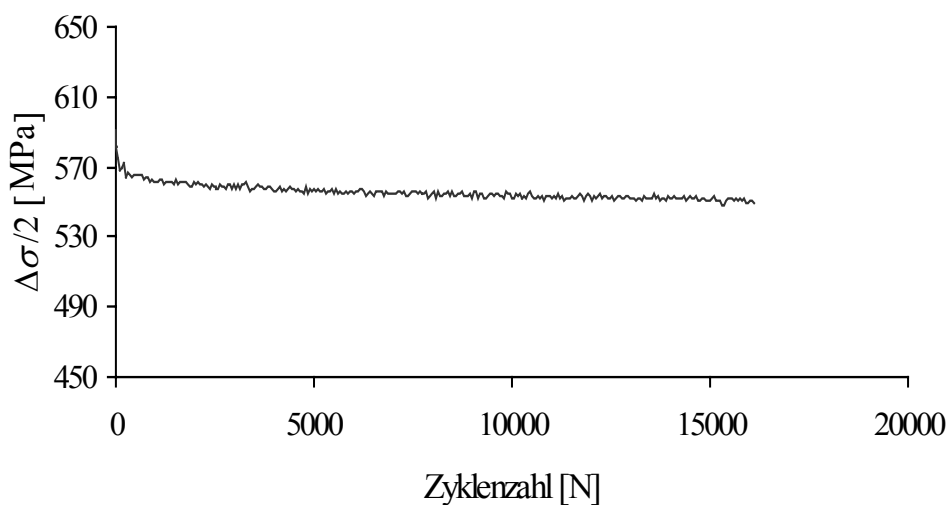


Bild 2.7: Wechselverformungskurve für den Duplexstahl 1.4462 während eines dehnungsgeregelten Wechselverformungsversuchs (RT, $\Delta\varepsilon/2 = 0,4\%$, $R = -1$).

Bei dieser Auftragsart werden transiente Vorgänge wie Wechselentfestigung und Wechselverfestigung aber auch zeitabhängige Veränderungen der Mittelspannung und Mitteldehnung (zyklisches Kriechen bzw. zyklische Relaxation) deutlich. Wechselverfestigung wird durch die zunehmende Irreversibilität aufgrund von Versetzungswechselwirkungen (s. Kapitel 4) insbesondere bei geglühten vor Versuchsbeginn versetzungsarmen Werkstoffen verursacht. Ein Beispiel für Entfestigung ist die bei Kohlenstoff-Stählen zu beobachtende sog. Lüdersbandausbreitung. Die Versetzungsbewegung wird bei diesen Werkstoffen zunächst durch den interstitiell gelösten Kohlenstoff blockiert. Steigt aufgrund lokaler Spannungskonzentrationen (wie z.B. Korngrenztripelpunkte) die Spannung weiter an, können sich die Versetzungen losreißen und sich nahezu ungehindert entlang von Gleitebenen durch die Körner ausbreiten. Der Widerstand gegen plastische Verformung sinkt, der Werkstoff entfestigt.

Da dem transienten Bereich der Wechselverformungskurve häufig ein stationärer Bereich folgt, in dem die makroskopische Spannungs-Dehnungs-Hysterese nur geringfügige Veränderungen erfährt, können die dann vorliegenden Spannungs-Dehnungs-Paare in ein sogenanntes zyklisches Spannungs-Dehnungsdiagramm (ZSD) eingetragen werden. Führt man eine entsprechende Anzahl von Ermüdungsversuchen durch, erhält man auf diese Weise das Wechselverformungs-Pendant zur monotonen Spannungs-Dehnungs-Kurve des Zugversuchs. Da zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve hat für die betriebsfeste Auslegung eine große Bedeutung und kann äquivalent zur Ramberg-Osgood-Gleichung (Dreiparameteransatz [31]) für die monotone Spannungs-Dehnungs-Kurve (in der anstelle der Δ -Werte die Absolutwerte für Spannung und Dehnung verwendet werden) durch folgenden funktionalen Zusammenhang angegeben werden:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{2} = \frac{\Delta \sigma}{2E} + \left(\frac{\Delta \sigma}{2A'} \right)^{1/n'} , \quad (2.7)$$

mit dem zyklischen Verfestigungskoeffizienten A' und dem zyklischen Verfestigungsexponenten n' (für die meisten Metalle zwischen 0,1 und 0,2). Umgekehrt erhält man näherungsweise (für im Zug und Druck symmetrisches Wechselverformungsverhalten) mit Hilfe des Masing-Modells aus der zyklischen Spannungs-Dehnungskurve die zugehörigen Hystereseschleifen (s. [32]), indem man deckungsgleiche ansteigende Hysteresenäste voraussetzt. Bild 2.8 zeigt schematisch ein zyklisches Spannungs-Dehnungsdiagramm.

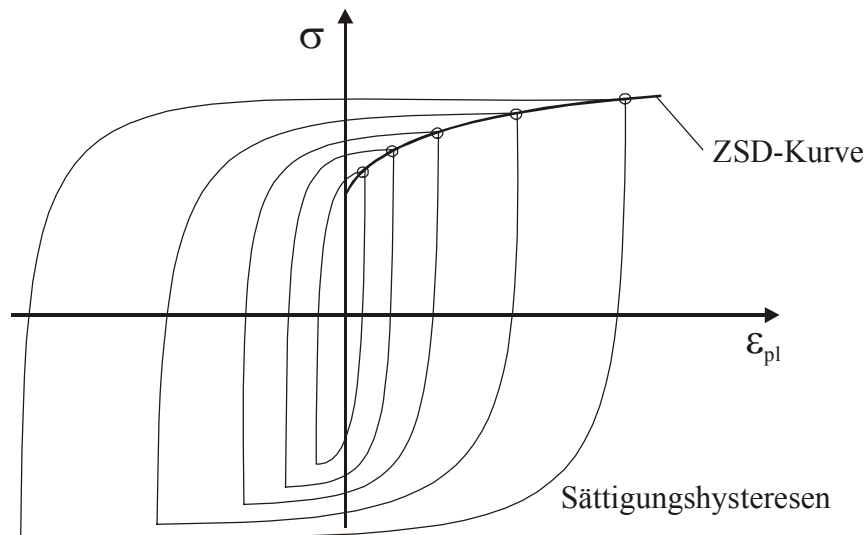


Bild 2.8: Schematische Darstellung einer ZSD-Kurve mit den zugehörigen Sättigungs-Hystereseen.

Bei der Wechselverformungsanalyse anhand von Wöhlerkurven und Spannungs-Dehnungshystereseen bleibt die Rissbildung und -ausbreitung zunächst unberücksichtigt. Spezielle Experimente mittels gekerbter Proben, die Verwendung der Replika-Technik oder die mikroskopische "in-situ"-Beobachtung der Messlänge während der Verformung, die in Kapitel 3 vorgestellt werden, sind erforderlich, um das Phänomen der Ermüdungsrisse in die betriebsfeste Bauteilauslegung einzubeziehen. Die Kapitel 2.2.3 und 2.3 geben einen Einblick in diese bruchmechanische Vorgehensweise, die später in Kapitel 7 vor dem Hintergrund der mikrostrukturellen Mechanismen vertieft wird. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die folgende Darstellung von Lebensdauervorhersagemethoden nur die Vermittlung eines groben Überblicks beabsichtigt. Eine eingehende und umfassende Darstellung der Betriebsfestigkeitslehre findet der Leser z.B. in den Büchern von Radaj [33], Haibach [34] oder in komprimierter Form, dafür aber mit einer Reihe von Beispielen, die als Computerprogramme angewendet werden können, von Naubert in [35].

2.2.2 Zeit- und dauerfeste Lebensdauervorhersage (total life)

Mit Hilfe von Spannungs- oder Dehnungs-Wöhlerdiagrammen ist es möglich, diejenige Anzahl von Lastspielen vorherzusagen, die ein Bauteil erträgt, bis es entweder durch Bruch versagt, Risse eine kritische Länge erreicht haben oder eine aus technischen Gründen maximale Dehnung überschritten wurde.

Die Spannungs-Wöhlerlinie wird zur "total-life"-Lebensdauervorhersage im Zeit- oder Dauerfestigkeitsbereich nach dem Nennspannungskonzept verwendet, indem ein durch z.B. Beanspruchungsart, Frequenz, Temperatur etc. festzulegender Gesamteinflussfaktor mit experi-

mentell ermittelten Spannungen aus Wöhler-Diagrammen multipliziert wird. Dabei verwendet man häufig Verfahren zur statistischen Absicherung wie z.B. das $\arcsin(\sqrt{P})$ -Verfahren [36]. Für hochdynamisch beanspruchte Bauteile erfolgt die Auslegung in der Regel nach der Dauerfestigkeit, die sich z.B. nach dem Treppenstufenverfahren [37] bestimmen lässt.

Die Dehnungs-Wöhlerlinie kann durch Überlagerung der durch Basquin für hohe Lastspielzahlen (high-cycle fatigue, HCF, $N_B > 10^4$ Zyklen) und der durch Manson und Coffin für geringe Lastspielzahlen (LCF, $N_B \leq 10^4$ Zyklen) angegebenen Beziehungen (s. Gl. 2.1 und 2.3) beschrieben werden (Bild 2.9 und Gl. 2.8 für $\sigma_m = 0$). Dem schädigenden Einfluss einer positiven Mittelspannung σ_m kann nach Morrow [38] im einfachsten Fall durch Subtraktion dieser von dem Ermüdungsfestigkeitskoeffizienten für die Dehnungs-Wöhlerkurve Rechnung getragen werden¹:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{2} = \frac{\sigma'_f - \sigma_m}{E} (2N_B)^b + \varepsilon'_f (2N_B)^c \quad (2.8)$$

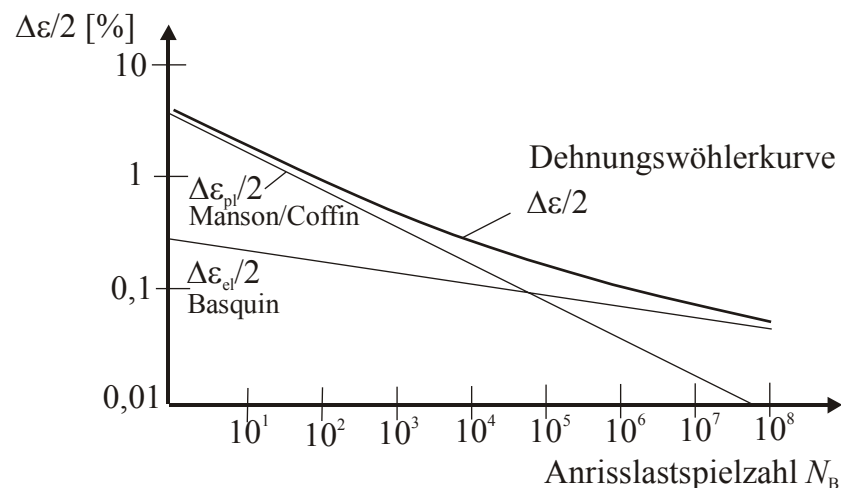


Bild 2.9: Schematische Darstellung einer Dehnungswöhlerlinie (Daten für 0,2%C-Baustahl, in Anlehnung an [33]).

Vereinfacht kann die Dehnungs-Wöhlerlinie auch mit Hilfe der Zugfestigkeit σ_Z und der wahren Bruchdehnung $\varepsilon_B = \ln(\text{Ausgangsquerschnitt}/\text{Querschnitt bei Bruch})$ ermittelt werden [33]:

$$\Delta \varepsilon = 3,5 \frac{\sigma_Z}{E} N_B^{-0,12} + \varepsilon_B^{0,6} N_B^{-0,6} \quad (2.9)$$

Eine Methode zur Lebensdauervorhersage, bei denen auch die gefährliche Wirkung von Spannungskonzentratoren einbezogen wird, ist das sogenannte örtliche Konzept (Kerbgrundkonzept). Mit Hilfe der Neuber-Regel werden hier die von der globalen Spannungsschwing-

¹ In der Dehnungs-Wöhlerlinie bezeichnet N_B die Lastspielzahl bis zu einem technischen Anriss, die erheblich kleiner sein kann als die tatsächliche Bruchlastspielzahl (bei gewöhnlichen Zugproben um ca. 5%).

breite $\Delta\sigma$ abweichenden Spannungs- und zugehörigen Dehnungsschwingbreiten $\Delta\sigma_k$ und $\Delta\varepsilon_k$ im Kerbgrund mit Hilfe eines Formfaktors (bzw. Dehnungsintensitätsfaktor) k erfasst [11]:

$$k = \frac{\sqrt{\Delta\sigma_k \Delta\varepsilon_k E}}{\Delta\sigma} \Rightarrow \Delta\sigma_k \Delta\varepsilon_k = (k\Delta\sigma)^2 / E = \text{konst.} \quad (2.10)$$

Gemeinsam mit der zyklischen Spannungs-Dehnungskurve (Gl. 2.7) liefert Gleichung 2.10 (darstellbar als hyperbolische Funktionen in einem Spannungs-Dehnungsdiagramm, s. Bild 2.10) die lokale Spannung σ_k und Dehnung ε_k im Kerbgrund als Folge einer aufgetragenen Spannung σ (Schnittpunkt Hyperbel mit ZSD). Legt man an diesen Schnittpunkt den Ursprung X einer experimentell ermittelten Spannungs-Dehnungs-Hysterese für die aufgetragene Spannungsschwingbreite $\Delta\sigma$ an, so resultiert aus dem Schnittpunkt mit der Neuber-Hyperbel (für $\Delta\sigma_k/\Delta\varepsilon_k$ -Werte, Gl. 2.10) die Beanspruchung im Kerbgrund bei Erreichen des Druckumkehrpunktes (s. Bild 2.10).

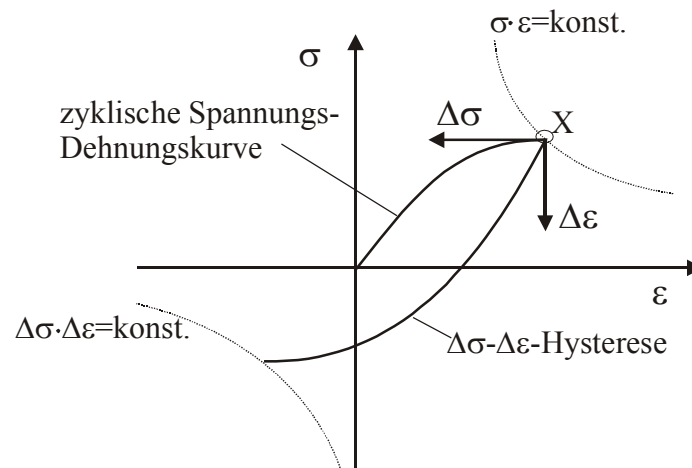


Bild 2.10: Schematische Darstellung der Anwendung der Neuber-Regel nach Gl. 2.10 (nach [30]).

Dieses Vorgehen wird durch Gleichung 2.11 dargestellt, in der Gleichung 2.7 für die zyklische Spannungs-Dehnungskurve für die Dehnung im Kerbgrund $\Delta\varepsilon_k$ mit $\Delta\sigma_k$ multipliziert und der Neuber-Regel (G. 2.10) gleichgesetzt wurde:

$$\Delta\varepsilon_k \Delta\sigma_k = \frac{(\Delta\sigma_k)^2}{E} + \Delta\sigma_k \left(\frac{\Delta\sigma_k}{A'} \right)^{1/n'} \quad (2.11)$$

Gemeinsam mit der Dehnungswöhlerlinie (Gl. 2.9) erhält man so die durch kritische Bauteilkerben begrenzte Anrisslebensdauer.

Wie aus den nachfolgenden Betrachtungen noch deutlich hervorgehen wird, ist es jedoch nicht nur die durch die Neuber-Regel (oder ähnliche örtliche Konzepte) abgeleitete Dehnungsamplitude, durch die Rissinitiierungsphase und Kurzrissausbreitung bestimmt werden.

Neben mikrostrukturellen Faktoren spielen für die Anrisslebensdauer die Mittelspannung und das Riss-schließen eine bedeutende Rolle. Diesen kann unter Beibehaltung der Formalismen des örtlichen Konzepts und der Dehnungs-Wöhlerlinie durch Verwendung sogenannter Schädigungsparameter Rechnung getragen werden, die eine Lebensdaueranalyse auf der Basis symmetrischer Wechselverformungsexperimente ($R=-1$) erlauben. Der bekannteste Schädigungsparameter ist sicherlich derjenige, der 1970 von Smith, Watson und Topper (nach denen er auch benannt ist) hergeleitet wurde [39] und in den neben der Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon/2$ der schädigende Einfluss einer positiven Mittelspannung σ_m über die maximale Spannung σ_{\max} einfließt (unter der Annahme, dass Ermüdungsschädigung nur für $\sigma_{\max}>0$ eintritt):

$$P_{\text{SWT}} = \sqrt{\sigma_{\max} \frac{\Delta\varepsilon}{2} E} . \quad (2.12)$$

Andere Parameter beinhalten z.B. die um das Riss-schließen korrigierte effektive Spannungsschwingbreite σ_{eff} (z.B. Haibach und Lehrke [40]) oder den Einfluss einer mikrostrukturell wirksamen Vorverformung (Schöler [41]). Durch Verknüpfung der Ausdrücke für die Schädigungsparameter mit der Dehnungs-Wöhlerlinie (Gl. 2.8) kann nun eine Schadensparameter-Wöhlerlinie formuliert werden, die zum Beispiel für den Smith-Watson-Topper-Parameter wie folgt angegeben werden kann (s. in [33]):

$$P_{\text{SWT}} = \sqrt{\sigma_f'^2 (2N_B)^{2b} + \varepsilon_f' \sigma_f' (2N_B)^{b+c}} . \quad (2.13)$$

Die meisten realen Bauteile erfahren jedoch während des Betriebs keine gleichmäßige Belastung, sondern vielmehr ein Beanspruchungsspektrum, das bei einer Nennspannungsanalyse relativ einfach mit Hilfe der Palmgreen-Miner-Regel (Gl. 2.2) berücksichtigt werden kann. Zur Auswertung der Betriebsbeanspruchung kommen verschiedene Zählverfahren zur Anwendung, mit deren Hilfe die stochastische Beanspruchungshistorie in eine geordnete Übersicht von Beanspruchungshorizonten mit zugehörigen Zyklenzahlen überführt werden kann. Diese sind dann einer rechnerischen Auswertung mit der Schadensakkumulations-Hypothese zugänglich. So kann beispielsweise das Überschreiten vorher definierter Klassen oder Minima und Maxima des Spannungsverlaufs ausgezählt werden (einparametrische Zählverfahren, s. [33]). Zweiparametrische Zählverfahren berücksichtigen neben der Größe der Schwingbreite auch den momentanen Mittelwert. Bewährt hat sich dabei das Rainflow-Zählverfahren nach Matsuishi und Endo [42] (s. z.B. auch Dowling und Socie [43]) oder in modifizierter Form nach Anthes [44]. Man stellt sich dabei eine charakteristische Spannungs- oder Dehnungs-Zeit-Sequenz mit der Zeit-Achse nach unten gekippt vor. Von oben einsetzender "Regen" fließt von den Amplitudenausschlägen wie von Pagodendächern ab. Dies geschieht nach den

in Bild 2.11a schematisch dargestellten Regeln, so dass man schließlich anhand der zyklischen Spannungs-Dehnungs-Kurve unter der Voraussetzung von Masing-Verhalten (deckungsgleiche ansteigende Hystereseseäste) vollständig durchlaufene Hysteresen erhält (s. Bild 2.11b), deren Anteile freilich von verschiedenen Zyklen der Belastungshistorie stammen. Erst nach Schließen kompletter Hystereseschleifen werden diese registriert. Häufig wird das Beanspruchungsspektrum in Klassen aufgeteilt, so dass man eine begrenzte Anzahl unterschiedlich großer Hysteresen erhält, die verschieden oft durchlaufen werden.

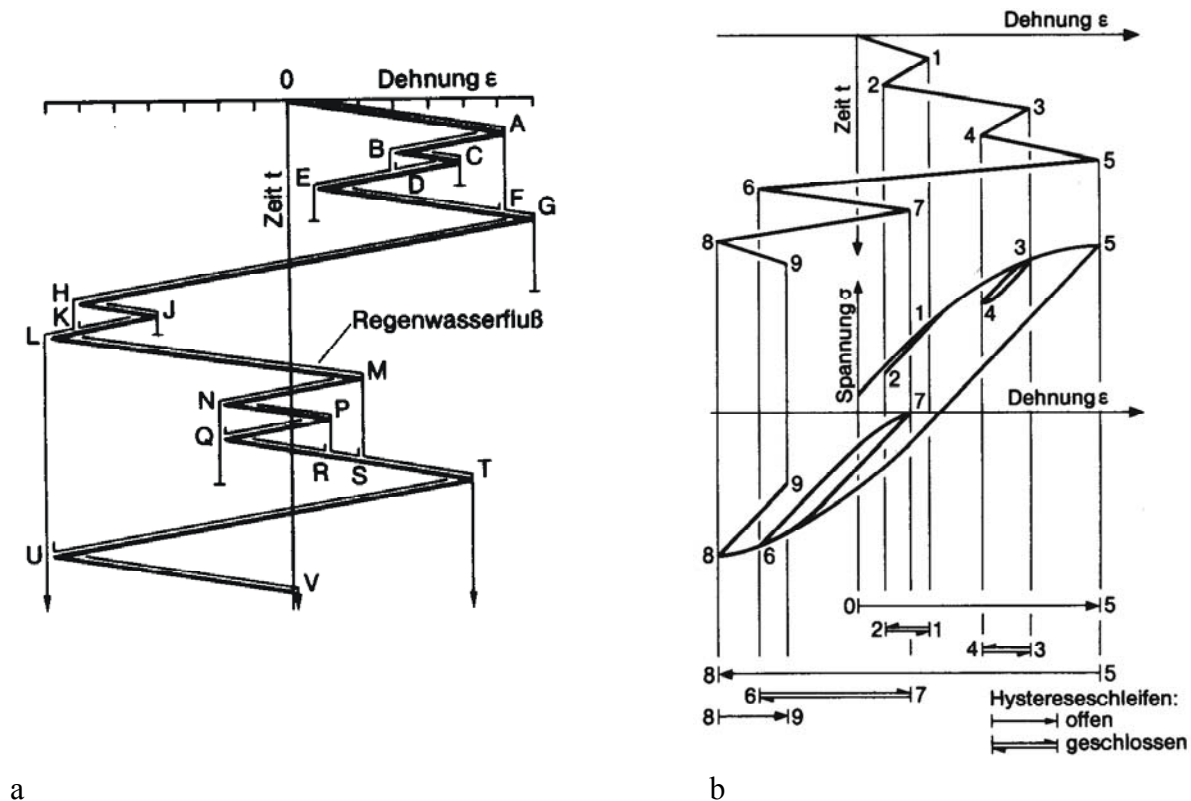


Bild 2.11: Rainflow-Zählverfahren: (a) "Regenfluss" entlang eines zufälligen Beanspruchungsverlaufs und (b) Konstruktion der zu zählenden Spannungs-Dehnungs-Hysteresen (schematisch nach [33]).

Unter Anwendung der oben skizzierten Verfahren und der Schadensakkumulationsregel nach Palmgreen-Miner (Gl. 2.2) kann so die Lebensdauer eines komplex beanspruchten Bauteils ermittelt werden. Oft hat man es dabei mit überlagerten Beanspruchungen zu tun, wie z.B. wechselnde Torsion und Zug-Druckbeanspruchung. Bei der Behandlung derartiger multiaxialer Ermüdungsprobleme hat sich das Konzept der *kritischen Ebene* bewährt (s. in [30]). Diese Ebene repräsentiert denjenigen Bereich, innerhalb dessen die lebensdauerbestimmende Ermüdungsschädigung stattfindet, die wiederum an das Überschreiten bestimmter Kriterien, die durch Spannungscombinationen (Normal- und Schubspannungen in der kritischen Ebene) definiert sind, geknüpft ist.

Es soll jedoch nicht der Eindruck entstehen, dass man sich, insbesondere bei der Auslegung sicherheitsrelevanter Komponenten, auf solche vergleichsweise einfachen Berechnungen verlässt, die den experimentellen Aufwand auf einige Standard-Ermüdungsversuche beschränken würden. In der Regel werden Wechselverformungsexperimente an komplett ausgeführten Bauteilen unter extremsten Betriebsbedingungen durchgeführt, um der *Safe-Life*-Philosophie zu genügen. Bei Kraftfahrzeugfahrwerken bedeutet das beispielsweise, dass an einem Testfahrzeug detaillierte Dehnungsmessungen während unterschiedlichen Beanspruchungsbedingungen, wie Fahrbahnzustand, Geschwindigkeit oder Witterungsbedingungen, durchgeführt werden. Im Labor werden diese Beanspruchungen an entsprechend gestalteten Prüfständen bis zum Versagen, das erst weit jenseits der üblichen Lebensdauer eines PKWs eintreten darf, simuliert.

Einer anderen Philosophie folgt das *fail-safe*-Design. Hier muss im Extremfall des Versagens einer Komponente die Gesamtstruktur in der Lage sein, die technische Funktion ohne Gefährdung von Personen oder hohen Werten auszuführen.

2.2.3 Fehlertolerante Auslegung (*damage tolerant*)

Die Entstehung und das Wachstum von Ermüdungsrissen in Lebensdauerberechnungsverfahren einzubeziehen, scheint zunächst einmal die hinsichtlich der physikalischen Schädigungsmechanismen am naheliegendste Methode. Ernüchternd muss man allerdings feststellen, dass insbesondere das Verhalten sehr kurzer Risse in äußerst komplexer Weise von den lokalen mikrostrukturellen Gegebenheiten des Werkstoffs abhängt und daher eine mechanismenorientierte Modellierung, die zudem für die Auslegung technischer Bauteile taugt, noch in weiter Ferne liegt. Es ist die zentrale Zielsetzung der nachfolgenden Kapitel 5 und 6, die wichtigsten mikrostrukturellen Wechselwirkungen bei der Rissentstehung und -ausbreitung und in Kapitel 7 damit in Verbindung stehende Modellierungsansätze vorzustellen und zu diskutieren.

Die hier in Grundzügen dargestellte Methodik zur Berechnung der Ermüdungsrissausbreitung berücksichtigt die Werkstoffphysik nur in einem empirischen Sinne, nichtsdestotrotz hat sie sich aber insbesondere im Leichtbau bewährt.

Bei der heute angewendeten fehlertoleranten Bauteilauslegung geht man davon aus, dass jedes technische Bauteil Fehler im Sinne von Rissen enthält. Diese werden aber erst ab einer bestimmten Länge als wachstumsfähig bzw. als kritisch betrachtet. Was man darunter versteht, wird durch den charakteristischen, für die meisten metallischen Werkstoffe gültigen sigmoidalen Zusammenhang zwischen der Rissausbreitungsrate da/dN und der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK (beide logarithmisch aufgetragen, Bild 2.12) deutlich.

Letzterer beinhaltet das Konzept der Übertragbarkeit Probe auf Bauteil der linear-elastischen Bruchmechanik (s. Kapitel 2.3), indem durch die Verknüpfung von Spannungsschwingbreite $\Delta\sigma$, Risslänge a und einer Geometriefunktion Y die individuellen Dimensionen eines gerissenen Bauteils eliminiert sind:

$$\Delta K = \Delta\sigma\sqrt{\pi a}Y. \quad (2.14)$$

Erst mit Erreichen des Schwellenwertes der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{th} werden Risse als wachstumsfähig betrachtet (es wird später gezeigt, dass diese Annahme für Mikrorisse nicht gilt); mit Erreichen eines kritischen Wertes K_c , der Bruchzähigkeit (s. auch Kapitel 3), tritt instabiles Risswachstum ein, das Bauteil oder die Probe bricht. Der lineare Bereich der Rissausbreitungsgeraden in Bild 2.12 kann durch den exponentiellen Ansatz der Paris-Erdogan-Gleichung (Gl. 2.5) beschrieben werden.

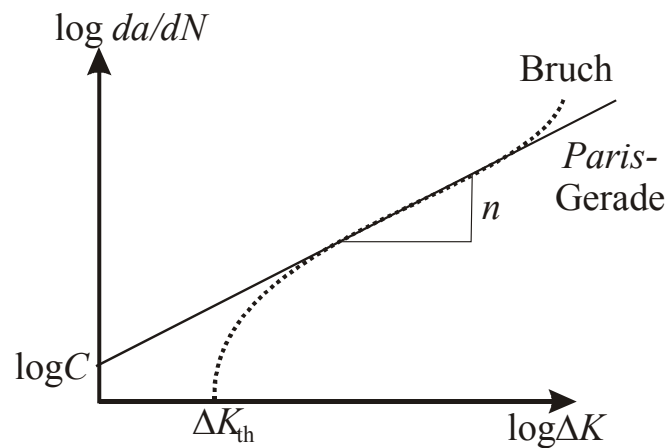


Bild 2.12: Schematische Darstellung der Rissausbreitung da/dN über der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors mit Paris-Geraden.

Kann man eine Anrisslänge a_0 und eine kritische Endrisslänge a_{krit} , ab der ein Bauteil bricht oder seine technische Funktion nicht mehr erfüllen kann, angeben, so erhält man (unter der vereinfachenden Annahme, dass $Y=konst.$ ist) durch Trennung der Variablen in Gleichung 2.5 und Integration die Lebensdauer, d.h. die Zyklenzahl, in der die Risslänge von a_0 auf a_{krit} anwächst:

$$\int_0^{N_B} C(\Delta\sigma\sqrt{\pi}Y)^n dN = \int_{a_0}^{a_{krit.}} \frac{1}{(\sqrt{a})^n} da, \quad (2.15)$$

$$N_B = \frac{2(a_0^{1-n/2} - a_{krit.}^{1-n/2})}{(n-2)C(\Delta\sigma\sqrt{\pi}Y)^n}. \quad (2.16)$$

Für den speziellen Fall, dass der Exponent n einen Wert von 2 annimmt, vereinfacht sich Gl. 2.16 zu einer handlichen Lebensdauerformel, die trotz ihrer geringen Praxisrelevanz die Bedeutung der in ihr enthaltenen Größen, wie besonders der Anfangsrisslänge a_0 , aufzeigt:

$$N_B = \frac{1}{\pi C (\Delta \sigma Y)^2} \ln \frac{a_{\text{krit.}}}{a_0}. \quad (2.17)$$

Die Anwendung dieser Methode zur schadenstoleranten Bauteilauslegung erfordert eine sorgfältige zerstörungsfreie Werkstoffprüfung (z.B. Ultraschallprüfung), mit der Risse ab einer Länge von ca. 0,5mm aufgelöst werden können (s. Kapitel 3) in regelmäßigen Intervallen. In Anlehnung an Gl. 2.5 und deren analytische Lösung Gl. 2.16 bzw. numerische Lösungen nach der Zyklenzahl N wird unter Einbeziehung von Sicherheitsbeiwerten die Zeit (bzw. die Zyklenzahl) berechnet, in der ein Riss von einer detektierbaren Länge a_{det} bis zu einer maximal tolerierbaren Länge a_{tol} wächst. Die Inspektionsintervalle werden dann gemäß dieser Zeit festgelegt. Wird während einer Inspektion nun ein Riss mit einer Länge kleiner als a_{tol} festgestellt, so ergibt sich das darauffolgende Inspektionsintervall aus der Zeit bzw. der Zyklenzahl, die rechnerisch notwendig ist, um diesen Riss bis zur Inspektionsrisslänge a_{insp} wachsen zu lassen. Erst wenn Risse in der Größenordnung von a_{tol} festgestellt werden, wird das entsprechende Bauteil aus dem Betrieb genommen. In Bild 2.13 ist dieses Vorgehen schematisch dargestellt.

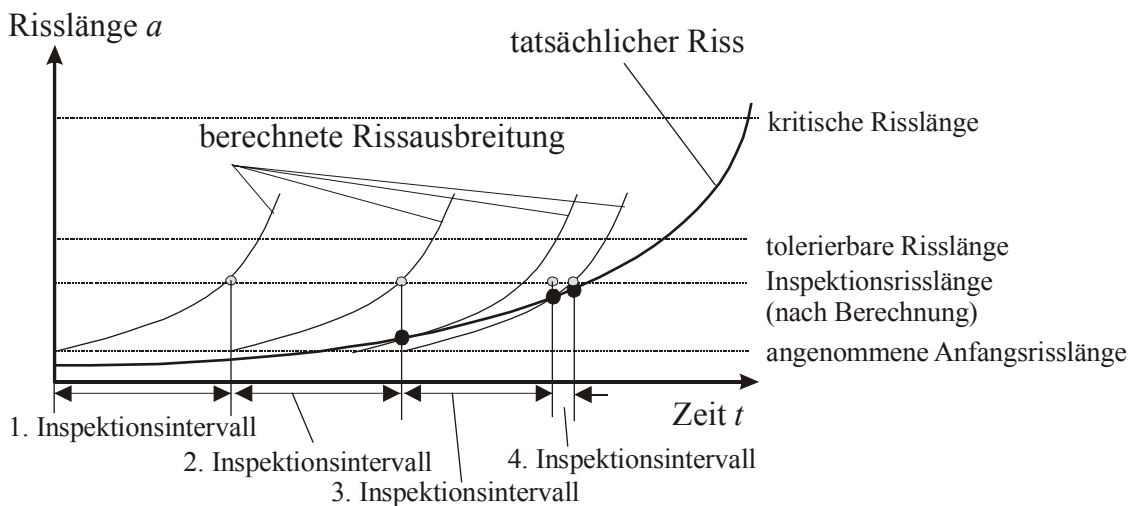


Bild 2.13: Vorgehensweise bei der fehlertoleranten Bauteilauslegung mittels berechneten Inspektionsintervallen.

Doch schon als Paris und Erdogan ihre einfache Rissausbreitungsformel vorstellten, gab es heftige Kritik. Schließlich sind in der ursprünglichen Form von Gl. 2.5 weder Reihenfolge-, Mittelspannungs- noch Riss-schließeffekte berücksichtigt. Ebenfalls erscheint die Anwendung des Ähnlichkeitskonzeptes der linear-elastischen Bruchmechanik (LEBM) für die Beschrei-

bung der plastizitätsbestimmten Ermüdungsrisssausbreitung fragwürdig. Dennoch hat sich die Methode grundsätzlich, wenn auch in immer verfeinerten Abwandlungen, durchgesetzt. Ohne den Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben, sollen nachfolgend die Wichtigsten dieser Abwandlungen erläutert werden. Einige Ansätze, in denen auch die Initiierung und Ausbreitung kurzer Risse Berücksichtigung findet, sind in Kapitel 7 diskutiert.

Ein Schwachpunkt der Paris-Erdogan-Gleichung stellt ihre Beschränkung auf die Gerade der stabilen Langrisssausbreitung (Bereich II in der Rissausbreitungskurve in Bild 2.12) dar. Foreman et al. [45] entwickelten einen Ansatz, in dem die Rissausbreitungsrate da/dN bei Erreichen der kritischen Spannungsintensität K_c gegen Unendlich ansteigt und in der zudem der Einfluss der Mittelspannung über das Spannungsverhältnis R einfließt:

$$\frac{da}{dN} = \frac{C_F \Delta K^{n_F}}{(1-R)K_c - \Delta K} \quad (2.18)$$

Der Index "F" in Gl. 2.18 dient der Kennzeichnung, dass die Konstanten C_F und n_F nicht die gleichen Zahlenwerte einnehmen wie die entsprechenden Konstanten in Gl. 2.5. Es gibt eine Reihe weiterer Gleichungen, in denen versucht wird, dem sigmoidalen Charakter der charakteristischen Rissausbreitungsfunktion mit Schwellenwert ΔK_{th} und kritischem Wert K_c , wie sie in Bild 2.12 gezeigt ist, gerecht zu werden, wie z.B. Weertman [46] oder von Klesnil und Lukas [47]. Herausgestellt sei aber an dieser Stelle die von McEvily [48] vorgeschlagene Rissausbreitungsfunktion, in der nicht nur die Mittelspannung (durch Berücksichtigung des maximalen Spannungsintensitätsfaktors K_{max} , der bei σ_{max} erreicht wird) und der kritische Spannungsintensitätsfaktor K_c einfließen, sondern auch der Schwellenwert ΔK_{th} , unterhalb dem keine (Lang)risssausbreitung stattfindet, Berücksichtigung finden:

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K - \Delta K_{th})^2 \frac{\Delta K}{K_c - K_{max}} \quad (2.19)$$

Einen wichtigen Fortschritt erlebte die mechanistische Beschreibung der Ermüdungsrisssausbreitung durch Elbers erstmalige Beschreibung von Rissschließeffekten in [25,26]. Verschiedene in Kapitel 6.3 genauer erörterte Mechanismen führen bei schwingender Belastung zu einem vorzeitigen Aufsetzen der Rissufer und damit zu einer Entlastung der Rissspitze. Geht man nun davon aus, dass Risswachstum nur bei geöffnetem Riss stattfindet, reduziert sich gemäß Bild 2.14 die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors auf die Schwingbreite des effektiven Spannungsintensitätsfaktors $\Delta K_{eff} = K_{max} - K_{op}$, wobei unterhalb der Rissöffnungsspannung σ_{op} bzw. des korrespondierenden Rissöffnungs-Spannungsintensitätsfaktors K_{op} der Riss geschlossen ist. Anstelle von σ_{op} bzw. K_{op} wird häufig auch die Rissschließspan-

nung σ_{cl}

bzw. der Risschließspannungsintensitätsfaktor K_{cl} verwendet (s. Kapitel 6.3). In der Paris-Erdogan-Gleichung wird dann einfach ΔK durch ΔK_{eff} ersetzt:

$$\frac{da}{dN} = C \Delta K_{eff}^n. \quad (2.20)$$

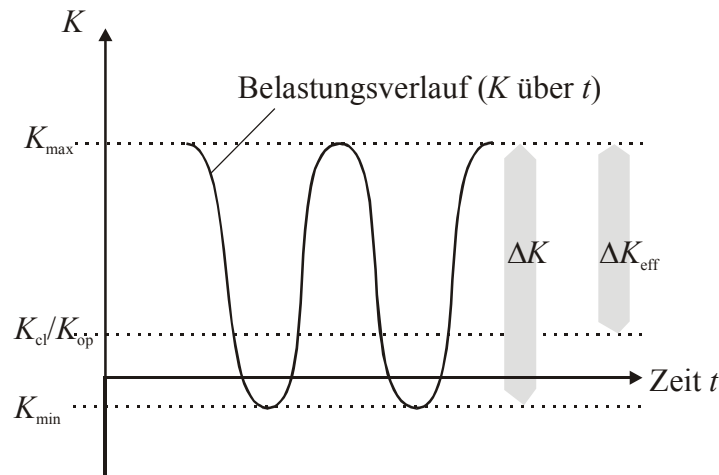


Bild 2.14: Reduzierung der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors durch Risschließen.

Vereinfachend wird dabei angenommen, dass kein intrinsischer Materialschwellenwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors existiert, also Risswachstum einsetzt, sobald $\Delta K_{eff} > 0$ ist. Mit der Definition eines effektiven Spannungs-Intensitätsverhältnis $U = \Delta K_{eff} / \Delta K$ fließt das Spannungsverhältnis $R (= K_{min} / K_{max})$ und damit der Mittelspannungseinfluss in Gleichung 2.5 (ΔK wird darin durch ΔK_{eff} ersetzt) wie folgt ein:

$$\Delta K_{eff} = U \Delta K = \frac{K_{max} - K_{op}}{K_{max} - K_{min}} \cdot \Delta K = \overbrace{\left(\frac{1}{1-R} - \frac{K_{op}}{\Delta K} \right)}^U \cdot \Delta K. \quad (2.21a)$$

Der extrinsische Schwellenwert des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{th} ergibt sich demnach aus Gl. 2.21a für $U=0$:

$$U = \frac{1}{1-R} - \frac{K_{op}}{\Delta K_{th}} \Rightarrow \Delta K_{th} = K_{op} (1-R). \quad (2.21b)$$

Obgleich die späteren Ausführungen noch zeigen werden, dass es sich hier um eine starke Vereinfachung handelt und durchaus auch ein intrinsischer Schwellenwert $\Delta K_{eff,th}$ existiert, zeigt die Visualisierung von Gl. 2.20 und 2.21 in Bild 2.15 für verschiedene R -Werte (aus [49]), dass der Einfluss einer positiven Mittelspannung durchaus richtig wiedergegeben wird.

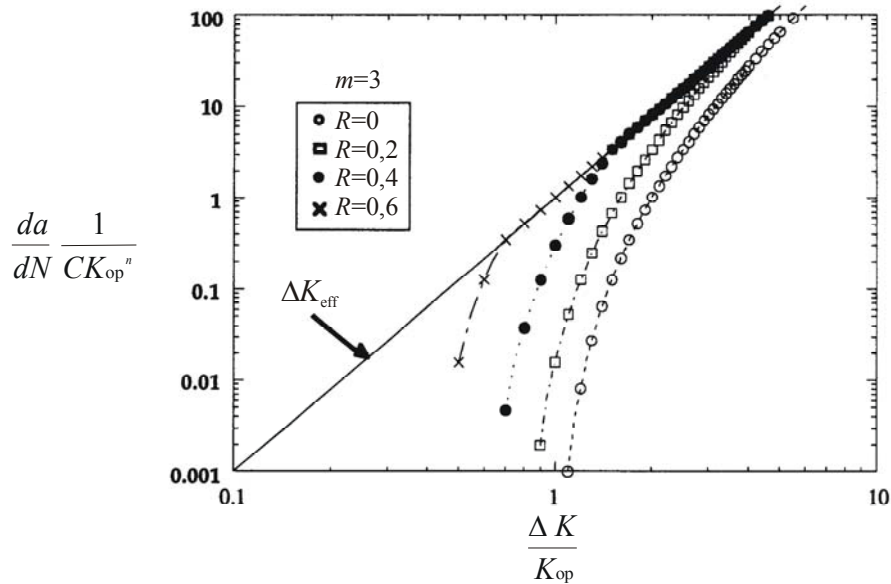


Bild 2.15: Dimensionslose Rissausbreitungskurven für verschiedene Spannungsverhältnisse berechnet nach Gl. 2.21 (nach [49]).

Es gibt zwei Gründe, warum die bis hierher dargestellten Methoden nur sehr eingeschränkt zur Beschreibung der Ausbreitung kurzer Ermüdungsriss eingesetzt werden sollten:

1. Der aus der linear-elastischen Bruchmechanik (s. Kapitel 2.3) stammende Spannungsin­ten­si­täts­fak­tor K be­sch­reibt ein elastisches Spannungsfeld in der Umgebung einer Riss­spitze. Riss­ini­ti­ierung und Riss­aus­brei­tung in duktilen Metallen beruhen jedoch auf ausgeprägter Versetzungsbewegung im Bereich einer plastischen Zone um die Riss­spitze, deren Ausdehnung nur bei langen Rissen vernachlässigt werden kann.
2. Die Ausdehnung kurzer Risse liegt insbesondere im frühen Schädigungsstadium in der Dimension mikrostruktureller Charakteristika, wie die Korngröße, Einschlüsse etc. In diesem Fall kann der Werkstoff nicht mehr, wie in der LEBM vorausgesetzt, als Konti­nuum betrachtet werden. Die Materialeigenschaften sind in dieser Größenordnung ausgeprägt anisotrop.

Für beide Einschränkungen wurden freilich bereits eine Reihe von Lösungsmöglichkeiten vorgeschlagen, in denen die Rissausbreitungsrate in einen funktionalen Zusammenhang mit elastisch-plastischen Parametern gebracht wird, wie das zyklische J -Integral, die plastische Riss­spitzen­öff­nung (CTOD-Konzepte (crack tip opening displacement)), oder das Fließ­streifenmodell (yield strip). Dabei handelt es sich um Methoden, die unter dem Begriff elastisch-plastische Bruchmechanik (EPBM) zusammengefasst sind (s. Kapitel 2.3). Die mikrostrukturelle Bruchmechanik (MBM) berücksichtigt ferner das anisotrope Verhalten von mikrostrukturell kurzen Rissen und bildet den Schwerpunkt der Ausführungen in Kapitel 7.

Neben rein mechanischen Aspekten bildet die Einbeziehung von Umgebungseinflüssen, wie z.B. der Einfluss korrosiver Medien oder zeitabhängiger Effekte beim Hochtemperatureinsatz, weitere Herausforderungen für die Entwicklung physikalisch-basierter Modelle zur Beschreibung der Lebensdauer technischer Bauteile.

2.3 Grundbegriffe der technischen Bruchmechanik

Es ist sicherlich unmöglich, das gesamte Gebiet der Bruchmechanik, das in vielen voluminösen Büchern detailliert, aber häufig schwer verdaulich aufgearbeitet ist, in einem einleitenden Unterkapitel unterzubringen. Andererseits ist sie jedoch die Schlüsseldisziplin, um die in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen experimentellen Beobachtungen einer physikalischen Modellbildung zugänglich zu machen. Aus diesem Grunde werden in einer sehr vereinfachten exemplarischen Übersichtsform einige wichtige Zusammenhänge und Begriffe der technischen Bruchmechanik herausgestellt, zu deren Vertiefung dem Leser neben den zitierten Originalarbeiten u.a. die Lehrbücher von Broek [50], Anderson [49], Gross [51] oder Schwalbe [52] empfohlen seien.

Ganz allgemein befasst sich die Bruchmechanik mit der Frage: Wie bewirkt eine von außen aufgebrachte mechanische Beanspruchung in einem Material Rissfortschritt? Bild 2.16 macht hierbei deutlich, dass diese Frage in unterschiedlicher Weise behandelt werden kann, je nachdem, wie genau man hinschaut.

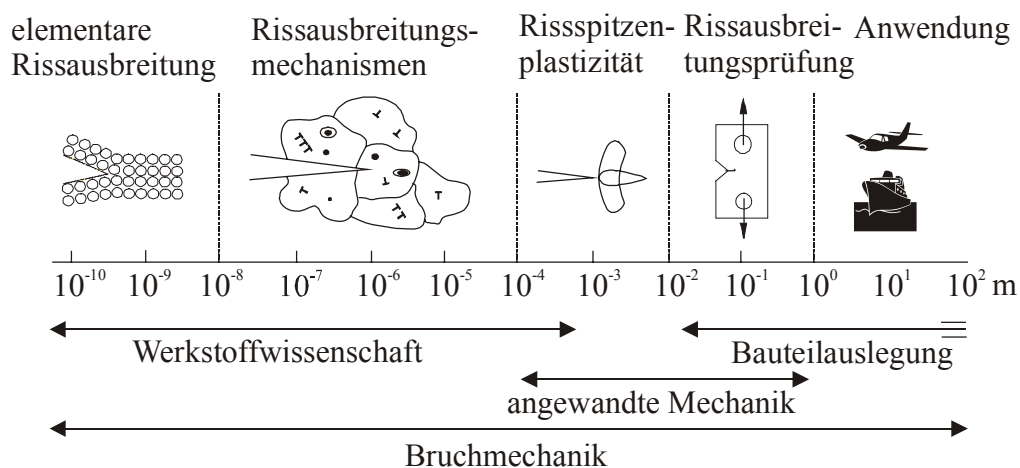


Bild 2.16: Längenskalen, in denen die Betrachtung von Rissen erfolgen kann (nach [50]).

Heutzutage finden zwischenatomare Wechselwirkungen bei der Betrachtung der Rissausbreitung in technischen Werkstoffen noch wenig Beachtung; es ist aber anzunehmen, dass sich dies durch immer höhere Anforderungen an moderne Werkstoffe (z.B. in der Nanotechnologie) einerseits und leistungsfähigere Modelle und Rechner andererseits in Zukunft ändern

wird (z.B. die Anwendung von ab-initio-Modellen, s. [53]). Die Trennung von Atomen in ihrem Verbund ist schließlich der grundlegende Mechanismus der Rissausbreitung. Sie erfordert die Überwindung der Kohäsionskraft und die Bildung einer neuen Oberfläche. Das Konzept der Rissausbreitung als Bildung neuer Oberflächen (benötigte Energie W_O) mit der spezifischen Oberflächenenergie γ_O wurde auch von Griffith [10] in einer einfachen Energiebilanz mit der durch Rissausbreitung um da in einem Körper mit der Einheitsbreite $B=1$ freiwerdenden elastischen Energie (potentielle Energie) W_{el} angewendet (s. Bild 2.17):

$$\frac{dW_{el}}{da} + \frac{dW_O}{da} = -\frac{2\pi\sigma^2 a}{E} + 4a\gamma_O = 0. \quad (2.22)$$

Als Bruchkriterium (für ideal spröde Werkstoffe) gilt demnach, wenn mit zunehmender Risslänge bei einer anliegenden Spannung σ_B die freiwerdende elastische Energie die Oberflächenenergie aufzubringen vermag:

$$\sigma_B = \sqrt{\frac{2E\gamma_O}{\pi a}}. \quad (2.23)$$

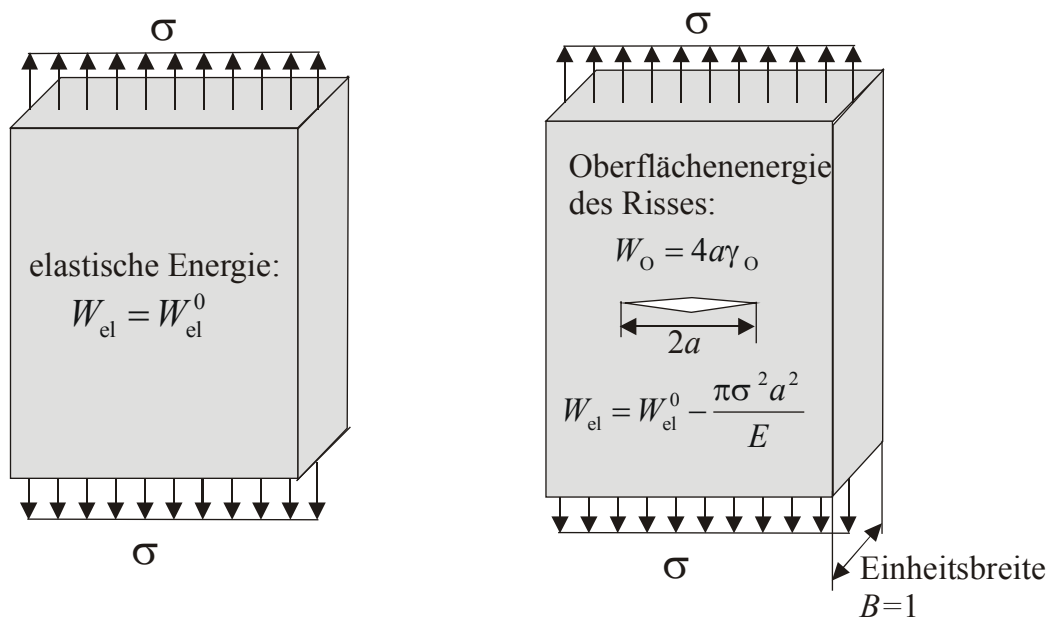


Bild 2.17: Schematische Darstellung der Energiebilanz nach Griffith.

Die Griffithsche Energiebilanz ist eine anschauliche Idealisierung der Rissausbreitung in einem ideal-spröden Material. Für die Analyse der Rissausbreitung in duktilen metallischen Werkstoffen wurde sie von Orowan [54] und Irwin [55] dahingehend modifiziert, dass die ideal-elastische Brucharbeit $2\gamma_O$ in Gl. 2.23 durch eine elastisch-plastische Bruchzähigkeit $G_{Ic} = 2(\gamma_{el} + \gamma_{pl})$ ersetzt wurde.

Wirklich elementare Bedeutung, insbesondere auch zur Beschreibung der Ermüdungsrisssausbreitung, hat jedoch das bereits angeklungene K -Konzept erlangt, das aus einer kontinuumsmechanischen Analyse des Spannungszustandes im Bereich der Rissspitze resultiert.

2.3.1 Das K -Konzept der linear-elastischen Bruchmechanik

Grundsätzlich kann eine Rissspitze unter drei verschiedenen sogenannten Moden beansprucht werden. Bei einem ebenen Riss, wie er in Bild 2.18a dargestellt ist, bezeichnet man eine Normalbeanspruchung senkrecht zur Rissebene als Mode I (opening mode), eine Schubbeanspruchung in Rissausbreitungsrichtung als Mode II (in-plane shear mode) und eine Schubbeanspruchung senkrecht zur Rissausbreitungsrichtung als Mode III (anti-plane shear mode). Nach Irwins Analyse kann der Spannungstensor σ_{ij} ($i, j = x, y, z$) für das Rissspitzennahfeld ($r \ll a$) in Abhängigkeit von den Koordinaten Θ und r in Bild 2.18b und unter Einbeziehung der Spannungsintensitätsfaktoren für die verschiedenen Moden und dimensionslosen Funktionen des Winkels Θ wie folgt angegeben werden:

$$\sigma_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2\pi r}} \left[K_{\text{I}} f_{ij}^{\text{I}}(\Theta) + K_{\text{II}} f_{ij}^{\text{II}}(\Theta) + K_{\text{III}} f_{ij}^{\text{III}}(\Theta) \right]. \quad (2.24)$$

Unter der vereinfachenden Voraussetzung eines ebenen Spannungszustandes, also $\sigma_{zz} = \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0$, gelten allgemein für ein kleines Volumenelement (s. Bild 2.18b) die folgenden Gleichgewichtsbedingungen:

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} = 0. \quad (2.25)$$

Die Spannungen sind mit den Dehnungen

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.26)$$

(u und v sind die Verschiebungen in x - bzw. y -Richtung) über den Elastizitätsmodul E , die Querkontraktionszahl (Poisson-Verhältnis) ν und den Schubmodul G in folgender Weise verknüpft:

$$E\varepsilon_{xx} = \sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy}, \quad E\varepsilon_{yy} = \sigma_{yy} - \nu\sigma_{xx}, \quad G\gamma_{xy} = \tau_{xy}. \quad (2.27)$$

Eine über Randbedingungen bestimmte Spannungsfunktion Φ , die sogenannte Airy-Spannungsfunktion, erfüllt die Gleichgewichtsbedingungen (Gl. 2.25) und Dehnungskompatibilitätsbedingungen (Gl. 2.26) gemäß den folgenden Zusammenhängen:

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}, \quad \tau_{xy} = -\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}, \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^4} + \frac{\partial^4 \Phi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \Phi}{\partial y^4} = 0 \quad . \quad (2.29)$$

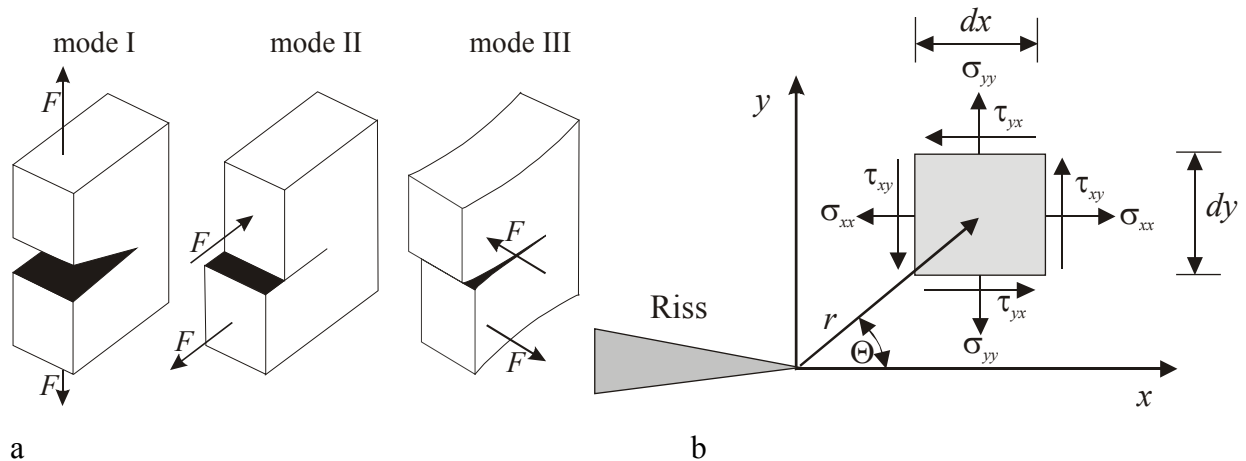


Bild 2.18: (a) Schematische Darstellung der drei grundsätzlichen Rissöffnungsmoden und (b) Definition der Koordinaten des Rissspitzenfelds.

Das ebene Rissspitzenstressfeld kann mit Hilfe von komplexen Spannungsfunktionen wie den Kolosovschen Formeln oder der Spannungsfunktion nach Westergaard [56] berechnet werden. Bei letzterer wird die Airy-Spannungsfunktion Φ durch eine komplexe Funktion $Z(z)$ wie folgt ausgedrückt:

$$\Phi = \operatorname{Re} \bar{\bar{Z}} + y \operatorname{Im} \bar{\bar{Z}} \quad , \quad (2.30)$$

mit

$$\frac{d\bar{\bar{Z}}}{dz} = \bar{\bar{Z}}, \quad \frac{d\bar{\bar{Z}}}{dz} = Z, \quad \frac{dZ}{dz} = Z', \quad z = x + iy \quad . \quad (2.31)$$

Für die Spannungen ergibt sich nach Gl. 2.28:

$$\sigma_{xx} = \operatorname{Re} Z - y \operatorname{Im} Z', \quad \sigma_{yy} = \operatorname{Re} Z + y \operatorname{Im} Z', \quad \tau_{xy} = -y \operatorname{Re} Z' \quad . \quad (2.32)$$

Für einen zentralen Riss in einer ebenen Platte kann eine komplexe Spannungsfunktion $Z(z)$ der Form

$$Z = \frac{\sigma_a z}{\sqrt{z^2 - a^2}} \quad (2.33)$$

angegeben werden, mit der die Spannungen σ_{xx} , σ_{yy} und τ_{xy} berechnet werden könne; die Normalspannung σ_{yy} verschwindet im Bereich des Risses, während sie an der Risspitze ins

Unendliche ansteigt (Spannungssingularität) und sich mit zunehmender Entfernung zum Riss der aufgetragenen Spannung σ_a annähert. Für das Rissspitzenspannungsfeld (in der Nähe der Rissspitze, $r \ll a$) erhält man schließlich die folgende explizite Gleichung (Sneddon-Gleichungen):

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos\left(\frac{\Theta}{2}\right) \begin{bmatrix} 1 - \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \sin\left(3\frac{\Theta}{2}\right) \\ 1 + \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \sin\left(3\frac{\Theta}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cos\left(3\frac{\Theta}{2}\right) \end{bmatrix}. \quad (2.34)$$

Der Spannungsintensitätsfaktor K_I ist darin ein Maß für die Stärke des Spannungsfeldes an der Rissspitze ($r \rightarrow 0$). Da es sich um einen elastischen Spannungszustand handelt, muss K_I proportional zur äußeren Spannung σ_a und aus Dimensionsgründen ebenfalls proportional zur Quadratwurzel einer charakteristischen Größe sein; im Fall der unendlichen Scheibe mit mittigem Riss ist dies die halbe Risslänge a . Aus dem Koeffizientenvergleich der Gl. 2.34 erhält man die für den Spannungsintensitätsfaktor bekannte Form $K_I = \sigma_a \sqrt{\pi a}$. In ähnlicher Weise kann das Spannungsfeld auch für Mode II- und Mode III-Beanspruchungen berechnet werden.

Leider ist eine geschlossene analytische Betrachtung nur für den Spezialfall der mittig angerissenen unendlichen Platte möglich. Für die technisch interessanten Fälle hat es sich als praktikabel erwiesen, die Abweichungen der oben beschriebenen Lösung von der Realität mit Geometriefunktionen Y in Abhängigkeit von charakteristischen Größen, wie z.B. dem Verhältnis von Risslänge zu Probenbreite a/W , auszugleichen. Eine umfassende Übersicht über solche Funktionen findet man in [57]. Für kurze halbelliptische Risse mit der Risstiefe a und der Oberflächenrisslänge $2c$ und einem vernachlässigbaren Verhältnis a/W kann z.B. folgende Näherungslösung angegeben werden:

$$K_{I,\max} = 1,12 \frac{\sigma_a}{\Phi} \sqrt{\pi a} \quad \text{mit} \quad \Phi \approx \frac{3\pi}{8} + \frac{\pi}{8} \frac{a^2}{c^2}. \quad (2.35)$$

2.3.2 Rissspitzenplastizität – die elastisch-plastische Bruchmechanik

Die eigentliche Problematik des K -Konzepts wird offenbar, wenn man die ins Unendliche ansteigende Spannung σ_{yy} in unmittelbarer Nähe der Rissspitze betrachtet. Bei einem duktilen metallischen Werkstoff setzt nach Überschreiten der Fließgrenze σ_Y plastische Verformung

ein, so dass der tatsächliche Spannungsverlauf vor der Rissspitze der dick gezeichneten Kurve in Bild 2.19 entspricht. Um dieser Modifikation innerhalb des K -Konzepts gerecht zu werden, hat Irwin in [58] die physikalische Rissspitze um eine kleine Strecke δ verlängert, so dass die durch die Fließgrenze abgeschnittene Spannungssingularität (Bereich I in Bild 2.19) durch den verlängerten Riss ($a+\delta$) aufgenommen werden kann (Bereich II, mit der gleichen Fläche wie Bereich I). Durch Einsetzen der Fließspannung σ_Y für σ_{yy} und der Längen δ und r_p^* (beide vernachlässigbar gegenüber der Risslänge a) in Gleichung 2.34 folgt $\delta=r_p^*$ und für den Spannungsintensitätsfaktor schließlich:

$$K_I = \sigma_a \sqrt{\pi(a + r_p^*)} \quad \text{mit} \quad r_p^* = \frac{K_I^2}{2\pi\sigma_Y^2}. \quad (2.36)$$

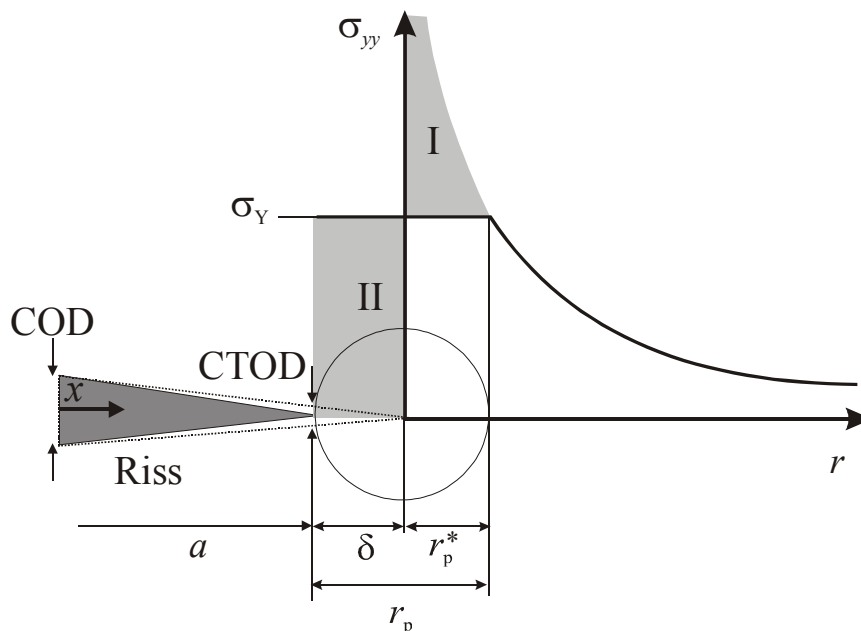


Bild 2.19: Korrektur der plastischen Zone nach Irwin [58].

Durch die plastische Verformung ist die Rissspitze nun nicht mehr atomar scharf, sondern abgestumpft (was für die späteren Betrachtungen große Bedeutung hat). Damit wird auch die Verschiebung der Rissoberfläche an der Rissspitze (CTOD) ungleich 0. Für die elastische Verschiebung der Rissoberfläche COD in Abhängigkeit vom Abstand x der maximalen Rissöffnung gilt:

$$\text{COD} = \frac{4\sigma_a}{E} \sqrt{a^2 - x^2}. \quad (2.37)$$

Setzt man für a die plastisch verlängerte Risslänge $a+r_p^*$ ein, so erhält man an der physikalischen Rissspitze ($x=a$) für CTOD (unter Vernachlässigung von $(r_p^*)^2$):

$$\text{CTOD} = \frac{4\sigma_a}{E} \sqrt{2ar_p^*} = \frac{4}{\pi} \frac{K_I^2}{E\sigma_Y} \quad (2.38)$$

Die oben dargestellte Abschätzung der plastischen Zone ist jedoch vereinfachend beschränkt auf die Rissausbreitungsrichtung (x -Richtung, $\Theta = 0$, s. Bild 2.18). Um die Form der kompletten plastischen Zone abzuschätzen, ist die Verwendung eines Fließkriteriums erforderlich, indem entweder das Überschreiten der Fließgrenze (im Schub) durch die maximale Schubspannung betrachtet wird (Tresca) oder die Fließgrenze als Kombination der drei Hauptspannungen σ_1 , σ_2 und σ_3 (von Mises, Darstellung des Spannungszustands frei von Schubspannungen) beschrieben ist:

$$2\sigma_{Y(\text{von Mises})}^2 = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 \quad (2.39)$$

In Gleichung 2.39 kann nun die für die Hauptspannungen modifizierte Form von Gl. 2.34 eingesetzt werden, wobei σ_3 für einen ebenen Anriss identisch mit der Spannung σ_{zz} in der Rissebene und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ($\sigma_3=0$ für ebenen Spannungszustand und $\sigma_3=\nu(\sigma_1 + \sigma_2)$) ist. Daraus ergibt sich für die Ausdehnung der plastischen Zone r_p in Abhängigkeit vom Winkel Θ :

$$r_p = \frac{K_I^2}{4\pi\sigma_Y^2} \left(\frac{3}{2} \sin^2 \Theta + A(1 + \cos \Theta) \right) \quad (2.40)$$

Darin ist $A=1$ für den ebenen Spannungszustand und $A=(1-2\nu)^2$ für den ebenen Dehnungszustand. Hieraus wird deutlich, dass die Größe der plastischen Zone im ebenen Dehnungszustand für $\nu=0,3$ nur etwa ein Neuntel derjenigen des ebenen Spannungszustands beträgt. Bild 2.20 zeigt dies qualitativ für einen dreidimensionalen ebenen Riss.

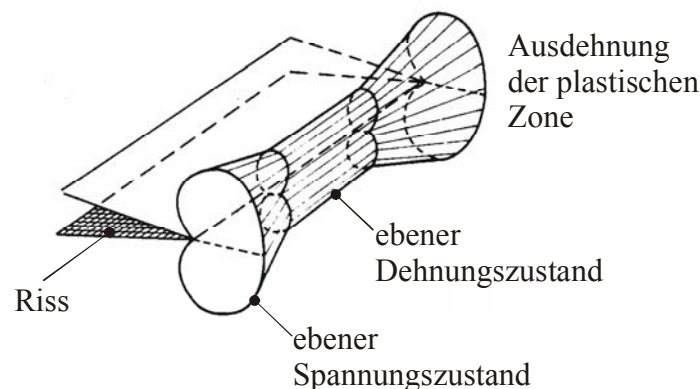


Bild 2.20: Dreidimensionale plastische Zone entlang einer gerade verlaufenden Risspitze (nach [50]).

Eine alternative Methode, plastische Verformung vor der Risspitze zu berücksichtigen, bietet das von Dugdale in [59] und in ähnlicher Form von Barenblatt [60] vorgeschlagene Fließstrei-

fenmodell (yield strip). Es wurde später von Bilby et al. [61] in Form kontinuierlich verteilter Versetzungen vor einer Rissspitze weiterentwickelt und ist somit eine wichtige Grundlage zum Verständnis der in Kapitel 7 diskutierten mechanismenorientierten Lebensdauervorhersagemethode auf der Basis der Kurzrissausbreitung.

In ähnlicher Weise wie bei Irwins Korrektur der plastischen Zone, wird im Dugdale-Barenblatt-Modell ein Riss in einer unendlichen Platte mit einer Länge von $2a$ an beiden Rissspitzen um einen plastischen Bereich mit jeweils der Länge ρ verlängert (s. Bild 2.21).

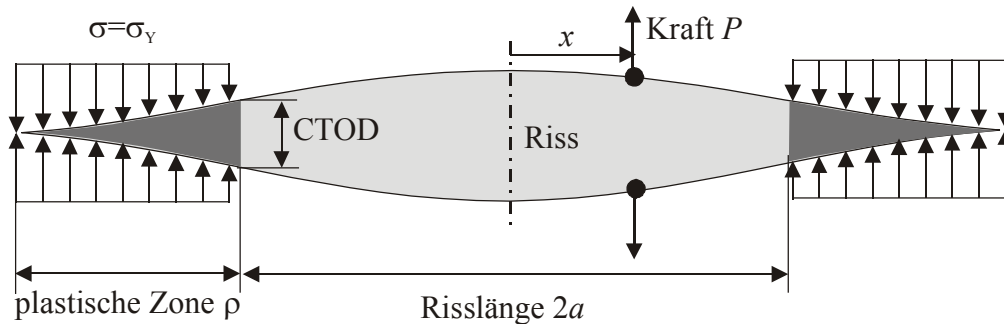


Bild 2.21: Fließstreifenmodell nach Dugdale-Barenblatt.

Nun wird angenommen, dass der linear-elastische Spannungsintensitätsfaktor an der Rissspitze K_I durch einen entgegengesetzt wirkenden, den Riss schließenden Spannungsintensitätsfaktor K_ρ , der von dem Fließstreifen ρ aufgenommen wird ($K_I = K_\rho$), ausgeglichen wird. Eine bei x wirkende Kraft P (bezogen auf eine Einheitsbreite einer unendlichen Platte) bewirkt an den Rissspitzen die Spannungsintensitätsfaktoren

$$K_{\rho,a} = \frac{P}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{\frac{a+x}{a-x}} \quad \text{bzw.} \quad K_{\rho,-a} = \frac{P}{\sqrt{\pi a}} \sqrt{\frac{a-x}{a+x}}, \quad (2.41)$$

die innerhalb des Fließstreifens ρ von der Fließspannung σ_Y aufgenommen werden ($P = \sigma_Y dx$). Die Integration von Gl. 2.41 über die Fließstreifen

$$K_\rho = -\frac{\sigma_Y}{\sqrt{\pi(a+\rho)}} \int_a^{a+\rho} \left(\sqrt{\frac{a+\rho+x}{a+\rho-x}} + \sqrt{\frac{a+\rho-x}{a+\rho+x}} \right) dx \quad (2.42)$$

liefert nach Gleichsetzung mit dem entsprechenden linear-elastischen Spannungsintensitätsfaktor $K_I = \sigma_a \sqrt{\pi(a+\rho)}$ für die Ausdehnung der Fließstreifen ρ :

$$\frac{a}{a+\rho} = \cos\left(\frac{\pi\sigma_a}{2\sigma_Y}\right). \quad (2.43)$$

Durch eine Taylor-Reihenentwicklung der cos-Funktion und Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung kann die Ausdehnung des Fließstreifens, also der plastischen Zone vor der Rissspitze, wie folgt abgeschätzt werden:

$$\rho = \frac{\pi}{8} \left(\frac{K_I}{\sigma_Y} \right)^2. \quad (2.44)$$

Für die Rissspitzenöffnung CTOD ergibt sich (ebenfalls nach einer Vereinfachung):

$$\text{CTOD} = \frac{1}{m} \frac{K_I^2}{E' \sigma_Y}. \quad (2.45)$$

Gl. 2.45 beinhaltet eine etwas verallgemeinerte Form (nach [49]), in der $m \approx 1$ den ebenen Spannungszustand und $m \approx 2$ den ebenen Dehnungszustand charakterisiert. Die Schreibweise E' beinhaltet sowohl den Elastizitätsmodul im ebenen Spannungszustand ($E' = E$) als auch denjenigen im ebenen Dehnungszustand ($E' = E/(1-\nu^2)$).

Das Fließstreifenmodell eignet sich auch zur Betrachtung wechselnder Beanspruchung. Hier ist jedoch zu beachten, dass bei Lastumkehr die Fließgrenze in der monotonen plastischen Zone $-2\sigma_Y$ beträgt, da ja die Verformung im Fließstreifen von $+\sigma_Y$ ausgeht. Eingesetzt in die Gleichungen 2.36, 2.40 und 2.44 ergibt sich, dass die Ausdehnung der zyklischen plastischen Zone nur etwa ein Viertel derjenigen für monotone Beanspruchung beträgt; entsprechend gilt für $\Delta\text{CTOD} \approx 0,5 \cdot \text{CTOD}$.

Zur Analyse ausgeprägter Rissspitzenplastizität, die z.B. generell bei der Ausbreitung kurzer Ermüdungsrisse anzunehmen ist, eignet sich die von Rice in [62] vorgeschlagene nichtlineare Energiefreisetzungsrate, das J -Integral. Die Größe J beinhaltet die Änderung der potentiellen Energie $d\Pi$, die sich aus der gespeicherten Dehnungsenergie U und der durch äußere Kräfte P geleisteten Arbeit W zusammensetzt (=Kraft $P \cdot$ Verschiebung v , s. Bild 2.22a), mit der Rissausbreitung um da in einem Körper mit der Einheitsbreite $B=1$:

$$J = - \frac{d\Pi}{da} = - \frac{d(U-W)}{da} = \left(\frac{\partial}{\partial a} \int_0^P v dP \right)_{\text{Kraftregelung}}. \quad (2.46)$$

Zur Beschreibung des nichtlinear-elastischen Rissspitzen Spannungsfelds kann J als wegunabhängiges Linienintegral (J -Integral) um die Rissspitze ausgedrückt werden (s. Bild 2.22b):

$$J = \int_{\Gamma} \left(w dy - \underline{T} \frac{\partial u}{\partial x} ds \right). \quad (2.47)$$

Darin ist w die Dehnungsenergiedichte

$$w = \int_0^{\varepsilon_{ij}} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}, \quad (2.48)$$

\underline{T} der Traktionsvektor mit den Komponenten des Spannungstensor σ_{ij} normal zur Integrationslinie Γ und \underline{u} ist der Verschiebungsvektor. Das J -Integral kann analog zum K -Konzept zur Beschreibung der elastisch-plastischen Spannungintensität im Risspitzenbereich verwendet werden. Dazu wird in der Ramberg-Osgood-Gleichung für elastisch-plastisches Materialverhalten (monoton, analog zu Gl. 2.7: $\varepsilon/\varepsilon_Y = \alpha(\sigma/\sigma_Y)^n$) die elastische Verformung vernachlässigt. Durch Analyse der Randbedingungen konnten Hutchinson in [63] und Rice und Rosengreen in [64] schließlich die nach ihnen benannten HRR-Spannungssingularitäten definieren, die in die Gl. 2.49 und 2.50 für das Spannungs- und Dehnungsfeld der Risspitze eingehen (s. auch [49,50]):

$$\sigma_{ij} = \sigma_a \left(\frac{EJ}{\alpha \sigma_0^2 I_n r} \right)^{\frac{1}{n+1}} \check{\sigma}_{ij}(n, \Theta), \quad (2.49)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\alpha \sigma_a}{E} \left(\frac{EJ}{\alpha \sigma_0^2 I_n r} \right)^{\frac{n}{n+1}} \check{\varepsilon}_{ij}(n, \Theta). \quad (2.50)$$

Darin ist n der monotone Verfestigungskoeffizient, I_n eine von n abhängige Integrationskonstante und $\check{\sigma}_{ij}$ sowie $\check{\varepsilon}_{ij}$ dimensionslose, von n und Θ abhängige Funktionen.

Das J -Integral wurde als zyklisches J -Integral ΔJ (auch als Z -Integral bezeichnet [65]) erstmals von Dowling und Begley [66] auf die Ermüdungsrissausbreitung angewandt. Die Vorgehensweise zur Ermittlung der Rissausbreitungsrate ist ähnlich derjenigen, die ursprünglich von Paris und Erdogan für lange Risse unter Vernachlässigung der plastischen Zone in Abhängigkeit von ΔK vorgeschlagen wurde:

$$\frac{da}{dN} = C'(\Delta J)^{m'}. \quad (2.51)$$

In der Literatur werden verschiedene, praktisch handhabbare Ausdrücke für ΔJ angegeben. So kann die Fläche unter der Hystereseschleife gemäß Gl. 2.52 verwendet werden (s. [49]):

$$\Delta J = Z = \frac{2}{Bb} \int_{V_{\min}}^{V_{\max}} (P - P_{\min}) dV, \quad (2.52)$$

worin B die Bauteilbreite, b die ungerissene Restbreite und V die aktuelle Verschiebung in der Last-Verschiebungs-Hysterese repräsentiert.

Eine Näherungslösung für Z erhält man aus der additiven Überlagerung einer linear-elastischen Lösung (als Funktion der effektiven elastischen Energiedichte $w_{el,eff}$, s. Bild 2.22b) und einer vollplastischen Lösung (als Funktion der plastischen Energiedichte w_{pl} , s. Bild 2.22b), die nach Heitmann et al. [67] wie folgt formuliert werden kann:

$$Z_{eff} = a(f_1 \cdot w_{el,eff} + f_2 \cdot w_{pl}) = 2,9 \cdot \frac{\Delta\sigma_{eff}^2}{2E} a + 2,5 \cdot w_{pl} a. \quad (2.53)$$

Darin sind f_1 und f_2 Geometriefunktionen (vgl. hierzu [68]) und $\Delta\sigma_{eff}$ der effektive Anteil der Spannungsschwingbreite, in dem der Riss geöffnet ist. Eine Erweiterung für Hochtemperaturrissausbreitung, die auch Kriechschädigung berücksichtigt, schlägt Riedel [69] vor:

$$Z_{eff}^* \approx 2,9 \cdot \frac{\Delta\sigma_{eff}^2}{2E} a + 2,4 \left(1 + \frac{3}{n}\right)^{-0,5} \Delta\sigma \Delta\varepsilon_{pl} \left[1 + \left(\frac{\Delta\varepsilon_{cr}}{\Delta\varepsilon_{pl}}\right)^{1+n'}\right] a. \quad (2.54)$$

Darin sind n der Norton-Exponent für stationäres Kriechen, n' der zyklische Verfestigungskoeffizient (s. Gl. 2.7) und $\Delta\varepsilon_{cr}$ die Schwingbreite der Kriechdehnung. Neben Kriechanteilen sind insbesondere bei Haltezeiten im Zug (vgl. Kapitel 6.5 und 7.4) für die Beschreibung der Hochtemperaturermüdungsrissausbreitung Atmosphäreneffekte zu berücksichtigen. Dazu bietet sich grundsätzlich die additive Aufteilung der Ermüdungsrissausbreitungsrate da/dN in einen reinen Ermüdungsanteil $(da/dN)_{fat}$, einen Kriechanteil $(da/dN)_{cr}$ und einen Atmosphären- bzw. Oxidationsanteil $(da/dN)_{ox}$ an (vgl. hierzu [70,71]):

$$\frac{da}{dN} = \left(\frac{da}{dN}\right)_{fat} + \left(\frac{da}{dN}\right)_{cr} + \left(\frac{da}{dN}\right)_{ox}. \quad (2.55)$$

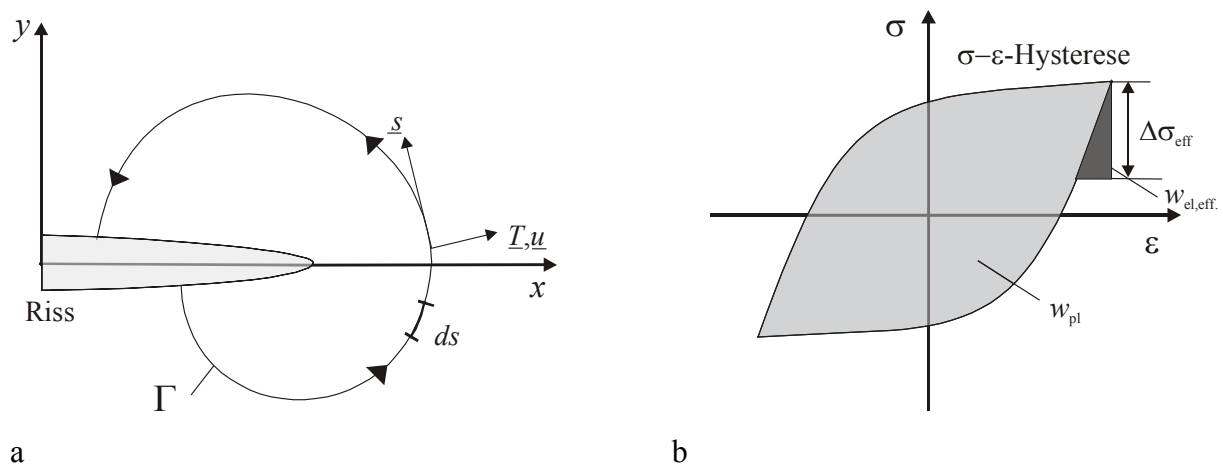


Bild 2.22: (a) Integrationsweg für das J -Integral (Gl. 2.47) und (b) Definition der Energiedichten (Gl. 2.53)

3 Experimentelle Methoden und Werkstoffe

3.1 Mechanische Werkstoffprüfung – Prüfsysteme und Probengeometrien

Die mechanische Werkstoffprüfung reicht vom einfachen Standard-Zugversuch bis zu Bauteiltests unter komplexen, weitgehend realistischen Bedingungen. Zweifelsohne liefern letztere die verlässlicheren Resultate, setzt man voraus, dass die tatsächlichen Beanspruchungen genau bekannt sind. Die meisten technischen Bauteile müssen aber über Jahre unter den unterschiedlichsten Bedingungen sicher und zuverlässig funktionieren. Darüber hinaus machen kleinste Designänderungen komplett neue Versuchsreihen erforderlich. Daher werden für den Entwicklungsprozess Berechnungsmethoden eingesetzt, die es erlauben, die Lebensdauer auch komplexer Komponenten mit Hilfe von Daten aus standardisierten Versuchen an einfachen Probengeometrien abzuschätzen. So ist es möglich, durch Werkstoffmodifikationen oder -austausch Verbesserungen ohne langwierige Bauteilprüfungen vorzunehmen. Aus wissenschaftlicher Sicht liefern einfache Versuche, bei denen die lokalen Beanspruchungen weitgehend bekannt sind, einen sehr viel größeren Beitrag zum Verständnis der aktiven Schädigungsmechanismen als komplexe Bauteilversuche.

3.1.1 Prüfsysteme

Die einfachste Methode zur Charakterisierung der Ermüdungslebensdauer sind die bereits in Kapitel 2 angeklungenen Wöhlerversuche. Hierbei werden Proben mit jeweils konstanter Spannungs- oder Dehnungsamplitude bis zum Anriss oder Bruch beansprucht. Die resultierenden Wertepaare (Beanspruchungsamplitude und zugehörige Bruchzyklenzahl) liefern dann das bekannte Wöhlerdiagramm. Bild 3.1a zeigt eine Umlaufbiegeprüfmaschine, die in ähnlicher Weise bereits von Wöhler verwendet wurde. Dabei wird die rotierende zylindrische Probe mit einem einstellbaren Biegemoment belastet. Bricht die Probe, schaltet die Maschine ab und die Bruchzyklenzahl kann über einen Umdrehungszähler abgelesen werden.

Ogleich derartige einfache Wöhlerversuche auch heute noch Bedeutung haben, um erste Anhaltswerte für das Ermüdungsverhalten von Werkstoffen zu erhalten, haben sich seit der Einführung der servohydraulischen Prüfmaschinen in den 50er Jahren des vergangenen Jahrhunderts Versuche durchgesetzt, bei denen die Beanspruchung über einen geschlossenen Regelkreis auf Proben mit unterschiedlichsten Geometrien aufgebracht wird. Damit können wohldefinierte Spannungs- und Dehnungsverläufe bei Frequenzen bis zu etwa 100Hz (bei speziellen Maschinen bis zu 1kHz) realisiert werden. Bild 3.1b zeigt schematisch die Funktionsweise

von servohydraulischen Prüfmaschinen für Zug-Druck-Wechselbeanspruchung, wie sie in verschiedenen Ausführungen (Schenck S31 und S56, MTS 810, Instron) auch für die im Folgenden dokumentierten Untersuchungen verwendet wurden.

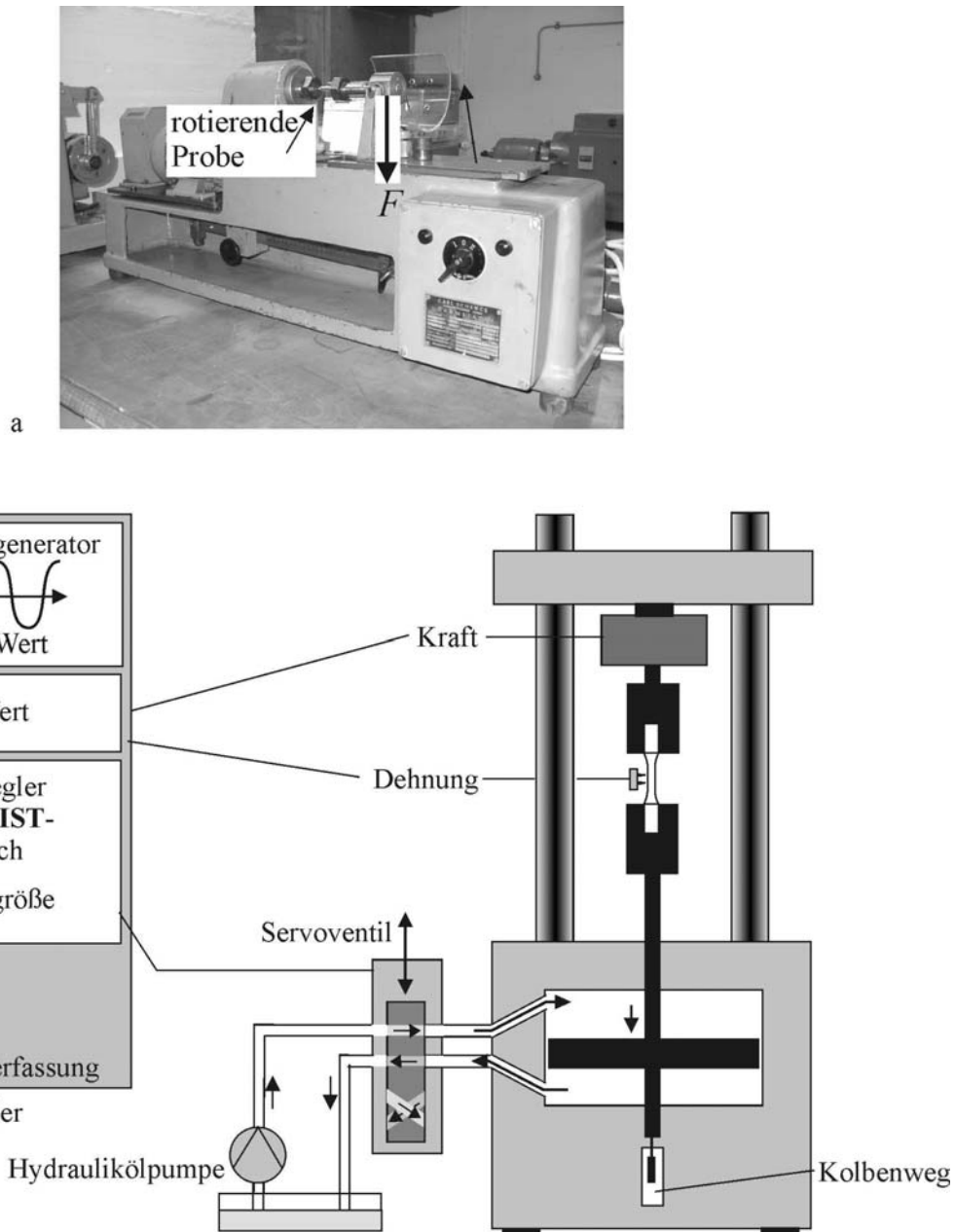


Bild 3.1: (a) Umlaufbiegemaschine der Fa. Schenck und (b) schematische Darstellung des Aufbaus eines servohydraulischen Prüfsystems.

Kern einer servohydraulischen Prüfmaschine ist ein elektronisch angesteuertes Servoventil, über das ein Hydrauliköl unter hohem Druck (bis zu 400 bar) in zwei getrennte Kammern eines Hydraulikzylinders einströmen kann. Dieser wird dann je nach Ansteuerung aus- oder eingefahren. Die zu prüfende Probe ist in unterschiedlich ausgestalteten Einspannungen, wie z.B. Gewindeinspannungen oder hydraulisch schließende Einspannungen, zwischen dem

verschiebbaren Querhaupt und dem Hydraulikzylinder in die Maschine eingebaut. Was recht einfach klingt, ist in der Praxis, wo es bei einachsigen Zug-Druckversuchen auf eine biegemomentfreie Belastung ankommt, oft mit Problemen verbunden. Insbesondere bei Druck- oder Wechselbelastung mit negativem Spannungsverhältnis ist eine sorgfältige Ausrichtung der Einspannungen zur Sicherstellung reproduzierbarer Ergebnisse unumgänglich, da keine selbstausrichtenden Gelenk- oder Kugelkopfeinspannungen verwendet werden können. Dazu empfiehlt sich der Einsatz einer mit Dehnungsmessstreifen versehenen Kalibrierprobe, mit deren Hilfe Biegespannungen während des Durchlaufens von Zug-Druck-Lastspielen eliminiert werden können.

Der Hydraulikzylinder wird über das Servoventil durch eine analoge, bei neueren Maschinen durch eine digitale Regeleinheit angesteuert (Regelgröße). Die demzufolge an der Probe resultierende Beanspruchung wird über eine Kraftmessdose oder einen Dehnungsaufnehmer (z.B. induktive, kapazitive oder optische Systeme) in Kombination mit einem Messverstärker (der die Versorgungsspannung liefert und das Messsignal verstärkt) an die Regeleinheit zurückgegeben (Ist-Signal). Diese vergleicht sie mit dem Soll-Signal, das von einem internen oder externen Funktionsgenerator geliefert wird, und erhöht oder erniedrigt die Regelgröße gemäß einer Kombination eines proportionalen (P), integralen (I) und differenzierenden (D) Zusammenhangs mit der Abweichungsgröße (PID-Regler). Eine Optimierung der PID-Parameter gemäß der jeweiligen Werkstoff/Beanspruchungs-Kombination ist erforderlich, um auch bei höheren Versuchsfrequenzen eine gute Übereinstimmung zwischen Soll- und Ist-Signal zu erhalten. Details über die Funktionsweise und die Regelung servohydraulischer Prüfmaschinen können z.B. in [72] nachgeschlagen werden.

Vor Beginn eines Wechselverformungsversuchs stellt sich die Frage, welche Parameter werden mit welchem Sollsignal geregelt. Die Beantwortung dieser Frage richtet sich natürlich nach der technischen oder wissenschaftlichen Problemstellung. Im einfachsten Fall wird die technische Spannung über ein Sinussignal mit konstanter Amplitude vorgegeben und die Dehnung mit Hilfe eines an der Messlänge der Probe angebrachten Dehnungsaufnehmers gemessen. Die Umkehrpunkte der resultierenden Spannungs-Dehnungs-Hysteresen liefern die Wechselverformungskurve. Diese zeigt transiente Vorgänge wie die zyklische Wechselent- oder -verfestigung von Werkstoffen. Bei vielen technischen Anwendungen wird zwar ein komplettes Bauteil mit einer wechselnden Spannung beansprucht, die Struktur prägt jedoch aus dieser Spannung dem Werkstoff lokal unterschiedliche, z.T. plastische Dehnungen auf (z.B. an Kerben). Für solche Fälle eignen sich Wechselverformungsversuche mit einer konstanten Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon/2$, aus denen sich die zyklische Spannungsantwort ergibt. Aus

Wechselverformungskurven für verschiedene Beanspruchungsamplituden erhält man die zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve (ZSD-Kurve), entweder aus einem der transienten Phase folgenden stationären Bereich oder aus der Spannungsantwort für die halbe Bruchlastspielzahl $N=0,5N_B$. Mit deutlich geringerem Aufwand kann die ZSD-Kurve mit Hilfe des Incremental-Step Tests (IST) abgeschätzt werden [73,74]. Dabei wird eine Probe mit Beanspruchungsblocks bestehend aus jeweils ca. 30 Zyklen mit allmählich ansteigenden und nach einem Maximalwert wieder abfallenden Dehnungsamplituden beaufschlagt (Bild 3.2a). Nach Erreichen eines stationären Zustands kann aus dem Verlauf der Lastumkehrpunkte der Spannungsantwort direkt die ZSD-Kurve abgeleitet werden (Bild 3.2b). Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass der IST die aus einstufigen Versuchen resultierende Mikrostrukturentwicklung insbesondere bei Werkstoffen mit ausgeprägtem transienten Verhalten nur bedingt abbildet. So fällt die Spannungsantwort für wechselfestigende Werkstoffe bei niedrigen Dehnungsamplituden etwas erhöht aus, da die Versetzungsanordnung aus den hohen Amplituden hier maßgeblich die Verformung bestimmt. Die Spannungsantwort auf die hohen Dehnungsamplituden ist hingegen geringer, da die kumulative plastische Dehnung bei IST hinter derjenigen von Einstufenversuchen zurückbleibt.

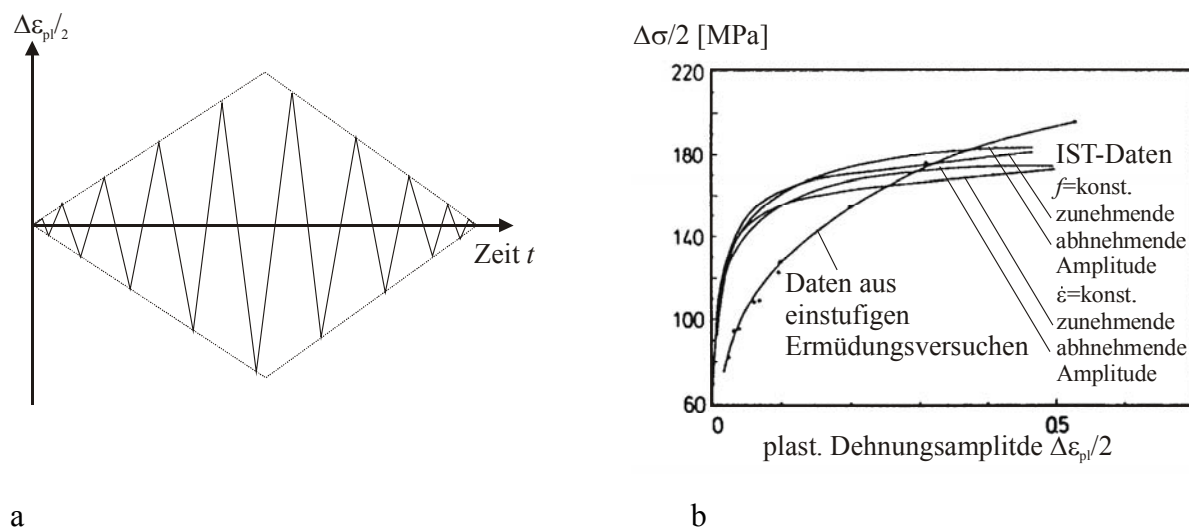


Bild 3.2: (a) Sollwertverlauf der plastischen Dehnung ε_{pl} und (b) Spannungsantwort $\Delta\sigma/2$ als Funktion der Zeit für einen Block eines Incremental Step Tests (nach [74]).

Insbesondere bei Hochtemperaturversuchen wird häufig die plastische Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon_{pl}/2$, die im LCF-Bereich die Lebensdauer bestimmt (vgl. Manson-Coffin-Zusammenhang, Kapitel 2.1, Gl. 2.3) konstant gehalten (plastische Dehnungsregelung, s. [75]). Das ist technisch aufwendiger. Zum einen ist ein teurer Hochtemperaturdehnungsaufnehmer erforderlich und zum anderen muss innerhalb des Regelkreises elektronisch der elastische Anteil $\varepsilon_{el}=\sigma/E$ vom Gesamtdehnungssignal ε abgezogen werden. Einerseits um die Zugänglichkeit der Probe

zum Anbringen eines Hochtemperaturdehnungsaufnehmers zu erleichtern, die bei einem herkömmlichen Rohrofen nicht ohne weiteres gewährleistet ist, und andererseits um die Temperatur während der Wechselverformungsversuche schnell variieren zu können, werden häufig Induktionsspulen oder Quarzlampen zur Probenbeheizung verwendet. Solche Heizeinrichtungen sind jedoch hinsichtlich der Regelung eines über die Probenmesslänge möglichst geringen Temperaturgradienten nicht unbedingt problemlos zu handhaben. Für Ermüdungsversuche mit überlagerten Temperaturwechseln an Metallschäumen wurde deshalb eine Luftstrombeheizung entwickelt, wobei eine homogene Temperatur des Werkstoffs durch ein regelbares Gemisch aus Kalt- und Warmluft, das durch die Poren der zellulären Struktur strömt, eingestellt wird [76].

Man hat erkannt, dass solche Thermoermüdungsversuche (ausschließlich Temperaturwechsel) bzw. thermomechanische Ermüdungsversuche (Überlagerung thermischer und mechanischer Zyklen) vor allem zur Ermittlung von Daten zur Auslegung und Lebensdauerabschätzung für Komponenten thermischer Arbeitsmaschinen, wie Gasturbinen oder Verbrennungsmotoren unter Einbeziehung von Anfahr- und Herunterfahrvorgängen, erforderlich sind. Die aktiven Schädigungsprozesse werden empfindlich durch die Phasenlage der zyklischen mechanischen und thermischen Beanspruchung zueinander beeinflusst (s. z.B. in [77]). Ferner spielen die Versuchsfrequenz und Haltezeiten insbesondere bei hohen Temperaturen eine große Rolle, wenn zeitabhängige Schädigungsmechanismen wie Kriechen und Hochtemperaturkorrosion aktiv sind. Die quantitative Analyse solcher Schädigungsmechanismen erfordert schließlich auch Versuche in unterschiedlichen Gasatmosphären. Bild 3.3 zeigt servohydraulische Prüfsysteme für Wechselverformungsversuche bei wechselnder Temperatur in unterschiedlichen Gasatmosphären und im Vakuum.

3.1.2 Probengeometrien

Es macht sicher keinen Sinn, in diesem Kapitel die ganze Vielfalt gängiger Probengeometrien auszubreiten. Insbesondere im Rahmen wissenschaftlicher Untersuchungen wurden viele sehr individuelle Geometrien entwickelt, so dass ein Vergleich von Untersuchungsergebnissen mit gebotener Skepsis erfolgen sollte. Für die industrielle Praxis existieren daher Normen und Richtlinien (z.B. DIN, ASTM), in denen für die unterschiedlichen Anwendungsfälle Probengeometrien, Oberflächenangaben und Versuchsdurchführungen festgelegt sind, z.B. für Zugversuche in DIN 50143 oder für Bruchzähigkeitsprüfungen in ASTM 399-90.

Viele der den Kapiteln 4 und 5 dargestellten Ergebnisse wurden an nicht-standardisierten Proben, deren Geometrie und Oberfläche für die jeweilige wissenschaftliche Zielsetzung ange-

passt wurden, erzielt. So wurden die Wechselverformungsversuche zur Charakterisierung des Initiierungs- und Ausbreitungsverhalten kurzer Ermüdungsrisse an zylindrischen, elektropolierten Proben, die zur Schädigungslokalisierung in der Mitte der Messlänge leicht abgeflacht sind (shallow-notched), durchgeführt (s. Bild 3.4).

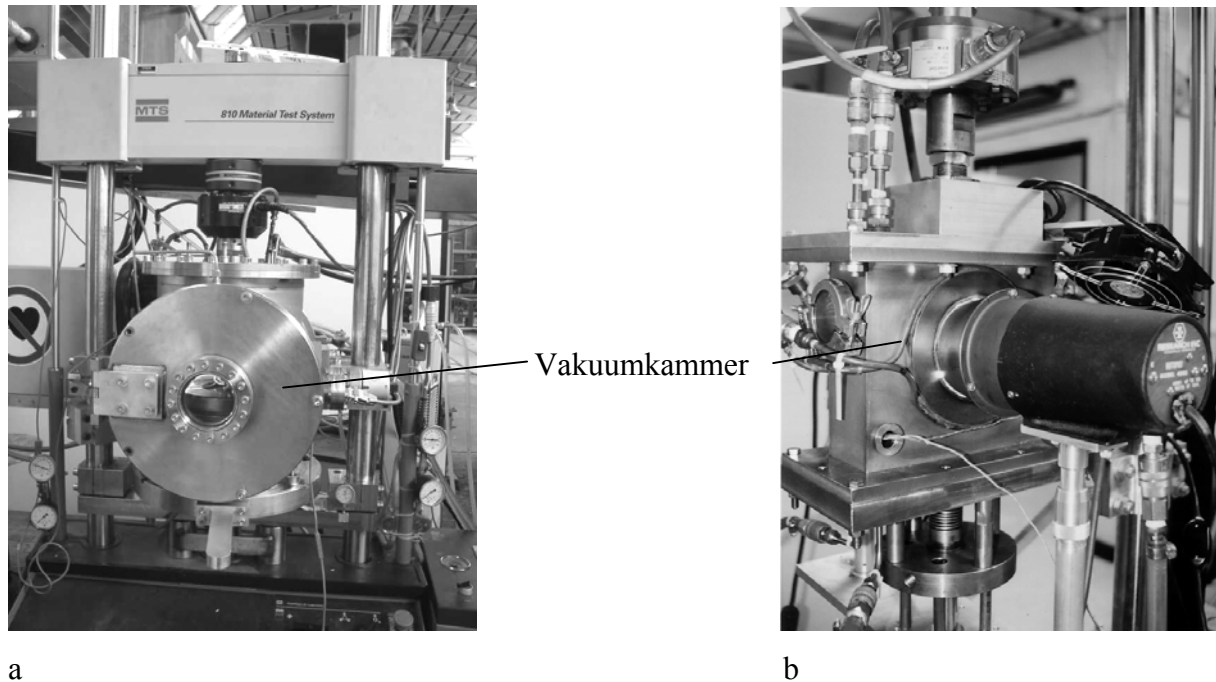


Bild 3.3: Versuchsaufbauten für Hochtemperatur-Wechselverformungsversuche in def. Atmosphären und im Vakuum: (a) Zug-Druck-Versuche (Probenbeheizung durch Induktionsspule) und (b) Vierpunktbiegeversuche (Probenbeheizung durch Infrarotlampen).

Das Elektropolieren der Ermüdungsproben erfolgte rotierend (Bild 3.4b) in Perchlorsäure-Elektrolyten (70 Vol.% Ethanol, 10% Vol.% Diethylen Glycol Monobutyl Ether, 8 Vol.% Perchlorsäure (70%), 12 Vol.% dest. Wasser bei $T < -30^{\circ}\text{C}$, $U = 10\text{-}12\text{V}$ und $I = 0,8\text{-}1,0\text{A}$ für Ti-metal@LCB [24] bzw. 58,8 Vol.% Methanol, 35,3 Vol.% Butanol, 5,9 Vol.% Perchlorsäure (60%) bei $T = 12^{\circ}\text{C}$ für den Duplexstahl 1.4462).

Die mechanische Prüfung zellulärer Metalle erfordert aufgrund der großen Inhomogenität der Porosität einen sehr viel größeren Prüfquerschnitt. Hier wurden rechteckige Proben mit einem Querschnitt von $50 \times 50 \text{mm}^2$ in eine eigens konstruierte Einspannung eingeklebt. In ähnlicher Weise wurde die Probendimension für Kompaktzugproben vergrößert, um in Anlehnung an ASTM 399-90 (s. Kap. 3.2.1) gültige Ergebnisse für die Bruchzähigkeit K_{IC} zu erhalten [78]. Bild 3.5 zeigt die entsprechenden Versuchsaufbauten für einen offenporigen Metallschwamm (PORMET, Bild 3.5a) und einen geschlossenporigen Metallschaum (HYDRO, Bild 3.5b).

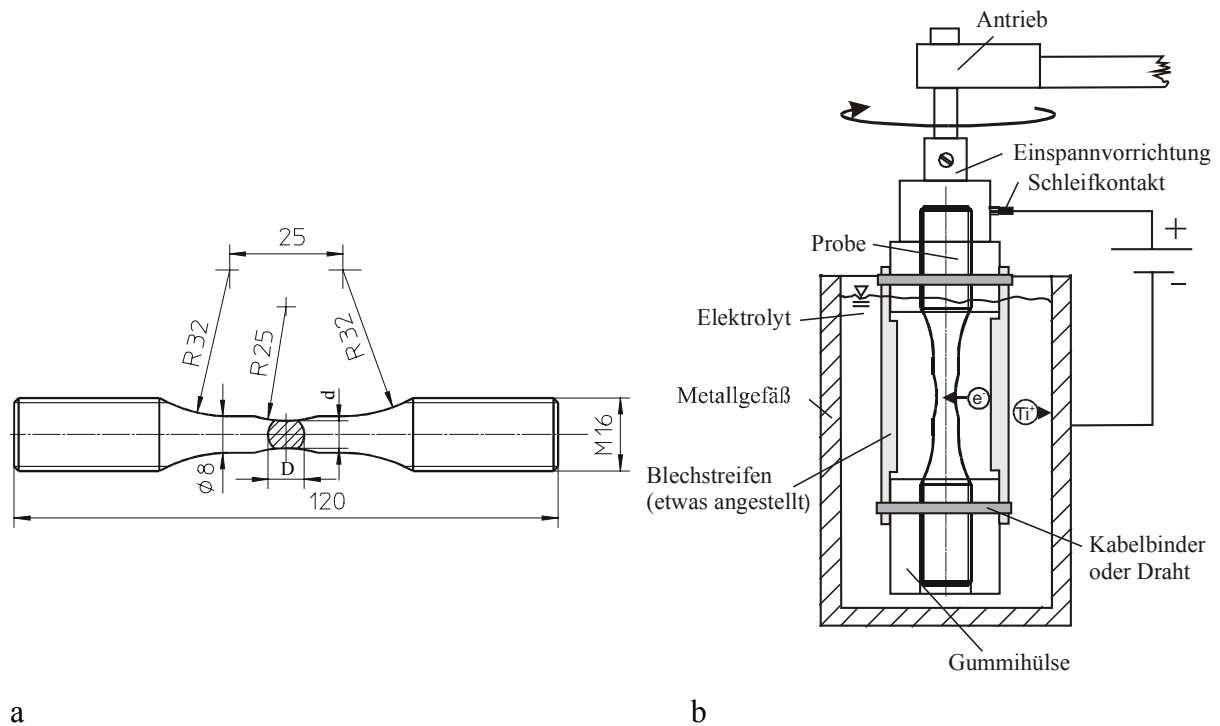
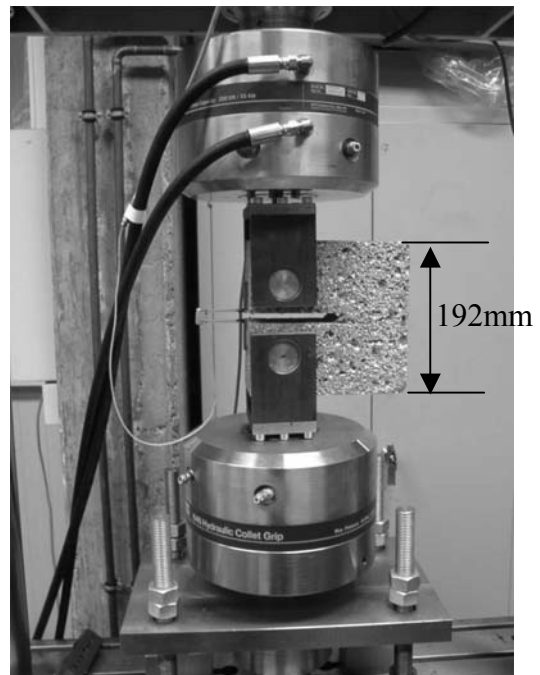


Bild 3.4: (a) Shallow-notched Probengeometrie (Dimensionen in mm) und (b) schematische Darstellung der Elektropoliervorrichtung.



a



b

Bild 3.5: (a) Versuchsaufbau für Wechselverformungsversuche an einem offenporigen Metallschwamm (PORMET) und (b) Versuchsaufbau zur Bestimmung der Bruchzähigkeit K_{Ic} an einem geschlossenporigen Metallschaum (Hydro HAL 175/4/1).

Rissausbreitungsmessungen wurden an gekerbten Biegeproben (SENB-Proben, single-edge notched bend) mit einem konstanten Biegemoment bei Raumtemperatur und hohen Temperaturen bis 750°C an Luft und im Vakuum durchgeführt. Bild 3.6a zeigt die Probengeometrie.

Der Ausgangskerb wurde dabei mit einer CNC-Funkenerosionsmaschine eingebracht und durch Vierpunktbiegewechselverformung mit abnehmenden Spannungsintensitätsfaktor zur Vermeidung von Druckeigenstressungen vor der Rissspitze verlängert. So erhält man einen nahezu ideal spitzen Kerb. Alternativ können Rissspitzen mit sehr geringem Radius durch das sog. Rasierklingenverfahren erzeugt werden, bei dem der Ausgangskerb durch eine hin- und herbewegte Rasierklinge (alternativ: dünner Draht) unter geringem Druck und mit Hilfe von Diamantpaste verlängert wird. Bild 3.6b zeigt einen solchen Starterkerb (Mo-Draht, $3\mu\text{m}$ -Diamantpaste). Um eine möglichst ebene Rissfront sicherzustellen wurden die Proben für Hochtemperaturbiegeversuche seitlich eingekerbt (side groove).

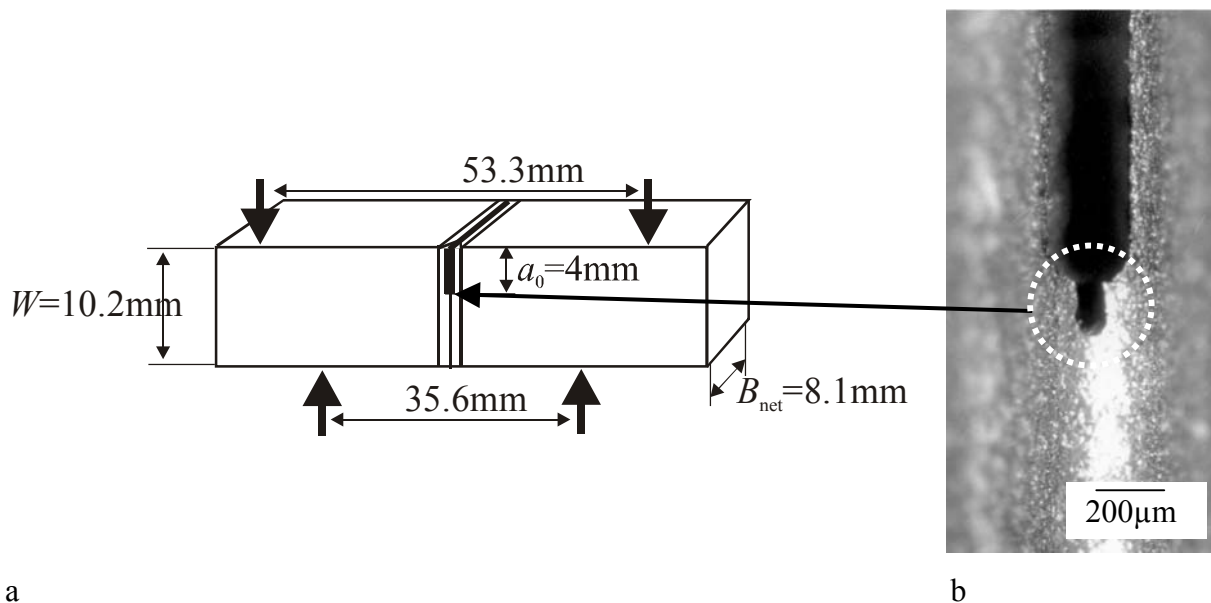


Bild 3.6: (a) Geometrie und Kräfteinleitungspunkte einer Vierpunktbiegeprobe (SENB-Probe) und (b) Mo-Draht-Starterkerb.

3.1.3 Lokale Dehnungsmessung – die ISDG Technik

Zur einachsigen Dehnungsmessung während eines Ermüdungsversuchs kann im einfachsten Fall ein induktiver Tauchankerdehnungsaufnehmer, wie er in den meisten Prüfmaschinen zur Regelung des Kolbenwegs eingebaut ist, verwendet werden. Dies ist jedoch nur bedingt präzise, da in das Dehnungssignal die Gesamtsteifigkeit des Prüfsystems einfließt. Daher werden in der Regel resistive oder kapazitive Dehnungsaufnehmer (clip gauge) direkt an der Probe angebracht. Diese Vorgehensweise erlaubt jedoch lediglich die Bestimmung der Gesamtdehnung über die Messlänge. Zur resistiven Messung lokaler Dehnungen, dazu auch in verschiedene Richtungen, haben sich in großem Umfang die mittlerweile kostengünstigen aufklebbaren Dehnungsmessstreifen (DMS) bewährt. Diese bestehen aus einem Metallgitter (z.B. Konstantan), dessen Widerstandsänderung ΔR sehr sensibel auf geringe Längenänderungen Δl re-

agiert ($\Delta R/R = k \Delta l/l_0$ k : Proportionalitätsfaktor, vgl. Bild 3.7). Diese Gitter, die in sehr kleinen Abmessungen (Größenordnung 1mm^2) erhältlich sind, können an verschiedene Stellen von Proben oder Bauteilen aufgeklebt werden und liefern wertvolle Informationen zur Span-

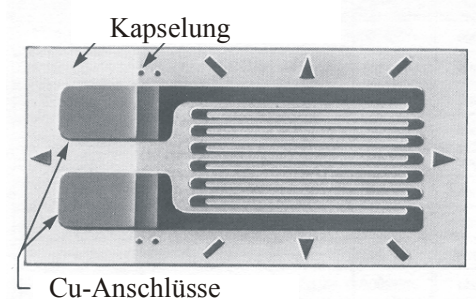


Bild 3.7: Dehnungsmessstreifen (DMS).

nungsanalyse. So haben z.B. Yu et al. [79] Dehnungsmessstreifen zur Analyse des Dehnungsfeldes vor einer Risspitze eingesetzt. Die großen Fortschritte der letzten Jahre in der Bildanalyse und Mustererkennung haben dazu geführt, dass mittlerweile optische Systeme das Dehnungsfeld einer verformten Probe bzw. eines verformten Bauteils mit einer Auflösung von $<10\mu\text{m}$ darstellen können. Durch die Ver-

wendung zweier digitaler Kameras in unterschiedlichem Betrachtungswinkeln zur Probe ist dies sogar dreidimensional möglich.

Ein weiteres Verfahren, mit deren Hilfe lokale Dehnungen mit einer Auflösung von $<0,1\mu\text{m}$ gemessen werden können, stellt die ISDG-Technik dar (interferometric strain/displacement gauge), die für die nachfolgend geschilderten Untersuchungen zum Riss-schließverhalten von Mikrorissen intensiv eingesetzt wurde. Das Verfahren, das für Metalle erstmals von Sharpe und Grandt [80] und später in modifizierter Form in einer Reihe von Arbeiten [24,81-87] angewendet wurde, beruht auf der Interferenz von an zwei Stellen der Probe reflektierten Laserlichts gemäß Gl. 3.1:

$$d \sin \Theta = m \lambda \quad (3.1)$$

Die Reflexion resultiert aus zwei in einem Abstand von $d \approx 50-100\mu\text{m}$ eingebrachten Vickers-Mikrohärteeindrücken (s. Bild 3.8b). Die Flanken dieser Eindrücke reflektieren den Laserstrahl (hier 5mW He-Ne-Laser, $\lambda=632\text{nm}$) in einem Winkel von $\Theta=44^\circ$, wo der Abstand der Interferenzmaxima mit schrittmotorgesteuerten Photodioden bestimmt werden kann. Bild 3.8a zeigt den Aufbau eines ISDG-Systems in einer servohydraulischen Prüfmaschine. Eine Verformung der Probe bewirkt eine Veränderung des Abstandes d der Mikrohärteeindrücke um Δd und damit auch eine Abstandveränderung und eine Verschiebung der Interferenzmaxima.

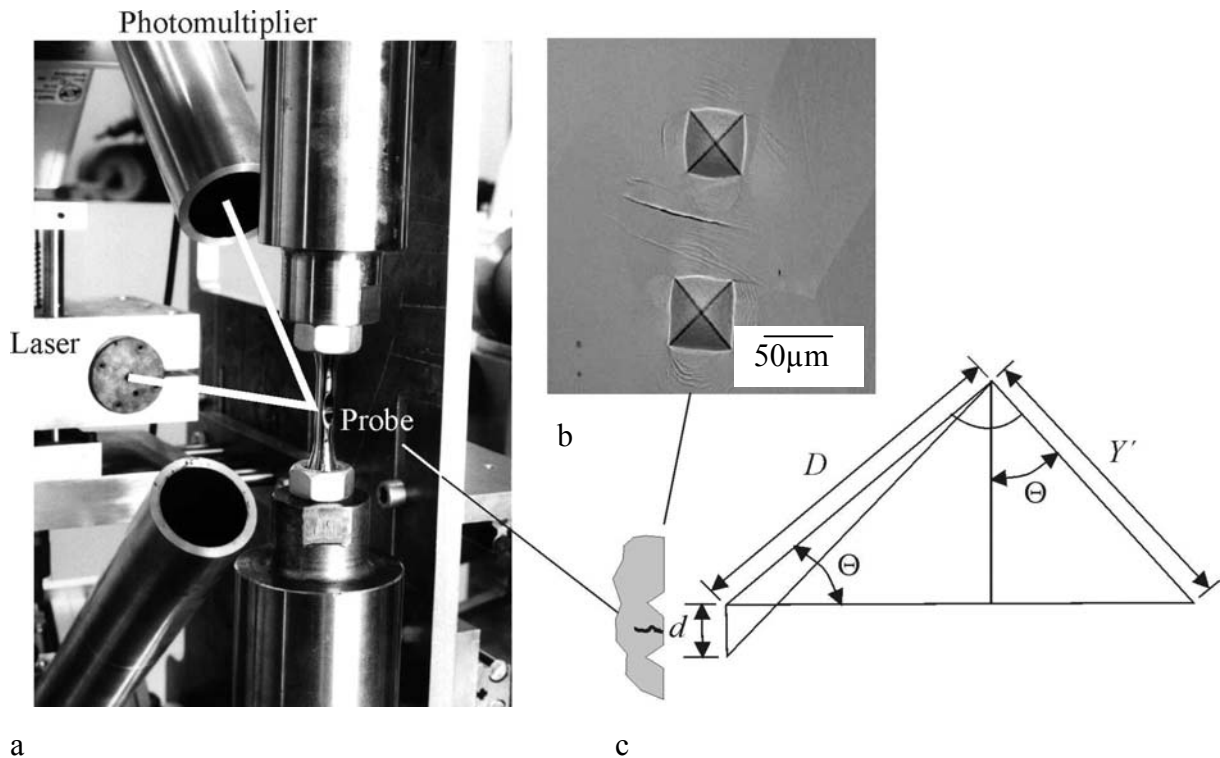


Bild 3.8: (a) Versuchsaufbau für ISDG-Messungen während Wechselverformungsversuchen und (b) Mikrohärteeindrücke ober- und unterhalb eines kurzen Ermüdungsrisses in der β -Ti-Legierung LCB mit (c) den geometrischen Verhältnissen für die ISDG-Auswertung.

Folgt man der geometrischen Betrachtung in Bild 3.8c (nach Im [82]) ergibt sich mit Gleichung 3.1 für den Abstand Y der Interferenzstreifen ($\Delta m=1$) in der Strecke Y' der Photodioden:

$$Y = \frac{\lambda D}{d \cos \Theta} \quad (3.2)$$

Die theoretische Auflösung des Systems erhält man, indem man die Strecke Y' der Photodioden nach dem Abstand d der Härteeindrücke differenziert:

$$\frac{\partial Y'}{\partial d} = \frac{\partial}{\partial d} \left(\frac{m \lambda D}{d \cos \Theta} \right) = - \frac{m \lambda D}{d^2 \cos \Theta} \Rightarrow - \frac{\Delta Y'}{\Delta d} = - \frac{D \tan \Theta}{d} \quad (3.3)$$

Für einen Abstand $D=300\text{mm}$ der Photodioden von der Probe und einem Ausgangsabstand der Härteeindrücke von $d=100\mu\text{m}$ liefert Gleichung 3.3 eine Verschiebung der Interferenzstreifen in der Ebene der Photodioden von $\Delta Y'=2700\mu\text{m}$ pro $\Delta d=1\mu\text{m}$ Abstandsänderung der Härteeindrücke. Die Intensität des Interferenzmusters wird mit Schrittmotoren mit einer Schrittweite von $5\mu\text{m}$ abgefahren. Daraus resultiert eine theoretische Auflösung des Systems von $1,85\text{nm}$. Werte in dieser Größenordnung und darunter werden auch von Akiniwa et al. (1nm) [85] und Sharpe und Grandt ($0,5\text{nm}$) [80] angegeben. Eine Fehlerabschätzung von Im für das hier verwendete System ergab eine Gesamtmessungenauigkeit von $8,7\%$ [82].

Das Abfahren der Interferenzstreifen bei verschiedenen Verformungszuständen einer Ermüdungsprobe erfordert neben einer sehr geringen Verformungsgeschwindigkeit (Absenken der Frequenz auf $f=0,01\text{Hz}$) eine Mittelung der Resultate der oberen und unteren Photodiode, da die Verschiebung der Interferenzstreifen ja nicht nur durch eine Abstandsänderung der Härteindrücke voneinander, sondern auch durch eine Bewegung beider Eindrücke in Belastungsrichtung verursacht wird. Eine Verbesserung der Messtechnik dürfte durch den Einsatz eines hochauflösenden CCD-Chips anstelle der Photomultiplier und die direkte bildanalytische Vermessung des Interferenzstreifenmusters möglich sein.

Problematisch bei der ISDG-Technik sind die Härteeindrücke, die in unmittelbarer Nähe der zu analysierenden Mikrorisse plastische Verformung induzieren (s. Bild 3.8b). Eine Beeinflussung der Rissausbreitung kann nur dann weitgehend ausgeschlossen werden, wenn die Rissfront bereits verhältnismäßig weit fortgeschritten ist ($>50\mu\text{m}$). Alternativ können zur Reflexion des Laserstrahls Goldmarkierungen aufgebracht werden, wie von Fax et al. [88] vorgeschlagen.

3.2 Durchführung und Auswertung von Rissausbreitungsmessungen, Methoden der Rissdetektion

Analog zu den verschiedenen Größenordnungen, in denen man Risse definieren kann - von einigen getrennten Atomen bis hin zu zentimeterlangen Rissen in Maschinenteilen - unterscheiden sich auch Rissdetektionstechniken um viele Größenordnungen in der Auflösung. So können mit Hilfe der Ultraschalltechnik Risse ab einer Länge in der Größenordnung von etwa 10^{-3}m nachgewiesen werden; die hochauflösende Transmissionselektronenmikroskopie (HRTEM) ist hingegen in der Lage, Defekte in der Größenordnung atomarer Abstände (10^{-10}m) darzustellen. Es ist leicht vorstellbar, dass letztere Technik nicht zur Bauteilanalyse eingesetzt werden kann, bedenkt man, dass das seit der Erfindung der Transmissionselektronenmikroskopie weltweit betrachtete Gesamtvolumen nicht einmal einen Kubikmillimeter beträgt [89]. So kommen im technischen Alltag der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung vorrangig Verfahren wie die Ultraschalltechnik, die Magnetpulverprüfung, die Röntgendurchstrahlung und die Farbeindringprüfung zur Anwendung.

Demgegenüber stehen die im Folgenden beschriebenen, höher auflösenden Verfahren, wie sie in der Werkstoffforschung und Entwicklung zur Charakterisierung der Rissausbreitung üblicherweise eingesetzt werden.

3.2.1 Potenzialsonde und Rissmessfolie – Bruchmechanische Experimente

Die naheliegendste und präziseste Methode, die Rissausbreitung während mechanischer Verformung zu erfassen, bietet die direkte oder indirekte Verfolgung der Risspitze mit einem beweglichen Lichtmikroskop (travelling microscope), innerhalb eines Rasterelektronenmikroskops oder unter Anwendung der Replika-Technik. Dies ist jedoch mit einem hohen Aufwand verbunden, insbesondere, wenn man die Messdatenerfassung automatisieren möchte oder es sich um Hochtemperaturversuche in definierten Atmosphären handelt.

Rissausbreitung ist mit einer Erhöhung der elastischen Nachgiebigkeit eines Bauteils oder einer Probe verbunden. Insbesondere bei gekerbten bruchmechanischen Proben, wie den Kompaktzugproben oder den Biegeproben, kann dieser Effekt zur Messung der Risslänge genutzt werden, indem man z.B. einen Aufsteckdehnungsaufnehmer zwischen den Flanken des Ausgangskerbs befestigt (vgl. ASTM E399-90). Auch bei Ermüdungsversuchen an zylindrischen Proben kann die Schädigungsentwicklung durch Verfolgung der Tangenten nach den Lastumkehrpunkten (auch Mehrfachentlastung) der Spannungs-Dehnungs-Hysteresen als Nachgiebigkeitsänderung bestimmt werden [90].

Ein besonders effektives und bei sorgfältiger Anwendung recht präzises Verfahren (Auflösung: $\approx 1\mu\text{m}$) zur Messung der Rissausbreitung während mechanischer Verformung ist das Potenzialsondenverfahren. Zu diesem Zweck wird an die Probe ein konstanter langzeitstabiler Gleich- oder Wechselstrom von typischerweise 20-50A angelegt. Die durch Rissausbreitung hervorgerufene Änderung des elektrischen Widerstands der Probe kann durch einen Potentialabfall mit Hilfe zweier an der Probe befestigter Drähte verfolgt werden. Bild 3.9 zeigt schematisch die Versuchsanordnung für das Gleichstrom-Potenzialsondenverfahren (DCPD). Da der Zusammenhang zwischen Risslänge und Potentialabfall nichtlinear ist und von einer Reihe von Faktoren, wie der Position der Messdrähte, der Probendicke, dem Riss-Aspektverhältnis oder der Temperatur (u.a. Überlagerung von Thermospannungen) abhängt [91], ist eine sorgfältige Kalibrierung des Systems erforderlich. Zu diesem Zweck kann die Korrelation der tatsächlichen Risslänge mit dem Potentialabfall durch sprödes Aufbrechen oder mit Hilfe von Markierungen in der Bruchfläche (beach marks), erzeugt z.B. durch Ermüdungsschwingspiele mit geringer Beanspruchungsamplitude, erfolgen. Eine höhere Auflösung, insbesondere hinsichtlich des Rissprofils, erlaubt das Wechselstrom-Potenzialsondenverfahren (ACPD) [92,93], dessen Anwendung jedoch mit erheblich höherem experimentellen Aufwand verbunden ist.

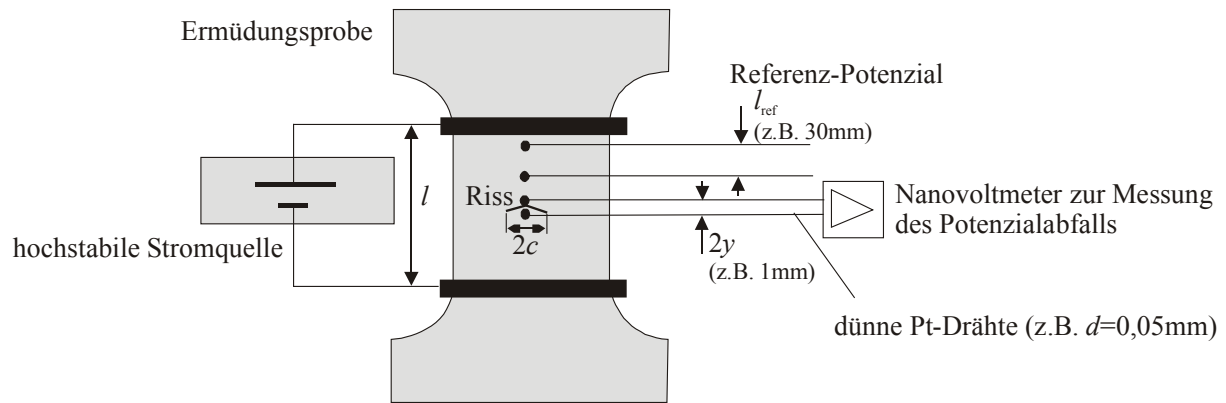


Bild 3.9: Experimentelle Realisierung des Gleichstrom-Potenzialsondenverfahrens (DCPD).

Kommerziell erhältliche, aufklebbare Rissmessfolien, bestehend aus einem Gitter feiner Drähte, die bei Rissfortschritt durchreißen und damit das elektrische Gesamtsignal verändern, bieten eine einfach zu handhabende Alternative zur Messung der Rissausbreitung in gekerbten Proben unter der Voraussetzung einer ebenen Rissfront.

Da Rissausbreitung auch mit der Entstehung von Schallwellen verbunden ist, kann das Schädigungsverhalten durch Schallsensoren mit Hilfe der sogenannten Schallemissionsanalyse charakterisiert werden [94]. Diese Vorgehensweise eignet sich jedoch vorwiegend für spezielle wissenschaftliche Fragestellungen, da sowohl die Kalibrierung als auch das Herausfiltern des tatsächlichen Messsignals aus Störsignalen sehr schwierig sind.

Wie bereits in Kapitel 1 angeklungen, setzt Rissausbreitung infolge einer mechanischen Beanspruchung ein, wenn die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK einen Schwellenwert ΔK_{th} überschreitet. Daran schließt sich die sogenannte stabile Langrissausbreitung an, die der exponentiellen Paris-Erdogan-Beziehung zwischen Rissausbreitungsrate da/dN und ΔK (Gl. 2.5) folgt. Schließlich erfolgt nach Erreichen der Bruchzähigkeit K_c instabile Rissausbreitung, das Bauteil oder die Probe bricht. Zur Ermittlung der entsprechenden Werkstoffkennwerte für ΔK_{th} , K_c , sowie den Konstanten C und m in Gleichung 2.5 werden bruchmechanische Experimente durchgeführt. Die Ermüdungsrissausbreitung wird häufig mit Hilfe sogenannter load-shedding-Methoden analysiert [92]. Zu diesem Zweck wird eine gekerbte und mit einem definierten Ermüdungsanriss versehene Probe (vgl. Richtlinien in ASTM E399–90) solange wechselnd mit einer graduell abfallenden Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK beansprucht, bis eine bestimmte sehr kleine Rissausbreitungsrate (üblich $da/dN=10^{-7}\text{mm/Lastspiel}$ bis $da/dN=10^{-8}\text{mm/Lastspiel}$) unterschritten wird. Der dabei erhaltene Wert für ΔK wird dann dem Schwellenwert ΔK_{th} gleich gesetzt. Die Rate des graduellen (kontinuierlich oder schrittweise) Absenken von ΔK darf nicht zu schnell erfolgen, da sonst durch Plastizität vor der Rissspitze erzeugte Eigenspannungen die weitere Rissausbreitung

verzögern oder gar zum Erliegen bringen würden (vgl. rissverzögernde Wirkung von Überlasten, Kap. 6.3). Bewährt hat sich die Lastabsenkung nach folgendem Zusammenhang (Saxena et al. in [95]):

$$C = \frac{1}{\Delta K} \frac{d(\Delta K)}{da}, \quad (3.4)$$

worin die Konstante C (üblich Werte zwischen $C=-0,02\text{mm}^{-1}$ und $C=0,1\text{mm}^{-1}$ [92]) während des Versuchs konstant gehalten wird. Dies ist leicht möglich, wenn der Versuch computergesteuert durchgeführt werden kann und die aktuelle Risslänge kontinuierlich gemessen wird. In Bild 10 ist die Vorgehensweise für Rissausbreitungsmessungen, unter Einbeziehung von Riss-schließeffekten mit Hilfe eines auf der Probenunterseite applizierten Dehnungsmessstreifens, skizziert. Um die Konstanten C und m der Paris-Erdogan-Gleichung (Gl. 1.5) zu bestimmen, wird ΔK nach Ermittlung von ΔK_{th} graduell wieder erhöht.

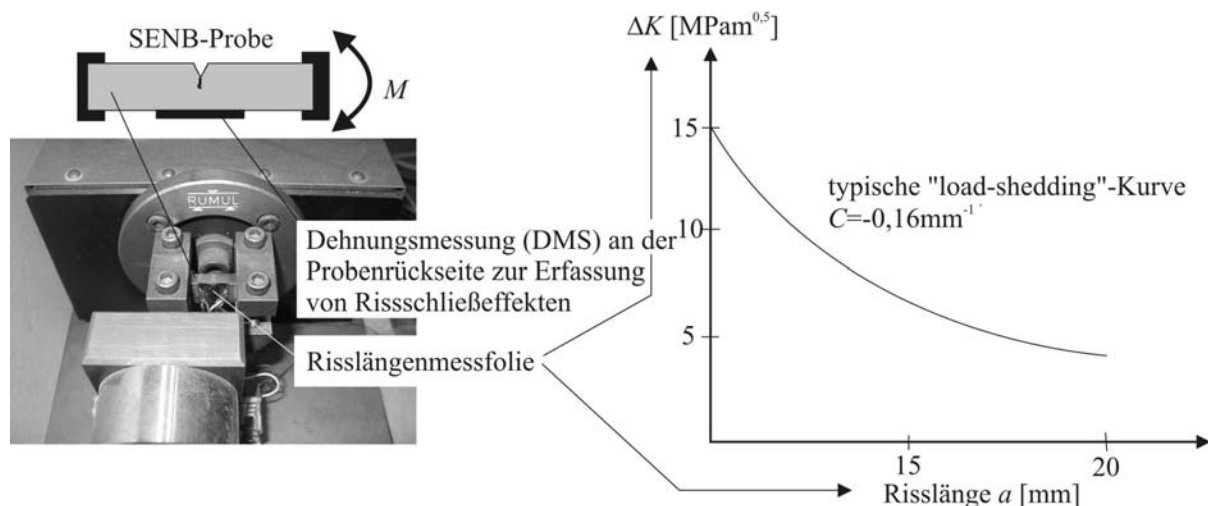


Bild 3.10: (a) Resonanzprüfmaschine (Rumul Cracktronic) für Rissausbreitungsmessungen an SENB-Biegeproben und (b) Vorgehensweise bei der Load-Shedding-Methode (Erläuterung im Text).

Ein insbesondere vor dem Hintergrund der bruchmechanischen Bauteilauslegung wichtiger Wert ist die Bruchzähigkeit K_{c} (ASTM E399-90) oder allgemeiner die Risswiderstandskurve (R -Kurve, s. [49]), die den Widerstand einer Probe oder eines Bauteils gegen instabile Rissausbreitung charakterisiert. Zur Beschreibung elastisch-plastisch instabiler Rissausbreitung hat sich die Ermittlung eines kritischen Wertes des J -Integrals J_{c} bewährt (ASTM E813-89). Exemplarisch soll an dieser Stelle kurz die in ASTM 399-90 detailliert vorgeschriebene Vorgehensweise für die Ermittlung der Bruchzähigkeit K_{Ic} (mode I-Beanspruchung, vgl. Bild 3.5b) skizziert werden. Dabei wird zunächst der mechanisch oder durch Funkenerosion (EDM) gefertigte Kerb durch Wechselverformung zu einem scharfen Anriss verlängert. Dabei darf der maximale Spannungsintensitätsfaktor K_{max} bei Abschluss der Wechselverformung

nicht größer als $0,6K_{Ic}$ sein. Ebenso gibt es ein Größenkriterium, das ebenfalls bereits das Ergebnis der Prüfung beinhaltet: Die Dicke B , die Breite W und die Gesamtrisslänge a (s. Bild 3.11a) müssen folgendem Kriterium genügen:

$$B, a \geq 2,5 \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma_Y} \right)^2 \quad 0,45 \leq a/W \leq 0,55. \quad (3.5)$$

Es ist also ratsam, bereits vor dem Versuch einen Näherungswert für die Bruchzähigkeit K_{Ic} zu kennen. Nach der Erzeugung des Ermüdungsanrisses wird die Probe bis zum Bruch unter Aufzeichnung der Kraft über der Verschiebung der Kerbflanken belastet. Die kritische Beanspruchung P_Q wird in Abhängigkeit vom Rissausbreitungsverhalten nach drei Varianten, die in Bild 3.11b schematisch dargestellt sind, bestimmt.

Variante 1: P_Q ist der Schnittpunkt einer Sekanten (P_3) mit 95% der ursprünglichen Steigung der Kraft-Verschiebungskurve. Variante 2: Eine kurze Phase instabiler Rissausbreitung (pop-in) führt zu einem Abfall der Kraft, bevor die Abweichung von 5% von einem linearen Kraft-Verschiebungsverlauf (Schnittpunkt mit der 95%-Sekanten) erreicht ist. P_Q ist dann die maximale Kraft vor dem pop-in-Ereignis. Variante 3: Die Probe bricht vor Erreichen der 5%-Abweichung. In diesem Fall ist P_Q die maximal erreichte Kraft P_{max} .

Aus P_Q errechnet sich schließlich die Bruchzähigkeit K_{Ic} , die jedoch nur dann einen gültigen Wert darstellt, wenn die Kriterien in Gl. 3.5 erfüllt sind und $P_{max} \leq 1,1 \cdot P_Q$ gilt:

$$K_{Ic} = \frac{P_Q}{B\sqrt{W}} f\left(\frac{a}{W}\right). \quad (3.6)$$

Die Geometriefunktionen $f(a/W)$ erhält man aus Tabellen, die für gängige Geometrien in der ASTM 399-90 - für viele weitere in [57] - nachgeschlagen werden können.

Die strengen Geometrie einschränkungen der ASTM 399-90 erlauben nur für verhältnismäßig spröde Werkstoffe oder sehr große Probenabmessungen die Ermittlung gültiger Werte für die Bruchzähigkeit K_{Ic} ; zur Charakterisierung der Rissausbreitung in duktilen metallischen Werkstoffen ist diese Vorgehensweise nur eingeschränkt sinnvoll.

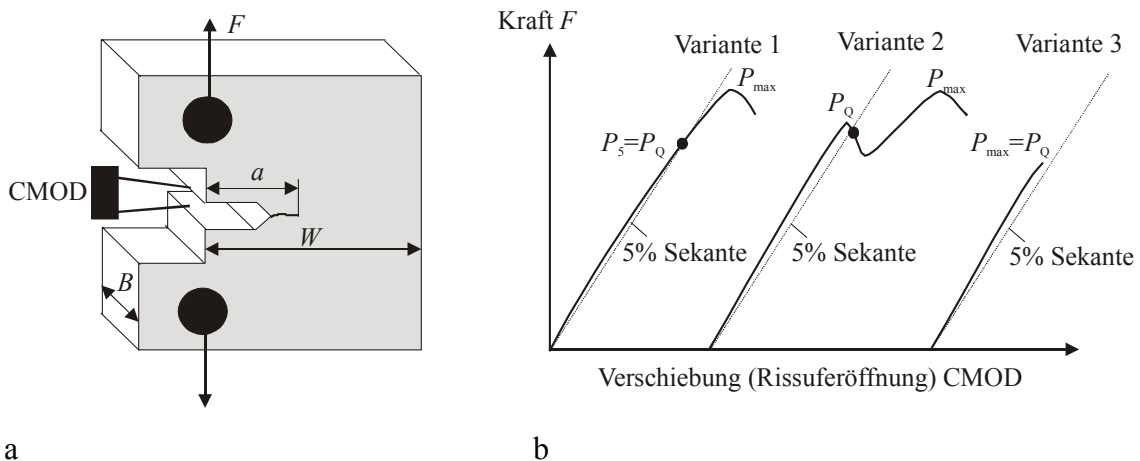


Bild 3.11: (a) Probengeometrie für Kompaktzugproben (CT-Proben) und (b) Varianten der Last-Verschiebungskurven bei Versuchen zur Ermittlung der Bruchzähigkeit K_{Ic} .

Deutliche Plastizität bei der Rissausbreitung kann durch Anwendung des elastisch-plastischen J -Integrals berücksichtigt werden. Die Bestimmung des kritischen Wertes J_{Ic} für instabile Rissausbreitung ist in ASTM E813 dokumentiert. Dabei wird die Risslänge über die mit Rissausbreitung zunehmende Nachgiebigkeit einer gekerbten Probe, die anhand von Mehrfachentlastungen gemessen wird, bestimmt. Das J -Integral errechnet sich aus jedem Entlastungspunkt der Last-Verschiebungs-Kurve wie folgt:

$$J = J_{el} + J_{pl} = \frac{K^2(1-\nu^2)}{E} + \frac{\eta W_{pl}}{Bb_0}, \quad (3.7)$$

worin W_{pl} die plastische Arbeit, also die Fläche unter der Last-Verschiebungskurve, darstellt; η ist eine dimensionslose Konstante (SENB-Biegeprobe: $\eta=2$) und b_0 ist die Ausgangsligamentlänge (ungerissene Restlänge).

3.2.2 in-situ-Beobachtung der Risslänge

Alternativ oder ergänzend zu bruchmechanischen Experimenten kann die Rissausbreitung infolge mechanischer Materialbeanspruchung auch direkt mit Hilfe mikroskopischer Verfahren oder der Replika-Technik verfolgt werden.

Sowohl für die Untersuchungen zur Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse bei Ermüdungsbeanspruchung als auch zur Verfolgung des interkristallinen Risswachstums bei hohen Temperaturen in den Kapiteln 5 und 6 wurde ein an die jeweilige Prüfmaschine adaptiertes Lichtmikroskop eingesetzt. Zum Auffinden der Mikrorisse kann das Lichtmikroskop über eine in drei Achsen mit Hilfe von Schrittmotoren verschiebbare Traversierung verfahren werden (s. Bild 3.12). Um die Auswertung während eines laufenden Wechselverformungsversuchs zu erleichtern, wird eine Digitalkamera eingesetzt, die bei Maximallast sich ausbreitende Mikrorisse aufnimmt und sie an eine digitale Bildanalysesoftware übergibt (z.B. Risser-

kennungssoftware der Fa. LaVisison). Dieses Vorgehen ermöglicht eine automatische und quantitative Erfassung der Risslänge a in Abhängigkeit von der Zyklenzahl N und kann auch für Hochtemperaturversuche eingesetzt werden, wenn man anstelle eines Widerstandsofens eine induktive oder Infrarotlampen-Beheizung einsetzt (z.B. zur Auswertung von thermomechanischen Ermüdungsversuchen in [96]).



Bild 3.12: Lichtmikroskop zur "in-situ"-Beobachtung der Ausbreitung von Ermüdungsrissen.

Einige der in Kapitel 6 dargestellten Ergebnisse zur Mikrorissausbreitung wurden auch mit Hilfe der Replika-Technik gewonnen. Zu diesem Zweck wird bei maximaler Zugbeanspruchung (geöffnete Oberflächenrisse) eine mittels Aceton angelöste Kunststoffolie (z.B. Polyacetat) auf einen Bereich der Ermüdungsprobe, der Mikrorisse enthält, aufgebracht [24,83,90]. Die Kapillarwirkung der geöffneten Risse zieht die angelöste Folie in den Riss hinein, so dass diese nach vorsichtigem Ablösen das Relief des Risses enthält. Durch licht- oder rasterelektronenmikroskopische Untersuchung der Folie können somit Mikrorisse ausgewertet werden, ohne dass ein aufwendiger Probenausbau erforderlich ist. Eine von Bowles

und Schijve [97] entwickelte sehr aufwendige Modifikation der Replika-Technik erlaubt es sogar, die dreidimensionale Struktur eines Ermüdungsrisses darzustellen. Zu diesem Zweck wird Kunststoff in den Riss vakuuminfiltiert, ausgehärtet und durch Ätzen von dem umgebenden Metall getrennt (wodurch natürlich eine Verfolgung der Rissausbreitung ausgeschlossen ist). Der ausgehärtete Kunststoff ist dann ein Negativ des tatsächlichen Risses und gibt Aufschluss über die mikrostrukturellen Risswachstumsmechanismen.

In einigen jüngeren Arbeiten [98] wurde das Ausbreitungsverhalten von Ermüdungsrissen dreidimensional mit Hilfe der Computer-Mikrotomographie unter Anwendung hochenergetischer Synchrotron-Strahlung untersucht. Wechselwirkungen der Rissausbreitung mit der Mikrostruktur einer Al-Legierung konnten dabei durch selektive Benetzung der Korngrenzen mit Ga sichtbar gemacht werden [98]. Eine quantitative dreidimensionale Mikrostrukturcharakterisierung kann mit Hilfe der 3D-Synchrotron-Beugungstechnik zur Kristallorientierungsana-

lyse erfolgen [99], deren Arbeitsweise der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen EBSD-Technik ähnelt.

Ebenfalls verhältnismäßig aufwendig, dafür aber vor dem Hintergrund der mikrostrukturellen Aspekte der Rissausbreitung sehr aufschlussreich sind Wechselverformungsversuche in Elektronenmikroskopen. In Verbindung mit Analysetechnologien wie der in Kapitel 3.3.2 beschriebenen EBSD-Technik zur lokalen Kristallorientierungsbestimmung oder stereographischer Bildanalysemethoden ermöglicht die in-situ-Prüfung im REM eine verhältnismäßig einfache Korrelation der lokalen Mikrostruktur mit Rissausbreitungsmechanismen [100-104]. Der in der Regel sehr begrenzte Bauraum und das erforderliche Vakuum machen die Konstruktion von geeigneten Prüfmaschinen, die Probenfertigung und -ausrichtung sehr aufwendig. Etabliert für die Rasterelektronenmikroskopie (REM) sind elektromechanische Miniaturprüfmaschinen, die jedoch nur bei sehr geringen Frequenzen von ca. 0,1Hz betrieben werden können. Für HCF-Ermüdungsversuche wurde jüngst eine durch einen Piezo-Aktuator angetriebene Miniaturprüfmaschine entwickelt [105], die einen Betrieb bei deutlich höheren Frequenzen erlauben wird (s. Bild 3.13).

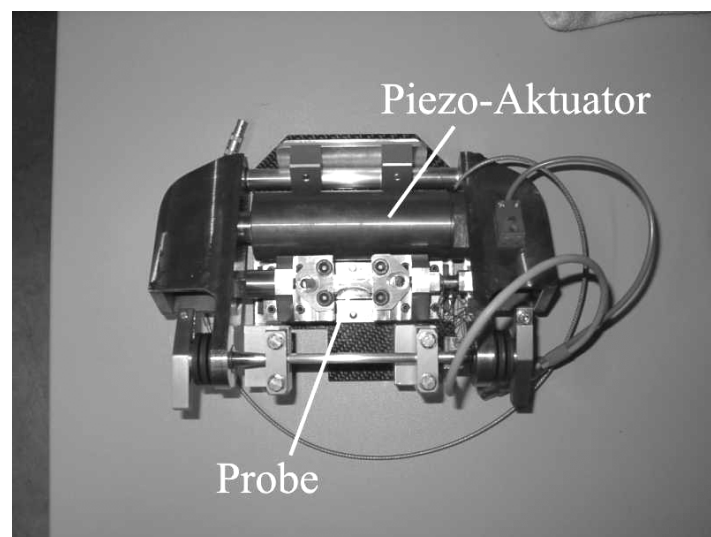


Bild 3.13: Durch einen Piezo-Aktuator angetriebene Miniaturprüfmaschine für Wechselverformungsversuche im Rasterelektronenmikroskop [105].

Eine in-situ-Analyse der Versetzungsbewegung als Ursache für Materialermüdung und Rissinitiierung ist auf die Transmissionselektronenmikroskopie (TEM) beschränkt. Da die Probendicke zur Elektronentransparenz nur maximal 150nm betragen darf, nimmt der technische Aufwand nochmals erheblich zu und wurde bislang nur für einige wenige Arbeiten betrieben (z.B. in [106]).

3.3 Mikrostrukturelle Untersuchungsmethoden und quantitative Charakterisierung von Korngrenzen

Sieht man von den vorangehend erwähnten in-situ-Technologien ab, so sind zum Verständnis der Mechanismen, die zum Materialversagen infolge mechanischer Beanspruchung führen, mikrostrukturelle Untersuchungsmethoden neben mechanischen Versuchen das zweite experimentelle Standbein.

Neben standardmetallographischen Methoden, wie der Lichtmikroskopie oder der Mikrohärteprüfung, kommt hierbei der analytischen Rasterelektronenmikroskopie eine besondere Bedeutung zu, da einerseits Probenoberflächen und Bruchflächen ohne aufwändige Präparation untersucht werden können und andererseits durch die rasante Entwicklung der Rückstreuungselektronenbeugung (EBSD, electron back-scattered diffraction) Strukturinformationen wie die kristallografische Orientierung einzelner Körner und Subkörner im Gegensatz zur Transmissionselektronenmikroskopie über große Bereiche an massiven Proben gewonnen werden können. Da viele der in den folgenden Kapiteln dokumentierten Ergebnisse mit letztgenannter Technik gewonnen wurden, soll sie an dieser Stelle auch etwas detaillierter erläutert werden.

3.3.1 Analytische Rasterelektronenmikroskopie – Abbildungsmöglichkeiten und Rückstreuungselektronenbeugung

Insbesondere die Untersuchung von Bruchflächen bei höherer Vergrößerung (ab etwa 20fach) ist ausschließlich mit Hilfe der Rasterelektronenmikroskopie dank der hier realisierbaren Tiefenschärfe bei Auflösungen bis hinab zu etwa 5nm möglich (eingesetzt wurden Mikroskope mit Feldemissions- (Jeol6300FEG), Wolfram- (Jeol6400) oder Lanthanhexaborid-Kathode (Philips XL30 LaB₆)). Neben der Identifizierung von Schwingstreifen, interkristallin gerissenen Korngrenzen, Spaltebenen, Ausscheidungen und Poren können Bruchflächen mittels zweier Aufnahmen unter verschiedenen Kippwinkeln ($\Delta\alpha=3...8^\circ$) stereographisch ausgewertet werden, um sie später dreidimensional quantitativ zu analysieren. Dieses Verfahren wurde z.B. zur nachträglichen Analyse des Risswachstums durch 3D-Rekonstruktion der gegenüberliegenden Rissufer eingesetzt (s. Bichler und Pippan in [107]).

Bei der Charakterisierung von Oberflächenrissen eignet sich besonders der Einsatz eines Rückstreuungselektronendetektors. Die Rückstreuungselektronen liefern auf Grund der unterschiedlich starken elastischen Ablenkung des Primärelektronenstrahls an leichten und schweren Atomkernen einen deutlichen Elementkontrast und erlauben so die Lokalisierung von schädigungsauslösenden Ausscheidungen, die ihrerseits mit der energiedispersiven Röntgenspektroskopie

(EDS-Detektor) chemisch analysiert werden können. Darüber hinaus hängt die Rückstreu-elektronenintensität auch vom Auftreffwinkel des Primärelektronenstrahls auf die Netzebenen des jeweiligen Probensegments ab. Liegen niedrig indizierte Ebenen parallel zum Primärelektronenstrahl, nimmt die elastische Streuung ab. Die unterschiedliche "Kanalwirkung" der niedrig indizierten Netzebenen bewirkt somit den sogenannten Channeling-Kontrast, der in der REM-Abbildung Körner unterschiedlicher Orientierung in unterschiedlichen Helligkeitsstufen erscheinen lässt (s. Bild 3.14a). Diese Technik ist jedoch nicht nur auf Körner und Subkörner beschränkt, für reines Kupfer und Nickel konnten auch Versetzungsstrukturen im Rasterelektronenmikroskop nachgewiesen werden (Bild 3.14b). Die Channeling-Technik kann auch zur Orientierungsauswertung eingesetzt werden. Kippt man den in die Netzebenen eines Kornes einfallenden Elektronenstrahl (rocking beam) so entstehen Intensitätsmaxima und -minima, deren geometrische Lage zueinander zur Auswertung der kristallographischen Orientierung herangezogen werden kann (s. in [108]).

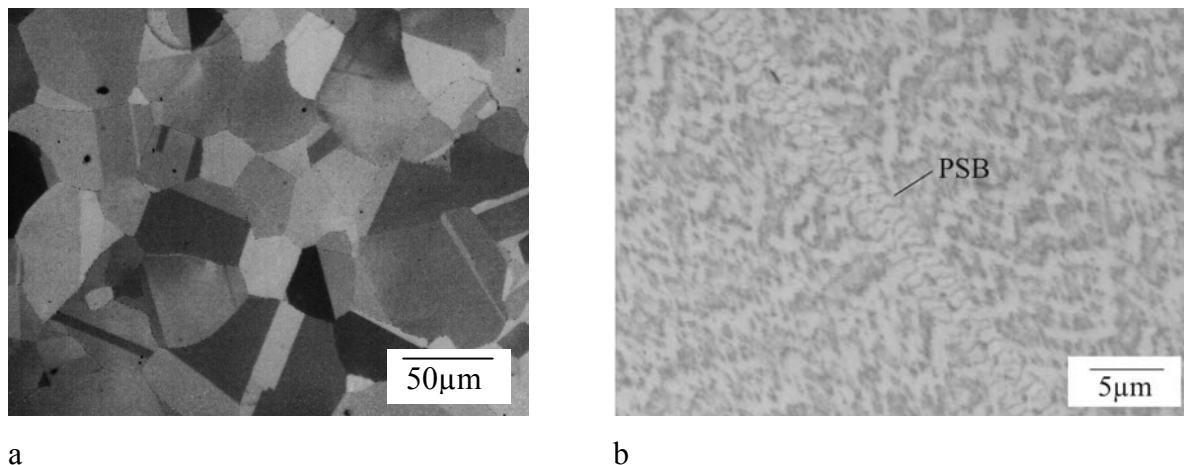


Bild 3.14: Channeling-Kontrast zur Darstellung (a) der polykristallinen Mikrostruktur in Waspalloys und (b) charakteristischer Versetzungsanordnungen (persistente Gleitbänder) in verformtem einkristallinem Nickel (Bild 3.14b nach [109]).

3.3.2 Die EBSD-Technik

Eleganter und einfacher ist das Verfahren der Rückstreu-elektronenbeugung (EBSD), das in den vergangenen zehn Jahren eine rasante technische Entwicklung und damit einhergehend eine weite Verbreitung als Geräteszusatz zur Rasterelektronenmikroskopie erfahren hat. In Analogie zur konvergenten Elektronenbeugung bei der Transmissionselektronenmikroskopie wird hierbei die Beugung der Rückstreu-elektronen an den Netzebenen der Probe genutzt. Durch vorwiegend elastische Streuung treffen die einfallenden Primärelektronen von allen Richtungen auf die Netzebenen des Wechselwirkungsbereiches mit dem Elektronenstrahl auf. Ist der Einfallswinkel gleich dem sog. Bragg-Winkel Θ , so dass der Gangunterschied der E-

Elektronenwellen benachbarter Netzebenen mit dem Netzebenenabstand d genau einem ganzzahligen (n) Vielfachen der Elektronenwellenlänge λ entspricht, kommt es zur Interferenz; die Intensität des abgebeugten Elektronenstrahls wird in diese Richtung verstärkt. Dieser Zusammenhang, der durch die Braggsche Gleichung

$$2d \sin \Theta = n\lambda, \quad (3.8)$$

beschrieben wird und in Bild 3.15a schematisch dargestellt ist, trifft natürlich für alle Elektronenwellen, die sowohl von oberhalb als auch von unterhalb auf die Netzebenenschar auftreffen, zu. Dies hat die Entstehung zweier Interferenzkegel (Kossel-Kegel) zur Folge, dessen Öffnungswinkel $\alpha=180^\circ-\Theta$ wegen der geringen Wellenlänge des Elektronenstrahls ($\lambda[\text{\AA}]=(150/U)^{0,5}$, U : Beschleunigungsspannung in Volt [89]) sehr groß ist. Positioniert man einen Phosphorschirm in die Interferenzkegel, so werden darauf Kegelschnitte als quasi-parallele Linien abgebildet. Da dies für alle denkbaren Netzebenen der Fall ist, entsteht ein sog. Kikuchi-Linienmuster, dessen Linienpaare (Kikuchi-Band) parallel zu den Netzebenen des realen Kristallgitters verlaufen (Bild 3.15b). Demzufolge entsprechen die Schnittpunkte der Kikuchi-Linien den Zonenachsen des realen Kristallgitters. Der Abstand der parallelen Linien vergrößert sich mit zunehmender Indizierung (niedrigindizierte Netzebenen liefern eng beieinander liegende Kikuchi-Linien bzw. ein schmales Kikuchi-Band). Eine Zusammenstellung von mittels EBSD-Technik erhaltenen Kikuchi-Linienmuster für verschiedene Materialien findet sich in [110].

Zur technischen Realisierung (Bild 3.15c) ist es erforderlich, die Probe um ca. 70° zum einfallenden Primärelektronenstrahl zu kippen (streifender Einfall), da so ein zu tiefes Eindringen der Elektronen in die Probe und damit starke Absorption der nach der Bragg-Bedingung gebeugten Elektronen vermieden wird. Ein verschiebbarer Phosphorschirm wird dicht (rechtwinklig oder leicht nach unten geneigt) an die Probe herangefahren (Abstand ca. 30mm), so dass ein möglichst großer Raumwinkel des Kikuchi-Linienmusters zur Auswertung erfasst werden kann. Der Phosphorschirm ist fest mit einer sehr lichtempfindlichen CCD- oder SIT-Videokamera verbunden, die, durch ein Fenster von der Vakuumkammer getrennt, das Kikuchi-Linienmuster aufnimmt und an eine Bildmanipulationseinheit (die einen vorher aufgenommenen Untergrund von der eigentlichen Linieninformation subtrahiert) und schließlich zur Auswertung an einen PC weitergibt.

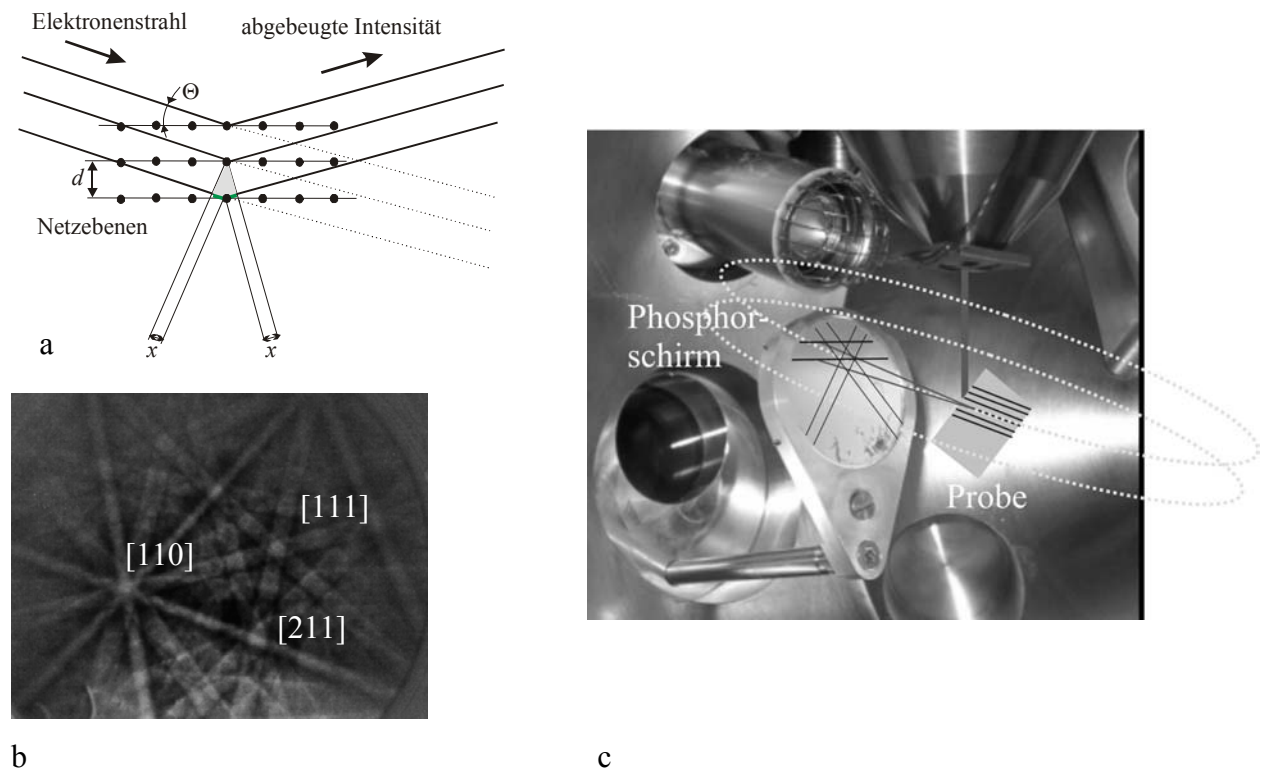


Bild 3.15: (a) Braggsche Beugung am Kristallgitter und (b) technische Realisierung der EBSD-Technik im Rasterelektronenmikroskop (Philips XL30 LaB₆).

Die geringe Informationstiefe der EBSD-Technik (ca. 100nm) ist auch der Grund für die erforderliche sehr sorgfältige Probenpräparation; selbst mechanisches Polieren mit 0,05 μm -Al₂O₃- oder SiO₂-Suspension reicht nicht aus, wenn durch das Vorschleifen und -polieren eine tiefe plastisch zerrüttete Zone entstanden ist, aus der keine scharfen Kikuchi-Linien erzeugt werden können (s. hierzu [111]). Wenn durchführbar, ist die einfachste Präparationsmöglichkeit das Elektropolieren, das auch bei den Rissausbreitungsuntersuchungen dieser Arbeit verwendet wurde (s. Kapitel 3.1.2.). Alternativ ist mechanisches Polieren möglich, wenn man die plastische Zone des jeweils vorangehenden Schleif- und Polierschrittes sorgfältig entfernt und die Prozedur mit 0,05 μm -SiC- oder Al₂O₃-Suspension (z.B. Buehler Masterprep) auf einem Vibrationspolierautomaten für ca. drei Stunden abschließt.

Es sei hier angemerkt, dass der üblicherweise große Raumwinkel der EBSD-Technik die Auswertemöglichkeiten der Kikuchi-Linien auf kristallographische Orientierungen beschränkt. Durch Erhöhung des Abstands Phosphorschirm-Probe war Wilkinson [112] jedoch in der Lage, elastische Dehnungen in SiGe-Schichten mit einer Auflösung von 0,02% zu messen.

Die Braggsche Beugung eines Teils der durch den Elektronenstrahl erzeugten charakteristischen Röntgenstrahlung führt zur Entstehung sog. Kossel-Linien, deren Auswertung eine höhere Genauigkeit hinsichtlich der Netzebenenabstände erlaubt. Im Gegensatz zur Röntgen-

diffraktometrie ist die Kossel-Technik demnach geeignet für hoch aufgelöste Eigenspannungsmessungen oder Strukturanalysen [113].

3.3.3 Auswertung von EBSD-Kikuchi-Linienmustern – Orientation Imaging MicroscopyTM

Mit Hilfe der EBSD-Kikuchi-Bänder lässt sich die geometrische Ausrichtung des Kristallgitters des mit dem Elektronenstrahl wechselwirkenden Probenbereichs bestimmen. Zu diesem Zweck ist zunächst eine Kalibrierung des Systems erforderlich. Dies kann z.B. mit Hilfe eines Si-Einkristalls, bei dem eine der [001]-Zonenachsen senkrecht zur Oberfläche steht und eine (001)-Fläche parallel zur Verbindungslinie Probe/Phosphorschirm ausgerichtet wird, oder mit Hilfe bekannter Orientierungen der Probe selbst erfolgen.

Mit den EBSD-Systemen der ersten und zweiten Generation wurden drei der Kikuchibänder hinsichtlich ihrer Winkellage zueinander ausgewertet und mit Hilfe tabellierter Datensätze (look-up tables) derjenigen Kristallorientierung zugeordnet, deren berechnete Winkelbeziehung der gemessenen am nächsten kommen.

Das starke Interesse an dieser komfortablen Technik, mit der erstmals für größere Bereiche lokale kristallographische Orientierungen bestimmt werden konnten, hat in den letzten Jahren zu einer rasanten Weiterentwicklung geführt, so dass nunmehr der Elektronenstrahl rechnergesteuert Punkt für Punkt über einen vorher festgelegten Probenbereich geführt wird und Untergrundabzug sowie Auswertung der jeweiligen Kikuchi-Linienmuster automatisch erfolgt (z.B. OIMTM der Fa. EDAX-TSL, orientation imaging microscopy). Mit Hilfe der Hough-Transformation [114] werden die Kikuchibänder in zweidimensionale Koordinaten überführt, die mit Hilfe der Datentabellen die jeweilige Orientierung liefert. Das Ergebnis sind Kristallorientierungsmappings, die auf Zehntausenden von Einzelmessungen beruhen. Moderne Systeme sind in der Lage bis zu 60 Einzelmessungen pro Sekunde durchzuführen und auszuwerten.

Die EBSD-Technik und die zugehörigen Auswerteverfahren sind in zahlreichen Übersichtsartikeln (u.a [115-117]) und Büchern (u.a. [118,119]) ausführlich dokumentiert.

3.3.4 Orientierungsmessung mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie und der Röntgenbeugung

Die Bestimmung der kristallographischen Orientierung ist in ähnlicher Weise wie oben beschrieben auch mit der Transmissionselektronenmikroskopie möglich. Kikuchi-Linien in der Abbildungsebene werden dabei durch einen konvergenten Elektronenstrahl (CBED, convergent beam electron diffraction, [89,120]) erzeugt. Demgegenüber führt die Beugung des senk-

recht auf die Probe einfallenden, parallelen Elektronenstrahls von den quasi parallel liegenden Netzebenen nach der Bragg-Beziehung (Gl. 3.8) zu einem Punktemuster (Feinbereichsbeugung, SAD, selected area diffraction). Dieses Muster, das dem reziproken Gitter des durchstrahlten Kristallgitterbereichs entspricht, kann über die Abstände und Winkelbeziehungen bezogen auf den $[000]$ -Reflex des Primärelektronenstrahls (\vec{g} -Vektoren) zur Bestimmung der lokalen kristallographischen Orientierung und zur Phasenanalyse genutzt werden. Die entsprechende Vorgehensweise ist z.B. in [89] ausführlich beschrieben. Die Nachteile der Transmissionselektronenmikroskopie liegen in der vergleichsweise sehr aufwendigen Probenpräparation und in dem kleinen analysierbaren Probenbereich, demzufolge meist nur einige wenige Körner ausgewertet werden können.

Das älteste Verfahren zur Ermittlung kristallographischer Informationen ist die Beugung von Röntgenstrahlen. Das physikalische Prinzip ist wiederum durch die Bragg-Beziehung (Gl. 3.8) beschrieben und unterscheidet sich von den elektronenmikroskopischen Techniken im Wesentlichen in der größeren Wellenlänge der Röntgenstrahlen. Da der Röntgenstrahl nicht so fein wie ein Elektronenstrahl fokussiert werden kann und auch die Korrelation des Brennpunkts mit der Werkstoffmikrostruktur schwierig ist, wird diese Technik heutzutage vorwiegend zur Orientierungsmessung an Einkristallen mit Hilfe einer Laue-Kamera verwendet, die auch hier zur Herstellung von Bikristallen eingesetzt wurde (s. Kapitel 3.5.4). Bild 3.16 zeigt schematisch den Aufbau einer Rückstreu-Laue-Kamera und eine Laue-Aufnahme eines Einkristalls, dessen $[001]$ -Koordinatensystem senkrecht zur Röntgenquelle steht und um 20° zur Bildebene gedreht ist. Die Auswertung der Punktdiagramme erfolgt mit einem Greninger-Diagramm und einem Wulfschen Netz (s. [121]).

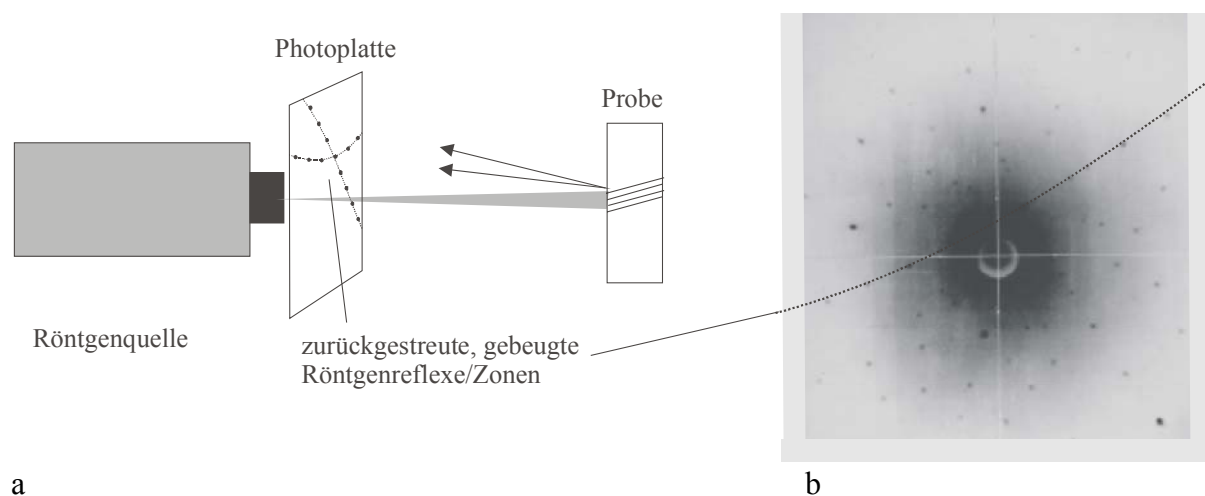


Bild 3.16: (a) Schematische Darstellung einer Laue Kamera und (b) Laue-Aufnahme eines IN718-Einkristalls.

3.3.5 Mathematische Beschreibung der Geometrie von Korngrenzen

Mit Hilfe der o.g. Methoden kann die kristallographische Orientierung eines mit dem Elektronen- oder Röntgenstrahl wechselwirkenden Kristallits beschrieben werden. In der Regel wird dabei die dreidimensionale Verkippung des Kristallkoordinatensystems (bei kubischen Werkstoffen die [001]-Achsen, $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$) in Bezug auf das Probenkoordinatensystem (in der Regel bestimmt durch den Normalenvektor \vec{r}_N (z-Richtung) der Probenoberfläche und zwei geeignet gewählte Richtungen auf der Probenoberfläche, z.B. durch die Richtung der aufgetragenen Spannung oder die Walzrichtung \vec{r}_{RD} (x-Richtung) und die dazu senkrechte Richtung \vec{r}_{TD} (y-Richtung) bei mechanisch beanspruchten Proben) bestimmt. Die Orientierungsmatrix $\underline{\underline{M}}$ (auch als Rotationsmatrix bezeichnet) gibt die Beziehung zwischen den beiden Koordinatensystemen als Richtungskosinus an:

$$\underline{\underline{M}} = \begin{matrix} & \begin{matrix} x & y & z \end{matrix} \\ \begin{matrix} [100] \\ [010] \\ [001] \end{matrix} & \begin{bmatrix} \cos \alpha_1 & \cos \beta_1 & \cos \gamma_1 \\ \cos \alpha_2 & \cos \beta_2 & \cos \gamma_2 \\ \cos \alpha_3 & \cos \beta_3 & \cos \gamma_3 \end{bmatrix} \end{matrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

Die Einheitsvektoren des Kristall- (\vec{e}_x) und des Probenkoordinatensystems (\vec{e}_r) können also wie folgt ineinander überführt werden (s. Bild 3.17a):

$$\vec{e}_x = \underline{\underline{M}} \vec{e}_r. \quad (3.10)$$

Orientierungsbeziehungen in einem Vielkristall können in analoger Weise behandelt werden. Die Kristallkoordinatensysteme zweier einzelner Körner können mit Hilfe der Orientierungsmatrix (bzw. Missorientierungsmatrix) gemäß Gl. 3.9 und 3.10 ineinander überführt werden. Häufig wird zur Charakterisierung der kristallographischen Orientierungsbeziehung zweier benachbarter Körner ein Missorientierungswinkel Θ verwendet, der die Drehung um eine Missorientierungsachse $\langle uvw \rangle$ angibt, um die beiden Kristallkoordinatensysteme zur Deckung zu bringen (s. Bild 3.18). Beachtet man, dass die Missorientierungsmatrix symmetrisch ist und die Kreuzprodukte zwischen allen Spalten- und Zeilenvektoren gleich Null sind (d.h. die Vektoren stehen senkrecht aufeinander), so können für den Zusammenhang zwischen Missorientierungswinkel Θ , Missorientierungsrichtung $\langle uvw \rangle$ und den Elementen der Missorientierungsmatrix folgende Gleichungen angegeben werden:

$$\cos \Theta = \frac{(a_{11} + a_{22} + a_{33} - 1)}{2}, \quad (3.11)$$

$$u : v : w = \sqrt{a_{11} + 1} : \sqrt{a_{22} + 1} : \sqrt{a_{33} + 1}. \quad (3.12)$$

Umgekehrt erhält man auch die Elemente der Orientierungsmatrix aus dem Winkel Θ und der Richtung $[uvw]$ (s. [119]).

Berücksichtigt man die Symmetrie kubischer Kristalle (krz und kfz Gitter), so kann man den Missorientierungswinkel auch als Drehung z.B. der (001)-Ebenen der benachbarten Körner auffassen, deren Normalenvektoren \vec{N}_1 und \vec{N}_2 über die Missorientierungsmatrix ineinander überführt werden können und die beide senkrecht zur Missorientierungsrichtung $\langle uvw \rangle$ stehen. Letztere kann dann als Vektorprodukt der Normalenvektoren berechnet werden, wobei natürlich beide Normalenvektoren auf ein und dasselbe Koordinatensystem bezogen sein müssen; der Missorientierungswinkel Θ ergibt sich zu:

$$\Theta = \arccos \left[\frac{\vec{N}_1 \vec{N}_2}{|\vec{N}_1| |\vec{N}_2|} \right]. \quad (3.13)$$

Schließlich kann die Überführung zweier Koordinatensysteme mit Hilfe von Euler-Winkeln erfolgen. Um ein mit den rechtwinkligen Achsen x_2, y_2, z_2 definiertes Koordinatensystem (oder Kristall) in ein Referenzkoordinatensystem zu überführen, sind dabei folgende Drehungen erforderlich (Bild 3.17b): (1) Drehung um die z_2 -Achse um den Winkel φ_1 , (2) Drehung um die neue x_2 -Achse um den Winkel Φ und (3) Drehung um die z_1 -Achse um den Winkel φ_2 [119]. Mathematisch können diese Verdrehungen (1) bis (3) als Produkt dreier Drehmatrizen $\underline{\underline{m}}_1, \underline{\underline{m}}_2$ und $\underline{\underline{m}}_3$ beschrieben werden, das der Missorientierungsmatrix $\underline{\underline{M}}$ entspricht:

$$\underline{\underline{M}} = \overbrace{\begin{bmatrix} \cos \varphi_1 & \sin \varphi_1 & 0 \\ -\sin \varphi_1 & \cos \varphi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}^{\underline{\underline{m}}_1} \cdot \overbrace{\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Phi & \sin \Phi \\ 0 & -\sin \Phi & \cos \Phi \end{bmatrix}}^{\underline{\underline{m}}_2} \cdot \overbrace{\begin{bmatrix} \cos \varphi_2 & \sin \varphi_2 & 0 \\ -\sin \varphi_2 & \cos \varphi_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}}^{\underline{\underline{m}}_3}. \quad (3.14)$$

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Missorientierungsbeziehung zwischen zwei Körnern lediglich drei von fünf Freiheitsgraden einer Korngrenze umfasst. Die räumliche Lage der Korngrenze selbst ist über zwei weitere Freiheitsgrade definiert, die in dem Korngrenzenormalenvektor \vec{N}_{KG} enthalten sind. Doch selbst mit fünf Freiheitsgraden ist erstens eine in der Realität selten ungekrümmte Korngrenzenfläche vorausgesetzt und zweitens bleibt die atomistische Struktur der Grenze unberücksichtigt. Letztere spielt für die Materialeigenschaften, wie z.B. die Korngrenzendiffusion, eine wichtige Rolle.

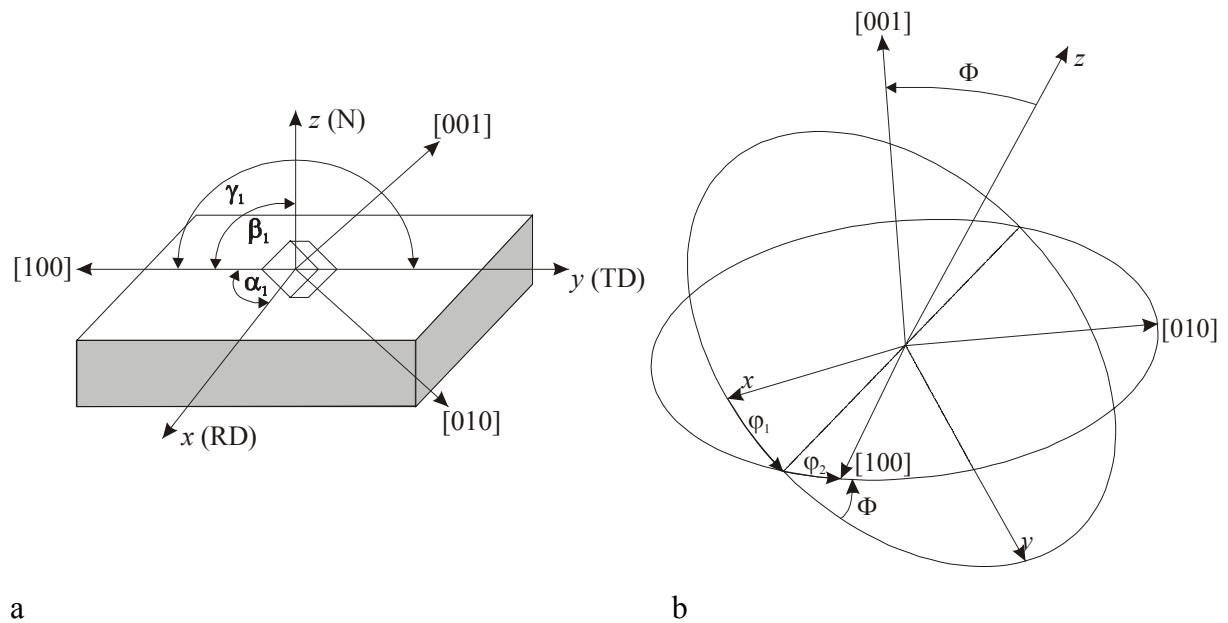


Bild 3.17: (a) Proben- und Kristallkoordinatensystem und (b) Koordinatentransformation mit Hilfe von Euler-Winkeln.

Die vollständige Erfassung der fünf geometrischen Freiheitsgrade einer Korngrenze ist mit hohem experimentellen Aufwand verbunden. Eine Möglichkeit ist die Kombination von OIM-Messungen und schrittweisem Abpolieren zur 3D-Rekonstruktion der Gefügegeometrie (s. [122] und Kapitel 6.4.1). Alternativ dazu kann die Mikrostruktur zerstörungsfrei durch dreidimensionale Röntgenbeugung (unter Einsatz hochenergetischer Röntgenstrahlung, 45-90keV) abgebildet werden [99].

Eine weithin gebräuchliche Charakterisierung der kristallographischen Orientierungsbeziehungen benachbarter Körner mit besonderen Eigenschaften ist die Periodizität gemeinsamer Gitterpositionen (Koinzidenz). Diese als CSL-Formalismus (coincidence site lattice) bekannte Methode betrachtet die benachbarten Gitter quasi ineinander geschoben. Der Kehrwert der aufeinanderfallenden Gitterpositionen ist der sogenannte Σ -Wert. So fällt beispielsweise bei einer Zwillingskorngrenze mit dem charakteristischen Missorientierungswinkel von $\Theta=60^\circ$ (Missorientierungsachse [111]) jede dritte Gitterposition aufeinander, eine solche Korngrenze ist demnach eine $\Sigma 3$ -Korngrenze. Bild 2.18 zeigt eine $\Sigma 5$ -Korngrenze und verdeutlicht die mit dem CSL-Formalismus verbundene Problematik, dass die beim Übereinanderlegen erhaltene Periodizität für die Ebene der tatsächlichen Korngrenze nur als Grenzfall gelten kann.

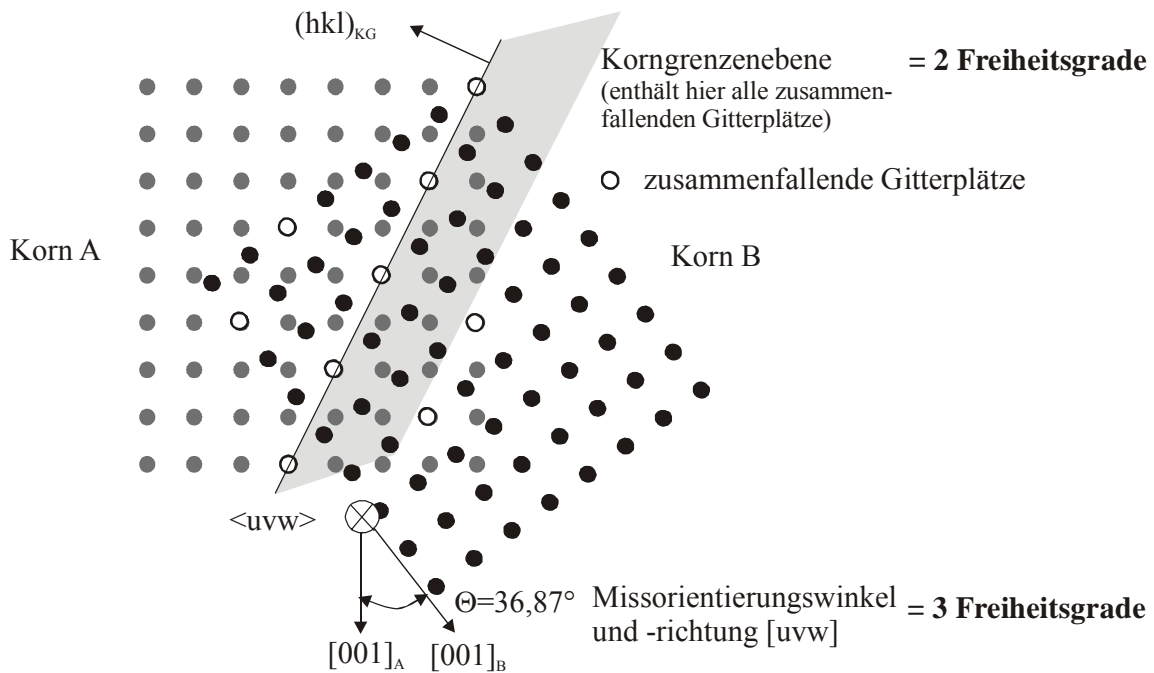


Bild 3.18: Schematische Darstellung einer symmetrischen $\Sigma 5$ -Kippkorngrenze.

Dennoch wird in vielen Arbeiten den speziellen CSL-Korngrenzen (üblicherweise werden $\Sigma 1$ - bis $\Sigma 29$ -Korngrenzen als speziell bezeichnet [123]) eine wichtige Bedeutung für das mechanische und chemische Materialverhalten vielkristalliner Werkstoffe beigemessen. Die zur exakten Periodizität erforderlichen Missorientierungswinkel werden in der Realität im Grunde genommen nur bei der exakt definierten Zwillingsbildung festgestellt. In Anlehnung an die Definition kohärenter Kleinwinkelkorngrenzen ($\Sigma 1$, Missorientierung $\Theta < \Theta_0 = 15^\circ$), die durch geometrisch notwendige Versetzungen erzeugt werden können, hat Brandon [124] ein Kriterium formuliert, das einen Toleranzbereich $\Delta\Theta$ für CSL-Missorientierungswinkel definiert, innerhalb dem die Winkelunterschiede zur exakten CSL-Missorientierung durch geometrisch notwendige Versetzungen ausgeglichen werden kann:

$$\Delta\Theta = \Theta_0 \frac{1}{\sqrt{\Sigma}}. \quad (3.15)$$

Eine sehr detaillierte Übersicht über den CSL-Formalismus und tabellarische Aufstellungen der CSL-Missorientierungen und der zugehörigen Missorientierungsrichtungen findet sich in den Büchern von Randle [119,125].

3.3.6 Transmissionselektronenmikroskopie

Sicherlich ist die Transmissionselektronenmikroskopie für das Verständnis der mikrostrukturellen Abläufe während der Materialverformung durch die Beobachtungsmöglichkeit charakteristischer Versetzungsanordnungen von zentraler Bedeutung, auch wenn, wie oben bereits

erwähnt, die Probenpräparation sehr aufwändig ist und nur vergleichsweise kleine Bereiche einer mechanisch beanspruchten Probe untersucht werden können, womit die Ergebnisse nicht immer repräsentativ sind. Die grundlegenden Mechanismen konnten mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie überhaupt erstmals gezeigt werden, denn ihre Abbildungstechnik erlaubt das Sichtbarmachen von Versetzungsanordnungen. Eine Versetzungslinie führt, wie in Bild 3.19 schematisch dargestellt, unter einem bestimmten Einfallswinkel des Primärelektronenstrahls in das Kristallgitter zur Intensitätsabweugung. Mit Hilfe der hochauflösenden Transmissionselektronenmikroskopie ist es sogar möglich, Gitterbaufehler bis in den atomaren Bereich aufzulösen.

Im einfachsten Fall wird zur Probenpräparation eine Scheibe mit einem Durchmesser von 3mm und einer Dicke von ca. 80-100µm aus dem zu untersuchenden Probenbereich herauspräpariert und durch elektrolytischen Abtrag (Düsenstrahldünungsverfahren) mit einem Loch versehen, dessen Flanken dünn genug sind, um transparent für den Elektronenstrahl zu sein. Dies funktioniert jedoch nicht mit allen Materialien. Insbesondere zur Zielpräparation, wenn genau festgelegte Bereiche einer Probe untersucht werden sollen, wie z.B. eine Risspitze oder eine Grenzfläche, kommt das Ionenstrahldünungsverfahren, wobei der elektronentransparente Bereich durch Ar^+ -Ionen-Beschuss entsteht. Die in

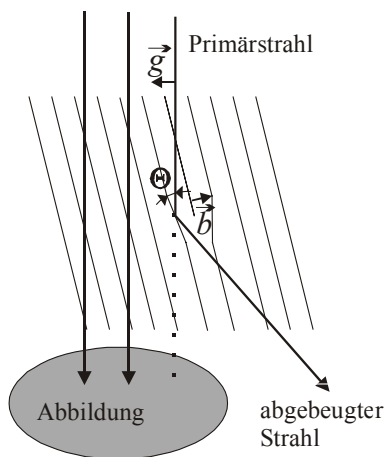


Bild 3.19: Kontrastentstehung an einer Stufenversetzung.

den letzten Jahren entwickelte FIB-Technik (focused ion beam) erlaubt darüber hinaus eine beobachtbare mikroskopische Bearbeitung der Proben, die das exakte Heraustrennen bestimmter Bereiche mit Hilfe eines Ga-Ionenstrahls im µm-Bereich erlaubt.

Auf eine ins Detail gehende Beschreibung soll an dieser Stelle verzichtet werden, da die Transmissionselektronenmikroskopie für die den Kapiteln 5 und 6 zugrunde liegenden Untersuchungen nur am Rande eingesetzt wurde. Die Präparations- und die Abbildungstechniken der Transmissionselektronen-

mikroskopie sind in einer großen Anzahl von Arbeiten und Büchern beschrieben. Sehr gute und umfassende Einführungen geben die Bücher von Williams und Carter [120] und von M. von Heimendahl [89].

3.3.7 Weitere Methoden zur Charakterisierung mechanischer Schädigung in Metallen

Obgleich die analytische Elektronenmikroskopie das wichtigste Werkzeug zur mikrostrukturellen Charakterisierung mechanischer Schädigung darstellt, gibt es eine Vielzahl weiterer Methoden, die Aufschluss über die physikalischen Mechanismen liefern, die von der Verformung über Rissinitiierung und Rissausbreitung zum Werkstoffversagen führen. Von großer Bedeutung ist hierbei die *Röntgendiffraktometrie* (s. [121]), wobei Röntgenstrahlung über einen bestimmten Winkelbereich auf die Probe geführt wird. Röntgenquelle und Röntgendetektor sind dabei auf einem schrittmotorgetriebenen Goniometer angebracht, in dessen Zentrum sich die zu untersuchende Probe befindet. Wird während des Durchfahrens eines Winkelbereichs für bestimmte Netzebenenscharen die Bragg-Bedingung (Gl. 3.8) erfüllt, so erfährt der Detektor ein Intensitätsmaximum (Peak). Die Lage des Maximums auf der 2Θ -Achse ist dem Netzebenenabstand äquivalent. Weicht der Netzebenenabstand von der Gleichgewichtslage ab, kann somit auf mechanische Eigenspannungen in der Probe geschlossen werden. Diese können präzise bestimmt werden, indem man die Probe um ihre Achse parallel zu der Röntgenquelle-Detektor-Ebene dreht und den Verlauf der Netzebenenabstandsabweichung bestimmt.

In Kapitel 3 wird gezeigt, dass eine mechanische Verformung selbst bei einer polierten Probe zur Bildung von Unebenheiten (Gleitbandbildung) und später zur Mikrorissinitiierung führt. Zur Darstellung der Oberflächentopographie bis in atomare Dimensionen verwendet man die *Rasterkraftmikroskopie* bzw. *Atomic Force Microscopy* (AFM) [126]. Dabei lenken zwischenatomare Kräfte eine über die Oberfläche geführte Siliziumspitze, die mit einem Kantilever verbunden ist, ab. Der Grad der Ablenkung wird durch einen vom Kantilever auf eine Photodiode reflektierten Laserstrahl gemessen und ausgewertet.

Eine bislang in der Analyse von verformten Metallen nur vereinzelt eingesetzte Technik ist die *Positronen-Annihilation*. Bei diesem Verfahren, auf dessen physikalische Grundlagen z.B. in [127] näher eingegangen wird, wird die zu untersuchende Probe mit einem Positronenstrahl beschossen. Die Positronen annihilieren mit den freien Elektronen des Metallgitters. Sowohl die Lebensdauer der Positronen als auch die Charakteristik der Annihilations-Strahlung hängt dabei entscheidend von der Konzentration von Gitterfehlern wie Versetzungen und Leerstellen ab. Durch präzise Messung dieser Überlebensdauern bzw. der Linienform der Doppler-Verbreiterung der Annihilationsstrahlung (sog. *S-Parameter*, s. [127]) ist somit eine zerstörungsfreie Prüfung des plastischen Verformungszustands mechanisch beanspruchter Werkstoffe und somit eine Analyse der Ermüdungsschädigung vor dem Hintergrund einer neuen schadenstoleranten Lebensdauervorhersage möglich [127-129].

Ein ebenfalls verhältnismäßig neues Verfahren zur zerstörungsfreien Analyse der Entwicklung der Ermüdungsschädigung ist der *elektrochemische Ermüdungssensor* (EFS, electrochemical fatigue sensor) [130]. Dabei ist der zu untersuchende Bereich der Probe (oder des Bauteils) die Anode einer elektrochemischen Zwei-Elektroden-Zelle, die mit einer kontrollierten Spannung unter passivierenden Bedingungen beaufschlagt wird. Während der Ermüdungsbeanspruchung wird der Zellstrom gemessen, dessen Höhe von dem Verlauf der Schädigung abhängt, so resultiert z.B. aus der Rissinitiierung ein zusätzlicher "Risspeak" [130].

Häufig erfordert die Entwicklung und Qualifizierung neuer Werkstoffe völlig neue Prüfverfahren. So wird z.B. zur Charakterisierung poröser zellulärer Werkstoffe die *Computertomographie*, in ähnlicher Weise wie sie bei der 3D-Darstellung des menschlichen Körpers in der Medizin Anwendung findet, eingesetzt und für die spezifischen Anforderungen optimiert [131].

Der Entwicklung völlig neuer Prüfverfahren bedarf es zur Ermittlung mechanischer Eigenschaften von Nanostrukturen, wie z.B. C-Nanotubes. Hier kann das elastisch-plastische Materialverhalten nicht mehr über herkömmliche Zugversuche bestimmt werden. Alternativ können solche extrem kleinen Strukturen durch elektrostatische Anregung im Elektronenmikroskop in Schwingungen versetzt werden, die dann nach Methoden der Kontinuumsmechanik ausgewertet werden können (s. z.B. in [132]).

3.4 Reproduzierbarkeit experimenteller Untersuchungen

Dem mechanischen Schädigungsverhalten von Werkstoffen liegt das Zusammenwirken vieler physikalischer Mechanismen zugrunde, die sich in hohem Maße gegenseitig beeinflussen und von den Umgebungsbedingungen und dem Werkstoffzustand abhängig sind. Diesen Zusammenhängen ist bei der wissenschaftlichen Herleitung von Werkstoffgesetzen unbedingt Rechnung zu tragen. Denn nur so kann vermieden werden, dass Zusammenhänge als grundlegende physikalische Mechanismen interpretiert werden, die in Wirklichkeit keine sind, sondern auf Streuungen innerhalb eines vorher nicht analysierten Messfehlerintervalls oder auf nicht reproduzierbare Werkstoffbehandlungszustände zurückzuführen sind. Jeder, der mit experimentellen Untersuchungen zur Materialermüdung zu tun hat, weiß, dass ein unter identischen Bedingungen wiederholter Versuch niemals das exakt gleiche Ergebnis liefert. Dies liegt einerseits an der stochastischen Verteilung mikrostruktureller Größen und Werkstofffehler, andererseits aber auch an nie gänzlich vermeidbaren Messungenauigkeiten, Unterschieden in der Probenvorbehandlung und der Umgebungsatmosphäre (wie Temperatur, Luftdruck oder

Luftfeuchtigkeit). Bild 3.20 zeigt für das Beispiel der Rissausbreitung eine Zusammenstellung von Einflussgrößen, die zu vermeidbaren und unvermeidbaren Reproduzierbarkeitsmängeln führen können.

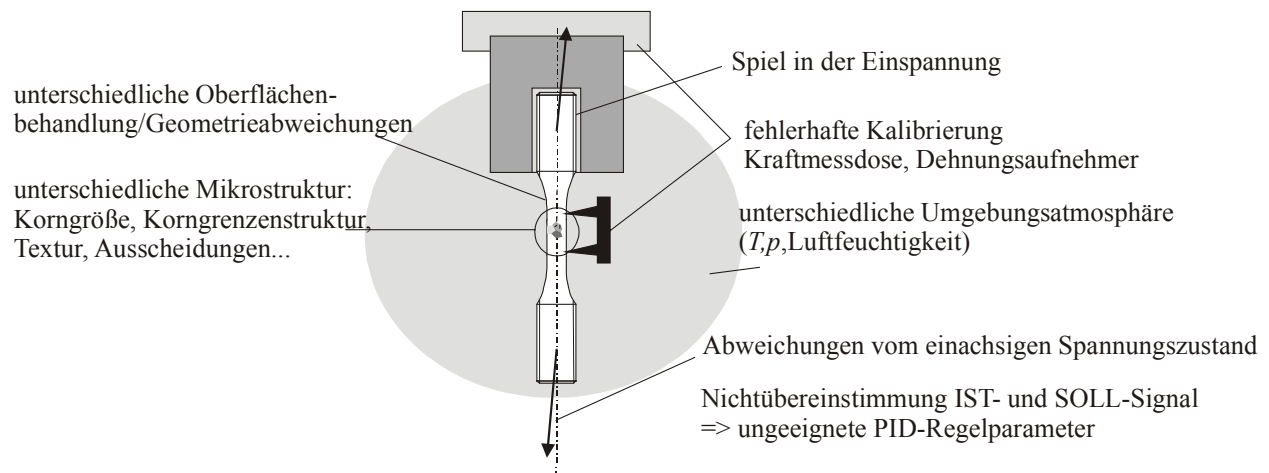


Bild 3.20 Einflussfaktoren auf die Rissausbreitung bei der Werkstoffprüfung definierter Probengeometrien.

3.5 Im Detail untersuchte Werkstoffe

3.5.1 Hochfeste β -Titanlegierungen - LCB

Die Titanlegierung Timetal®LCB (low cost beta) ist eine relativ neu entwickelte hochfeste metastabile β -Titanlegierung, die aufgrund ihrer Legierungszusammensetzung (s. Tabelle 3.1) wesentlich preisgünstiger als die bisher vorwiegend auf den Flugzeug- und Hubschrauberbau (Fahrwerke und Rotorköpfe) beschränkten β -Titanlegierungen Ti-10-2-3 und Beta C angeboten werden kann. Damit eröffneten sich für diese Werkstoffgruppe erstmals Anwendungen in der Automobilserienfertigung, wie z.B. für Achsfedern des VW Lupo FSI. Ihre hervorragenden Festigkeitseigenschaften bei geringem Elastizitätsmodul, was bei Federn weniger Windungen erforderlich macht, und ihre Resistenz gegenüber Korrosion und Wasserstoffversprödung (aufgrund hoher H-Löslichkeit [133]) bei gleichzeitig geringer Dichte erlauben erhebliche Gewichtseinsparungen. Darüber hinaus ist der Werkstoff aufgrund seiner Biokompatibilität und des geringen Elastizitätsmoduls im lösungsgeglühten Zustand (krz β -Phase, $E \approx 90 \text{ GPa}$) für orthopädische Anwendungen geeignet, da die Lastaufteilung mit der natürlichen Knochenstruktur verbessert werden kann [134].

β -Titanlegierungen bestehen in der Regel nicht ausschließlich aus der krz β -Phase, vielmehr können sie durch geeignete Wärmebehandlung auf ihr jeweiliges Anwendungsgebiet von hochfest bis duktil optimal angepasst werden.

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung der β -Titanlegierung LCB (Massenanteile in %)

Ti	Mo	Fe	Al	O	C	N	H
Rest	6,8	4,5	1,5	0,15	0,05	0,05	0,015

Bild 3.21a zeigt den lösungsgeglühten Zustand der Legierung LCB, der vielen der in den Kapiteln 5 und 6 dargestellten Untersuchungen zu Grunde lag (krz β -Phase, mittlere Korngröße $d=105\mu\text{m}$, lösungsgeglüht bei 830°C für 1h im Vakuum, wasserabgeschreckt); Bild 3.21b zeigt den technischen Wärmebehandlungszustand (z.B. für Federanwendungen, krz β -Phase mit primären hexagonalen α -Ausscheidungen an den Korngrenzen und sekundären α -Nadeln innerhalb der Körner, mittlere Korngröße: $d\approx 1,6\mu\text{m}$, warmgewalzt und für 0,5h bei 760°C ausgelagert).

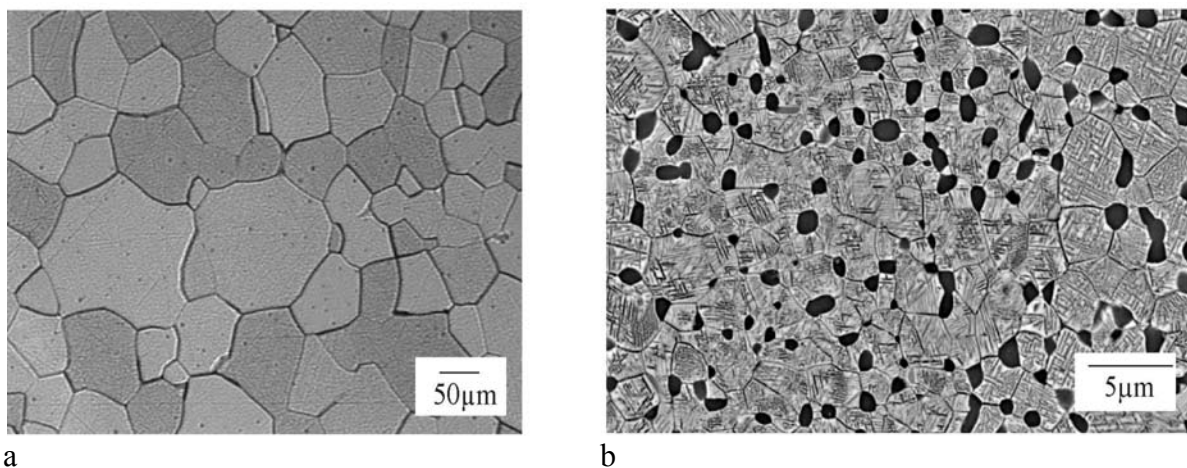


Bild 3.21: Mikrostruktur der β -Titanlegierung LCB im (a) lösungsgeglühten einphasigen β -Zustand und (b) im technisch wärmebehandelten zweiphasigen Zustand (α -Ausscheidungen: schwarz).

Ogleich es sich bei Timetal®LCB um einen neuen, für technische Anwendungen noch nicht weit verbreiteten Werkstoff handelt, gibt es eine Reihe von Arbeiten zu den Werkstoffeigenschaften im Allgemeinen und möglichen Anwendungsgebieten im Speziellen [135-138].

3.5.2 Rostfreie Edelstähle - einphasige austenitische Stähle und zweiphasiger Duplexstahl

Bei metastabilen austenitischen Edelstählen, wie den hier näher betrachteten Werkstoff X12CrNi 17 7 (1.4310) befindet sich die austenitische γ -Phase nicht in einem stabilen Gleichgewicht, sondern wandelt bei plastischer Verformung in ϵ - bzw. α' -Martensit um (s. Bild

3.22a). Dieses Phänomen eröffnet ein erhebliches Potenzial zur Festigkeitssteigerung, das beispielsweise zur Herstellung von Druckgasflaschen genutzt wird [139]. Ein weiteres interessantes Anwendungsgebiet dieser Werkstoffgruppe könnte ihr Einsatz als Schädigungs- bzw. Überlastsensor werden. Appliziert man eine dünne Folie eines metastabilen austenitischen Edelstahls auf ein hochbeanspruchtes Bauteil, so führt bei entsprechender Anpassung und Kalibrierung eine Überlast zu verformungsinduzierter α' -Martensitbildung in der Folie. Der Martensit-Volumenbruchteil kann durch ein Ferritskop zur Messung des ferromagnetischen Phasenanteils in der nicht ferromagnetischen austenitischen Matrix leicht bestimmt werden. Durch Parameterstudien an einer Reihe durch das austenitstabilisierende Legierungselement Kohlenstoff modifizierter, metastabiler austenitischer Edelstähle (mit Hilfe von Auf- und Entkohlungsglühbehandlungen) konnte die grundsätzliche Funktion dieses Überlastdetektionsverfahrens gezeigt werden [140,141].

Für Anwendungen, bei denen eine sehr hohe Korrosionsbeständigkeit (insbesondere gegen Lochfraß) gemeinsam mit einer hohen Festigkeit erforderlich ist, wie z.B. bei Windkraftwerken im Off-Shore-Bereich und im Schiffsbau, wurden austenitisch-ferritische Duplexstähle entwickelt. Ein wichtiger Vertreter dieser Werkstoffgruppe ist der Duplexstahl 1.4462, dessen mechanische Eigenschaften und Kurzrissausbreitungsverhalten im folgenden detailliert betrachtet werden. Bild 3.22b zeigt das aus der kfz austenitischen γ -Phase und der krz ferritischen α -Phase zusammengesetzte Gefüge.

Die chemischen Zusammensetzungen der untersuchten rostfreien Stähle sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Tabelle 3.2: Chemische Zusammensetzung des austenitisch-ferritischen Duplexstahls 1.4462, der austenitischen Stähle 1.4310 und 1.4404, sowie des ferritischen Stahls 1.4511.

	Fe	C	Cr	Ni	Mn	Si	N
1.4310 (Austenit metastabil)	Rest	0,10	17,3	7,9	1,2	0,9	--
1.4462 (Duplex)	Rest	0,020	21,9	5,6	1,8	0,5	0,19
1.4404 (Austenit stabil)	Rest	0,018	16,6	11,1	1,3	0,6	0,030
1.4511 (Ferrit)	Rest	0,012	16,3	--	0,7	0,5	--

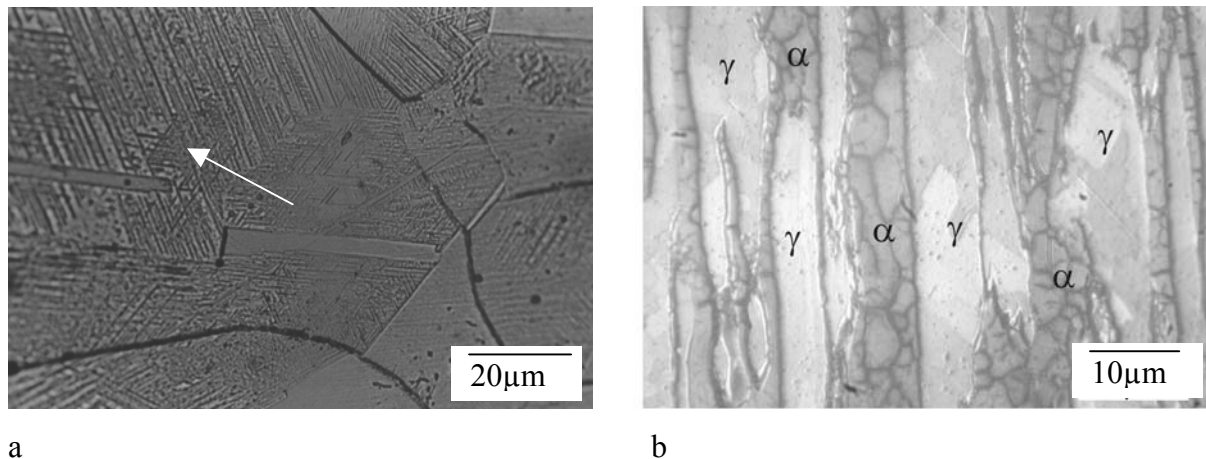


Bild 3.22: (a) Verformungsinduzierter Martensit (nadelförmig, s. Markierung) in dem metastabilen austenitischen Edelstahl 1.4310 nach Wechselverformung bei $\Delta\varepsilon_{pl}/2=1\%$ und (b) austenitisch-ferritisches Gefüge des Duplexstahls 1.4462.

3.5.3 Nickelbasis-Superlegierung IN718

Nickelbasis-Superlegierungen sind die Werkstoffe der Wahl, wenn hohe mechanische Beanspruchungen bei Temperaturen von $T > 600^\circ\text{C}$ ertragen werden müssen, wie z.B. in stationären Gasturbinen, Flugzeugtriebwerken oder Auslassventilen von Verbrennungsmotoren. Als Schaufelwerkstoffe für die höchstbeanspruchten ersten Stufen einer Gasturbine (Gastemperaturen von bis zu 1300°C) werden beschichtete (ZrO_2 -Wärmedämmschicht + NiCrAlY-Korrosionsschutzschicht) einkristalline Ni-Basis-Gusswerkstoffe verwendet, wie z.B. CMSX-4 oder René N5, die eine exzellente Kriech- und Hochtemperaturermüdungsfestigkeit aufweisen (eine gute Übersicht findet sich z.B. in [142] und in [143]).

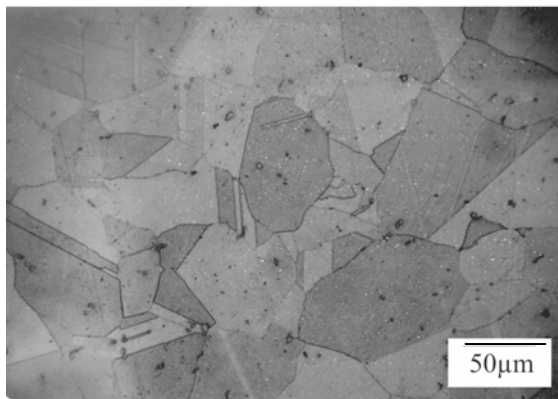
Die in Kapitel 6 diskutierten Rissausbreitungsmechanismen wurden an der polykristallinen Nickelbasis-Superlegierung IN718 untersucht; ein Werkstoff der bei moderaten Temperaturen (bis ca. 650°C) hauptsächlich für Turbinen-Rotorscheiben eingesetzt wird. Neben der für die ausgezeichnete Festigkeit der meisten Ni-Basis-Superlegierungen verantwortlichen geordneten kfz γ' -Phase ($\text{Ni}_3(\text{Al,Ti})$, IN718: $V(\gamma') \approx 30\%$) führt die hohe Nb-Konzentration zur Ausscheidung der tetragonal verzerrten raumzentrierten γ'' -Phase, die einen zusätzlichen Aushärtungsbeitrag liefert. Die chemische Zusammensetzung der Legierung IN718 und die Standardwärmebehandlung sind in Tabelle 2.4 angegeben. Bild 3.23a zeigt die daraus resultierende Mikrostruktur mit einer mittleren Korngröße von $d=75\mu\text{m}$. Die geschmiedeten IN718-Gasturbinenscheiben werden häufig einer sog. direct-aged-Wärmebehandlung unterzogen, wobei die Glüh Temperatur unterhalb der Solvus-Temperatur der orthorombischen δ -Phase liegt. Die nadelförmigen δ -Ausscheidungen verhindern das Kornwachstum während der

Glühbehandlung, so dass als Ergebnis eine sehr feinkörnige Mikrostruktur mit einer mittleren Korngröße von $d < 5 \mu\text{m}$ entsteht, wie sie in Bild 3.23b dargestellt ist.

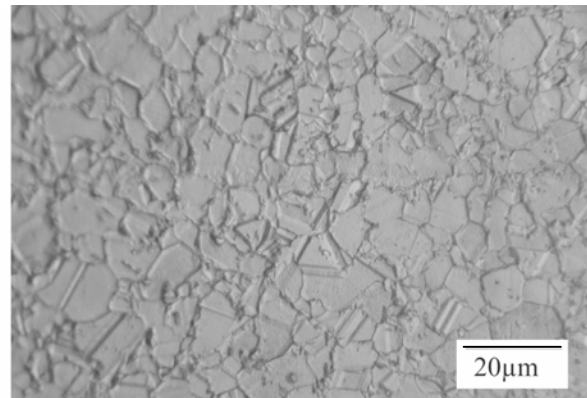
Tabelle 3.3: Chemische Zusammensetzung und Standardwärmebehandlung der Nickelbasis-Superlegierung IN718.

Ni	Fe	Cr	Nb	Mo	Ti	Al	Co	Si	Mn	C	B
Rest	18,7	18,2	5,2	3,0	1,0	0,5	0,1	0,4	0,06	0,04	0,004

Lösungsglühbehandlung: 1050°C (1h) in Wasser abgeschreckt
 Auslagerung: 720°C (12h) abgekühlt im Ofen
 620°C (12h) in Luft abgeschreckt



a



b

Bild 3.23: Gefüge der Nickelbasis-Superlegierung IN718 nach (a) Standardwärmebehandlung und (b) im technischen Zustand einer Gasturbinenscheibe (direct-aged).

3.5.4 Einkristalle und Bikristalle

Viele der grundlegenden Erkenntnisse zum Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffen konnten anhand der mechanischen Beanspruchung von Einkristallen (meist Cu oder Ni) und Bikristallen unter idealisierten Bedingungen gewonnen werden.

Auch für die den folgenden Kapiteln zugrunde liegenden Experimente wurden Bikristalle aus Einkristallstangen des Werkstoffs IN718, die von der Fa. Howmet freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden, hergestellt. Mit Hilfe der Röntgenrückstreubeugung in einem Goniometer orientierte und funkenerodierte Einkristallscheiben wurden zu diesem Zweck sorgfältig auf einer Läppmaschine plangeschliffen, poliert und schließlich mit $0,05 \mu\text{m}$ -Feinpoliersuspension bis zu einer mittleren Rautiefe von $R_a \approx 20\text{-}30 \text{nm}$ (Nachweis mit Hilfe AFM) vibrationspoliert. Die Herstellung der IN718-Bikristalle erfolgte durch Diffusionsverschweißen der orientierten Einkristalle (Orientierungsabweichung $\Delta\Theta \approx \pm 1^\circ$) in einem Vakuumofen ($p \approx 10^{-6} \text{mbar}$) unter einer Kompressionsspannung von $\sigma = -10 \text{MPa}$, einer Temperatur von $T = 1050^\circ\text{C}$ für 100 Stunden. Nach nochmaligen Überprüfen der Orientierung wurde aus den Bikristall-

scheiben mit einem Durchmesser von 25,4mm und einer Höhe von 10mm ein Quader mit einem Querschnitt von 9,9mm² mittels Funkenerosion herausgetrennt. Durch Hartlöten im Vakuum (Lötfolie ASA7077 Ni-Basis-Lötfolie, $T=1050^{\circ}\text{C}$) entstanden schließlich Biegeproben mit einer der SENB-Probe in Bild 3.6 entsprechenden Geometrie. Auch wenn aufgrund der Hartlötung kein Lösungsglühen mit nachfolgendem Abschrecken möglich war, ergab die Auslagerungswärmebehandlung eine dem technischen Werkstoff IN718 identische Vickershärte.

3.5.5 Offen- und geschlossensorige zelluläre Metalle

Obgleich schon seit über 50 Jahren bekannt, werden zelluläre Metalle nach wie vor den "neuen" Werkstoffen zugeordnet. Dies liegt zum einen daran, dass sie trotz ihres erheblichen Potenzials an interessanten Eigenschaften bislang nur in wenigen speziellen Bauteilen Anwendung gefunden haben, zum anderen aber auch an der Notwendigkeit, neue Werkstoffgesetze, die sich von denjenigen kompakter Werkstoffe deutlich unterscheiden, abzuleiten. Ihre hohe Steifigkeit bei sehr geringer Dichte, ihr hohes Energieabsorptionsvermögen und ihre guten Dämpfungseigenschaften ermöglichen bei entsprechender werkstoffgerechter Auslegung eine Vielzahl technischer Verbesserungen, z.B. als Crash-Elemente (Fahrzeugbau), Versteifungen, Sandwichkerne oder Gießkerne. Funktionelle Eigenschaften multiplizieren die potenziellen Anwendungsgebiete, wie z.B. der Einsatz offenporiger Strukturen als Wärmetauscher, Filter oder biokompatible Implantate.

Die in Kapitel 5 diskutierten Untersuchungen haben die Charakterisierung des mechanischen Schädigungsverhaltens unter wechselnder Beanspruchung zum Ziel. Dabei kam ein geschlossensoriger Al-Schaum HAL 175/4/1 ($\text{AlSi7Mg}+15\%\text{SiC}$, Bild 3.24b) und ein offenporiger Metallschwamm PORMET auf der Basis der Al-Legierung AlSi9Cu3 zur Anwendung (Bild 3.25).

Die Herstellung des geschlossensorigen Schaums HAL 175/4/1 beruht auf einem schmelzmetallurgischen Prozess, bei dem die Porosität durch das Einblasen von Luft oder Argon erzeugt wird. Zur Stabilisierung und Sicherstellung einer homogenen Verteilung der Poren wird die Viskosität der Schmelze durch SiC-Partikel erhöht [144]. Das Verfahren, bei dem der Metallschaum kontinuierlich abgezogen werden kann, ist in Bild 3.24a schematisch dargestellt. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass geschlossensorige Metallschäume auch pulvermetallurgisch in Verbindung mit einem Treibmittel (ca. 0,5% TiH_2) hergestellt werden können [145]. Dabei wird die Metallpulvermischung zu einer Vorform heißisostatisch verpresst und

anschließend über ihre Schmelztemperatur aufgeheizt. Die Zersetzung des Treibmittels setzt große Mengen Wasserstoff frei, der die Bildung der Poren bewirkt.

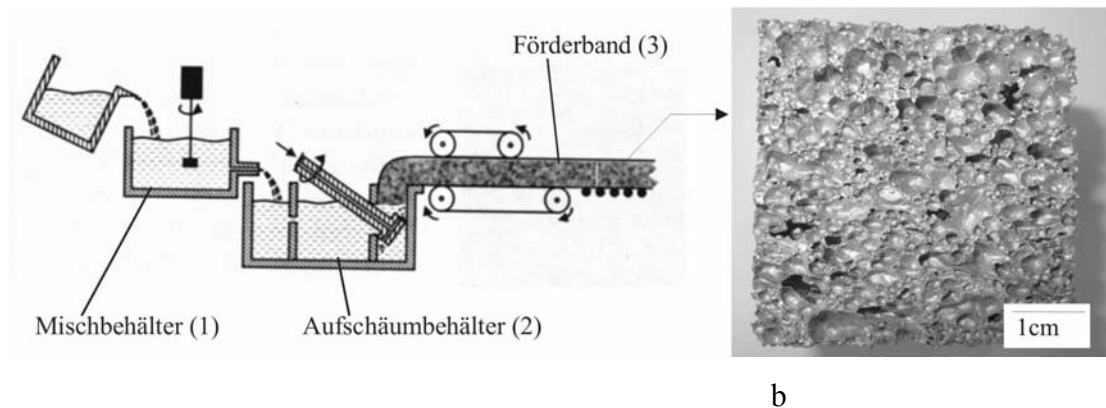


Bild 3.24: (a) Herstellungsverfahren und (b) Struktur des geschlossenporigen Metallschaums HAL175/4/1.

Der offenporige Metallschwamm PORMET wird hingegen feingießtechnisch hergestellt [146]. Wie in Bild 3.25 schematisch gezeigt, wird die Gießform dabei mit Hilfe von zellulärem Polyurethanmaterial (PU-Schwamm) und Wachs als Positivmodell hergestellt. Das Positivmodell wird in einen Gipsformstoff eingebettet und verschwindet schließlich beim Einbrennen. Nach dem Vergießen mit z.B. Al-Legierungen ist lediglich noch ein Entfernen des Formstoffs mittels Ultraschall oder Wasserstrahl erforderlich.

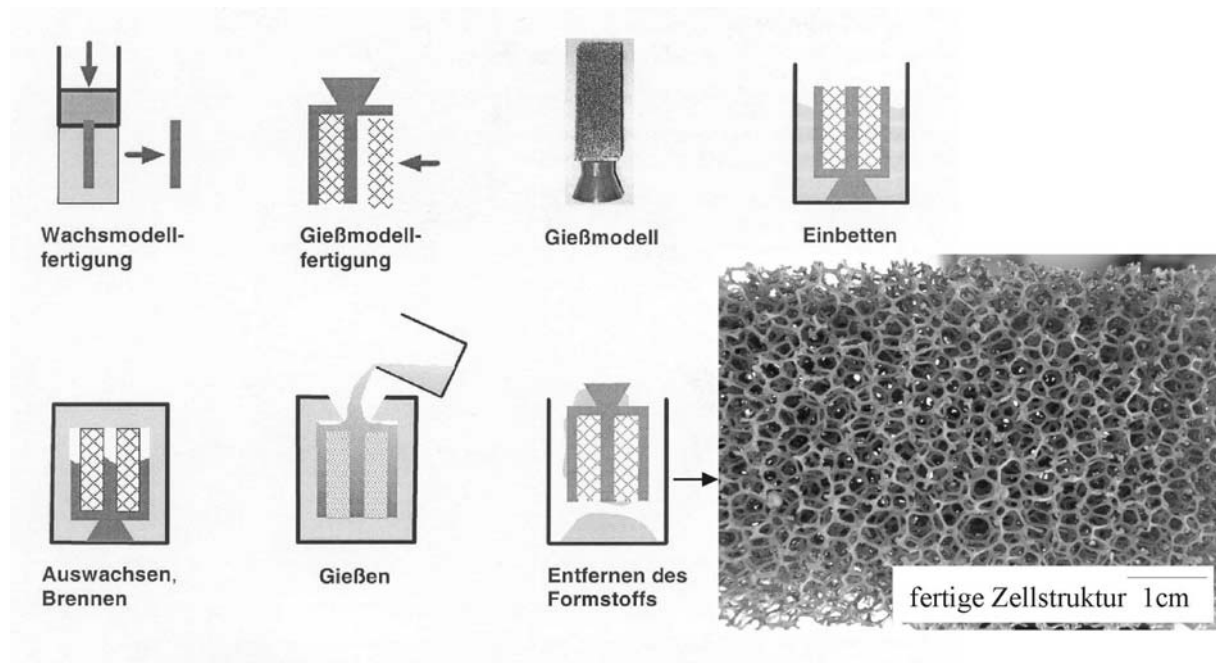


Bild 3.25: Herstellungsverfahren und Struktur des offenporigen Metallschwamms PORMET.

4 Metallphysikalische Grundlagen des Verformungsverhaltens metallischer Werkstoffe

Alle in den folgenden Kapiteln behandelten Phänomene lassen sich im Grunde genommen auf das Verformungsverhalten metallischer Werkstoffe unter dem Einfluss einer mechanischen Beanspruchung zurückführen. Je nach Höhe der Beanspruchung und der Werkstoffstruktur in einem lokalen Element der Probe oder des Bauteils ist die Verformung rein elastisch, d.h. vollkommen reversibel, oder elastisch-plastisch und so mit bleibenden Änderungen der Mikrostruktur verbunden. Im vorangegangenen 2. Kapitel wurden diese beiden grundsätzlichen Verformungsmechanismen in einer kontinuumsmechanischen, isotropen Betrachtungsweise mit dem Elastizitätsmodul E und der Fließgrenze σ_Y beschrieben (Bild 4.1a und b). Die Verknüpfung der realen Mikrostruktur mit den physikalischen Mechanismen der Verformung, die für das Verständnis des Rissinitiationsverhaltens und der Mikrorissausbreitung von großer Bedeutung sind, erfordert jedoch die Einbeziehung richtungsabhängiger Materialgesetze, wie die elastische Anisotropie (Bild 4.1c) und die Versetzungsbewegung auf kristallographischen Gleitebenen (Bild 4.1d). Letztere wird durch mikrostrukturelle Hindernisse, wie Korn- und Phasengrenzen, maßgeblich beeinflusst.

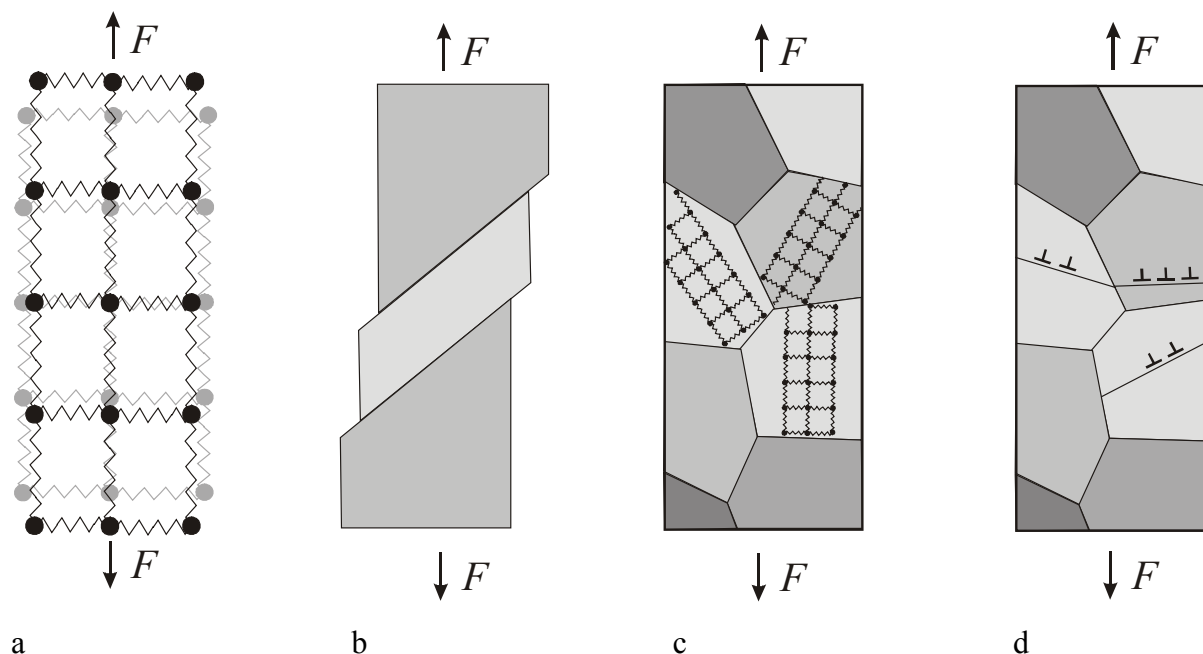


Bild 4.1: Vereinfachte Betrachtung der (a) elastischen und (b) plastischen Verformung sowie mikrostrukturabhängige, anisotrope (c) elastische und (d) plastische Verformung.

Die nachfolgende Zusammenstellung der physikalischen Grundzüge des Verformungsverhaltens metallischer Werkstoffe soll ein Bindeglied zwischen den phänomenologischen Methoden, die in Kapitel 2 dargestellt sind, und der mechanismenorientierten Betrachtungsweise der

Kapitel 5 bis 7 bilden. Zu Gunsten einer übersichtlichen Darstellung wird kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben und auf Lehrbücher zur physikalischen Metallkunde (z.B. von Gottstein [147] oder Haasen [148]) und zur Versetzungstheorie (z.B. von Hull und Bacon [149] oder Nabarro [150]) verwiesen.

4.1 Elastische Verformung

Wird eine metallische Zugprobe durch eine geringe Kraft beansprucht, so dehnt sie sich in axialer Beanspruchungsrichtung aus und zieht sich radial zusammen. Nach Entlastung nimmt die Probe wieder ihre ursprüngliche Gestalt an. Das Ausmaß dieser elastischen Dehnung unterscheidet sich für verschiedene Werkstoffe erheblich und hängt von den Eigenschaften der metallischen Bindung ab. Vereinfacht handelt es sich dabei einerseits um langreichweitige anziehende Kräfte zwischen Metallionen positiver Ladung in einem See aus negativ geladenen Elektronen (Fermi-See) und kurzreichweitige abstoßende Kräfte, die rasch ansteigen, wenn die Metallionen sich überlappen (Bild 4.2a). Elastische Verformung ist demnach eine Auslenkung der Atome aus ihrer Gleichgewichtslage mit dem Atomabstand r_0 und kann mit Hilfe einer Taylor-Reihenentwicklung für die Atomabstandspotenzialkurve (Potenzial U über den Atomabstand r , Bild 4.2a) charakterisiert werden (s. [74]):

$$U(r) = U(r_0) + \left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_0} (r - r_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_0} (r - r_0)^2 + \frac{1}{3!} \left(\frac{d^3U}{dr^3} \right)_{r=r_0} (r - r_0)^3 + \dots \quad (4.1)$$

Für kleine Auslenkungen r um r_0 kann Gl. 4.1 nach dem quadratischen Glied - für etwas höhere Auslenkungen nach dem kubischen Glied - abgebrochen werden. Das Atomabstandspotenzial in der Gleichgewichtslage $U(r_0)$ entspricht der Bindungsenergie E_b , und die erste Ableitung des Atomabstandspotenzials an der Stelle r_0 ist gleich Null (s. Bild 4.2a). Berücksichtigt man dies, so liefert die Ableitung des Atomabstandspotenzials $dU(r-r_0)/d(r-r_0)$ die zwischenatomare Kraft $F = \left(d^2U/dr^2 \right)_{r=r_0} (r - r_0)$ und man erhält schließlich das Hookesche Gesetz:

$$\sigma = \frac{F}{r_0^2} = \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_0} \left(\frac{r - r_0}{r_0} \right) \Rightarrow \sigma = E \overset{(r-r_0)/r_0}{\varepsilon} \quad \text{bzw.} \quad \sigma = E\varepsilon + k\varepsilon^2. \quad (4.2)$$

Darin ist E der Elastizitätsmodul und k die Elastizitätskonstante zur Beschreibung des nichtlinearen elastischen Verhaltens, das z.B. von Sommer et al. [151] für den Wälzlagerstahl 100Cr6 und von Floer [24] für die β -Titanlegierung LCB beobachtet wurde. Grundsätzlich

nimmt die elastische Steifigkeit eines Materials mit der zweiten Ableitung des Atomabstands-potenzials an der Stelle r_0 zu.

Nur wenn eine Probe oder ein Bauteil aus genügend vielen statistisch verteilten Kristalliten besteht, ist die Annahme eines isotropen Elastizitätsmoduls gemäß Gl. 4.2 gerechtfertigt. Andernfalls, wie z.B. bei der Betrachtung von Einkristallen oder der mikroskopischen elastischen Spannungsverteilung, ist das Hookesche Materialgesetz in seiner allgemeinen Form zu verwenden. Dazu wird der an einem Volumenelement (Bild 4.2b) angreifende räumliche Spannungstensor σ_{ij} mit dem resultierenden Dehnungs-/Verzerrungstensor ε_{kl} über den Elastizitätstensor C_{ijkl} verknüpft:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} , \quad (4.3)$$

wobei die Schubspannungen σ_{ij} , $i \neq j$, im Folgenden mit τ_{ij} bezeichnet werden.

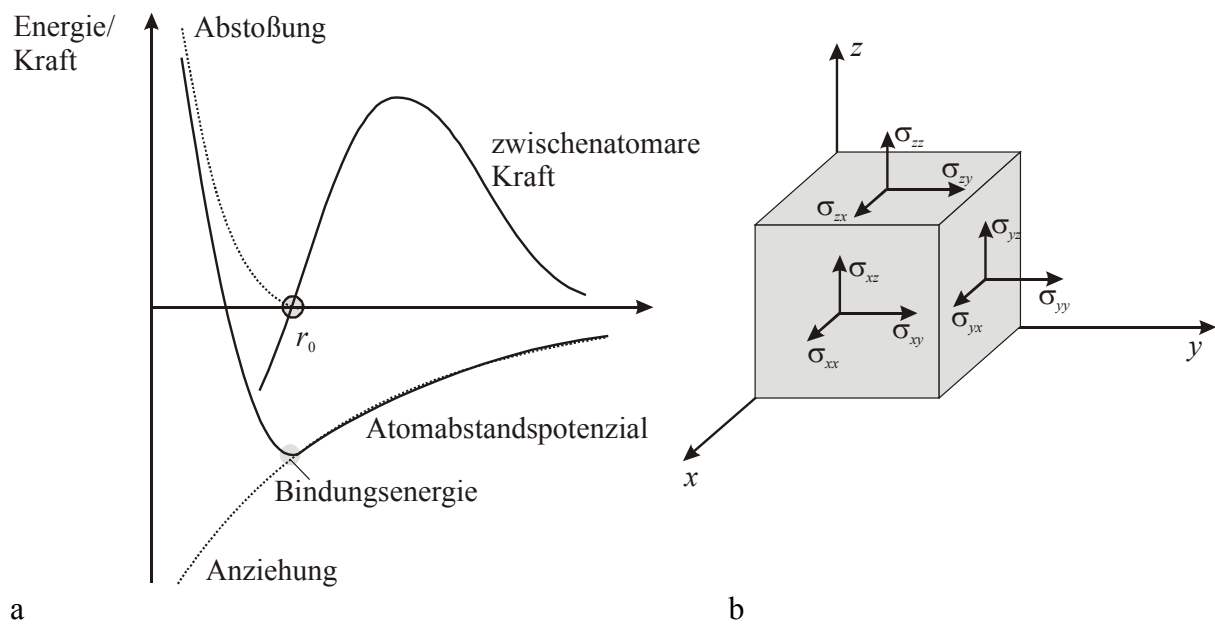


Bild 4.2: (a) Schematische Darstellung der Atomabstandspotenzialkurve und (b) Volumenelement mit den (vorderseitigen) Komponenten des räumlichen Spannungstensors.

In der allgemeinen Form ist der Steifigkeitstensor C_{ijkl} ein Tensor vierter Stufe mit $3^4=81$ Elementen. Um eine Rotation des Volumenelements zu vermeiden, müssen die entgegengesetzt angreifenden Schubspannungen gleich sein, d.h. es gilt: $\tau_{xy}=\tau_{yx}$, $\tau_{xz}=\tau_{zx}$, $\tau_{yz}=\tau_{zy}$. Somit ist der Spannungstensor und in gleicher Weise der Dehnungstensor symmetrisch, was eine Reduzierung des Steifigkeitstensors auf 36 Elemente zur Folge hat (s. Gl. 4.4, Spannungs- und Dehnungstensor können hier als Vektoren geschrieben werden). Berücksichtigt man ferner die Reversibilität der elastischen Verformung, so gilt für die Elemente $c_{ij}=c_{ji}$ (Verringerung von

36 auf 21 Elemente). Die Symmetrie der kubischen Kristallstruktur führt schließlich zu lediglich drei unabhängigen elastischen Konstanten c_{11} , c_{12} und c_{44} (hexagonale Kristallstruktur: fünf unabhängige Konstanten c_{11} , c_{12} , c_{13} , c_{33} und c_{44}). Gleichung 4.4 gibt das Hookesche Gesetz in expliziter Form wieder, wobei in Gleichung 4.4a zusätzlich kubische Kristallsymmetrie vorausgesetzt wird, d.h. die [001]-Richtungen des Kristalls stimmen mit dem Koordinatensystem in Bild 4.2b überein. Daraus ergibt sich eine weitere Vereinfachung mit nur drei unabhängige elastische Konstanten.

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix}. \quad (4.4)$$

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix}. \quad (4.4a)$$

Wie Tabelle 4.1 (aus [152]) zeigt, spielt die relative Lage der Kristallite in Bezug auf die Beanspruchungsrichtung aufgrund der Anisotropie der elastischen Eigenschaften bei den meisten Metallen eine erhebliche Rolle und kann selbst bei einer geringen aufgetragenen Spannung zu Rissinitiation an den Korngrenzen führen (s. Kapitel 5.3). Lediglich für Werkstoffe mit einem Anisotropiefaktor von $A=1$ (wie z.B. Wolfram) oder für Proben und Bauteile mit sehr vielen Kristalliten im Querschnitt ist die Verwendung der isotropen elastischen Konstanten Elastizitätsmodul $E=\sigma/\varepsilon$, Schubmodul $G=\tau/\gamma$ und der Querdehnzahl (Poisson-Verhältnis) zulässig. Zwei dieser Konstanten sind unabhängig und es gilt folgender Zusammenhang:

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)}. \quad (4.5)$$

Tabelle 4.1: Elastische Anisotropie einiger metallischer Werkstoffe (nach [152]).

Metall	Anisotropiefaktor	Elastizitätsmodul	Elastizitätsmodul	Verhältnis
	$A = \frac{G_{(011)}}{G_{(001)}} = \frac{2c_{44}}{c_{11} - c_{12}}$	in [111]-Richtung E_{111} [GPa]	in [001]-Richtung E_{001} [GPa]	
Aluminium	1,219	76,1	63,7	1,19
Kupfer	3,203	191,1	66,7	2,87
Gold	2,857	116,7	42,9	2,72
Eisen	2,512	272,7	125,0	2,18
Wolfram	1,000	384,6	384,6	1,00

Ein gegebener räumlicher Spannungstensor σ_{ij} kann mit Hilfe der Rotationsmatrix $\underline{\underline{M}}$ (vgl. Kapitel 3.3.4) und der entsprechenden transponierten Matrix $\underline{\underline{M}}^T$ in beliebige Koordinatensysteme, wie z.B. in das Kristallkoordinatensystem individueller Körner, zu σ'_{ij} umgerechnet werden:

$$\sigma'_{ij} = \underline{\underline{M}}^T \sigma_{ij} \underline{\underline{M}}. \quad (4.6)$$

Dabei existiert immer ein Koordinatensystem, in dem der Spannungszustand nur durch Normalspannungen, in diesem Fall die Hauptspannungen σ_1 , σ_2 und σ_3 , gegeben ist:

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{bmatrix}. \quad (4.7)$$

In diesem Fall liegen die maximalen Schubspannungen unter 45° zu den Hauptspannungen und betragen für $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$:

$$\tau_{\max} = \frac{1}{2}(\sigma_1 - \sigma_3). \quad (4.8)$$

4.2 *Plastische Verformung durch Versetzungsbewegung*

Aus den Betrachtungen zur Elastizität (Bild 4.2) geht hervor, dass nach Überschreitung einer bestimmten Spannung die Atombindungen aufgebrochen werden (Überschreitung der Kohäsionskraft F_K), woraus eine unmittelbare Auftrennung der Probe bzw. des Bauteils resultieren würde. Metallische Werkstoffe erfahren jedoch weit unterhalb der theoretischen Trennfestigkeit eine plastische Verformung, bei der der Werkstoff eine bleibende Gestaltänderung erfährt. Aus experimentellen Befunden ist ersichtlich, dass diese Gestaltänderung eine Folge von Abgleitvorgängen im Kristallgitter ist. Dazu müssen die Atome der abgleitenden Ebene infolge der resultierenden Schubspannung ein Energiemaximum (Bild 4.3a) überwinden. Geht man von einem sinusförmigen Spannungsverlauf (Bild 4.3a) während der Überwindung des

Energiemaximums durch die Atome aus [153], so erhält man nach Vereinfachung die theoretische kritische Schubspannung τ_{th} , ab der Abgleiten einsetzt (theoretische Fließgrenze auf einem Gleitband):

$$\tau_{th} = \frac{Gb}{2\pi d} \quad (4.9)$$

Die tatsächliche kritische Schubspannung weicht jedoch von dem theoretischen Wert um drei bis vier Größenordnungen ab [147,153]. Eine Erklärung für die erheblich niedrigere Schubspannung, die zum Abgleiten von Ebenen des Kristallgitters erforderlich ist, liefert die Versetzungstheorie.

Der Einbau eines Gitterfehlers in Form einer Versetzung erlaubt das Abgleiten anstelle simultaner Verschiebung aller Atome einer Gleitebene durch das konsekutive Hindurchwandern einer eingeschobenen Halbebene (Bild 4.3b). Vergleicht man den Kraftaufwand zum Verschieben eines Teppichs als Ganzes oder als laufende Wellen (Bild 4.3a und b), so ist leicht einzusehen, dass das Versetzungsabgleiten eine weitaus geringere Spannung erfordert als das starre Abgleiten. Unter Annahme eines dem starren Abgleiten analogen sinusförmigen Kraftverlaufs während der Bewegung einer Versetzung durch das Kristallgitter (Bild 4.3b) leiteten Peierls [154] und Nabarro [155] die nach ihnen benannte Nabarro-Peierls-Spannung τ_p ab, die den Widerstand eines Gleitbandes gegenüber dem Durchlaufen einer Versetzung wiedergibt:

$$\tau_p = \frac{2G}{1-\nu} \exp\left(-\frac{2\pi W}{b}\right) \quad (4.10)$$

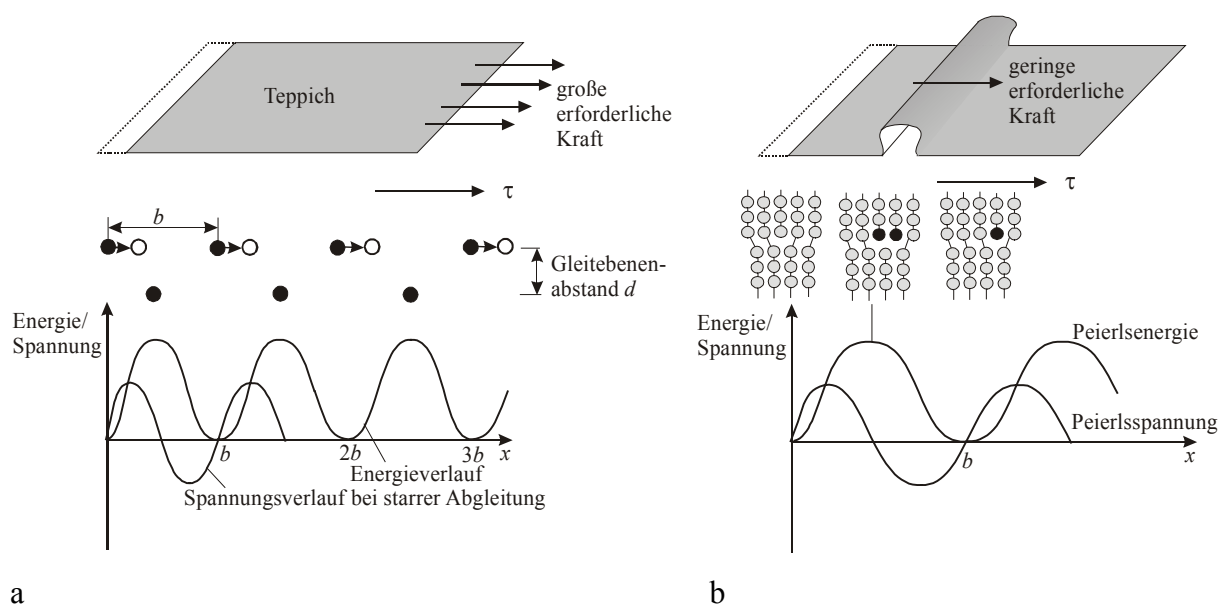


Bild 4.3: Schematische Darstellung und Teppichanalogie (a) der starren Abgleitung und (b) der Abgleitung durch Versetzungen (hier: Stufenversetzung).

Darin ist b der Betrag des Burgers-Vektors und die Versetzungsweite W gibt den Bereich an, innerhalb dem das Gitter durch eine Versetzung verzerrt wird.

Bei Versetzungen unterscheidet man zwischen den beiden grundsätzlich Formen Stufen- und Schraubenversetzung. Bei der Stufenversetzung handelt es sich schlicht um eine in den perfekten Kristall eingeschobene Halbebene (Bild 4.4a). Bei der Schraubenversetzung sind zwei Kristallhälften von der Versetzungslinie ausgehend gegeneinander verschoben (Bild 4.4b).

Die Geometrie der Versetzungen ist über ihren Burgers- (\vec{b}) und Linienvektor (\vec{s}) definiert (Bild 4.4 a und b). Dabei können Versetzungslinien nicht innerhalb eines Kristalls enden. Wenn man beispielsweise die Oberfläche des Kristallausschnitts mit der Schraubenversetzung in Bild 4.4b mit einer ungestörten Atomlage (grau) bedeckt, so knickt die Versetzungslinie nach links mit Stufencharakter ab (s. gestrichelte Linie in Bild 4.4b). So entstehen die bei der plastischen Verformung häufig vorliegenden Versetzungsringe.

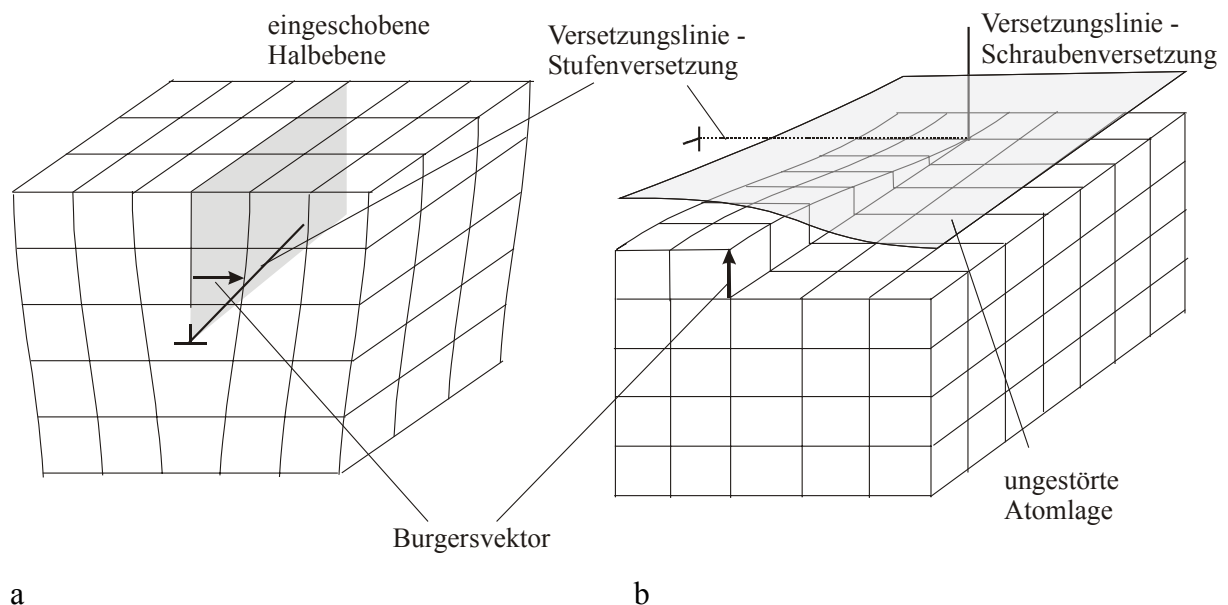


Bild 4.4: Schematische Darstellung (a) einer Stufenversetzung und (b) einer Schraubenversetzung.

In Analogie zu den Betrachtungen zur elastischen Verformung in Kapitel 4.1 führt der Gitterbaufehler Versetzung zu einer Änderung der Gleichgewichtsabstände der Atome und damit zu einem elastischen Verzerrungszustand. Dieser lässt sich mathematisch leicht für eine Schraubenversetzung beschreiben, um deren Versetzungslinie man sich einen Zylinder gemäß Bild 4.5 gelegt denkt. Über die nur von der Entfernung r vom Versetzungskern abhängige Scherdehnung $\gamma_{\Theta z}$ lässt sich mit Hilfe des Hookeschen Gesetzes die Schubspannung $\tau_{\Theta z}$ in z -Richtung bestimmen:

$$\gamma_{\Theta z} = \frac{b}{2\pi r} \quad \text{und} \quad \tau_{\Theta z} = G\gamma_{\Theta z} = \frac{Gb}{2\pi r}. \quad (4.11)$$

Bei der Betrachtung des Spannungsfelds um eine Stufenversetzung treten aufgrund der Gitteraufweitung unterhalb und der Gitterkompression oberhalb der eingeschobenen Halbebenen auch Normalspannungen und -dehnungen in x - und y -Richtung (s. Bild 4.5b), infolge der Querdehnung auch in z -Richtung auf. Für die Normalspannungen erhält man [149]:

$$\sigma_{xx} = -\frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad \sigma_{zz} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy}). \quad (4.12)$$

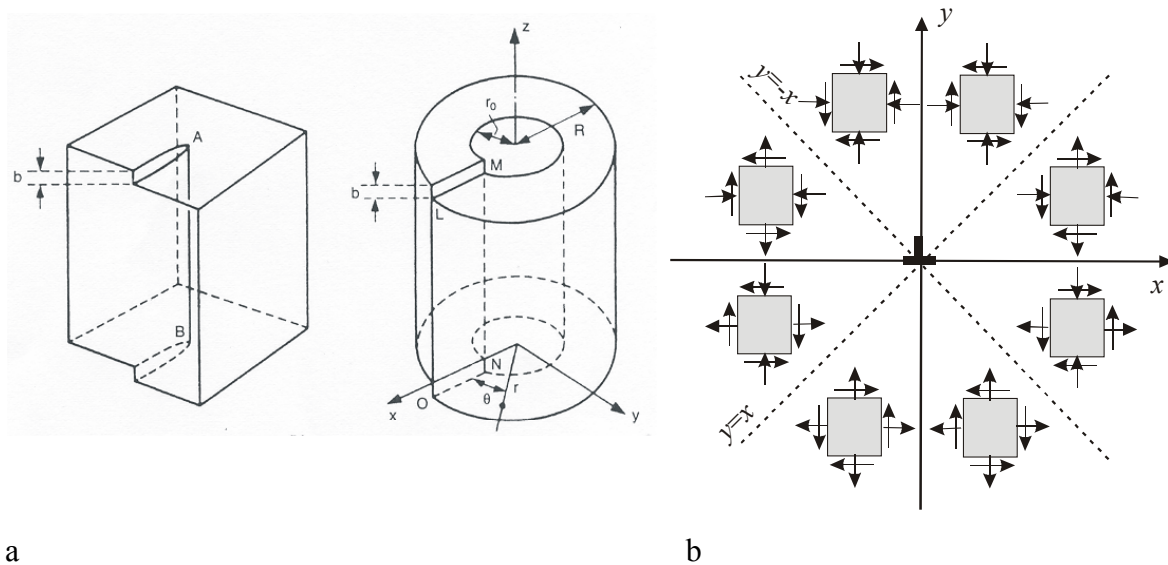


Bild 4.5: (a) Elastische Verzerrung einer Schraubenversetzung und (b) elastisches Spannungsfeld (Richtungen der Normal- und Schubspannungen) um eine Stufenversetzung (nach [156]).

Die zugehörigen Schubspannungen um eine Stufenversetzung lauten:

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad \tau_{xz} = \tau_{zx} = \tau_{yz} = \tau_{zy} = 0 \quad (4.13)$$

Neben dem durch eine individuelle Versetzung verursachten Eigenspannungsfeld und der von außen aufgeprägten Spannung wird der Spannungszustand in einem kristallinen Festkörper auch durch Kräfte zwischen den Versetzungen untereinander bestimmt. Aus einer auf der Gleitebene wirkenden Schubspannung τ ergibt sich die Kraft F (in vektorieller Form \vec{F}) pro Längeneinheit auf eine Versetzung aus der Peach-Koehler-Gleichung:

$$F = \tau \cdot b \quad \text{bzw. allgemein} \quad \vec{F} = (\sigma_{ij} \cdot \vec{b}) \times \vec{s} \quad (4.14)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 4.12 und 4.13 erhält man die Kräfte zwischen zwei Stufenversetzungen auf parallelen Gleitebenen entsprechend den geometrischen Verhältnissen in Bild 4.6a wie folgt (Polarkoordinaten und kartesische Koordinaten):

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \end{bmatrix} = \frac{Gb^2}{2\pi r(1-\nu)} \begin{bmatrix} \cos \Theta (1 - 2 \sin^2 \Theta) \\ \sin \Theta (1 + 2 \cos^2 \Theta) \end{bmatrix} = \frac{Gb^2}{2\pi r(1-\nu)} \begin{bmatrix} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \\ \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \end{bmatrix}. \quad (4.15)$$

Demnach befinden sich Versetzungen, die unter einem Winkel von $\Theta=90^\circ$ bzw. $\Theta=45^\circ$ zueinander angeordnet sind, in einer kraftfreien stabilen bzw. metastabilen Ruhelage (Versetzungsdipol, s. Bild 4.6). Am stabilsten sind dabei die $\Theta=90^\circ$ -Anordnungen, die z.B. bei Erholungsprozessen zur Bildung kohärenter Kleinwinkelkorngrenzen führen.

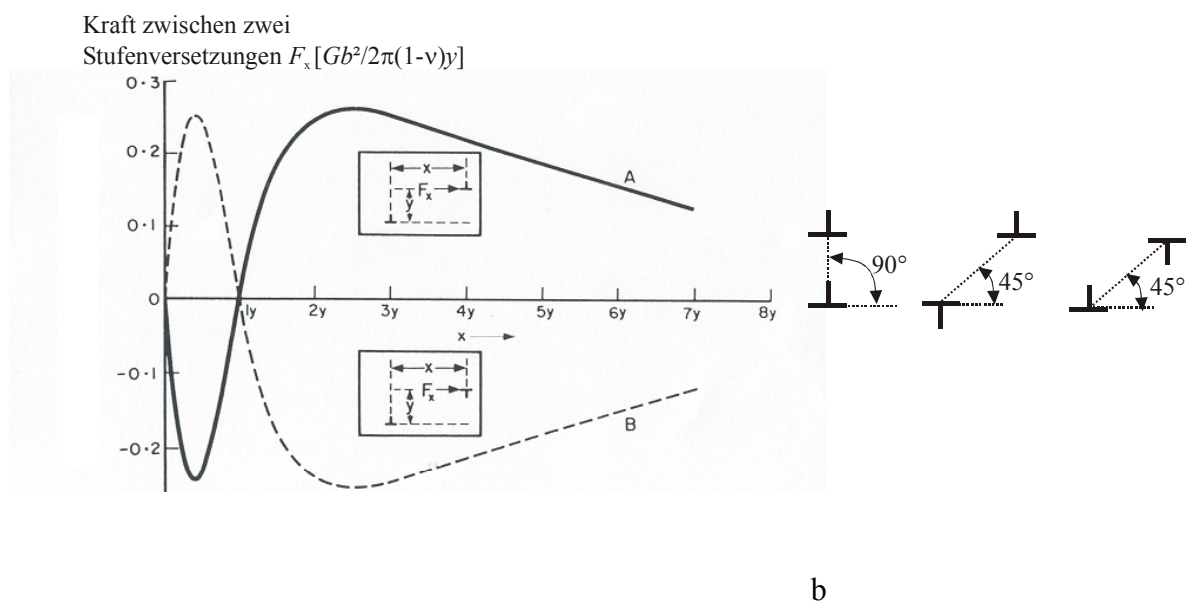


Bild 4.6: (a) Kräfte zwischen zwei Stufenversetzungen und (b) kraftfreie Dipol-Anordnungen.

Dabei ist $F_{x,\max}$ die Kraft, die zur Bewegung von Versetzungen auf Gleitebenen durch die aufgeprägte Schubspannung überwunden werden muss. Unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen Versetzungen auf parallelen Gleitebenen mit einer Versetzungsdichte von ρ_p und dem Überwinden der Maximalkraft bei $\cos\Theta(1-2\sin^2\Theta)=1$ folgt aus Gl. 4.15 für die sogenannte Passierspannung τ_{pass} (nach [147]):

$$\tau_{\text{pass}} = \alpha_1 Gb \sqrt{\rho_p}. \quad (4.16)$$

Darin ist α_1 ein Geometriefaktor. Neben den Wechselwirkungen mit parallelen Versetzungen wird der Widerstand gegenüber Abgleiten auch durch Schneidprozesse mit Versetzungen auf nichtparallelen Gleitebenen beeinflusst, denn die dabei entstehenden Stufen - als Kinken bezeichnet, wenn sie innerhalb der Gleiteben liegen und Sprünge (jogs), wenn die Versetzung auf eine andere Gleitebene springt [149] - sind mit einer Energieerhöhung verbunden. Die aus

den Wechselwirkungen mit diesen nichtparallelen sog. Waldversetzungen (Dichte ρ_w) resultierende zusätzliche Erhöhung der erforderlichen Schubspannung durch Gleiten kann in ähnlicher Weise wie Gl. 4.16 formuliert werden. Durch Überlagerung von Passierspannung τ_{pass} und Schneidspannung τ_s erhält man die kritische Schubspannung τ_0 für die Versetzungsbewegung auf einem Gleitband (plastisches Abgleiten):

$$\tau_0 = \alpha G b \sqrt{\rho}, \quad (4.17)$$

mit der geometrischen Konstante $\alpha \approx 0,5$ und der Versetzungsdichte $\rho = \rho_p + \rho_w$. Dabei ist jedoch der Einfluss der Temperatur auf die Abgleitgeschwindigkeit $\dot{\gamma} = \rho b v$ (Orowan-Gleichung, mit der Versetzungsgeschwindigkeit v) vernachlässigt. Die durch thermische Aktivierung erleichterte Versetzungsabgleitung kann mit Hilfe einer Arrhenius-Gleichung wiedergegeben werden:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G(\tau_a)}{kT}\right), \quad (4.18)$$

worin $\Delta G(\tau_a)$ die Aktivierungsenergie für die Überwindung der Peierls-Energiemaxima durch Schraubenversetzungen bei einer aufgebrachtten Schubspannung τ_a darstellt. Diese Überwindung wird mit zunehmender Temperatur (zunehmende Schwingung und Beweglichkeit der Schraubenversetzungen in krz Metallen, vgl. Bild 4.7a [147]) leichter, was sich in einer mit der Temperatur abnehmenden kritischen Schubspannung τ_0 äußert:

$$\tau_0 = \tau_p - AT^2 \left(\ln \frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right)^2, \quad (4.19)$$

worin A eine Konstante und τ_p die Nabarro-Peierls-Spannung (Gl. 4.10) ist. In Metallen mit kfz oder hexagonaler Gitterstruktur ist die Peierls-Spannung erheblich kleiner als die kritische Schubspannung [147]. Die Versetzungsbewegung ist hierbei vorwiegend durch die elastischen Wechselwirkungen (Passierspannung) bestimmt, die lediglich über den Schubmodul eine geringfügige Temperaturabhängigkeit erfahren. Allerdings sind, in ähnlicher Weise wie die Überwindung der Peierls-Energiemaxima bei den krz Metallen, die Schneidprozesse thermisch aktiviert. Generell kann die kritische Schubspannung, die zur Versetzungsbewegung auf einer Gleitebene erforderlich ist, demzufolge in einen athermischen Anteil und einen thermisch aktivierten Anteil (Überwindung der Peierls-Energiemaxima bei krz Kristallstruktur, Schneidprozesse bei kfz und hexagonaler Kristallstruktur) unterteilt werden (Bild 4.7b).

Die ausgeprägte Temperaturabhängigkeit der kritischen Schubspannung bei krz Metallen kann insbesondere bei Versuchen mit hohen plastischen Dehnraten (nach Christ

[74] $\dot{\epsilon}_p \geq 10^{-2} / s$) zum Tragen kommen, da hierbei die Möglichkeit der thermisch aktivierten Versetzungsbewegung weiter eingeschränkt wird und die kritische Temperatur T_c größer als die Raumtemperatur werden kann. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass bei den Wechselverformungsversuchen an der krz β -Titanlegierung LCB (s. Kapitel 5 und 6) keine Dehnratenabhängigkeit festgestellt werden konnte, also Hochtemperaturverhalten ($T > T_c$ in Bild 4.7b) vorliegt [24]. Dies kann auf den hohen Anteil an Legierungselementen zurückgeführt werden, die zu einer zusätzlichen Erhöhung der Passierspannung führen (Behinderung der Versetzungsbewegung durch Mischkristallhärtung).

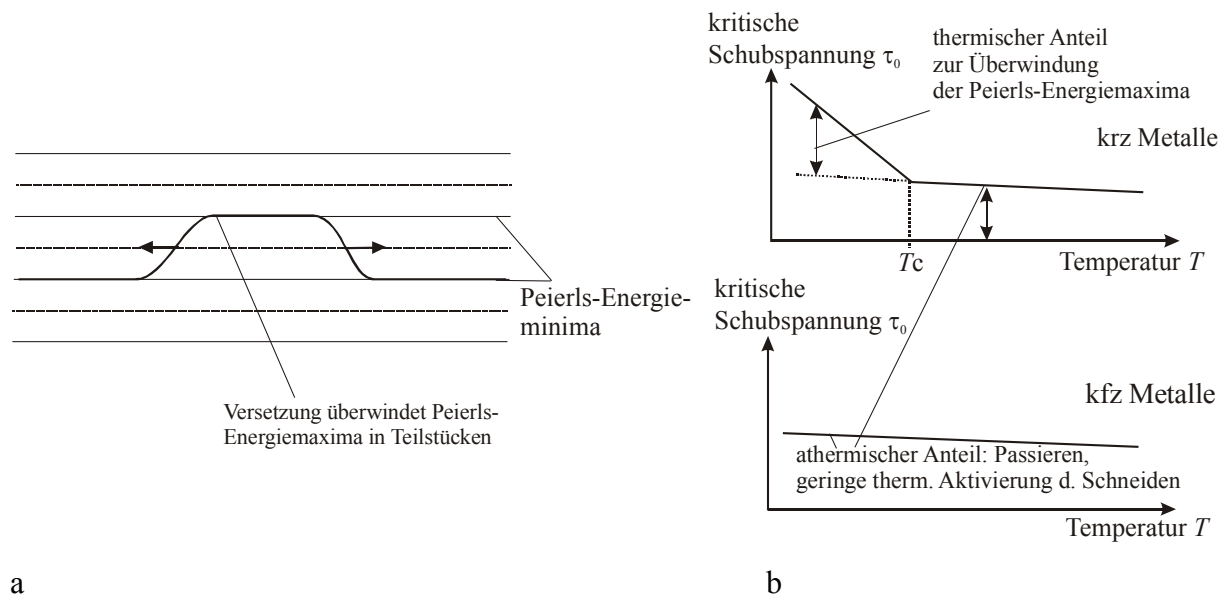


Bild 4.7: Schematische Darstellung (a) der Überwindung der Peierls-Energiemaxima durch Bildung einer Doppelkinke und (b) der kritischen Schubspannung in Abhängigkeit von der Temperatur für krz Metalle (oben) und kfz Metalle (unten).

Die kritische Schubspannung, die zur lokalen plastischen Verformung erforderlich ist, bleibt während des Verformungsprozesses jedoch nicht konstant. Mit zunehmender Abgleitung steigt die kritische Spannung an. Zunächst können die Versetzungen noch nahezu frei durch den Kristall hindurchlaufen (Bereich A in Bild 4.8a). Einige von ihnen können jedoch in Bereichen erhöhter Versetzungsdichte stecken bleiben, so dass zunehmend Sekundärgleitsysteme aktiviert werden. In der Regel bewegen sich Versetzungen entlang ihrer Gleitebenen in aufgespaltener Form als sog. Shockley-Partialversetzungen unter Bildung eines Stapelfehlers (Bild 4.8b). Das Aufeinandertreffen solcher Versetzungen auf überschneidenden Gleitebenen führt zur Bildung unbeweglicher Partialversetzungen, die als Hindernis gegenüber dem weiteren Abgleiten von Versetzungen wirken (sog. Lomer-Cottrell-Lock, s. hierzu [149]). Wird die Gesamtabgleitung auf die Probe bzw. das Bauteil aufgeprägt, so müssen neue Versetzungen erzeugt werden und die kritische Schubspannung wird erheblich erhöht (Bereich B in Bild 4.8a).

Ein wichtiger Mechanismus zur Entstehung neuer Versetzungen ist die Aktivierung von Frank-Read-Quellen [156]. Vereinfacht kann die Funktionsweise einer solchen Versetzungsquelle gemäß Bild 4.8c wie folgt beschrieben werden. Eine an den Punkten D und D' blockierte Versetzungslinie wird durch die auf die Gleitebenen wirkende Spannung ausgezogen, wobei der Radius der Versetzungslinie abnimmt. Nach [149] besteht zwischen der zur Versetzungsbewegung erforderlichen kritischen Schubspannung τ_0 und dem Radius R einer gekrümmten Versetzungslinie folgender Zusammenhang (vgl. Gl. 4.17):

$$\tau_0 = \frac{\alpha G b}{R} . \quad (4.20)$$

Wenn die Spannung also ausreicht, um die Versetzungslinie bis auf den Radius $R=L$ auszuziehen, dann wird die Versetzungsanordnung instabil und der Ring dehnt sich gemäß Bild 4.8c solange weiter aus, bis sich die Versetzungssegmente M und N gegenseitig auslöschen. So entsteht ein neuer Versetzungsring und der Prozess kann sich wiederholen.

Mit weiterer Verformung wird die Zunahme der Verfestigung wieder geringer (Bereich C in Bild 4.8a). Dies kann auf die einsetzende Quergleitaktivität von Schraubenversetzungen zurückgeführt werden, wobei der Widerstand gegen weitere Verformung einerseits durch längere freie Laufwege der Versetzungen und andererseits durch Annihilationsprozesse nur noch wenig ansteigt. Die Neigung zu Quergleitprozessen hängt stark von der Stapelfehlerenergie des entsprechenden Materials ab. Nur vollständige Versetzungen können quergleiten. Daher müssen sich die aufgespaltenen Partialversetzungen, die nicht in der Lage sind, das Gleitsystem zu verlassen, gemäß Bild 4.8b einschnüren, um zum Quergleiten und nachfolgenden Wiederaufspalten auf einem Alternativgleitsystem fähig zu sein. Bei geringer Stapelfehlerenergie ist die ursprüngliche Aufspaltung jedoch sehr groß und dementsprechend wird das Quergleiten erschwert (s. hierzu [74]). Mit erschwerter Quergleitfähigkeit wechselt das Gleitverhalten von wellig (z.B. Kupfer) zu planar (z.B. Messing).

Für reine einkristalline Metalle stellen die o.g. Wechselwirkungen,

- Nabarro-Peierls-Spannung (Widerstand gegenüber der Bewegung einer Versetzung auf einer Gleitebene),
- Passierspannung (Wechselwirkungen mit dem elastischen Spannungsfeld der parallelen Versetzungen),
- Schneidspannung (Erhöhung der kritischen Schubspannung infolge von Schneidprozessen mit nichtparallelen Versetzungen) und
- Verfestigungsmechanismen (Bildung von Barrieren durch festgesetzte Versetzungen, Versetzungsmultiplikation, Quergleiten)

die Summe aller Beiträge zur kritischen Schubspannung zur plastischen Verformung auf einem Gleitband dar. Diese Summe wird in den späteren Betrachtungen zur Modellierung des Mikrorisswachstums (Kapitel 7) als Reibungsspannung τ_{fr} bezeichnet.

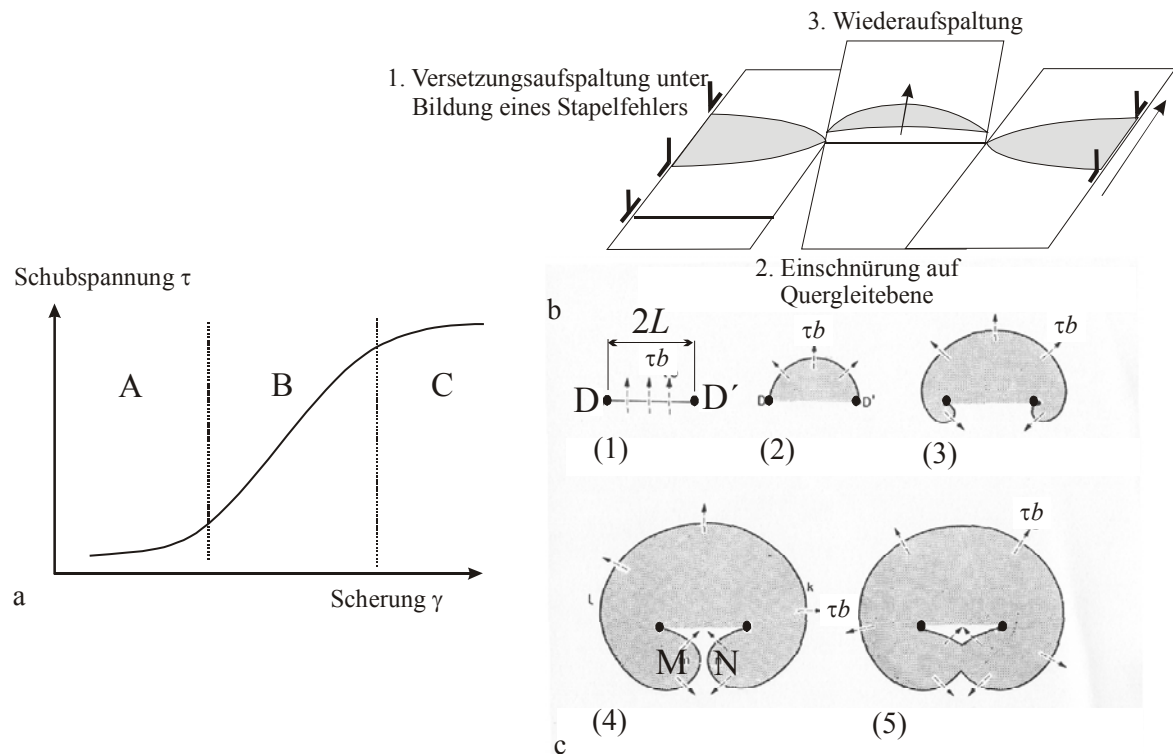


Bild 4.8: Schematische Darstellung (a) einer Verfestigungskurve für kfz Einkristalle, (b) des Aufspaltens und des Quergleitens aufgespaltener Versetzungen sowie (c) der Funktionsweise einer Frank-Read-Quelle (nach [156]).

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass bei den meisten technischen Werkstoffen die effektive Reibungsspannung darüber hinaus erheblich von der Legierungszusammensetzung (Mischkristallhärtung) abhängt (s. [147]). So führen Atome geringerer oder höherer Durchmesser als derjenige des Basismetalls zu einer zusätzlichen elastischen Verspannung (Gitterparameter-Effekt). Ferner bewirken Fremdatome eine Änderung des Schubmoduls G und können damit zu einer Erhöhung der kritischen Schubspannung beitragen (dielastische Wechselwirkung). Einen erheblichen Beitrag zur kritischen Schubspannung leisten schließlich die Mechanismen der Teilchenhärtung – bei kleinen kohärenten Ausscheidungen infolge von Schneiden, bei größeren und insbesondere bei nichtkohärenten Ausscheidungen durch die Orowan-Umgehung (s. z.B. in [147]). Hierauf soll an dieser Stelle jedoch nicht näher eingegangen werden. Weitere wichtige Verformungsmechanismen, die hier ebenfalls nur am Rande erwähnt werden sollen, kommen bei höheren Temperaturen, etwa ab der Hälfte der Schmelztemperatur T_m zum Tragen (s. hierzu auch Kapitel 4.4.2 und 7.3). Durch die Diffusion von Leerstellen zu Versetzungskernen können die Versetzungen ihre Gleitebenen verlassen und Klettern. Diese

thermisch aktivierte Verformung bezeichnet man als Versetzungskriechen; die resultierende (stationäre) Verformungsrate $\dot{\epsilon}_{st} = (d\epsilon/dt)_{stationär}$ kann mit Hilfe des Nortonschen Kriechgesetzes beschrieben werden, wobei die Aktivierungsenergie Q näherungsweise mit derjenigen für Selbstdiffusion gleichgesetzt werden kann:

$$\dot{\epsilon}_{st} = A \left(\frac{\sigma_a}{G} \right)^n \exp \left(\frac{-Q}{kT} \right). \quad (4.21)$$

Bei sehr hohen Temperaturen und geringen Spannungen tritt das Versetzungskriechen in den Hintergrund, und die Materialverformung wird durch Diffusionsprozesse entweder entlang von Korngrenzen (Coble-Kriechen) oder durch Volumendiffusion (Nabarro-Herring-Kriechen) bestimmt. Eine detaillierte Betrachtung der Kriech- und Hochtemperaturschädigungsprozess findet sich z.B. in [142,147]. Welcher Verformungsmechanismus in Abhängigkeit von der aufgeprägten Spannung und der Temperatur überwiegt, kann aus sogenannten Verformungsmechanismenkarten (nach Frost und Ashby [157]) entnommen werden. Ein Beispiel zeigt Bild 4.9 für Aluminium.

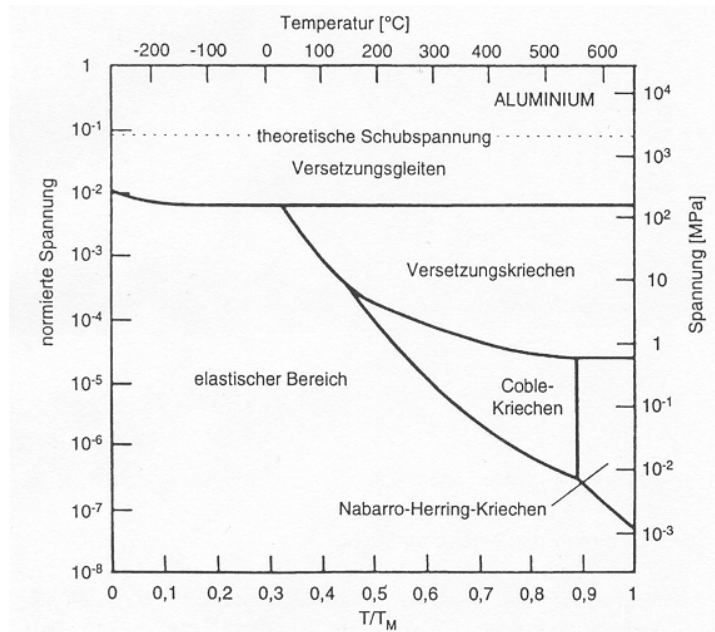


Bild 4.9: Schematische Darstellung einer Verformungsmechanismenkarte für Aluminium (aus [147]).

4.3 *Plastische Verformung auf Gleitebenen im Ein- und Vielkristall*

Wurde bisher von der Versetzungsbewegung in einem homogenen Einkristall auf einem beliebigen, nicht näher spezifizierten Gleitsystem ausgegangen, soll nachfolgend die Bedeutung der Kristallstruktur, der geometrischen Anordnung möglicher Gleitebenen und die plastische Verformung im Vielkristall behandelt werden.

Grundsätzlich unterscheiden sich metallische Werkstoffe durch ihre Gitterstruktur, wobei die kubisch-flächenzentrierte (kfz) und kubisch-raumzentrierte (krz) Gitterstruktur sowie die hexagonal dichteste Packung (hdp) die wichtigsten darstellen. Das kfz Gitter verfügt über 12 Gleitsysteme des Typs $\langle 110 \rangle \{111\}$ (vier $\{111\}$ -Ebenen mit je drei $\langle 110 \rangle$ -Richtungen). Dabei handelt es sich um dichtest gepackte Richtungen und Ebenen mit dem Abstand $d = a / \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}$ voneinander (Bild 4.10a). Aufgrund der hohen Packungsdichte der kfz Metalle ist die kritische Schubspannung auf den Gleitsystemen verhältnismäßig gering (Größenordnung $\tau_0 = 0,35 - 0,7 \text{ MPa}$ [158]), woraus die hohe Duktilität resultiert. Kubisch-raumzentrierte Metalle verfügen über eine dichtest gepackte Richtung ($\langle 111 \rangle$ -Richtung), jedoch über keine dichtest gepackte Ebenen. Gleitvorgänge in krz Metallen treten entlang von sechs unabhängigen $\{110\}$ -Ebenen mit je zwei $\langle 111 \rangle$ -Richtungen, 12 $\{112\}$ -Ebenen mit je einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung und 24 $\{123\}$ -Ebenen mit je einer $\langle 111 \rangle$ -Richtung auf. Obwohl damit 48 Gleitsysteme vorliegen (s. Bild 4.10a), ist die kritische Schubspannung in krz Metallen aufgrund der gegenüber den kfz Metallen geringeren Packungsdichte höher (Größenordnung $\tau_0 = 35 - 70 \text{ MPa}$ [158]). Hexagonale Metalle verfügen grundsätzlich über drei $\{0001\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ -Basisgleitsysteme (Bild 4.11c). Diese Metalle verhalten sich daher trotz ihrer geringen kritischen Schubspannung (Größenordnung $\tau_0 = 0,35 - 0,70 \text{ MPa}$) verhältnismäßig spröde. Je nach Achsenverhältnis c/a können Gleitvorgänge auch entlang von Pyramidal- und Prismenebenen (s. gestrichelte Linien in Bild 4.10c) aktiviert werden [147].

Alternativ zur Verformung entlang von Gleitebenen kann ein Kristall seine Form auch durch spontane mechanische Zwillingsbildung verändern. Hierbei findet keine strukturelle Veränderung durch Versetzungsbewegung statt. Die Formänderung wird hier alleine durch das spiegelsymmetrische Umklappen eines Gitterbereichs entlang der Zwillingssebene hervorgerufen (kfz: $\{111\}$ Verschiebungsrichtung: $\langle 112 \rangle$, krz: $\{112\}$ Verschiebungsrichtung: $\langle 111 \rangle$). Bild 4.10d veranschaulicht die mechanische Zwillingsbildung für das Beispiel der kfz Kristallstruktur.

Welches Gleitsystem bei einer auf die Probe oder das Bauteil aufgebrachtten Spannung σ_a aktiviert wird, hängt von der Höhe der entsprechenden resultierenden Schubspannung τ_a ab, die mit Hilfe des Schmid'schen Schubspannungsgesetz ermittelt werden kann. In Abhängigkeit vom Winkel λ zwischen Gleitrichtung und Spannungsachse und φ zwischen Gleitebenennormale und Spannungsachse (s. Bild 4.11a) gilt für die resultierende Schubspannung τ_a :

$$\tau_a = \sigma_a (\cos \varphi \cdot \cos \lambda) = \sigma_a M_s. \tag{4.22}$$

Darin ist M_s der Schmid-Faktor, der einen Maximalwert von $M_s=0,5$ (maximale Schubspannung) einnehmen kann. Für eine vorgegebene aufgebraachte Spannung wird das Gleitsystem mit dem höchsten Schmid-Faktor das primär aktivierte sein.

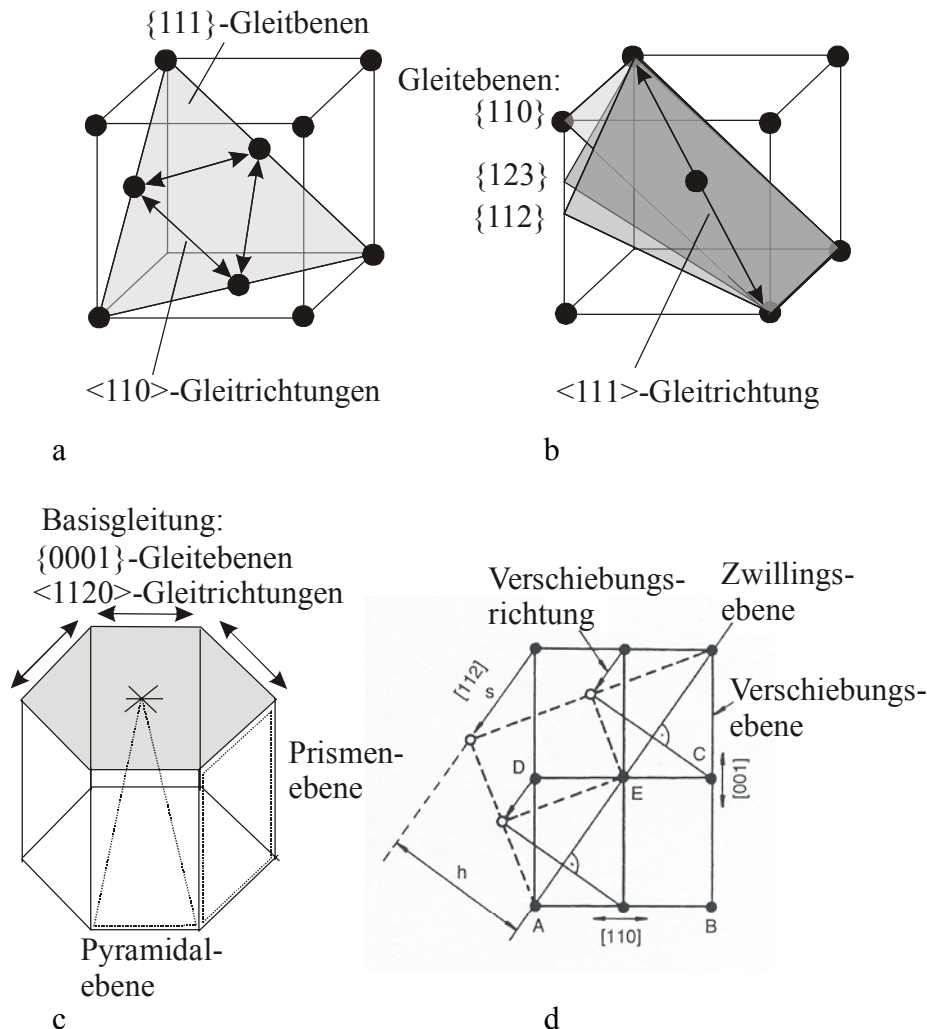


Bild 4.10: Gleitsysteme in (a) kfz, (b) krz und (c) hexagonalen Kristallen; (d) schematische Darstellung der Zwillingsbildung in kfz Metallen.

Sobald jedoch plastische Verformung entlang dem primär aktivierten Gleitsystem einsetzt, kommt es zwangsläufig zu einer Verschiebung gegenüber der ursprünglichen Stabachse (im Fall der einfachen Zugprobe, Bild 4.11b). Da diese jedoch im Fall des Einkristalls durch die

Einspannung, im Fall des Vielkristalls durch die umliegenden Körner unterdrückt wird, ist eine Rotation des Gleitsystems erforderlich. Damit ist wiederum eine Veränderung des Schmid-Faktors verbunden [159], die bei zunehmender Verformung die Aktivierung eines zweiten (konjugierten) Gleitsystems bewirken kann (s. hierzu [147,152]).

In einer vielkristallinen Probe bzw. einem vielkristallinen Bauteil wird plastische Verformung zunächst in denjenigen Körnern mit dem höchsten Schmid-Faktor einsetzen. Die daraus resultierende Formänderung muss von den umliegenden Körnern unter zunächst elastischer Verformung aufgenommen werden, was zu einer lokalen Spannungsüberhöhung an den Korngrenzen führt. Bei weiterer Verformung werden schließlich auch die Körner mit geringerem Schmid-Faktor plastifizieren. Erst wenn alle Körner von plastischer Verformung betroffen sind, ist die makroskopische Fließgrenze σ_Y erreicht [147].

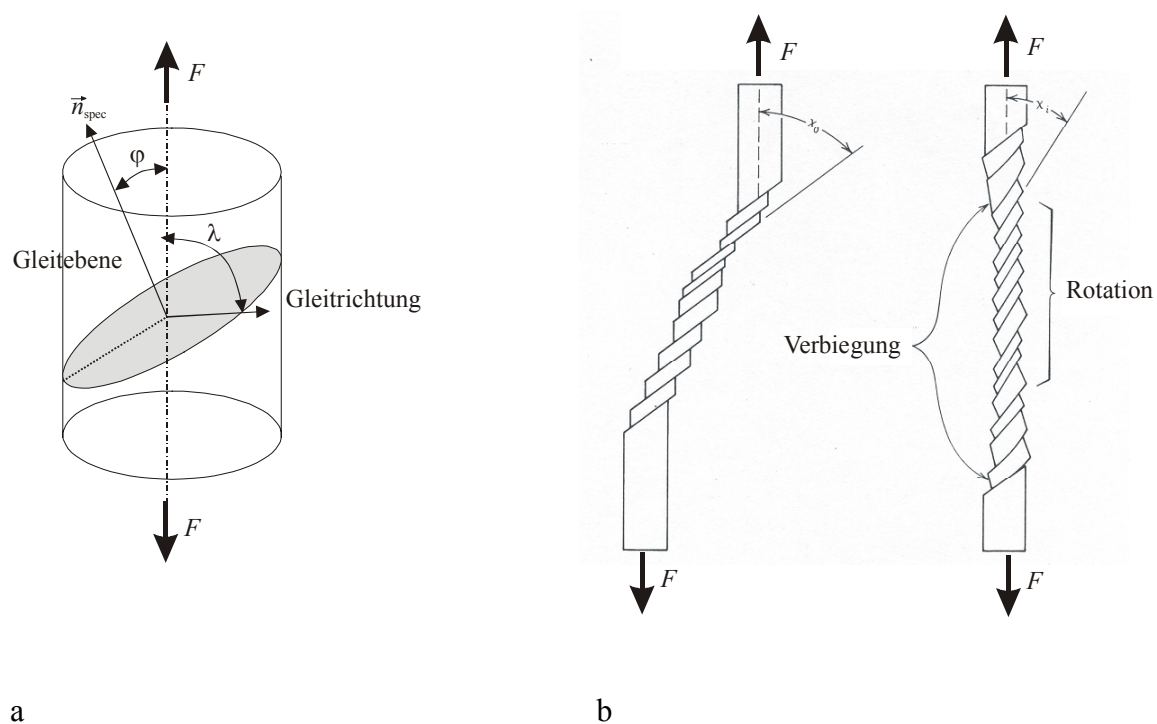


Bild 4.11: (a) Zur Ermittlung des Schmid-Faktors in einer einkristallinen Zugprobe und (b) zur Formbeibehaltung des Kristalls erforderliche Rotation und Verbiegung (nach [152]).

Die Versetzungsbewegung auf Gleitebenen kann nicht über Korngrenzen hinauslaufen, da das Kristallgitter dort um den Missorientierungswinkel Θ abknickt. An einer realen dreidimensionalen Korngrenze stoßen die benachbarten Gleitebenen in der Regel nur punktwise aufeinander, da neben der Verkippung Φ auch eine Verdrehung ξ der benachbarten Kristallgitter besteht (vgl. Kapitel 6.2). Die Gleitübertragung in die Nachbarkörner ist demzufolge ein indirekter Prozess, der nach Gemperlova et al. [160] erheblich von der Versetzungsstruktur der

betroffenen Korngrenzen abhängt. Vereinfacht betrachtet werden Versetzungen in einem plastifizierten Korn durch die Hinderniswirkung einer Korngrenze aufgestaut. Durch n aufgestaute Versetzungen erhöht sich infolge der abstoßenden Kraft die auf die Korngrenze wirkende Spannung von der resultierenden Schubspannung $\tau_1 = M_{S1} \cdot \sigma_a$ auf $\tau_{\max} = n \tau_1$. Die resultierende Schubspannung auf eine Versetzungsquelle im Nachbarkorn mit Abstand r_0 von der Korngrenze erfährt durch den Versetzungsaufstau eine Spannungserhöhung um $\beta(r_0) \cdot \tau_{\max}$, wobei die Abklingfunktion $\beta(x)$ das Abfallen der Aufstauspannung in Abhängigkeit vom Abstand x von der Korngrenze beschreibt. Damit tritt plastische Verformung im Nachbarkorn ein, wenn die Spannung auf die Versetzungsquelle bei r_0 die kritische Schubspannung τ_c zur Aktivierung der Versetzungsemission übersteigt (s. [147]):

$$\tau_c = M_{S2} \sigma_a + \beta(r_0) \cdot \overbrace{\frac{\pi(1-\nu)d}{Gb} \tau_1}^n \cdot \tau_1. \quad (4.23)$$

Unter der Voraussetzung, dass $M_{S2} \cdot \sigma_a$ vernachlässigbar klein ist, ergibt sich aus Gl. 4.23 die allgemeine Bedingung für die Gleitübertragung in benachbarte Körner:

$$(a) \tau_1^2 d = \text{const} \Rightarrow (b) \tau_Y = \tau_0 + \frac{k'}{\sqrt{d}}. \quad (4.24)$$

Gl. 4.24b entspricht der bekannten Hall-Petch-Beziehung [161,162] mit der materialabhängigen Hall-Petch-Konstanten k' und gibt die Abhängigkeit der Fließgrenze (hier als τ_Y bezeichnet) von der mittleren Korngröße d wieder. Entsprechend der oben dargestellten Herleitung ist die Grundidee der Hall-Petch-Beziehung, dass die Fließgrenze erreicht ist, wenn der Versetzungsaufstau in einem Korn 1 infolge der resultierenden Spannung τ_1 die Aktivierung einer Versetzungsquelle in einem Korn 2 bewirkt. Für sehr große Körner ($d \rightarrow \infty$) muss zumindest die kritische Schubspannung zur Versetzungsbewegung im Einkristall aufgebracht werden.

Sobald mehrere oder alle Körner eines Vielkristalls plastifiziert sind, kann die Verformung nicht mehr über Einfachgleitung erfolgen, da die Formänderung der Kristallite dann nicht mehr kompatibel wäre. Die Kompatibilität der Kristallplastizität kann durch Aktivierung von fünf unabhängigen Gleitsystemen aufrecht erhalten werden. Eine infinitesimale Dehnung $d\varepsilon$ kann dann durch infinitesimale Scherungen $d\gamma$ auf fünf Gleitsystemen unter der Bedingung, dass die Summe dieser Scherungen Γ minimal ist, wie folgt ausgedrückt werden:

$$d\varepsilon = \frac{1}{M_T} \overbrace{\sum_{s=1}^5 d\gamma_s}^{\Gamma}. \quad (4.25)$$

Darin ist M_T der sog. Taylor-Faktor, der für eine regellose Orientierungsverteilung $M_T=3,06$ beträgt. Demgegenüber liefert eine Mittelung der Schmid-Faktoren für eine regellose Orientierungsverteilung unter der vereinfachenden Annahme, dass Einfachgleitung vorliegt, den sog. Sachs-Faktor $M_{Sa}=2,24$. Die Kehrwerte des Sachs- und des Taylor-Faktors liefern die entsprechenden mittleren Schmid-Faktoren.

4.4 Besonderheiten des Wechselverformungsverhaltens metallischer Werkstoffe

Im Wesen unterscheidet sich die Versetzungsbewegung während Wechselverformung nicht von derjenigen während monotoner Verformung, wie sie im vorangegangenen Unterkapitel behandelt wurde. Doch bereits die phänomenologischen Betrachtungen des einführenden zweiten Kapitels lassen auf fundamentale Unterschiede zwischen monotoner und zyklischer Beanspruchung schließen. Die wichtigsten dieser Unterschiede sollen im Folgenden in kurzer Übersichtsform herausgestellt werden, wobei auch hier auf die umfassenden Darstellungen zum Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffe verwiesen werden soll. Insbesondere die Bücher von Suresh [30], Christ [74] und Bilý (Hrsg.) [163] gehen detailliert auf die mikrostrukturellen Aspekte des Wechselverformungsverhaltens metallischer (in [30] auch nichtmetallischer) Werkstoffe ein.

Der Vergleich der während Ermüdungsbeanspruchung bei konstanter plastischer Dehnungsamplitude in ein Material eingebrachten kumulativen plastischen Verformung

$$\Gamma = 4 \sum_{i=1}^N \frac{\Delta\gamma_{pl,i}}{2} \quad (4.26)$$

mit der plastischen Scherdehnung γ_{pl} in einem monotonen Zugversuch in Bild 4.12 zeigt, dass die Verfestigung während der Wechselverformung um ein bis zwei Größenordnungen geringer ist, wenn von einem geglähten, d.h. versetzungsarmen Zustand, ausgegangen wird.

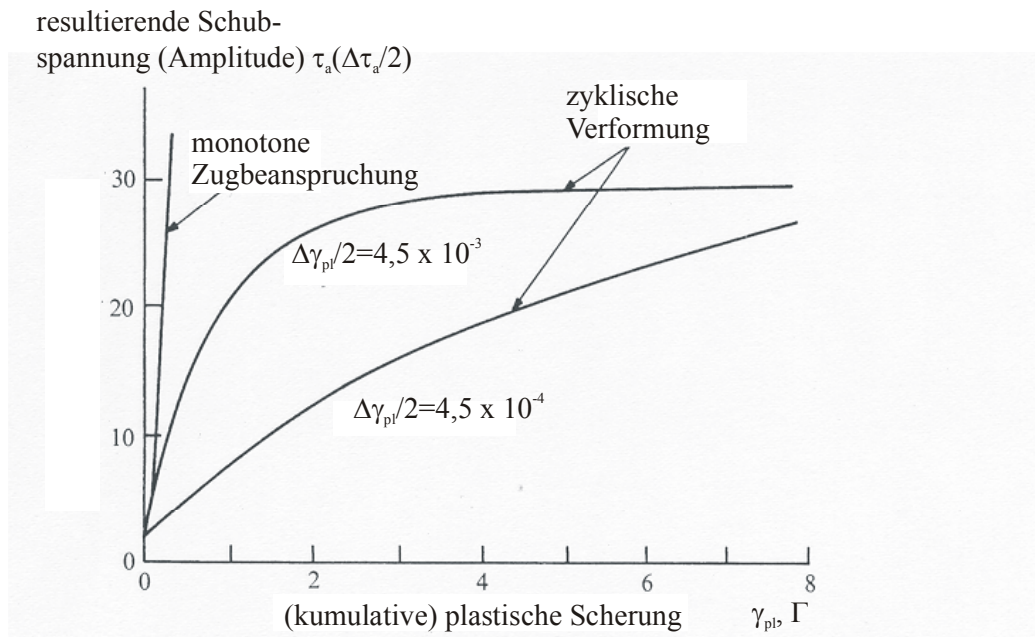


Bild 4.12: Resultierende Schubspannung als Funktion der (kumulativen) resultierenden Scherung in einem für Einfachgleitung orientierten Cu-Einkristall (Spannungsachse: $[\bar{1}23]$ Gleitsystem: $(111)[\bar{1}01]$, nach [164]).

Freilich liegt die maximale plastische Scherung bei den zyklischen Versuchen weit unterhalb derjenigen aus den monotonen Versuchen. Die Aktivierung sekundärer Gleitsysteme und die damit in Zusammenhang stehende hohe Verfestigung spielt daher aufgrund des Ausbleibens der Rotation der Gleitebene (vgl. Bild 4.11b) keine Rolle. Versetzungen entstehen und bewegen sich demzufolge fast ausschließlich entlang des primären Gleitsystems. Nach Mughrabi [165] wird die Wechselverformung durch etwa gleich viele Versetzungen negativen sowie positiven Vorzeichens bestimmt, was bedeutet, dass anders als bei der monotonen Verformung keine weitreichenden inneren Spannungen entstehen. Die Verfestigung erfolgt bei zyklischer Beanspruchung durch die Wechselwirkung sich anziehender Stufenversetzungen und deren Festsetzung als Dipole. Diese Dipole bilden die typische Bündel/Ader-Struktur für geringe plastische Scherungsamplituden $\Delta\gamma_{pl}/2$ (Bereich A in Bild 4.13, vgl. auch Bild 3.14). Mit zunehmender Zyklenzahl nimmt sowohl die Versetzungsdichte in den Adern als auch die Anzahl an Adern pro Volumen bis zu einem Volumenanteil von etwa 50% zu [30].

Eine weitere Besonderheit bei der zyklischen plastischen Verformung tritt auf, wenn die plastische Scherungsamplitude $\Delta\gamma_{pl}/2$ über den Bereich A in Bild 4.13 hinaus erhöht wird. In dem folgenden Bereich B bleibt die resultierende Schubspannung τ_a bzw. Schubspannungsamplitude $\Delta\tau_a/2$ bei zunehmender plastischer Scherungsamplitude konstant (Plateau). Die Ursache für diesen Effekt ist das Auftreten sogenannter persistenter Gleitbänder (PSB: persistent slip bands). Innerhalb der persistenten Gleitbänder kann eine gegenüber der Bündel/Ader-Matrix

eine um etwa 100fach größere plastische Verformung aufgenommen werden (in Cu: $(\Delta\gamma_{pl}/2)_{matrix}=6\cdot 10^{-5}$, $(\Delta\gamma_{pl}/2)_{PSB}=7,5\cdot 10^{-3}$ [74]). Nach der Mischungsregel von Winter [165] nimmt im Plateau-Bereich B lediglich der Volumenbruchteil f_{PSB} der höher verformbaren persistenten Gleitbänder zu:

$$\frac{\Delta\gamma_{pl}}{2} = f_{PSB} \left(\frac{\Delta\gamma_{pl}}{2} \right)_{PSB} + (1 - f_{PSB}) \left(\frac{\Delta\gamma_{pl}}{2} \right)_{Matrix} \quad (4.27)$$

Streng genommen ist die Modellvorstellung von Winter eine Vereinfachung, denn auch während der Verformung innerhalb der persistenten Gleitbänder tritt eine leichte Verfestigung auf. Dass dennoch eine Plateauspannung $\Delta\tau_p/2$, wie in Bild 4.13 gezeigt (für Cu: $\Delta\tau_p/2=28\text{MPa}$ [74]), auftritt, kann auf die mit zunehmender Scherungsamplitude abnehmende PSB-Bildungsspannung zurückgeführt werden [74,166]. Im Gegensatz zu der geringen Versetzungsmobilität innerhalb der Bündel/Ader-Struktur, die vorwiegend durch reversible Bewegung von Versetzungsringen zwischen den versetzungsreichen Adern (sog. flip-flop-Mechanismus, s. hierzu [30]) bestimmt ist, können Stufenversetzungen aus den versetzungsreichen Wänden der persistenten Gleitbänder (Sprossen der Leiterstrukturen, Bild 4.13) leicht in die Kanäle ausgezogen werden, was eine hohe Verformbarkeit bedingt.

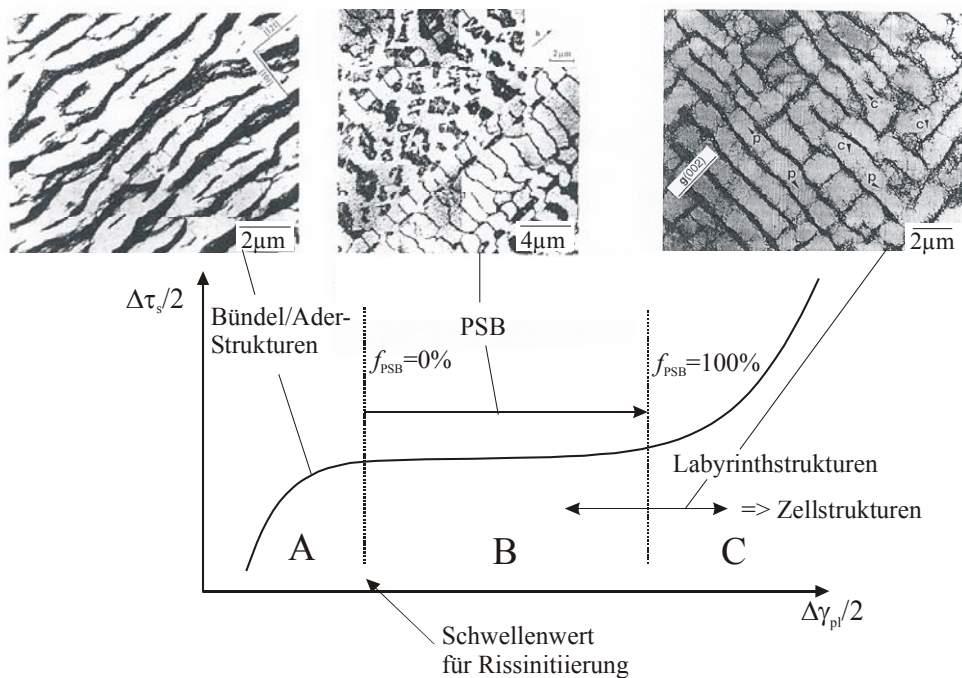


Bild 4.13: Zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve (Amplitude der resultierenden Sättigungsschubspannung $\Delta\tau_s/2$ über der plastischen Scherungsamplitude $\Delta\gamma_{pl}/2$) für einkristallines Cu mit den zugehörigen charakteristischen Versetzungsstrukturen (TEM-Aufnahmen aus [167] (Bündel-Ader-Struktur nach Wechselverformung), [168] (Entwicklung der PSB-Struktur aus sich auflösenden Adern) und [169] (Labyrinthstruktur)).

Die Sättigung innerhalb des persistenten Gleitbandes ist gekennzeichnet durch ein dynamisches Gleichgewicht zwischen der Versetzungsmultiplikation in Form des Ausziehens von Stufenversetzungen in die PSB-Kanäle und der Annihilation von Stufenversetzungen auf Gleitebenen, wenn der sog. Annihilationsabstand unterschritten wird [170]. Die Annihilation führt zur Bildung von Leerstellen, die eine Volumenzunahme des persistenten Gleitbandes und damit die Entstehung von Protrusionen zur Folge haben. Wie in Kapitel 6 erläutert, spielen diese Protrusionen bei der Ermüdungsrissinitiierung eine große Rolle. Thompson et al. [16] konnten bereits 1956 zeigen, dass Gleitspuren auf der Oberfläche von wechselverformten Kupfer nach elektrolytischem Abpolieren nach weiterer Beanspruchung wieder an exakt der gleichen Stelle auftauchten. Sie bezeichneten diese Gleitspuren erstmals als "persistent" (beständig).

Für plastische Scherungsamplituden, die über den Plateau-Bereich B in Bild 4.13 hinaus gehen, wird schließlich wieder ein Zunahme der Sättigungsspannung festgestellt. Dies kann auf die einsetzende Quergleitung auf sekundären Gleitebenen und damit zunehmender Verfestigung (z.B. durch Cottrell-Lomer-Locks, s. Kapitel 4.2) zurückgeführt werden. Aus der Bündel/Ader-PSB-Struktur bildet sich dann eine Labyrinth- bzw. eine Zellstruktur. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass Cu-Einkristalle, die für Mehrfachgleitung orientiert verformt wurden, keinen Plateau-Bereich aufweisen und nach Gong et al. [169] bereits bei kleinen Scherungsamplituden Labyrinthstrukturen bilden.

In einer Reihe von experimentellen Arbeiten, die in [30] zusammengestellt wurden, konnte gezeigt werden, dass persistente Gleitbänder auch in polykristallinen Werkstoffen, insbesondere in den Oberflächenkörnern, auftreten. Bei höheren technisch relevanten Scherungsamplituden überwiegt jedoch aufgrund der erforderlichen Kompatibilität der Verformung der Kristallite Mehrfachgleitung, was ein Ausbleiben des Plateau-Bereichs zu Gunsten der Ausbildung von Zellstrukturen zur Folge hat. Nach Plumtree und Pawlus [171] kann die durchschnittliche Zellgröße λ in Abhängigkeit von der Sättigungsspannungsamplitude $\Delta\sigma_s/2$, der Reibungsspannung σ_{fr} und einer mit der Stapelfehlerenergie zunehmenden Konstante B wie folgt empirisch bestimmt werden:

$$\frac{\Delta\sigma_s - \sigma_{fr}}{2E} = B \frac{b}{\lambda} \quad (4.28)$$

Bis hierher beschränkten sich die Betrachtungen zum Wechselverformungsverhalten auf kfz Metalle. Es soll aber nicht unerwähnt bleiben, dass die plastische Verformung der krz Metalle einige Besonderheiten aufweist (s. hierzu [147,172]). Ursache hierfür ist die Unfähigkeit der

Schraubenversetzungskerne zur Dissoziation (Aufspaltung unter Bildung eines Stapelfehlers) und eine damit verbundene hohe Peierls-Spannung (s. Kapitel 4.2). Dies führt dazu, dass die plastische Verformung von krz Metallen wesentlich von der Beweglichkeit der Schraubenversetzungen abhängt. Die Konsequenz ist eine starke Temperatur- und Dehnratenabhängigkeit sowie Asymmetrie des Versetzungsgleitens im Zug und im Druck. Wechselverformung mit hohen Dehnraten führt zu einer starken Verfestigung und der Bildung einer ausgeprägten Zellstruktur [30]. Allerdings können bereits geringe Verunreinigungen zu einer Annäherung an das Verhalten krz Metalle führen. So stellten Ackermann und Herz bei Fe-Einkristallen mit 30ppm Kohlenstoff [173] und Pohl et al. [174] bei einem unlegierten C-Stahl das Auftreten PSB-ähnlicher Gleitbänder fest.

Ein wichtiger Aspekt des zyklischen Verformungsverhaltens vieler metallischer Werkstoffe ist das Auftreten des Bauschinger-Effekts [4]. Wie in Bild 4.14a schematisch dargestellt, nimmt die Fließgrenze bei einem Versuch mit vollständiger Lastumkehr ab; charakterisiert durch die Bauschinger-Spannung $\Delta\sigma_b$ und die Bauschinger-Dehnung $\Delta\epsilon_b$. Obgleich die quantitative Erfassung des Bauschinger-Effekts eine Analyse des Einflusses der in der Zugverformung eingestellten Versetzungsstruktur auf die in entgegengesetzte Richtung erfolgende Verformung erfordert, ist eine einfache qualitative Erklärung mit Hilfe der Vorstellung möglich, dass sich metallische Werkstoffe grundsätzlich wie Verbundwerkstoffe mit lokal unterschiedlicher Streckgrenze verhalten. Dies lässt sich bereits mit einem zweikomponentigen Masing-Modell (s. hierzu [32]) erklären. Dabei nimmt man eine Probe bestehend aus zwei parallelen gleichgroßen Bereichen unterschiedlicher Fließgrenzen σ_{Y1} und σ_{Y2} und elastisch/idealplastischem Verhalten an (dünne Linien in Bild 4.14b).

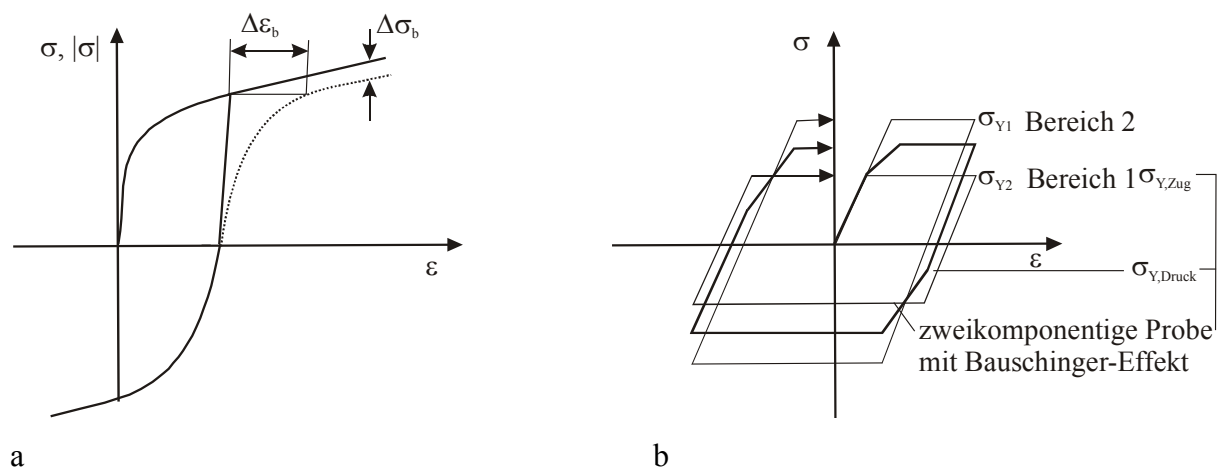


Bild 4.14: (a) Schematische Darstellung einer Spannungs-Dehnungs-Kurve für vollständig umgekehrte Beanspruchung und (b) Erläuterung des Bauschinger Effekts anhand eines Zweikomponenten-Modells.

Bei Zugverformung setzt plastische Verformung der Probe ein, sobald die Streckgrenze von Bereich 1 überschritten ist. Wird die Probe nach Erreichen der Maximalspannung entlastet, so wird der weichere Bereich 1 nach $\sigma_{\max} - 2\sigma_{1Y}$ im Druck plastifizieren und damit die Fließgrenze des Verbunds im Druck bestimmen. Diese wird folglich geringer sein als diejenige bei der vorangegangenen Zugverformung.

5 Initiierung von Mikrorissen

5.1 Rissinitiierung – Definition und Bedeutung

Die Definition eines Anrisses ist in erster Linie abhängig von der Größenordnung, die man der Betrachtung zu Grunde legt. So kann man einen Riss grundsätzlich bereits als lokale Überwindung der interatomaren Kohäsionskräfte und Bildung einer neuen Oberfläche betrachten. Zwar machen zur Analyse spröden Materialverhaltens und für sehr grundlagenorientierte Untersuchungen entsprechende hochauflösende experimentelle Methoden und atomistische Modelle durchaus Sinn und finden zunehmende Verbreitung, jedoch wird in diesem Kapitel die physikalische Definition der Anrissbildung als Trennung einiger atomarer Bindungen nur indirekt berücksichtigt. Vielmehr sollen die Ursachen diskutiert werden, die eine Anrissbildung in der Größenordnung der charakteristischen Mikrostruktur eines Werkstoffs, wie die Korngröße oder die Größe von Ausscheidungen und Poren, zur Folge haben. Im Kapitel 6 zur Rissausbreitung ist ein solcher Anriss dann bereits vorhanden und es werden die Mechanismen aufgezeigt, die schließlich zum Werkstoffversagen durch Bruch führen.

Bei Ermüdungsbeanspruchung insbesondere im LCF-Bereich findet die Rissinitiierung meist an der Oberfläche statt (Lukas in [175]). Sie ist grundsätzlich verursacht durch Spannungskonzentratoren, die zu lokaler plastischer Verformung oder zum Brechen bzw. zum Ablösen spröder Ausscheidungen führen. Lokale Spannungs-/Dehnungskonzentrationen können eine Reihe verschiedener Ursachen haben (siehe auch Lindley und Nix [176]); diese sind im Wesentlichen:

- bearbeitungsbedingte Oberflächenrauigkeit oder Kerben,
- Oberflächenprotrusionen aufgrund der Bildung ausgeprägter (persistenter) Gleitbänder [177],
- nichtmetallische Einschlüsse, die bereits während des Walzprozesses gebrochen sein können [178],
- Ausscheidungen und Poren, sowie
- Korngrenzen (bedingt durch elastische und plastische Anisotropie des Gefüges polykristalliner Werkstoffe).

Abhängig von der Beanspruchung und der Festigkeit des Werkstoffs kann die Phase der Anrissbildung und der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse bis zu 90% der Lebensdauer technischer Komponenten ausmachen [28]. Dies unterstreicht die Bedeutung einer eingehenden quantitativen Untersuchung der physikalischen Mechanismen, die lokal zu Spannungs-

überhöhung und plastischer Verformung und schließlich zu Initiierung und Ausbreitung kurzer Risse führen. Letztere hängt wiederum erheblich von den lokalen mikrostrukturellen Gegebenheiten ab. Erst wenn die Größenordnung dieser mikrostrukturellen Gegebenheiten gegenüber der Länge kurzer Risse vernachlässigbar ist, kann die Rissausbreitung pro Zyklus (da/dN) mit den Methoden der linear-elastischen Bruchmechanik vorhergesagt werden. Insbesondere bei hochdynamischer Beanspruchung (HCF-Beanspruchung) ist dann jedoch bereits ein Großteil der Lebensdauer verstrichen. Bild 5.1 zeigt schematisch die Entwicklung der Ermüdungsschädigung während der Ermüdungslebensdauer metallischer Werkstoffe (vgl. Polak [179]).

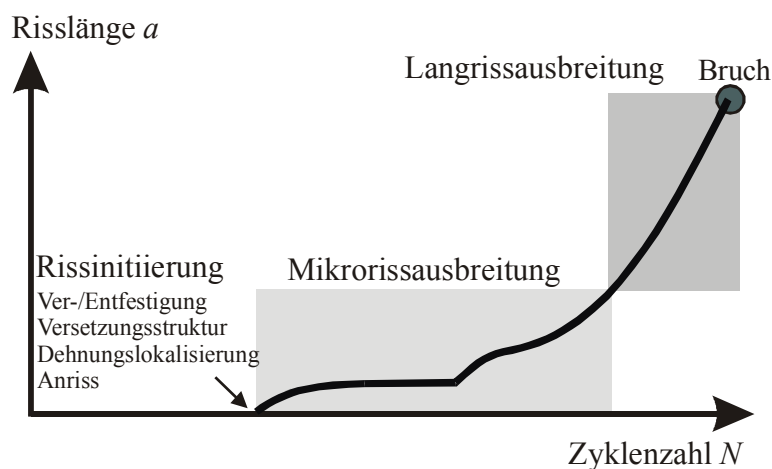


Bild 5.1: Entwicklung der Ermüdungsschädigung in polykristallinen Metallen.

5.1.1 Einfluss von Kerben, Oberflächenbehandlungen und Eigenspannungen

In technischen Komponenten sind die Entstehungsorte für Ermüdungsanrisse meist Kerben infolge der Bauteilgeometrie oder der Bearbeitungsrauigkeit, die als Spannungskonzentratoren wirken. Der Einfluss von Kerben auf Initiierung, Ausbreitung oder Nichtausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse wurde von Vallengano et al. in [180,181] anhand einer mikromechanischen Modellierung diskutiert (vgl. Kapitel 7). Andrews und Sehitoglu [182] zeigten anhand von Untersuchungen am Stahl ASTM 4340, dass der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Ermüdungslebensdauer erheblich ist, wenn die mittlere Rautiefe R_a den Durchmesser intrinsischer Materialdefekte bzw. die Korngröße übersteigt. Über den Mittelwert hinaus wurde hier auch der Einfluss der Standardabweichung der Rautiefe in eine Modellierung der lokalen Spannungsfelder mit einbezogen. Demnach könnte die erhebliche Streuung von Lebensdauerdaten technischer Werkstoffe auf eine hohe Standardabweichung der Oberflächenrauigkeitswerte zurückzuführen sein, die die Größenordnung des Mittelwerts der Rautiefe selbst erreichen kann.

Um der Gefahr der leichten Anrissbildung an der Oberfläche entgegenzuwirken, wird häufig eine mechanische Oberflächenbehandlung, z.B. durch Kugelstrahlen, Zugvorspannen oder Festwalzen (s. z.B. [183]), vorgenommen. Die daraus resultierenden Druckeigenstressungen bzw. Kaltverfestigung in der Oberfläche verringern die rissausbreitende Wirkung der im Betrieb aufgeprägten Zugspannung. Almers et al. untersuchten in [184] mit Hilfe der Röntgendiffraktometrie an unterschiedlich vorverformten Stahlproben (Stahl ASTM 1080) und mit Hilfe von Finite-Element-Berechnungen den Abbau der Eigenspannungen während Ermüdungsbeanspruchung und wiesen den verzögernden Einfluss einer Zugvorverformung auf die Ermüdungsrissinitiierung nach. Das Einbringen von Eigenspannungen durch z.B. Kugelstrahlen führt jedoch häufig zur Rissbildung unterhalb der Oberfläche (s. Bild 5.2b), die u.U. durch zerstörungsfreie Werkstoffprüfung, wie dem Farbeindringverfahren, schwierig oder gar nicht zu detektieren ist. Tabelle 5.1 zeigt die grundsätzlichen Zusammenhänge zwischen Oberflächenbehandlungszustand und Rissbildung.

Tabelle 5.1: Einfluss von Oberflächeneigenschaften auf die Lebensdauer metallischer Werkstoffe (nach [183]).

	Rissinitiierung	Rissausbreitung
Oberflächenrauigkeit	beschleunigend	keine Auswirkung
Kaltverfestigung (Vers.dichte)	verzögernd	beschleunigend
Eigenspannungen	keine Auswirkung	verzögernd

Rissinitiierung kann aber auch durch Oberflächenmodifikationen während des Betriebs verursacht werden, z.B. durch Korrosion oder Partikelerosion. So untersuchten Peters et al. [185,186] den Einfluss von mit hohen Geschwindigkeiten aufschlagenden Partikeln (foreign object damage) auf das Verhalten kurzer Risse in der Titanlegierung Ti-6Al-4V vor dem Hintergrund des Einsatzes dieser Legierung als Verdichterschaufeln in Flugzeugtriebwerken. Dabei werden zwar einerseits kurze Risse initiiert; die Ausbreitung selbst wird jedoch durch die sich einstellenden Eigenspannungen verlangsamt (übereinstimmend mit Tabelle 5.1).

5.2 Mikrostrukturelle Einflussfaktoren auf die Rissinitiierung

5.2.1 Rissinitiierung an der Oberfläche - Grundsätzliches

Nicht nur bei technischen, unbehandelten Oberflächen mit Bearbeitungsriefen, sondern auch bei polierten Proben findet die Rissinitiierung in der Regel an der Oberfläche statt. Zu Ausnahmen von dieser Regel kommt es, wenn entweder besonders große Ausscheidungen bzw. Poren im Werkstoffinnern vorliegen oder bei der Langzeitermüdung mit verhältnismäßig kleinen Spannungsamplituden dafür aber Zyklenzahlen im Giga-Bereich ($N_B > 10^9$, UHCF ultra high cycle fatigue, vgl. [187]).

An der Oberfläche treten in der Regel die höchsten Spannungen auf und zudem fehlt die Dehnungsbehinderung nach außen (vgl. [175]). Unter der Mitwirkung von Spannungskonzentratoren kommt es dort zu lokaler Mikroplastizität bereits bei verhältnismäßig geringen Spannungsamplituden. Die mechanischen Spannungen sind nicht homogen verteilt, sondern hängen lokal von der Form, Größe und kristallographischen Orientierung der Körner sowie von der Verteilung von Sekundärphasen, nichtmetallischen Ausscheidungen und Poren ab (vgl. [188]).

Bei der Rissinitiierung an der Oberfläche überwiegt Einfachgleitung [189], während die Rissausbreitung ins Werkstoffinnere insbesondere bei kfz Werkstoffen durch Mehrfachgleitung über alternierende Gleitsysteme unter der Bildung von Schwingstreifen erfolgt. Bei Ermüdungsbeanspruchung ist die plastische Verformung entlang der Gleitbänder nur zum Teil reversibel. Adsorption von Sauerstoff an den heraustretenden Gleitbändern (Gleitstufen) und Verfestigung entlang der Gleitbänder haben Gleitirreversibilität, die schließlich zur lokalen Materialtrennung und Anrissbildung führt, zur Folge (s. Kapitel 5.2.3).

5.2.2 Rissinitiierung an Ausscheidungen und Poren

Poren im Werkstoff, meistens resultierend aus der Materialschrumpfung während des Gießprozesses (Mikrolunkerbildung), können bereits als vorhandene Mikrorisse angesehen werden, insbesondere dann, wenn ihre Größe in der charakteristischen Dimension der Mikrostruktur, wie z.B. die Korn- oder Phasengröße, liegt. Dies zeigt sich z.B. bei der Rissinitiierung in Magnesiumlegierungen, die bevorzugt an Poren, die bei der dendritischen Erstarrung entstanden sind, stattfindet [90].

Bei der Rissinitiierung an Ausscheidungen, wie Sekundärphasen oder nichtmetallischen Einschlüssen, ist zwischen zwei verschiedenen Mechanismen zu unterscheiden:

- Unterschiedliche elastische Eigenschaften oder unterschiedliche Wärmeausdehnungskoeffizienten von Matrixwerkstoff und Ausscheidung führen an der Grenzfläche bei mechanischer oder thermischer Beanspruchung zu Spannungsüberhöhung und damit ggf. zur Anrissbildung. Dies hängt demzufolge wesentlich von der Größe der Ausscheidungen ab. Je nachdem, ob es sich um kohärente Ausscheidungen, wie z.B. die γ' -Phase in Ni-Basis-Superlegierungen, oder inkohärente Ausscheidungen, wie nichtmetallische Einschlüsse, handelt, stellt die Grenzfläche zwischen Ausscheidung und Matrix eine mehr oder weniger kritische Schwachstelle dar. Rissinitiierung setzt dann durch Ablösen von z.B. MnS-Einschlüssen in hochfesten Stählen ein [30].
- Insbesondere größere nichtmetallische Einschlüsse neigen zu sprödem Brechen. Solche gebrochenen Ausscheidungen sind ähnlich wie Poren als Anrisse mit lokaler Spannungsüberhöhung zu verstehen.

Neben den bei kommerziellen Werkstoffen nie ganz vermeidbaren, mehr oder weniger schädlichen nichtmetallischen Einschlüssen, werden Ausscheidungen auch bewusst zur Festigkeitssteigerung (Teilchenhärtung), Korngrenzenstabilisierung (Korngrenzenkarbide bei Hochtemperaturwerkstoffen) oder zur Verbesserung der Verschleißfestigkeit eingesetzt. Hier muss ein metallurgischer Kompromiss gefunden werden, der in einem Optimum der Werkstoffeigenschaften bei einer vorgegebenen Beanspruchung resultiert. Ein Beispiel für Ermüdungsrissinitiierung in einer SiC-partikelverstärkten Aluminiumlegierung zeigt Bild 5.2a; Ermüdungsrissinitiierung an einer Karbidausscheidung in einem hochfesten kugelgestrahlten Federstahl unterhalb der Oberfläche ist in Bild 5.2b dargestellt.

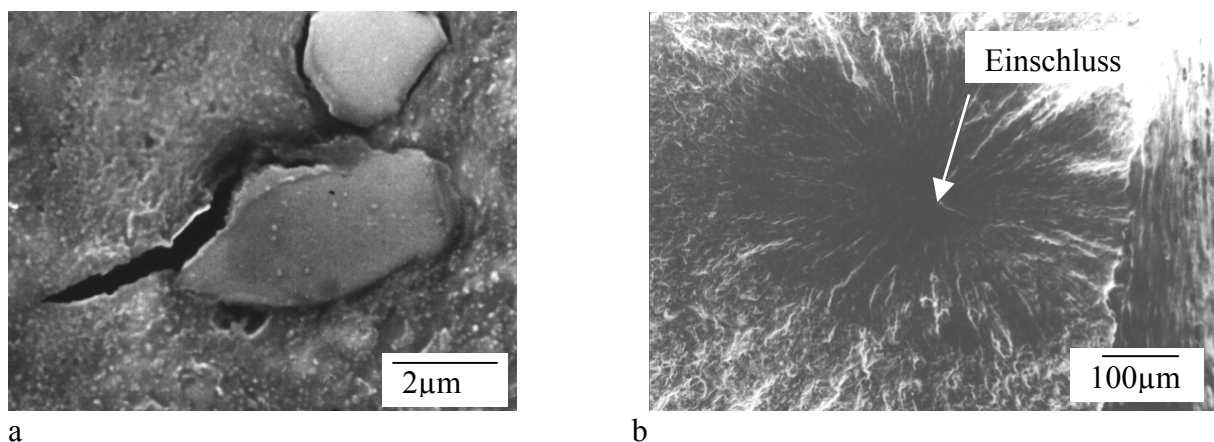


Bild 5.2: Rissinitiierung an (a) einem SiC-Partikel in der SiC-verstärkten Al-Legierung X8019 (nach [71]) und (b) unterhalb der Oberfläche an einem Karbideinschluss im kugelgestrahlten Federstahl 54 SiCrV 6 nach [190]).

Insbesondere an Stählen ist Rissinitiierung an nichtmetallischen Einschlüssen, wie MnS-, Al_2O_3 -, SiO_2 -Teilchen, die häufigste Versagensursache. Bei Aluminiumlegierungen sind es meist intermetallische Einschlüsse, die, je nach Größe der Ausscheidung, Rissinitiierung oder Mikroplastizität verursachen, wie die S-Phase (Al_2CuMg) oder die β -Phase ($\text{Al}_7\text{Cu}_2\text{Fe}$) [30]. Auch von Morris [191,192] durchgeführte Untersuchungen an der Aluminiumlegierung Al 2219-T815 zeigten Rissinitiierung vorwiegend an intermetallischen Ausscheidungen, gelegentlich aber auch an Korngrenzen.

5.2.3 Rissinitiierung an persistenten Gleitbändern

Selbst bei idealisierten Werkstoffen, die keinerlei Defekte, wie Ausscheidungen oder Korngrenzen enthalten, und deren Oberfläche poliert ist, führt eine Wechselbeanspruchung, sobald lokale plastische Verformung eintritt, früher oder später zur Rissinitiierung. Wie eingangs erwähnt, ist die grundsätzliche Ursache dafür die Irreversibilität der plastischen Verformung. Versetzungen, die entlang eines Gleitbandes an die freie Oberfläche gelangen, erzeugen dort eine der Umgebungsatmosphäre ausgesetzte Gleitstufe. Die Adsorption von Sauerstoff verhindert bei der Rückverformung das Wiederverschweißen der ursprünglichen Gleitstufe mit der umgebenden Metallmatrix. Die Konsequenz ist, wie in Bild 5.4 dargestellt, lokale Dekohäsion entlang der Gleitebene. Dies zeigen Wechselverformungsuntersuchungen im Vakuum oder in einer Inertgasatmosphäre, die eine erheblich erhöhte Lebensdauer als entsprechende Versuche in Luft zur Folge haben (s. z.B. Thompson et al. [16]).

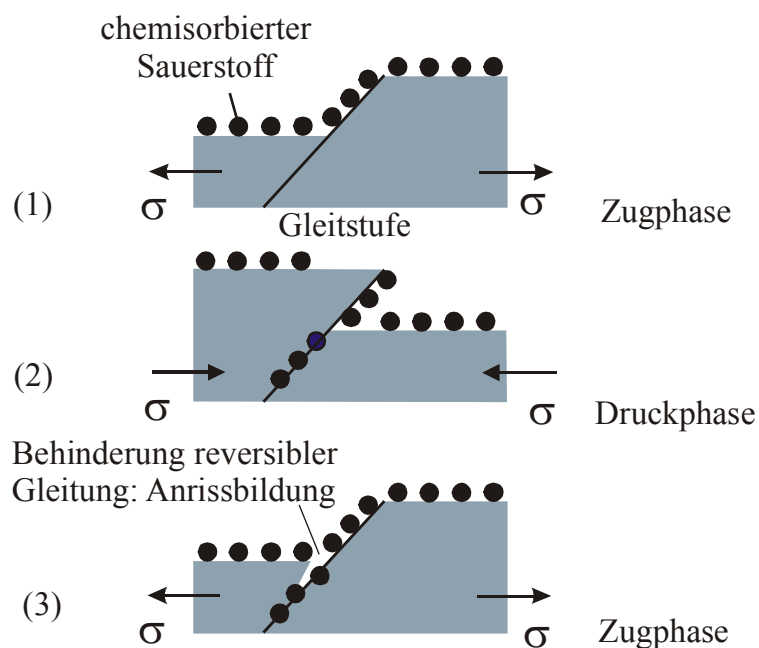


Bild 5.3: Rissinitiierung durch irreversible Gleitvorgänge unter Atmosphäreneinfluss.

Darüber hinaus beruht die Irreversibilität der plastischen Verformung auf Wechselwirkungen der Versetzungen untereinander, die in Kapitel 4 erläutert sind. So führt das dynamische Gleichgewicht zwischen Versetzungsmultiplikation nach dem Frank-Read-Mechanismus und der Annihilation von Schrauben- oder Stufenversetzungen in persistenten Gleitbändern PSB (persistent slip band) zur Erzeugung von Leerstellen, die schließlich eine makroskopische Rauigkeit entlang der Schnittpunkte der PSBs und einer ursprünglich polierten Oberfläche erzeugt [175,193]. Der physikalische Mechanismus, der zu dieser aus Ex- und Intrusionen bestehenden Oberflächenrauigkeit führt (mit einer mittleren Rautiefe in der Größenordnung von $R_a \approx 1 \mu\text{m}$ und einem Kerbradius von $d \approx 0,1 \mu\text{m}$ [179]), kann nach Essmann, Gösele und Mughrabi (EGM-Modell [194]) wie folgt erklärt werden (vgl. Bild 5.4a):

Versetzungen entgegengesetzter Vorzeichen annihilieren, wenn ihr Abstand eine kritische Länge y , die bei Schraubenversetzungen $y_s \approx 50 \text{nm}$ und bei Stufenversetzungen $y_e \approx 1,6 \text{nm}$ beträgt [30], unterschreitet. Im Falle der aus Stufenversetzungen aufgebauten persistenten Gleitbänder entstehen dabei Leerstellen oder interstitielle Atome, je nachdem ob die beiden eingeschobenen Halbebenen sich bei der Annihilation überlappen (interstitielle Dipole) oder um einen Abstand kleiner y voneinander entfernt sind (Leerstellendipole). Dies wird ermöglicht durch die Erzeugung und Bewegung von Versetzungen auf verschiedenen Gleitebenen während der sich abwechselnden Zug- und Druckphasen. Durch die Annihilation von Versetzungsdipolen, in PSBs vorwiegend des Leerstellentyps, kommt es zu einem Wechsel der Ebene auf der die Abgleitung aktiv ist, was schließlich zu einer gegenüber dem Burgersvektor der Versetzungen im PSB geneigten *effektiven* Gleitebene entlang der Strecke XX' bzw. bei Lastumkehr YY' in Bild 5.4a führt. Durch das neu erzeugte Volumen bei der Leerstellenbildung werden dabei Extrusionen, im Falle eines interstitiellen Annihilationsmechanismus Intrusionen erzeugt. Dies geschieht solange, bis eine Sättigungskonzentration $C_{v,\text{sat}}$ der Leerstellen erreicht ist. Diejenigen Versetzungen, die dem Annihilationsprozess entgehen, bewegen sich auf in Bild 5.4a beispielhaft dargestellten Wegen (gestrichelte Linien) innerhalb des PSB entweder zur freien Oberfläche oder zur Grenzfläche PSB-Matrix. Demzufolge entstehen an den Grenzflächen PSB/Matrix Reihen von Stufenversetzungen, die in das PDB gerichtete Halbebenen repräsentieren. Wenn alle diese Grenzflächenversetzungen aus der Oberfläche heraustreten würden, entstünde eine Protrusion (Oberflächenrauigkeit) der Höhe e gemäß Bild 5.4a entstehen. Die Grenzflächenversetzungen erzeugen durch ihre gegenseitige Abstoßung aber auch innere Kompressionsspannungen (σ_{PSB}) im PSB. Diese Kompressionsspannungen werden von der wechselnden aufgebracht Spannung (σ_a) überlagert, womit sich Spannungsspitzen in der Zugphase an den Punkten X und X' in Bild 5.4a ergeben. Ma und Laird

[195] zeigten für einen wechselverformten Cu-Einkristall, dass Risse tatsächlich durch Spannungsüberhöhungen an den Flanken von PSBs entstehen (s. Bild 5.4b). Auf die schädigende Wirkung der Protrusionen weisen auch Experimente hin, bei denen die durch plastische Wechselverformung in den PSBs entstandene Oberflächenrauigkeit abpoliert wurde und damit eine erhebliche Steigerung der Lebensdauer erreicht werden konnte (Thompson et al. [16], Basinski et al. [196]).

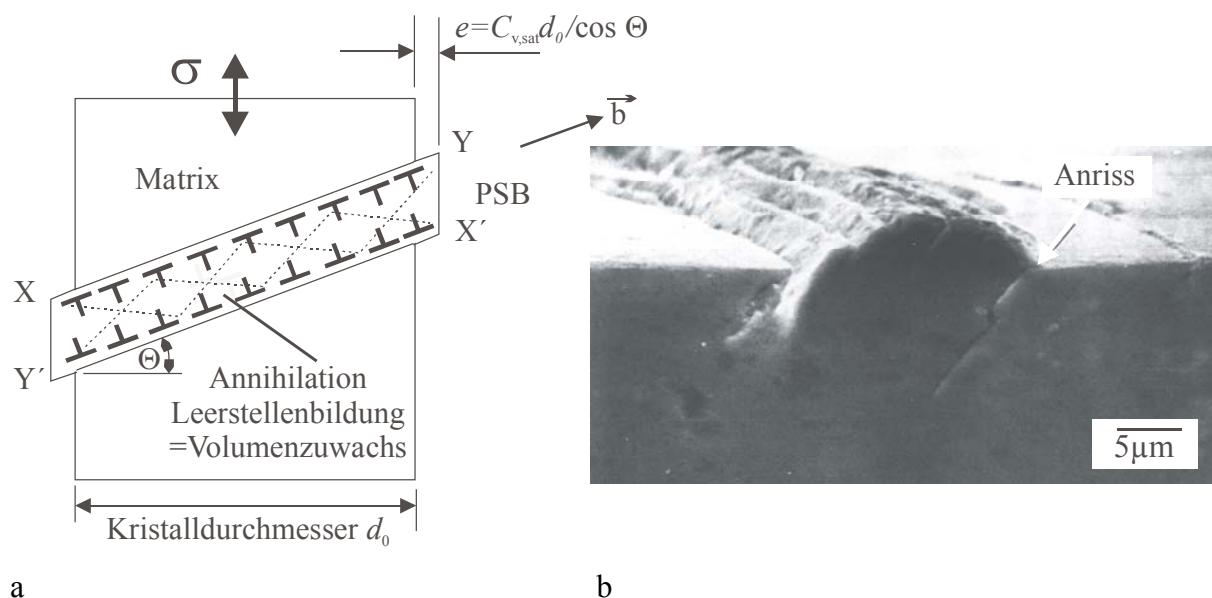


Bild 5.4: (a) Schematische Darstellung der Entstehung von Extrusionen bzw. Protrusionen an einem persistenten Gleitband (PGB) nach dem EGM-Modell [194] und (b) Rissinitiierung an der Grenzfläche PGB/Matrix in wechselverformtem Kupfer ($N=60000$, $\gamma_{pl}=0,002$, REM-Aufnahme eines mit Hilfe der Taper-Sectioning-Methode präparierten Querschliffs (nach [195]).

Die oben beschriebenen Zusammenhänge wurden zunächst für Cu- und Ni-Einkristalle festgestellt. PSBs haben jedoch für die Rissinitiierung in den aus technischer Sicht bedeutsameren polykristallinen Werkstoffen eine ebenso große Bedeutung. Auch hier ist die Entstehung von Protrusionen in den Oberflächenkörnern maßgebend [175]. Untersuchungen an polykristallinem Kupfer von Figueroa und Laird in [197] sowie Kim und Laird in [198] zeigten, dass bei moderaten Dehnungsamplituden transkristalline Risse an den Auftreffpunkten der persistenten Gleitbänder an den Korngrenzen entstehen [197]. Bei hohen Dehnungsamplituden und damit höherem plastischen Verformungsgrad und folglich höherem PSB-Volumenanteil verursachen Gleitstufen mit einer Höhe in der Größenordnung von $1\mu\text{m}$ interkristalline Rissinitiierung [198]. TEM-Untersuchungen von Huang und No in [199] bestätigen die Protrusionsbildung entlang PSBs an Korngrenzen. Bei hohen Dehnungsamplituden fanden sie jedoch Anrisse an den Korngrenzen ohne Wechselwirkungen mit persistenten Gleitbändern; sie stellten dort überwiegend Versetzungszellstrukturen fest, die offensichtlich in ähnlicher Weise wie

die persistenten Gleitbänder eine Spannungserhöhung an den Korngrenzen bewirken und damit Rissinitiierung verursachen.

Obwohl die plastische Verformung in krz Werkstoffen von derjenigen in kfz Werkstoffen abweicht (vgl. Kapitel 4), spielen Gleitbänder hier eine ähnliche Rolle. Allerdings handelt es sich wohl nicht um persistente Gleitbänder (PSBs wurden lediglich in ferritischem Stahl von Pohl et al. [174] festgestellt), sondern vielmehr um planare Versetzungsstrukturen, in denen die Irreversibilität der plastischen Verformung durch Versetzungsbewegung auf unterschiedlichen parallelen Gleitebenen eines Gleitbandes hervorgerufen wird. Untersuchungen an der Titanlegierung LCB im einphasigen krz β -Zustand zeigten die Bildung interkristalliner Risse durch Gleitstufen in ähnlicher Weise, wie von Kim und Laird [198] an Cu beobachtet und diskutiert. Ein Beispiel dafür zeigt Bild 5.14 in Kapitel 5.4.1.

5.3 Rissinitiierung durch elastische Anisotropie

5.3.1 Bedeutung und Definition elastischer Anisotropie

Wenn man sich den atomaren Aufbau kristalliner Metalle vor Augen führt, ist es leicht einzusehen, dass bei mechanischer Werkstoffbeanspruchung das elastische Werkstoffverhalten von der räumlichen Lage der Einheitszelle zur Beanspruchungsrichtung abhängt. Zwar ergibt sich für Polykristalle insgesamt ein quasi-isotroper Elastizitätsmodul E ; Einkristalle hingegen weisen eine z.T. erhebliche elastische Anisotropie auf. Technisch wird dies beispielsweise bei einkristallinen Nickelbasis-Superlegierungen für thermisch und mechanisch hochbeanspruchte Gasturbinenschaufeln (i.d.R. Laufschaufeln der 1. und 2. Stufe) genutzt. Diese sind entlang der maximalen Wärmedehnungen in der elastisch weichsten [001]-Richtung orientiert. Damit wird bei vorgegebener Dehnung der elastische Bereich erweitert und somit werkstoffschädigende plastische Verformung vermieden. Bild 5.5 veranschaulicht dies für die drei Hauptrichtungen der kfz Elementarzelle der einkristallinen Nickelbasis-Superlegierung PWA 1480 (nach [142,143]).

Unterzieht man den quasi-isotropen Polykristall einer genaueren Betrachtung, so spielt die elastische Anisotropie bei der mechanischen Verformung ebenfalls eine wichtige Rolle. Die elastische Anisotropie führt dazu, dass sich die kristallographisch verschieden ausgerichteten Körner bei einer makroskopischen Beanspruchungsamplitude σ_a elastisch unterschiedlich verformen, was zu lokal hohen Spannungsspitzen an Korngrenzen und Tripelpunkten (genauer Tripellinien) führt und Rissinitiierung zur Folge haben kann. Dies ist in Bild 5.6 schematisch dargestellt.

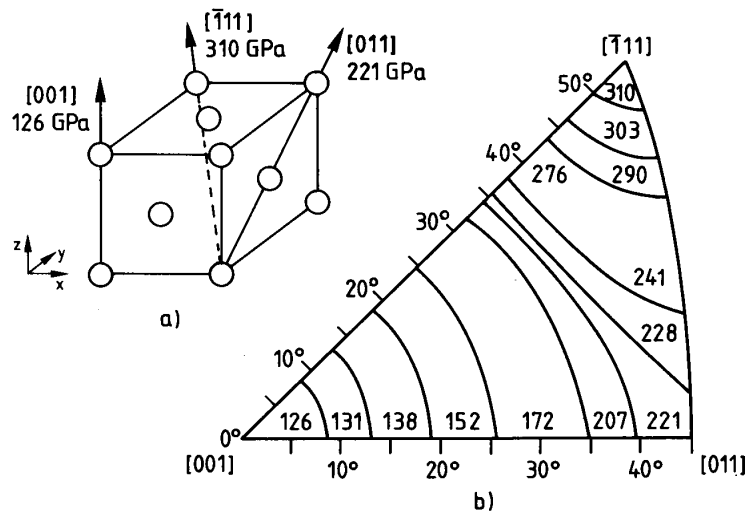


Bild 5.5: Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Orientierung für die einkristalline Nickelbasis-Superlegierung PWA 1480 bei Raumtemperatur (nach [142]).

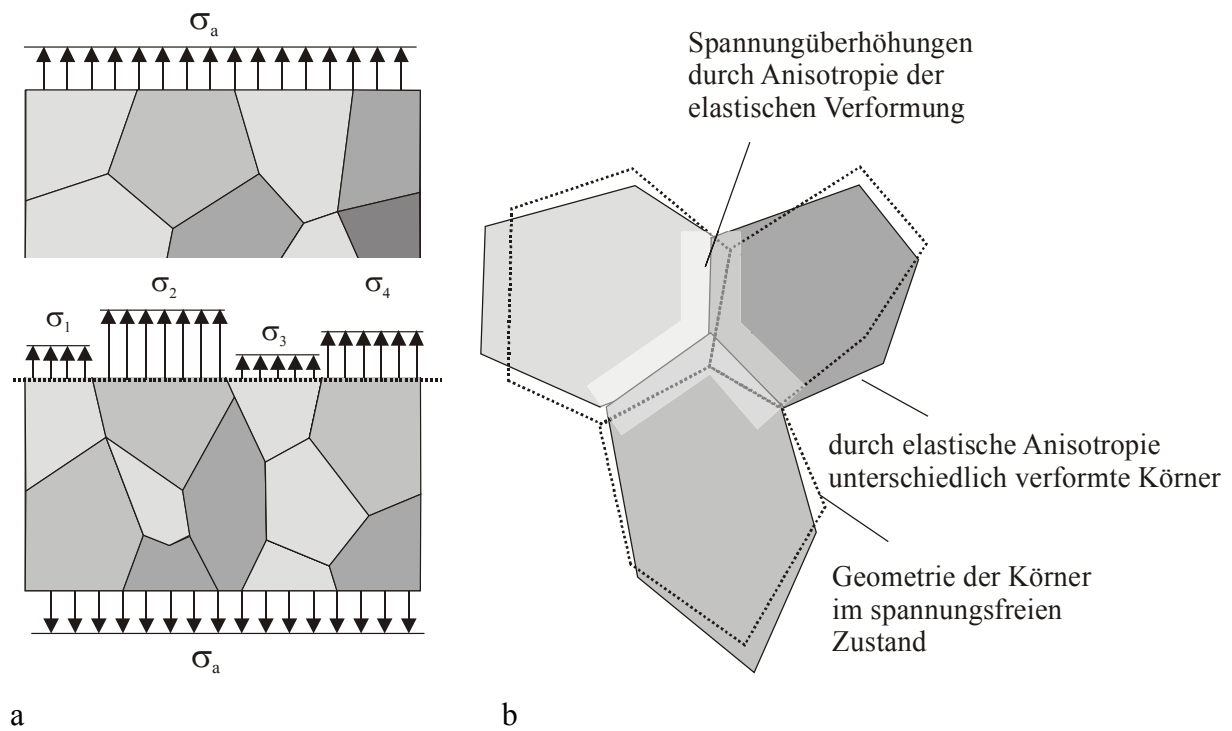


Bild 5.6: Schematische Darstellung des Einflusses kristallographischer Anisotropie: (a) inhomogene Spannungsverteilung und (b) daraus resultierende Anisotropie der elastischen Verformung.

Mathematisch kann die elastische Anisotropie wie folgt beschrieben werden: folgendermaßen beschreiben: Unter Zugrundelegung des Nachgiebigkeitstensors S_{ijkl} für das Materialgesetz (vgl. Kapitel 4.1)

$$\epsilon_{ij} = S_{ijkl} \sigma_{kl}, \tag{5.1}$$

der sich für einen Kristall mit kubischer Symmetrie (orthotrop) auf drei unabhängige Komponenten beschränkt

$$S_{ijkl} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{bmatrix}, \quad (5.2)$$

kann die elastische Anisotropie A als das Verhältnis des Schubmoduls in der (011)-Ebene

$$G_{(011)} = \frac{E_{[001]}}{2(1 + \nu)} = \frac{1}{2(s_{11} - s_{12})} \quad (5.3)$$

zu dem Schubmodul in der (001)-Ebene

$$G_{(001)} = \frac{1}{s_{44}} \quad (5.4)$$

wie folgt ausgedrückt werden:

$$A = \frac{G_{(001)}}{G_{(011)}} = \frac{2(s_{11} - s_{12})}{s_{44}}. \quad (5.5)$$

$E_{[001]}$ ist hierbei der Elastizitätsmodul in [001]-Richtung.

5.3.2 Bestimmung elastischer Einkristall-Konstanten und Abschätzung der elastischen Anisotropie

Für viele reine Metalle sind elastische Einkristallkonstanten der verschiedenen kristallographischen Orientierungen bekannt und tabelliert, z.B. in [201]. Für die meisten technischen Legierungen, wie auch die β -Titanlegierung LCB, ist dies jedoch nicht der Fall, so dass spezielle Messungen erforderlich sind. Verfügt man über Einkristalle, so ist dies kein größeres Problem. Entweder unterzieht man entsprechend orientierte Proben einer mechanischen Beanspruchung im elastischen Bereich, wobei der Einkristall-Elastizitätsmodul aus dem resultierenden Spannungs-Dehnungsdiagramm bestimmt werden kann, oder man nutzt den Zusammenhang zwischen Schallgeschwindigkeit und Elastizitätsmodul (Ultraschallmessungen). Zur Abschätzung von Einkristallkonstanten mit Hilfe polykristalliner Proben wurde darüber hinaus hier ein Verfahren eingeführt, dem die lokale Dehnungsmessung mit Hilfe der ISDG-Technik (s. Kapitel 3.1.3) und die Kristallorientierungsmessung mittels EBSD (s. Kapitel 3.3.1) zu Grunde liegt [200]. Dabei werden jeweils zwei Mikrohärteeindrücke innerhalb einzelner, verschieden orientierter Körner eingebracht und deren Verschiebung bei mechanischer

Beanspruchung gemessen. Der quasi-isotrope Gesamt-Elastizitätsmodul E und die Querdehnzahl ν (Poisson-Verhältnis) werden dann mit auf der Probe applizierten Dehnmessstreifen bestimmt (s. Tabelle 5.2). Der Versuchsaufbau ist schematisch in Bild 5.7 dargestellt.

Aus der lokalen Verschiebung innerhalb eines Kornes p in Zugrichtung erhält man unter der vereinfachenden Annahme, dass innerhalb des Kornes die aufgebrauchte Spannung σ_a herrscht, die lokale Komponente s_{11}^p des Nachgiebigkeitstensors S_{ijkl}^p , der mit dem $\langle 001 \rangle$ -Einkristall-Nachgiebigkeitstensor S_{ijkl} (Gl. 5.2) über eine Transformationsbeziehung (vgl. Kapitel 5.1) verknüpft ist, in die die Richtungskosinus der Winkel zwischen den lokalen $\langle 001 \rangle$ -Kristallachsen und der Beanspruchungsrichtung l_1 , l_2 und l_3 eingehen (aus EBSD-Daten ermittelt). Für s_{11}^p ergibt sich demnach:

$$s_{11}^p = s_{11} - (2s_{11} - 2s_{12} - s_{44}) \cdot (l_{1p}^2 l_{2p}^2 + l_{2p}^2 l_{3p}^2 + l_{3p}^2 l_{1p}^2) = s_{11} - (2s_{11} - 2s_{12} - s_{44}) \cdot \Gamma_p. \quad (5.6)$$

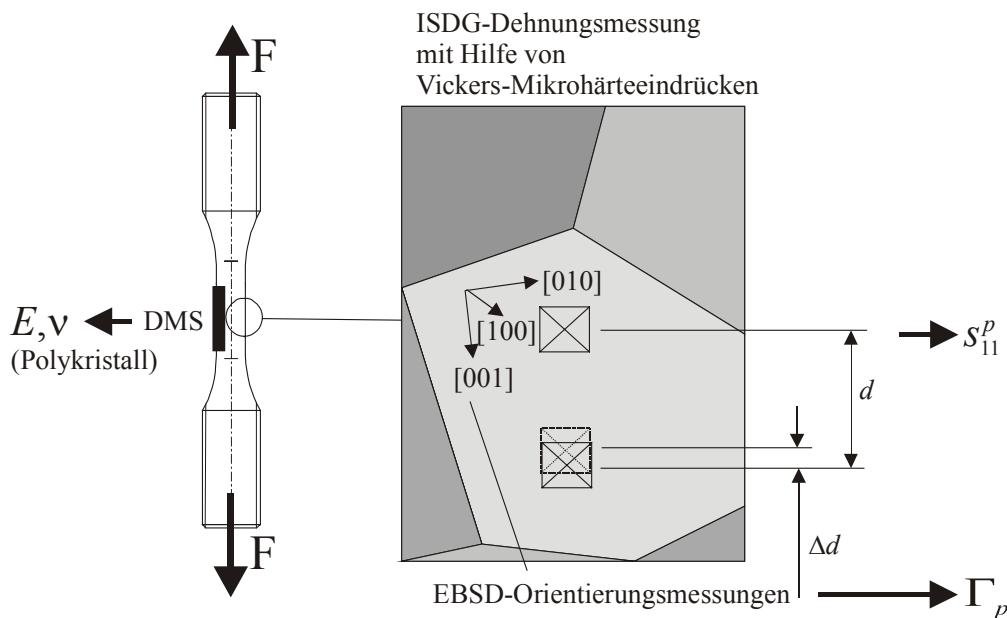


Bild 5.7: Schematische Darstellungen der für die Bestimmung der elastischen Anisotropie A erforderlichen Messungen.

Gleichung 5.6 enthält die drei unbekanntenen Größen s_{11} , s_{12} und s_{44} des Einkristall-Nachgiebigkeitstensors S_{ijkl} und die gemessenen Größen s_{11}^p und Γ_p (Orientierungsfunktion des p -ten Kornes). Führt man mindestens zwei Messungen durch ($p=1$; $p=2$), lässt sich ein Teil von Gl. 5.7 eliminieren und man erhält für s_{11} :

$$s_{11} = \left(\frac{\Gamma_2}{s_{11}^1} - \frac{\Gamma_1}{s_{11}^2} \right) \cdot \frac{1}{\Gamma_2 - \Gamma_1}. \quad (5.7)$$

Zur vollständigen Beschreibung der elastischen Anisotropie benötigt man jedoch noch die Konstanten s_{12} und s_{44} . Diese können mit Hilfe der Grenzwertkonzepte nach Voigt und Reuss

abgeschätzt werden [202-205]. Hierbei liegt die Annahme eines aus parallelen (Voigt) bzw. aus sequentiell (Reuss) angeordneten Körnern zusammengesetzten Vielkristalls zugrunde. Die quasi-isotropen elastischen Konstanten E und ν des Polykristalls können dann wie folgt aus den Einkristall-Nachgiebigkeitskonstanten abgeschätzt werden:

$$E_{\text{Reuss}} = \frac{5}{3s_{11} + 2s_{12} + s_{44}}, \quad \nu_{\text{Reuss}} = \frac{-2s_{11} - 8s_{12} + s_{44}}{6s_{11} + 4s_{12} + 2s_{44}}, \quad (5.8)$$

$$E_{\text{Voigt}} = \frac{5 - 3B}{(5 - B)s_{11} - 2Bs_{12}}, \quad \nu_{\text{Voigt}} = \frac{-5s_{12} + B(s_{11} + 2s_{12})}{5s_{11} + (B - 2)(s_{11} + 2s_{12})}. \quad (5.9)$$

Die Konstante B in Gl. 5.9 beinhaltet über $B=1-A$ die Anisotropie A gemäß der Definition in Gl. 5.5. Mit den Gleichungen 5.5 bis 5.9 können die Messwerte ausgewertet werden und man erhält die Komponenten des Einkristall-Nachgiebigkeitstensors S_{ijkl} und die Anisotropie A .

Um die hohe Streuung der Messergebnisse zu kompensieren, wurden die Ergebnisse in ein Finite-Elemente-Modell des Mikrogefüges integriert, mit dessen Hilfe die lokalen Dehnungen berechnet werden können. Ein Optimierungsalgorithmus [206] modifiziert dabei die nach Voigt und Reuss abgeschätzten Einkristall-Nachgiebigkeitskomponenten derart, dass schließlich die berechnete Verschiebung der Mikrohärteeindrücke mit der gemessenen übereinstimmt. Für die β -Titanlegierung LCB ergab sich schließlich ein Anisotropiefaktor von $A \approx 0,7$, der den Finite-Elemente-Berechnungen in Kapitel 5.3.3 zu Grunde liegt. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Ergebnisse des oben beschriebenen Verfahrens aufgrund von Messungenauigkeiten und den erheblichen Vereinfachungen nur als sehr grobe Näherung betrachtet werden können. In früheren Arbeiten werden für die Anisotropie anderer β -Titanlegierungen Werte von $A=1,7$ (für Ti-40V [207]) und $A=2,25$ (für Ti-10Cr [208]) angegeben. Auch wenn die unterschiedlichen chemischen Zusammensetzungen der Werkstoffe eine mögliche Erklärung für die grundsätzlich abweichenden Werte der elastischen Anisotropie liefern, sollte eine Überprüfung der Näherung für LCB ($A \approx 0,7$) anhand von Ultraschallmessungen an LCB-Einkristallen erfolgen.

5.3.3 Finite-Elemente-Berechnung der elastischen Anisotropiespannungen zur Vorhersage von Rissinitiierungsorten

Die Höhe der durch die elastische Anisotropie A verursachten Spannungsüberhöhungen gegenüber der aufgetragenen Spannung σ_a hängen nicht unerheblich von der geometrischen Form und der Lage der benachbarten Körner zueinander und gegenüber der Beanspruchungsrichtung ab. Dies macht eine analytische Berechnung (s. Kapitel 5.3.4), wie sie in einer Reihe

von Arbeiten [209-214] auf relativ einfache Geometrien wie Zwillingsgrenzen oder Bikristalle angewandt wurde, für beliebig zusammengesetzte Polykristalle äußerst schwierig [215]. Für das Beispiel wechselverformter Proben der Titanlegierung LCB im einphasigen β -Zustand wurden daher für Bereiche der Mikrostruktur, in denen Gleitbänder und/oder Mikroanrisse auftraten, numerische Berechnungen mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode auf der Basis der gemäß Kapitel 5.3.2 abgeschätzten Anisotropie von $A \approx 0,7$, die den Komponenten $c_{11}=192790\text{MPa}$, $c_{12}=20973\text{MPa}$ und $c_{44}=26316\text{MPa}$ des Steifigkeitstensors \underline{S} entspricht, durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden rasterelektronenmikroskopische Aufnahme entsprechend geschädigter Gefügeausschnitte mit Hilfe des FE-Preprocessing-Programms PATRAN zu anisotropen achtknotigen finiten Elementen vernetzt ($40 \cdot 48 \cdot 8$ hex8-Elemente). Da die Aufnahmen nur die Oberfläche der tatsächlich dreidimensionalen Körner darstellen, wurden die in das Materialinnere ragenden Korngrenzen vereinfacht als orthogonal zur Oberfläche angenommen. Der Gefügeausschnitt ist gemäß der Darstellung in Bild 5.8 in einen isotropen, gröber vernetzten Bereich eingebettet, der auf einer Seite fest eingespannt ist und auf der anderen Seite durch die aufgebrauchte Normalspannung, hier $\sigma_a=600\text{MPa}$, beansprucht wird. Für diesen Bereich wurden zur Berechnung die quasi-isotropen elastischen Konstanten für die Legierung LCB $E=84,5\text{ GPa}$ und $\nu=0,365$ verwendet. Mit Hilfe des Finite-Elemente-Programms ABAQUS wurden schließlich die lokalen Spannungen für die jeweiligen Mikrostrukturausschnitte berechnet.

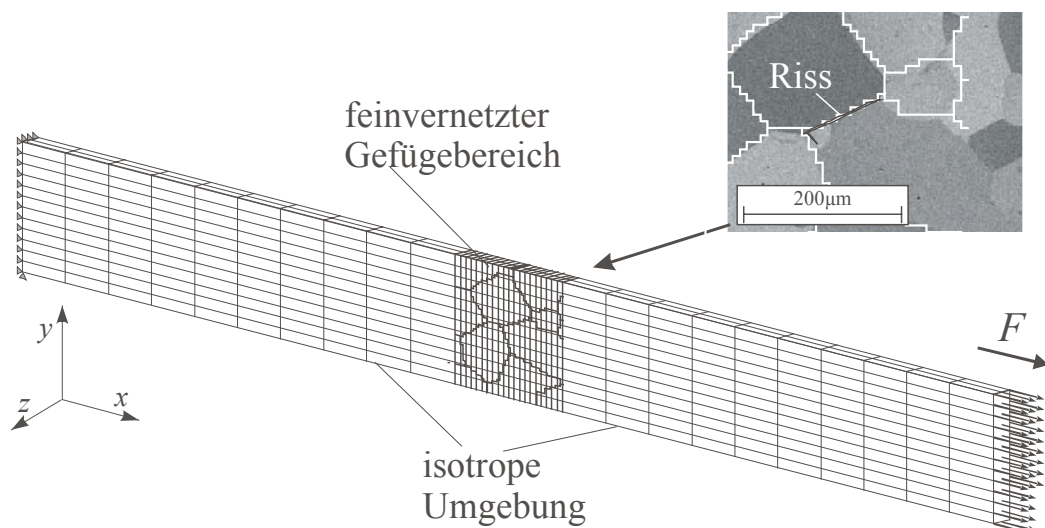


Bild 5.8: Schema der FE-Vernetzung realer Gefügeausschnitte (aus REM-Oberflächenaufnahmen) in einer isotropen Umgebung.

Bei der β -Titanlegierung LCB im einphasigen α Zustand geht die Rissinitiierung nahezu ausschließlich von den Korngrenzen aus. Bild 5.9a zeigt einen Gefügebereich, in dem während Ermüdung bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ und einem Spannungsverhältnis von $R=-1$ Gleitbandrisse ausgehend von einer Korngrenze entstanden sind. Die mit der FE-Methode berechneten elastischen Hauptnormalspannungen für diesen Gefügebereich sind in Bild 5.9b dargestellt. Es ergaben sich deutliche Spannungsüberhöhungen an derjenigen Korngrenze, an der tatsächlich Rissbildung festgestellt werden konnte.

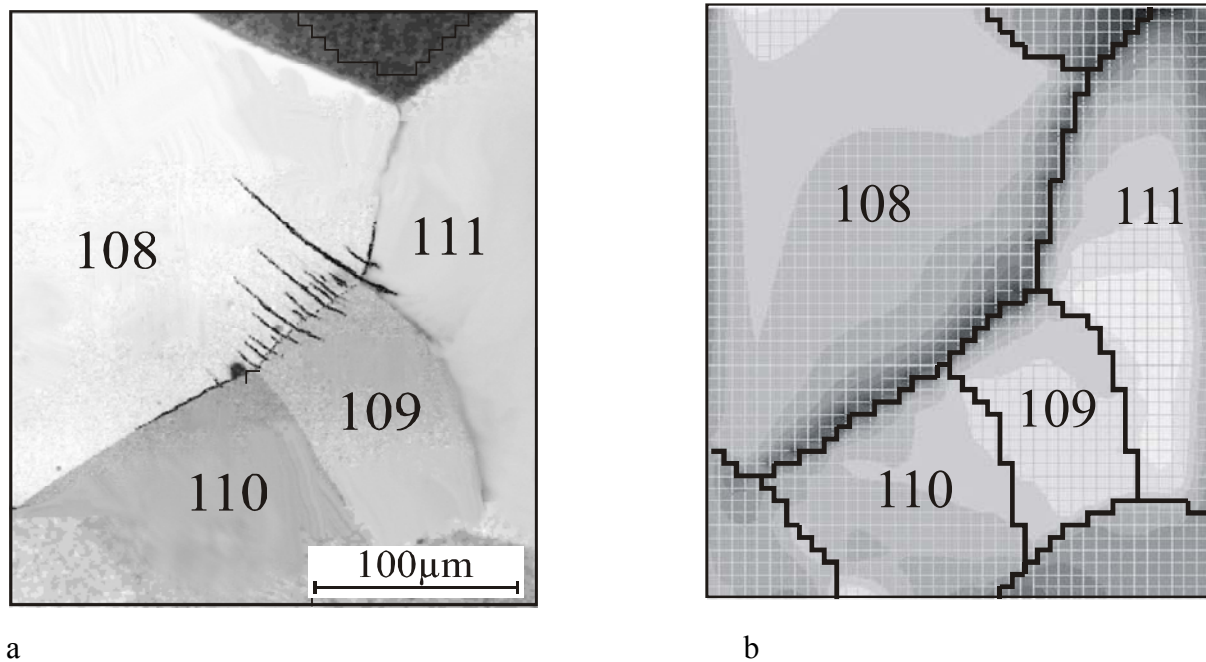


Bild 5.9: (a) REM-Aufnahme transkristalliner Gleitbandrisse, entstanden während Wechselverformung der β -Ti-Legierung LCB bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ und (b) mit Hilfe der FE-Methode berechnete Hauptnormalspannungen (je dunkler die Einfärbung, desto höher der Spannungswert).

In ähnlicher Weise konnten elastische Anisotropiespannungen auch als Ursache für interkristalline Rissinitiierung ausgemacht werden. Dies zeigt das Beispiel in Bild 5.10. Auch hier ergab die FE-Berechnung auf der Basis der elastischen Anisotropie von $A\approx 0,7$ die maximalen Hauptnormalspannungen an der tatsächlich aufgerissenen Korngrenze.

Natürlich hängt die Rissinitiierung nicht alleine von den Hauptnormalspannungen ab. Vielmehr ist es die Kombination mit den auf die Gleitebenen des Werkstoffs wirkenden Schubspannungen, die dort lokale plastische Verformung und schließlich das Aufreißen des Gleitbandes bewirken können. Bisher wurden die Schubspannungen als Tresca-Vergleichsspannungen berechnet, so dass keine Aussage über die tatsächlich in Richtung der Gleitebenen auftretenden Schubspannungen möglich war [215].

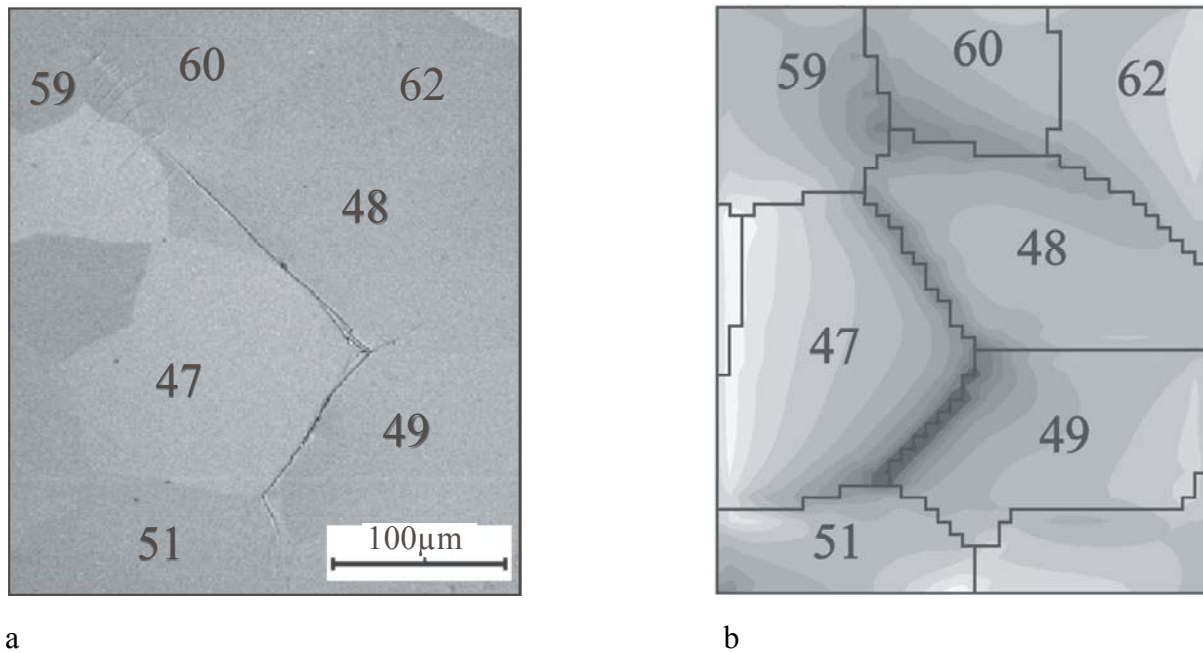


Bild 5.10: (a) REM-Aufnahme eines interkristallinen Risses, entstanden während Wechselverformung der β -Ti-Legierung LCB bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ und (b) mit Hilfe der FE-Methode berechnete Verteilung der Hauptnormalspannungen (je dunkler die Einfärbung, desto höher der Spannungswert).

Einen Hinweis darauf, dass die elastische Anisotropie zu hohen Schubspannungen auf die Gleitebenen führt, ergab die experimentelle Bestimmung aktiver Gleitsysteme und deren Schmid-Faktoren, die dann mit den innerhalb der betroffenen Körner maximal möglichen Schmid-Faktoren verglichen wurden. Die Gleitsysteme wurden über die auf der Oberfläche sichtbaren Gleitspuren in Verbindung mit der Missorientierungsmatrix \underline{M} des $\langle 001 \rangle$ -Kristallkoordinatensystems gegenüber dem Probenkoordinatensystem (EBSD-Messungen, s. Kapitel 3.3.3) bestimmt [216]. Zu diesem Zweck wurde das gemessene Verhältnis der beiden Komponenten des Einheitsvektors \vec{l}_e der beobachteten Gleitspur

$$\lambda_{\text{exp}} = \frac{l_y}{l_x} \quad (5.10)$$

mit denjenigen berechneten Verhältnissen λ_{ber} verglichen, die sich aus den 48 möglichen Gleitsystemen des krz Gitters auf den $\{110\}$ -, $\{112\}$ - und den $\{123\}$ -Ebenen errechnen. Dabei stehen die Normalenvektoren der jeweiligen Gleitsysteme \vec{n}_{krist} im $\langle 001 \rangle$ -Kristallkoordinatensystem wie folgt den entsprechenden Vektoren $\vec{n}_{\text{spec}}=(a_1, a_2, a_3)$ des Probenkoordinatensystems gegenüber:

$$\vec{n}_{\text{krist}} = \underline{\underline{M}} \vec{n}_{\text{spec}} \cdot \quad (5.11)$$

Mit den Komponenten der zugehörigen Gleitspuren $l_x^{\text{th}} = -a_2/\sqrt{a_1^2 + a_2^2}$, $l_y^{\text{th}} = a_1/\sqrt{a_1^2 + a_2^2}$ und $l_z^{\text{th}} = 0$ können für die verschiedenen Gleitsysteme die der Gleichung 5.10 entsprechenden berechneten Verhältnisse

$$\lambda_{\text{ber}} = \frac{l_y^{\text{th}}}{l_x^{\text{th}}} = -\frac{a_1}{a_2} \quad (5.12)$$

ermittelt und mit den experimentell bestimmten Werten λ_{exp} verglichen werden. Für das tatsächlich aktive Gleitsystem sollten die λ -Werte dann übereinstimmen. Für die so ermittelten Gleitsysteme wurden schließlich die Schmid-Faktoren M_S bestimmt (vgl. Kapitel 4.3). Diese sind in vielen Fällen jedoch nicht wie erwartet die größtmöglichen [217]. So beträgt zum Beispiel der Schmid-Faktor für das identifizierte $\{123\}\langle 111 \rangle$ -Gleitsystem in Bild 5.11 $M_S=0,12$, wo hingegen der maximale Schmid-Faktor $M_S=0,494$ die Aktivierung des $\{110\}\langle 111 \rangle$ -Gleitsystems erwarten ließe. Die in Bezug zur aufgebrauchten Spannungsrichtung nahezu parallelen Gleitspuren resultieren daher offensichtlich aus inneren Spannungen, die durch die elastische Anisotropie verursacht wurden.

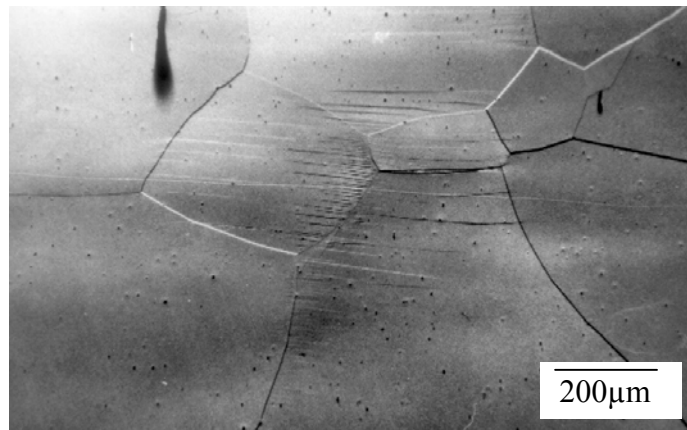


Bild 5.11: Entstehung von Gleitspuren parallel zur aufgebrauchten Spannungsrichtung (\Leftrightarrow) in der β -Ti-Legierung LCB bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$.

5.3.4 Analytische Berechnung von elastischen Anisotropiespannungen

Auf die Bedeutung der elastischen Anisotropie bei der Rissinitiierung wurde bereits in einer Reihe früherer Arbeiten hingewiesen, in denen die resultierenden Spannungen für einfache Mikrostrukturen wie Zwillingskorngrenzen in polykristallinem Kupfer (Neumann und Tönnessen [211,212]) und austenitischem Stahl (Heinz und Neumann [209], Blochwitz und Tirschler [218]), sowie an Kupfer-Bikristallen (Peralta et al. [210], Llanes und Laird [213]) analytisch berechnet wurden (s. auch [214]).

Neumann und Tönnessen [211] stellten in Übereinstimmung mit früheren Arbeiten (z.B. in [219]) Rissinitiierung an Zwillingskorn Grenzen fest, deren Struktur mit einer niedrigen Korn Grenzenenergie an sich eine höhere Resistenz gegenüber Rissbildung erwarten ließe. Es zeigte sich, dass nur jede zweite Zwillingskorn Grenze von starker Gleitbandbildung und Rissinitiierung betroffen war (Bild 5.12b). Auch hier dürfte die elastische Anisotropie die Ursache einer lokalen Spannungsüberhöhung sein, die Rissinitiierung zur Folge hat. Blochwitz und Tirschler [218] zeigten jüngst, dass die an Zwillingsgrenzen in austenitischem Stahl initiierten Risse im Materialinnern nicht entlang der Zwillingsgrenzen, sondern unter Aktivierung günstig orientierter Gleitsysteme in die Körner hineinwachsen. Demnach ist lediglich die Rissinitiierung durch elastische Anisotropie bewirkt; die Rissausbreitungsrichtung hängt hingegen von der Lage der günstigen Gleitsysteme ab.

Die aus elastischer Anisotropie resultierenden Spannungsüberhöhungen an Zwillingskorn Grenzen wurden von Neumann und Tönnessen [211] in analytischer Weise wie folgt ermittelt: Eine gestapelte Anordnung von Zwillingen entsprechend der Darstellung in Bild 5.12a, die einachsrig durch eine äußere Spannung σ_a (bzw. in tensorieller Schreibweise σ_{ik}^a in Anlehnung an [211]) belastet wird, würde sich durch die elastische Anisotropie unterschiedlich verformen und nicht mehr zusammenpassen. Aus diesem Grund sind elastische Anisotropiedehnungen ε_i mit entsprechenden zusätzlichen Spannungsbeiträgen, die im Folgenden näher erläutert werden, erforderlich. Für die lokale Spannung σ_{ik} an einem durch den Ortsvektor \vec{r} festgelegten beliebigen Punkt in dem Gefügeausschnitt in Bild 5.12a wird folgender Zusammenhang angenommen:

$$\sigma_{ik}(\vec{r}) = \sigma_{ik}^a + s\sigma_{ik}^b + \sigma_{ik}^c(\vec{r}). \quad (5.13)$$

Die homogene Spannung σ_{ik}^a wird aufgrund der unterschiedlichen elastischen Verformung der Zwillingskörner von einer Anisotropiespannung σ_{ik}^b überlagert, die in der Zwillingsanordnung jeweils in den Körnern 1 mit $s=1$ und in den Körnern 2 mit $s=-1$ multipliziert wird. Die Spannung σ_{ik}^c ist erforderlich, um die durch $s\sigma_{ik}^b$ verursachten Zug- und Druckspannungen an den oberen und unteren Begrenzungen des Gefügeausschnitts in Bild 5.12a auszugleichen.

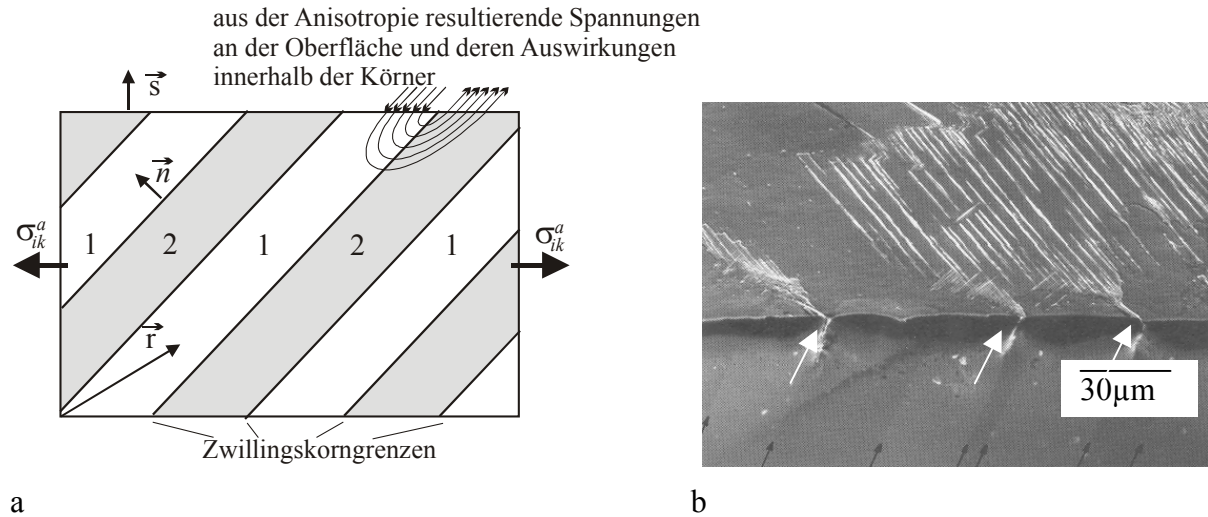


Bild 5.12: (a) Vereinfachte zweidimensionale Gefügeanordnung zur Herleitung einer analytischen Lösung für die elastischen Anisotropiespannungen in einem Zwillingsstapel und (b) experimentell beobachtete Rissbildung an jeder zweiten Zwillingskorn Grenze (Pfeile) in bei Raumtemperatur ermüdeten polykristallinem Cu (nach [211]).

Die elastischen Anisotropiedehnungen $\varepsilon_i = n_k (\varepsilon_{ik}^1 - \varepsilon_{ik}^2)$ senkrecht zu den Zwillingskorn Grenzen mit dem Normalenvektor \vec{n} erhält man aus dem Material-Gesetz unter Einbeziehung der Steifigkeitstensoren für die Körner 1 (S_{iklm}^1) und die Körner 2 (S_{iklm}^2). Diese nehmen aufgrund der elastischen Anisotropie im Probenkoordinatensystem unterschiedliche Werte an. Da für eine kompatible Verformung in den Korngrenzebenen genau die Anisotropiedehnungen ε_i durch die Spannungen $s\sigma_{ik}^b$ ausgeglichen werden müssen, also verschwinden, kann das Material-Gesetz für den Zwillingsstapel in Bild 5.12 wie folgt formuliert werden:

$$\varepsilon_i = \vec{n} (S_{iklm}^1 - S_{iklm}^2) (\sigma_{lm}^a + s\sigma_{lm}^b) = 0. \quad (5.14)$$

Da s an den Korngrenzen das Vorzeichen wechselt, müssen zur Erfüllung der Gleichgewichtsbedingungen die normal auf die Zwillingsgrenzen wirkenden Spannungen verschwinden:

$$\vec{n} \sigma_{ik}^b = 0. \quad (5.15)$$

Die sechs Gleichungen 5.14 und 5.15 reichen nun aus, um den symmetrischen Spannungstensor σ_{ik}^b zu berechnen. Allerdings ergeben sich aus $s\sigma_{ik}^b$ auch Spannungsanteile t_i senkrecht zur Oberfläche des Gefügeausschnitts in Bild 5.12a (Normalenvektor \vec{s}):

$$t_i = s\sigma_{lm}^b \vec{s}. \quad (5.16)$$

Da die Oberfläche des Gefügeausschnitts spannungsfrei sein muss, ist die zusätzliche Ausgleichsspannung σ_{ik}^c erforderlich (s. Gl. 5.13). Theoretisch resultieren aus der periodischen Vorzeichenumkehr ($s=+1/-1$) logarithmische Spannungssingularitäten an den Stellen, wo die Korngrenzen die Oberfläche treffen. Solche singulären Spannungsüberhöhungen treten praktisch jedoch nicht auf, sondern werden durch lokale plastische Verformung ausgeglichen. Eine Abschätzung der durch elastische Anisotropie verursachten Spannungsüberhöhungen an den Korngrenzen kann über eine ungefähre Ermittlung der Spannungen σ_{ik}^c erfolgen, die sich durch den periodischen Vorzeichenwechsel ausgleichen und nur bis zu einer Tiefe in der Größenordnung der Korndicke d wirksam sind (Prinzip von St. Venant [220]). Die Spannungen σ_{ik}^c , bei denen es sich um reine Schubspannungen parallel zu den Korngrenzen handelt, können nach [211] wie folgt angegeben werden:

$$\sigma_{ik}^c(\vec{r}) = w\beta(\vec{r})(n_i\sigma_{kl}^b s_l + n_k\sigma_{il}^b s_l), \quad (5.17)$$

worin n_i, n_k die Komponenten des Korngrenzennormalenvektors \vec{n} und s_l die Komponenten des Oberflächennormalenvektors \vec{s} sind und w periodisch von $w=1$ zu $w=-1$ wechselt ($w=1$, wenn der Korngrenzennormalenvektor von einem Korn 1 zu einem Korn 2 gerichtet ist und umgekehrt). Die Größe $\beta(\vec{r})$ ist unabhängig von den Gefügeparametern und ist im rein elastischen Fall ein Maß für die logarithmische Singularität an den Schnittpunkten der Korngrenzen mit den Oberflächen. Sie definiert hier jedoch, wie stark die Schubspannung τ auf die Gleitebenen (Gleitrichtung \vec{b} mit den Komponenten b_i) nahe den Korngrenzen durch die elastische Anisotropie beeinflusst wird (Neumann und Tönnessen nehmen in [211] für Kupfer einen Wert von $\beta=1,5$ an):

$$\tau = b_i\sigma_{ik}^a n_k + w\beta(\vec{r})b_i\sigma_{il}^b s_l. \quad (5.18)$$

Mit den Gleichungen 5.14 bis 5.18 kann grundsätzlich die Spannungsverteilung in einer anisotropen Mikrostruktur analytisch berechnet werden. Gleichung 5.18 zeigt anschaulich, dass durch den Vorzeichenwechsel nur an jeder zweiten Korngrenze die Spannungen σ_{ik}^b eine Erhöhung der Schubspannungen auf die Gleitebenen und damit lokale Plastizität und Rissinitiierung zur Folge haben, was sich mit den experimentellen Beobachtungen in [211] deckt. Es sei jedoch an dieser Stelle angemerkt, dass für eine geometrisch und hinsichtlich der Orientierungsverteilung beliebig zusammengesetzte Mikrostruktur eine analytische Berechnung um ein Vielfaches komplexer würde und vermutlich keine sinnvolle Alternative zu dem in Kapitel 5.3.3 beschriebenen Finite-Elemente-Verfahren darstellt.

5.4 Interkristalline und transkristalline Rissinitiierung

5.4.1 Einflussparameter auf die interkristalline Rissinitiierung

Wie im vorangehenden Kapitel gezeigt, führt die elastische Anisotropie bei der mechanischen Beanspruchung von Polykristallen zu Anisotropiespannungen im Bereich der Korngrenzen und schließlich dort zur Rissinitiierung. Neben den o.g. Untersuchungen konnte dies auch für polykristallines Ni von Blochwitz et al. in [221] und von Blochwitz und Tirschler [218] für den austenitischen Stahl AISI316L gezeigt werden. Eine Analyse zur Rissinitiierung und -ausbreitung in dem austenitischen Stahl (St 148) in [221] ergab jedoch, dass sich Mikrorisse zu einem größeren Anteil an zufällig missorientierten Korngrenzen (hier keine $\Sigma 3$ -Zwillingskorngrenzen) gebildet hatten. Blochwitz et al. [221] führen dies auf die plastische Inkompatibilität zurück, die sie über einen Missorientierungs-Rissfaktor M beschreiben. Dieser beinhaltet einerseits die Unterschiede der Rotationsvektoren der primären Gleitsysteme benachbarter Körner

$$\Delta \vec{R} = (\vec{n} \times \vec{s})_{\text{Korn2}} - (\vec{n} \times \vec{s})_{\text{Korn1}}, \quad (5.19)$$

mit dem Normalenvektor \vec{n} und dem Richtungsvektor \vec{s} des jeweiligen primären Gleitsystems und andererseits den Winkel β zwischen der betroffenen Korngrenze und der Beanspruchungsrichtung, für den $\sin^2 \beta = \sigma_n / \sigma_a$ gilt, mit dem normal auf die Korngrenze wirkenden Anteil σ_n der aufgebrachten Spannung σ_a . Gemeinsam mit dem Einheitsvektor der Korngrenzenspur auf der Oberfläche \vec{e}_{KG} wird der Missorientierungsfaktor M wie folgt ausgedrückt:

$$M = \sin^2 \beta \Delta \vec{R} \cdot \vec{e}_{\text{KG}}. \quad (5.20)$$

Bei der Analyse in [221] ergab sich, dass der Durchschnittswert für alle untersuchten Korngrenzen bei $M=0,0038$ lag, derjenige für die rissbehafteten jedoch einen Wert von $M=0,4133$ aufwies.

Die Rissinitiierung an Korngrenzen hängt demnach sowohl von der elastischen als auch von der plastischen Inkompatibilität ab. Der Einfluss letzterer (Gleitinkompatibilität, s. Kim und Laird [198] und Peralta und Laird [222]) überwiegt insbesondere bei hohen Dehnungsamplituden [175] und hohen Missorientierungswinkeln (s. Zhang und Wang [223,224] und Zhang et al. [225]); die elastische Anisotropie gewinnt demgegenüber bei geringen Dehnungsamplituden (HCF-Beanspruchung) an Bedeutung (s. [226]).

Untersuchungen zur Ermüdungsrissausbreitung anhand der β -Titanlegierung LCB (s. [216,227]) ergaben, dass Rissinitiierung quasi ausschließlich von den Korngrenzen ausgeht.

Größere nichtmetallische Ausscheidungen können durch die aufwendige Vakuumtechnologie bei der Herstellung von Titanlegierungen weitgehend vermieden werden und kommen als Rissbildungsfaktoren nicht in Betracht. Der Anteil interkristallin initiiertes Risse an der Anzahl aller Risse bleibt über die Ermüdungslebensdauer in etwa konstant; er beträgt bei einer Spannungsamplitude von $\sigma_a=600\text{MPa}$ ($R=-1$) nach den ersten 10% der Gesamtlebensdauer ($N_B \approx 5000$ Zyklen) $x_{ik}=15\%$ und steigt auf $x_{ik}=18\%$ nach 60% der Gesamtlebensdauer an [227]. Die Auswertung der Missorientierungen von Körnern, an denen interkristalline Risse auftraten, ergab, dass es sich hierbei ausschließlich um Großwinkelkorngrenzen ($\Theta > 15^\circ$) handelte, von denen 65% eine zufällige, also keine speziellen $\Sigma 1$ bis $\Sigma 49$ Missorientierung aufwiesen. Da jedoch auch der Anteil zufälliger Missorientierungen an allen ausgewerteten 596 Korngrenzen bei 74% liegt, kann hier nicht auf eine bevorzugte Rissinitiierung an zufälligen, nicht speziellen Korngrenzen geschlossen werden. Die Ergebnisse zur interkristallinen Rissausbreitung sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Offensichtlich spielt die Struktur der Korngrenzen gegenüber der Kompatibilität der benachbarten Gleitsysteme nur eine untergeordnete Rolle. Davon ausgenommen sind die $\Sigma 1$ -Kleinwinkelkorngrenzen, bei denen aber auch definitionsgemäß der Winkel zwischen benachbarten Gleitebenen ($\Theta < 15^\circ$) klein ist.

Ob eine Korngrenze interkristallin versagt oder nicht, hängt demzufolge von der räumlichen Lage der benachbarten Gleitsysteme ab. Nach Zhai et al. [228] und Argon und Qiao [229] spielt dabei neben dem Kippwinkel (tilt) auch der Verdrehwinkel (twist) der Gleitebenen an der Korngrenzenebene eine wichtige Rolle. Der Verdrehwinkel macht bei der plastischen Verformung über eine Korngrenze hinweg das Überwinden von Stufen erforderlich und bewirkt so eine Zunahme der plastischen Inkompatibilität an der Korngrenze (vgl. auch Kapitel 6.2.1, Bild 6.6).

Tabelle 5.3: Auswertung interkristallin initiiertes Ermüdungsrisse in der β -Titanlegierung LCB nach 60% der Ermüdungslebensdauer ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, $R=-1$).

	Anteil an allen 596 untersuchten Korngrenzen (in %)	Anteil an allen 41 interkristallin gerissenen Korngrenzen (in %)
Kleinwinkelkorngrenzen	15	0
Großwinkelkorngrenzen	85	100
spezielle $\Sigma 1$ - bis $\Sigma 49$ -Korngrenzen	26	35
$\Sigma 3$ -Korngrenzen	9	20
zufällige, nicht spezielle Korngrenzen	74	65

Wird in einem polykristallinen Material in einem Korn plastische Verformung (z.B. durch elastische Anisotropie) verursacht und wird deren Übergang in eines der Nachbarkörner aufgrund plastischer Inkompatibilität, wie oben beschrieben, erschwert, so hängt das interkristalline Versagen von der Spannung ab, die auf diese Korngrenze wirkt. Wie in Kapitel 6 anhand des Modells von Navarro und de los Rios [230] näher erläutert, hängt diese Spannung von dem Versetzungsaufstau (pile-up) auf den aktivierten Gleitbändern vor der Korngrenze ab. Die Spannung durch Versetzungsaufstau $\tau_{\text{pile-up}}$ kann wie folgt formuliert werden (vgl. Kapitel 4.3):

$$\tau_{\text{pile-up}} = n \tau_a, \quad n = AL. \quad (5.21)$$

Darin ist n die Versetzungsanzahl auf dem Gleitband, A ein versetzungstypabhängiger Faktor, der von der aufgebrachten Schubspannung τ_a abhängt (vgl. Gl. 4.23) und L die Gleitlänge, bzw. die Versetzungsaufstaulänge, die der Korngröße gleichgesetzt werden kann. Daraus ist ersichtlich, dass die Versetzungsaufstau-Spannung $\tau_{\text{pile-up}}$ für kleine Körner (nach Gysler et al. [231] Korngrößen bis etwa $d=10\mu\text{m}$) nicht ausreicht, um interkristallines Versagen zu verursachen. Es sei jedoch angemerkt, dass schneidbare Teilchen durch ihre, die Gleitplanarität begünstigende Wirkung die Versetzungsaufstau-Spannung $\sigma_{\text{pile-up}}$ empfindlich erhöhen können. Dazu zählt nach [231] auch die ω -Phase in β -Ti-Legierungen (s. auch [232]).

Zusammenfassend wird interkristalline Rissinitiierung bei Raumtemperatur, wenn man von Korngrenzen-Ausscheidungen bzw. -Segregationen und Atmosphäreneinfluss absieht, im Wesentlichen durch zwei sich überlagernde Mechanismen verursacht:

1. Elastische Anisotropie, die lokal hohe Normalspannungen auf die Korngrenzen verursachen kann, so dass deren Kohäsion überwunden werden kann. Bild 5.13 zeigt ein Beispiel für einen interkristallinen Riss in der β -Titanlegierung LCB ohne ausgeprägte plastische Verformung der benachbarten Körner. Es sei jedoch an dieser Stelle angemerkt, dass die Korngrenze selbst als Gleitsystem aktiv sein kann. Analog zum Korngrenzengleiten bei hohen Temperaturen kann Ermüdungsbeanspruchung plastische Verformung innerhalb der versetzungsreichen Korngrenze verursachen und damit zu interkristalliner Rissinitiierung ohne deutlich sichtbarer Plastizität führen.
2. Plastische Inkompatibilität, die zu Versetzungsaufstau und zur Gleitstufenbildung an den Korngrenzen führen kann. Diese Variante der interkristallinen Rissinitiierung kann man in der Oberflächenaufnahme und der Bruchflächenaufnahme in Bild 5.14 (ebenfalls für den Werkstoff LCB) sehen.

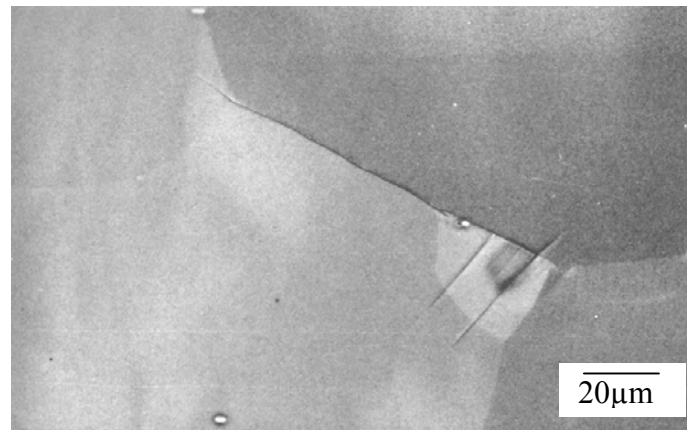
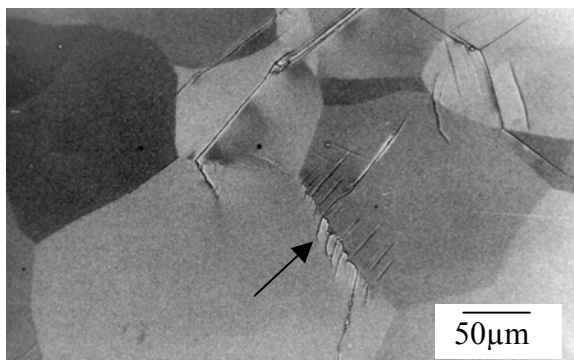
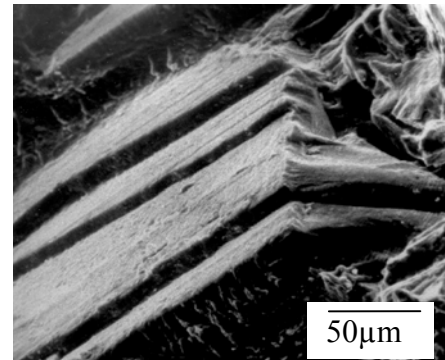


Bild 5.13: Interkristalline Rissinitiierung ohne deutliche plastische Verformung der angrenzenden Körner in der β -Ti-Legierung LCB bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ (aufgebrachte Spannungsrichtung \leftrightarrow).



a



b

Bild 5.14: (a) Interkristalline Rissinitiierung durch Gleitstufenbildung (Pfeil) in der β -Ti-Legierung LCB bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ (aufgebrachte Spannungsrichtung \leftrightarrow) und (b) Gleitstufen in einer aufgebrochenen Korngrenze (ebenfalls LCB, $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$)

5.4.2 Rissinitiierung bei hohen Temperaturen und/oder Atmosphäreneinfluss

Während es bei Raumtemperatur vorwiegend die Bewegung von Versetzungen ist, die mikrostrukturelle Veränderungen hervorruft, kommt bei erhöhten Temperaturen Diffusions- und Korrosionsprozessen bei der Materialschädigung eine zunehmende Bedeutung zu. So wird z.B. bei Ermüdungsbeanspruchung von an sich duktilen Nickelbasislegierungen ab etwa 550°C ein Übergang von transkristalliner zu quasi-spröder interkristalliner Rissausbreitung festgestellt. Während diese Form der interkristallinen Rissausbreitung in den folgenden Kapiteln 6.5 und 7.4 eingehend diskutiert wird, stellt sich hier die Frage nach der Ursache für interkristalline Rissinitiierung bei hohen Temperaturen.

Grundsätzlich muss dabei zwischen Kriechschädigung und chemischer Schädigung unterschieden werden. Bei sehr hohen Temperaturen (oberhalb etwa 800°C) sind es häufig Korrosionsprodukte, die als Riskeime wirken können. So setzt innere Oxidation und Nitrierung

aufgrund erleichterter Keimbildung oder schneller Grenzflächendiffusion (von O und N) bevorzugt an den Korngrenzen ein. Dies führt zu einer entscheidenden Verschlechterung der mechanischen Eigenschaften der Korngrenzen, wodurch sprödes interkristallines Aufbrechen begünstigt wird [212]. Bild 5.15 zeigt ein Beispiel für einen Risspfad entlang von Korngrenzen, die komplett durch innere Titan-Nitride belegt sind [233]. Doch auch bei der Bildung schützender Oxidschichten (wie Cr_2O_3 oder Al_2O_3) kommt den Korngrenzen eine ähnliche Bedeutung hinsichtlich Keimbildung und Diffusion zu, mit der Folge lokaler interkristalliner Anreicherungen von Oxidationsprodukten, die bei einer mechanischen Beanspruchung als Kerben rissauslösend wirken können.

Auch bei einkristallinen Werkstoffen ohne Korngrenzen kann eine polykristallin aufwachsende Oxidschicht oder eine zum Schutz des Werkstoffs aufgebrauchte Schicht, wie z.B. eine keramische Wärmedämmschichten (TBC) in Verbindung mit einer Korrosionsschutzschicht (MCrAlY-Schicht), durch sprödes Brechen zu frühzeitiger Rissinitiierung führen. Dies zeigten z.B. Untersuchungen anhand der einkristallinen Nickelbasis-Superlegierung SRR99 von Bressers et al. [96].

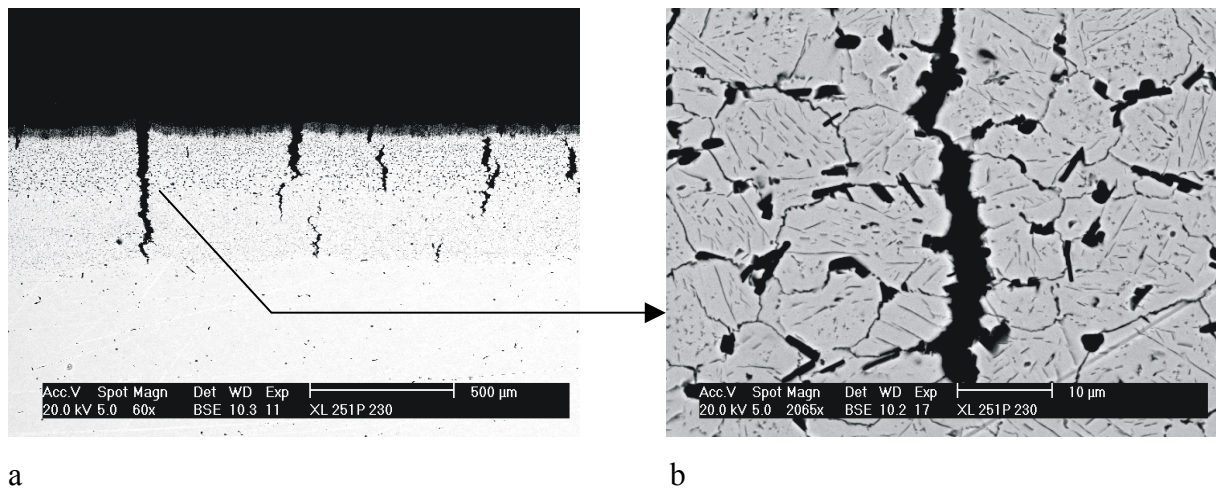


Bild 5.15: Entstehung interkristalliner Mikrorisse entlang von mit TiN und AlN-Ausscheidungen belegten Korngrenzen (nach Auslagerung in nitrierender Atmosphäre) in der Ni-Basis-Superlegierung Nicrofer 75 20 Ti (Alloy 80A) im Bereich der Messlänge aus einem Zugversuch: (a) Gesamtansicht des nitrierten Oberflächenbereichs und (b) Detail.

Auf der anderen Seite wird das Wechselverformungsverhalten bei hohen Temperaturen durch Kriechen mitbestimmt. Interkristalline Rissinitiierung wird hierbei durch das Zusammenwirken von Korngrenzengleiten einerseits und Leerstellendiffusion in Bereiche hoher Zugspannung andererseits verursacht [69]. Dabei entstehen Poren entlang der Korngrenzen bzw. an Korngrenztripellinien, an denen lokale Zugspannungsmaxima vorliegen. Diese Spannungsmaxima können, wie bereits oben beschrieben, aufgrund elastischer oder plastischer Anisotropie an Ausscheidungen sowie durch Korngrenzengleiten (s. [142]) entstehen.

Eine Pore mit dem Radius r ist grundsätzlich dann wachstumsfähig, wenn die Gesamtenergiezufuhr ΔE , bestehend aus der durch die Zugspannung σ_Z am Porenvolumen V_P geleisteten Arbeit, der freiwerdenden Oberflächenenergie γ_{KG} des dabei verschwindenden Korngrenzenbereichs A_{KG} und der Energie γ_P der neugebildeten Porenoberfläche A_P , das Maximum ($\partial\Delta E/\partial r = 0$) überschritten hat:

$$\Delta E = A_P \gamma_P - \sigma_Z V_P - A_{KG} \gamma_{KG} . \quad (5.22)$$

Das Zusammenwachsen dieser Poren hat schließlich die Bildung eines Anrisses zur Folge.

Wie bereits erwähnt spielt neben der Porenbildung das Korngrenzengleiten bei der Hochtemperaturrissinitiierung eine wichtige Rolle. Dies hängt erheblich von der geometrischen Lage der Korngrenzen zur Richtung der lokalen Spannungen, die durch die elastische Anisotropie deutlich von der aufgetragenen Spannung abweichen können, ab. Nach [234] kann die Korngrenzengleitgeschwindigkeit wie folgt beschrieben werden:

$$\dot{\epsilon}_{KG} = \text{const.} \frac{\delta \sigma^n}{\eta_{KG} d} . \quad (5.23)$$

Darin ist δ die Korngrenzenbreite, für die in der Literatur üblicherweise ein Wert von $\delta \approx 0,5 \text{ nm}$ angenommen wird [235], n der Spannungsexponent für Korngrenzengleiten, d die Korngröße und η_{KG} die Korngrenzenviskosität, die ein Maß für den Widerstand einer Korngrenze gegenüber Abgleiten darstellt. Sie hängt von der Fremdelementesegregation und von nichtmetallischen Ausscheidungen in der Korngrenze, aber insbesondere von dem Korngrenzen selbstdiffusionskoeffizient D_{KG} ab, der wiederum durch die Struktur der Korngrenze bestimmt ist. Für Kleinwinkelkorngrenzen und spezielle Korngrenzen ($\Sigma \leq 29$) nimmt D_{KG} relative Minima an (vgl. Kapitel 6.5.4), was zu einer Erhöhung der Korngrenzenviskosität und somit gemäß Gleichung 5.23 zu einem erhöhten Widerstand gegenüber Korngrenzengleiten führt. Bei wechselnder Beanspruchung ist die Einordnung des Korngrenzengleitens als Rissinitiierungsmechanismus jedoch schwieriger, da je nach Beanspruchungsverlauf das Gleiten reversibel erfolgen kann (s. auch [236]).

Bild 5.16 fasst schematisch die Einflussfaktoren zur Rissinitiierung bei hohen Temperaturen zusammen.

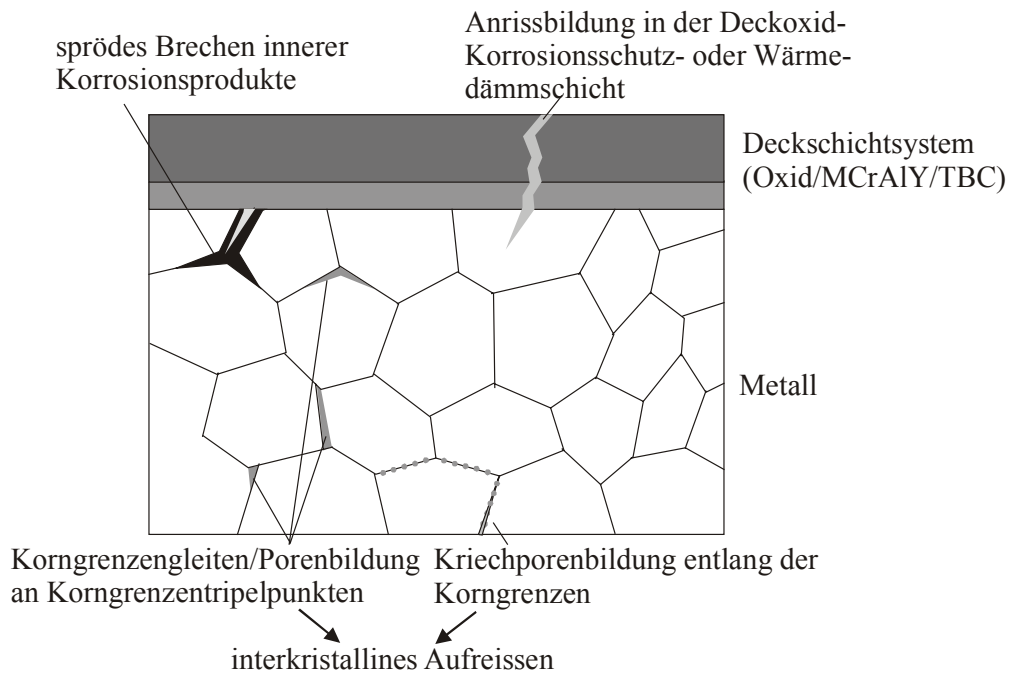


Bild 5.16: Schematische Darstellung der Einflussfaktoren auf die Rissinitiierung bei hohen Temperaturen.

5.4.3 Transkristalline Rissinitiierung

Wie bereits in den vorangegangenen Unterkapiteln diskutiert, hängt die Rissinitiierung entlang von Gleitbändern von der Hinderniswirkung, der Missorientierung und der Struktur der Korngrenze ab. Übersteigt die aus aufgebrachter Spannung und elastischer Anisotropie resultierende lokale Schubspannung auf ein Gleitsystem eine kritische Schubspannung (s. Kapitel 4), so kommt es zu Versetzungsbewegung und Gleitbandbildung. Dies hängt natürlich von der geometrischen Lage der jeweiligen Gleitsysteme ab. Vereinfacht kann man sagen, dass insbesondere Gleitebenen, deren Winkel zur aufgebrachten Normalspannung etwa 45° betragen, betroffen sind (s. z.B. [237,238]). Bei ausreichend großem Widerstand gegenüber Versetzungstransmission über die Korngrenze hinweg (plastische Inkompatibilität) stauen sich die Versetzungen vor der Korngrenze auf (pile up), was schließlich zur Initiierung von Gleitbandrissen führt. Die Bilder 5.9 und 5.17 zeigen Beispiele für solche Gleitbandrisse auf der Oberfläche einer Ermüdungsprobe der β -Titanlegierung LCB.

Eine besondere Rolle kommt bei der transkristallinen Rissinitiierung Tripelpunkten zu. Die lokalen Spannungen sind hier häufig am höchsten, wozu neben der elastischen Anisotropie auch Korngrenzenableiten oder interkristallines Versagen beitragen kann, da die geschädigte Korngrenze ja in einer Tripellinie mündet. Ein Beispiel dafür ist in Bild 6.8 des folgenden Kapitels dargestellt.

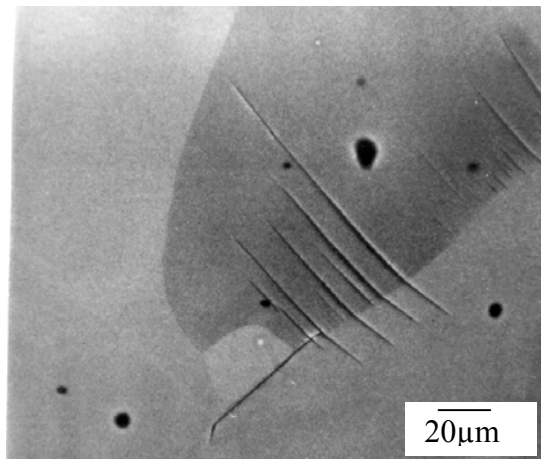


Bild 5.17: Transkristalline Rissinitiierung ausgehend von einer Korngrenze (LCB), $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, aufgebrauchte Spannungsrichtung \Leftrightarrow).

Neben den Korngrenzen wirken auch Überschneidungspunkte verschiedener Gleitsysteme als Risskeime [239], da hier die lokale plastische Verformung maximal ist, wie auch aus Arbeiten zur verformungsinduzierten Martensitbildung in metastabilen austenitischen Edeltählen hervorgeht [240]. Dort konnte gezeigt werden, dass die Martensitkeimbildung gerade an solchen Gleitbandüberschneidungspunkten stattfindet. Ein ähnliches Verhalten wurde auch von Long et al. [134] für β -Titanlegierungen im einphasigen krz Zustand festgestellt. Rissinitiierung an der β -Titanlegierung LCB hingegen geht ausschließlich von Korngrenzen aus.

5.5 Mikrorisse und Dauerfestigkeit

Von besonderer technischer Bedeutung ist die Ermüdungsrissinitiierung bei der Betrachtung und Diskussion der Dauerfestigkeit metallischer Werkstoffe. Die Dauerfestigkeit kann man definieren als diejenige Beanspruchung, unterhalb der Risse nicht wachstumsfähig sind. Aus technischer Sicht bedeutet dies, dass eine Probe oder ein Bauteil unbeschadet mindestens $N=2 \cdot 10^6$ Zyklen überleben muss. Dies gilt für den Fall von dauerfestem C-Stahl; bei vielen kfz nicht-dauerfesten Materialien nimmt man als technische Dauerfestigkeit meist Überlebenszyklenzahlen zwischen $N=10^7$ bis $N=10^9$ an. Tatsächlich tritt dabei bereits Risswachstum auf; die Risse wachsen dabei aber lediglich bis zu einer ersten Barriere [241], wobei eine Rissausbreitung von maximal 10 bis 15 Korndurchmesser (nach [242]) in Kauf genommen wird. Viele technische Bauteile erfahren hochdynamische Beanspruchungen, bei denen durchaus 10^9 und mehr Lastspiele (UHCF, ultra-high-cycle fatigue) mit zudem wechselnden Amplituden durchlaufen werden können (s. [187]). In den letzten zehn Jahren hat man mehr und mehr erkannt, dass hierbei Bedingungen auftreten können, für die die Annahme einer Dauerfestigkeit zu nichtkonservativer Bauteilauslegung führen kann. Miller und Donnell [243,244]

haben solche Bedingungen zusammengestellt und setzen sich kritisch mit dem herkömmlichen Begriff der Dauerfestigkeit auseinander. Bei extrem hohen Zyklenzahlen ändert sich der Schädigungs- bzw. Rissinitiierungsmechanismus. Durch die sehr geringe plastische Verformung verliert der ebene Spannungszustand an der Oberfläche an Bedeutung, und Werkstoffinhomogenitäten (große Körner, Poren, nichtmetallische Einschlüsse) im Materialinnern können zunehmend rissauslösend wirken [245]. Auch die Barrierewirkung von Korn- oder Phasengrenzen gegenüber Rissausbreitung ist unter solchen Bedingungen nur noch bedingt gültig. Hochfrequente Vibrationen, zeitabhängige plastische Verformung oder Korrosionsschädigung [246] kann zum Überbrücken der Distanz zwischen einem sich nicht ausbreitenden Anriss zu Langrisswachstum und damit zu begrenzter Lebensdauer führen. Dies ist schematisch in Bild 5.18 dargestellt. Hier nimmt die Rissausbreitungsgeschwindigkeit mit Annäherung an eine mikrostrukturelle Barriere rasch ab und erreicht bei einer Risslänge a_D einen Wert von $da/dN=0$, d.h. unter normalen Bedingungen wäre der Werkstoff dauerfest. Wenn durch die o.g. zeitabhängigen Mechanismen die Distanz bis zur einer kritischen Risslänge a_{th} , ab der Risse ausbreitungsfähig sind, überbrückt werden kann, verliert der Begriff der Dauerfestigkeit an Bedeutung, d.h. die Wöhlerkurve (S/N -Kurve) nimmt stetig ab [243,244].

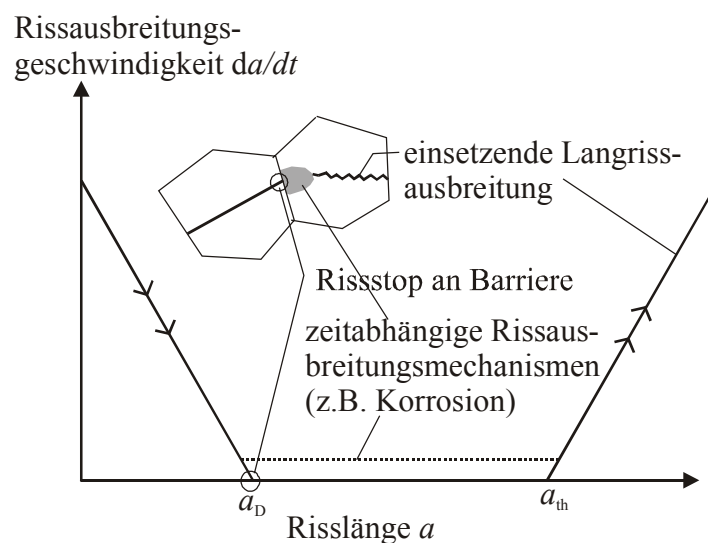


Bild 5.18: Eliminierung der Dauerfestigkeit durch zeitabhängige, überlagerte Schädigungsprozesse (schematisch): Rissausbreitungsgeschwindigkeit da/dt über der Risslänge a (in Anlehnung an [243,244]).

Vor dem Hintergrund dieser modifizierten Betrachtung der Dauerfestigkeit wird die Bedeutung einer präzisen, physikalisch richtigen Erfassung der Rissinitiierungsmechanismen deutlich. Gemeinsam mit den Rissausbreitungsmechanismen, die im folgenden Kapitel 6 behandelt werden, bilden sie die Grundlage für mikromechanische Modellierungen und Lebensdauererwahrsagemethoden, die in Kapitel 7 diskutiert werden und die für die zukünftige Material-

entwicklung und Bauteilauslegung über enorme Verbesserungspotenziale gegenüber den klassischen Verfahren verfügen.

5.6 Rissinitiierung bei inhomogenen Werkstoffen - Zelluläre metallische Werkstoffe

Die bisherigen Betrachtungen beschränkten sich auf metallische Werkstoffe, die bis auf die kristallographische Orientierung individueller Körner als homogen angesehen wurden. Viele moderne Anwendungen erfordern jedoch zunehmend den Einsatz von funktionellen Materialstrukturen wie Verbundwerkstoffe, Werkstoffverbunde, Formgedächtnislegierungen und zelluläre Werkstoffe. Bei all diesen Strukturen treten besondere Schädigungsmechanismen auf, die vor dem Hintergrund einer mechanismenorientierten Modellierung und Lebensdauervorhersage genauen Analysen unterzogen werden müssen. An dieser Stelle soll am Beispiel der zellulären Metalle die besondere Problematik der Analyse von Schädigungsmechanismen inhomogener Werkstoffe angedeutet werden.

Grundsätzlich kann bei der Rissinitiierung in zellulären Metallen (geschlossenporige Metallschäume und offenporige Metallschwämme) zwischen zwei Dimensionen unterschieden werden: Zum einen setzt Mikroschädigung an einer Zellwand bzw. einem Zellsteg mit besonders hoher lokaler plastischer Verformung ein; zum andern kann man das Einsetzen der makroskopischen Rissausbreitung als das vollständige Versagen der ersten Zellwand/des ersten Zellstegs der Struktur verstehen. Dies ist schematisch in Bild 5.19 dargestellt.

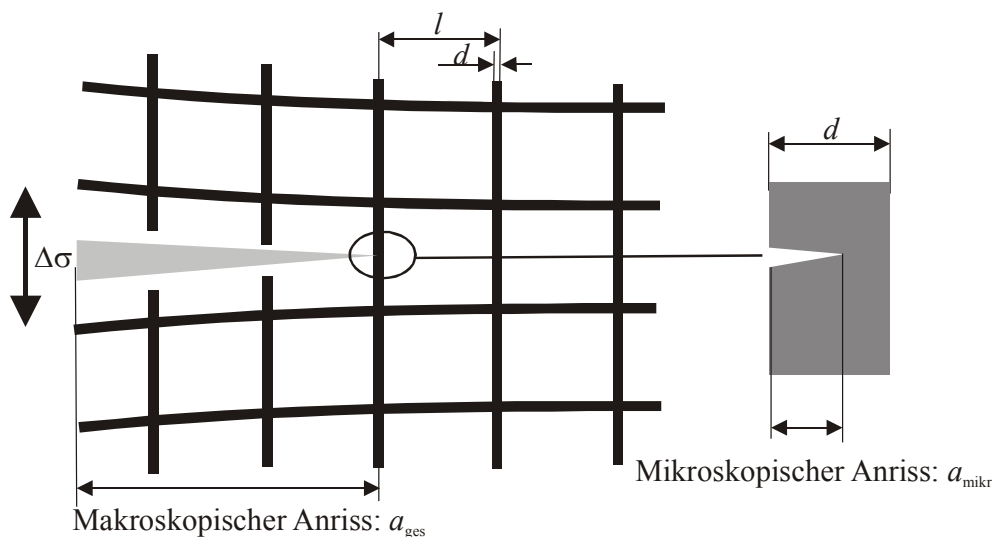


Bild 5.19: Schematische Darstellung der Mikro- und Makrorissinitiierung in zellulären metallischen Werkstoffen (l : Zellgröße, d : Stegdurchmesser).

Reine elastische Verformung ist bei zellulären Metallen nur auf einen geringen Teil der Hoo-keschen Gerade beschränkt. Während des größten Teils der quasi-elastischen Verformung tritt

bereits lokale Plastifizierung in Zellstegen und in Zellknoten, die als sogenannte plastische Gelenke wirken, auf. Bei wechselnder Beanspruchung innerhalb dieses quasi-elastischen Bereichs kommt es rasch zum Brechen einzelner Stege und damit zu einem merklichen Abfall der Struktursteifigkeit, der sich bei symmetrischer Wechselverformung ($R=-1$) unsymmetrisch im Zugbeanspruchungsbereich einstellt [247]. Dies zeigen die nach verschiedenen Lastspielzahlen von Ermüdungsversuchen sowohl für einen offenporigen Aluminiumschwamm POR-MET als auch für einen geschlossenporigen Metallschaum HAL-175/4/1 aufgenommenen Spannungs-Dehnungs-Hysteresen in Bild 5.20.

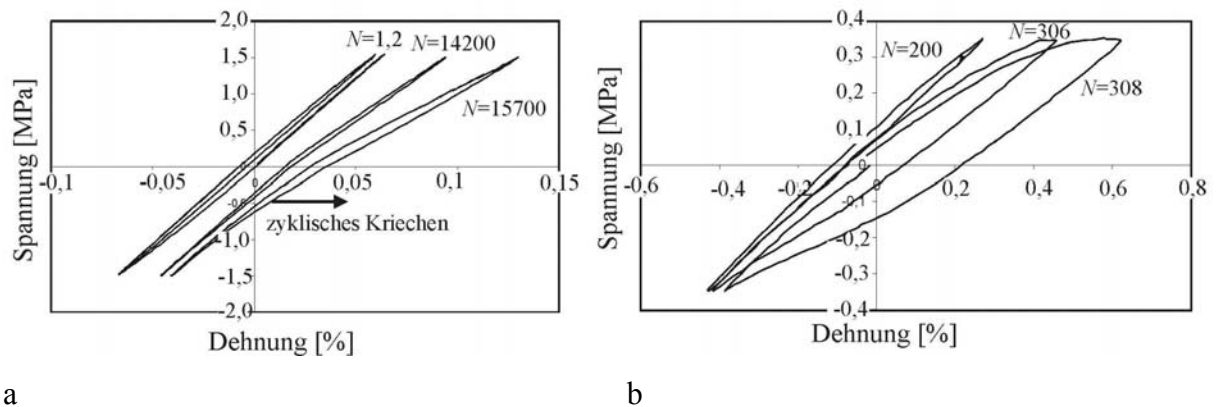


Bild 5.20: Spannungs-Dehnungs-Hysteresen aus spannungsgeregelten Ermüdungsversuchen bei Raumtemperatur für (a) einen geschlossenporigen Al-Schaum (HAL-175/4/1) und (b) einen offenporigen Metallschwamm PORMET.

Obleich die Mikrostruktur des Metallschwamms Körner in der Größenordnung der Stegquerschnitte, Poren und Ausscheidungen enthält (Bild 5.21a), versagen die Zellstege nicht durch sprödes Brechen, sondern durch Ermüdungsrissausbreitung unter der Bildung von Schwingstreifen (Bild 5.21b). Ähnliches gilt für den Metallschaum HAL-175/4/1 (s. Bild 5.22b), der 15% SiC-Partikel enthält, die sich an den Rändern der Zellwände akkumulieren (Bild 5.22a) und dort als Risskeime wirken können.

Der Ort der Rissbildung wird hier jedoch nicht durch elastische Anisotropie und wahrscheinlich nur sekundär durch Defekte, sondern vielmehr durch die dreidimensionale Verteilung der aufbrachten Spannung als Kräfte und Momente auf die Zellstruktur bestimmt. Dies hat insbesondere bei den sehr inhomogenen geschlossenporigen Metallschäumen zur Folge, dass die makroskopische Rissinitiierung an denjenigen Poren mit den größten Durchmessern einsetzt [248].

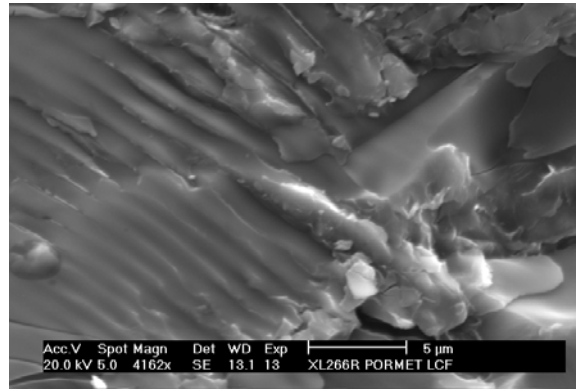
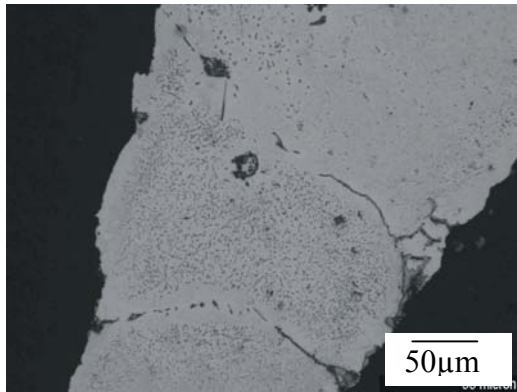


Bild 5.21: (a) Mikrostruktur des Al-Schwamms PORMET mit Θ' -Ausscheidungen und Korndurchmessern in der Größenordnung der Zellstege; (b) Schwingstreifen in der Bruchfläche eines einzelnen Zellstegs nach Wechselverformungsbeanspruchung.

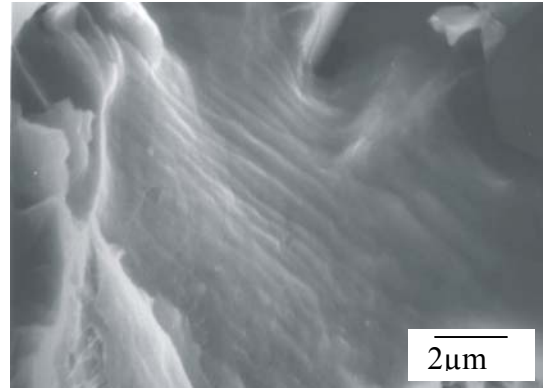
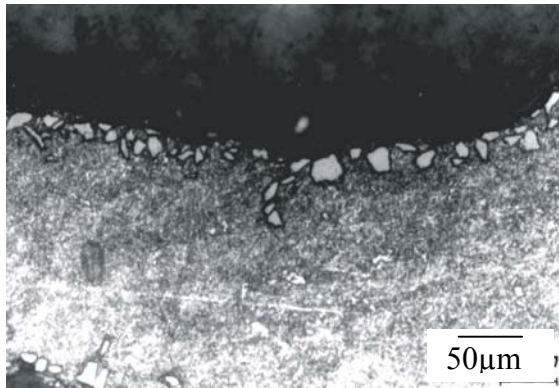


Bild 5.22: (a) Mikrostruktur des Al-Schwamms HAL 175/4/1 mit SiC-Partikelanreicherung an den Zellwänden und (b) Schwingstreifen in der Bruchfläche einer Zellwand.

6 Rissausbreitung – Mikrostrukturelle Aspekte

6.1 Besonderheiten der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse

Auch dieses Kapitel könnte man wieder mit der Frage beginnen, ab welcher Größenordnung man bei Werkstoffdefekten von Rissausbreitung spricht. Als Weiterführung des vorangegangenen Kapitels gehen wir hier von einem mikroskopischen Anriss aus, der durch sehr lokale plastische Verformung initiiert wurde, aber noch nicht über ein mikrostrukturelles Hindernis (wie Korn- oder Phasengrenzen) hinweggewachsen ist. Bei der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse (Mikrorissausbreitung) steht die Wechselwirkung zwischen der Werkstoffmikrostruktur und des lokalen Beitrags der aufgetragenen Spannung im Vordergrund. Die große Bedeutung dieser Wechselwirkungen erstreckt sich in der Regel nur über eine Risslänge in der Größenordnung weniger Korndurchmesser, womit Mikrorisse durch herkömmliche Verfahren der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung (üblicherweise Ultraschall- oder Röntgengrobstrukturprüfung) nicht detektiert werden können. Die technische Bedeutung mikrostrukturell kurzer Risse nimmt mit steigenden Anforderungen an moderne Werkstoffe mit polierten Oberflächen oder hohen Festigkeiten zu, denn ihre Ausbreitung bestimmt einen Großteil der Ermüdungslebensdauer. Nach [249] nimmt neben der Rissinitiierungsphase mit einem Anteil von 5-25% der Lebensdauer und der Langrissausbreitung mit einem Anteil von 5-10% der Lebensdauer die Mikrorissausbreitung den größten Anteil an der Gesamtlebensdauer ein (vgl. Bild 5.1).

Vor dem Hintergrund der Auslegung höchstbeanspruchter Bauteile und zur optimierten Ausnutzung von Werkstoffleistungspotenzialen wäre eine Verbesserung bestehender bzw. die Entwicklung neuer zerstörungsfreier Rissdetektionsverfahren wünschenswert.

6.1.1 Definition kurzer und langer Risse

Die Unterscheidung zwischen mikrostrukturell kurzen, physikalisch kurzen und langen Risse führt mitunter zu Verwirrung. Daher sollen zu Beginn des Kapitels zur Rissausbreitung die Risslängenbezeichnungen mit den jeweils vorherrschenden Ausbreitungsmechanismen eindeutig definiert werden. In Anlehnung an die Definition nach Suresh und Ritchie [30,250] wird die Rissausbreitungsgeschwindigkeit da/dN nach der Rissinitiierung zunächst durch Wechselwirkungen mit der lokalen Mikrostruktur des Werkstoffs, wie Korn- und Phasengrenzen, Ausscheidungen oder Poren bestimmt; man spricht hierbei von *mikrostrukturell kurzen*

Rissen. Überschreitet die Risslänge etwa acht Korndurchmesser (s. [251] und Kapitel 6.4) verliert sich der Mikrostruktureinfluss weitgehend und die Rissausbreitung wird vorwiegend durch die mechanische Beanspruchung in der plastischen Zone vor der Rissspitze bestimmt; es handelt sich hierbei um *mechanisch kurze Risse*. Der Übergang zu *physikalisch kurzen Rissen* findet statt, wenn die plastische Zone vor der Rissspitze vernachlässigbar klein wird und somit die weitverbreitete linear-elastische Bruchmechanik angewendet werden kann. Bei *langen Rissen* wird die Rissausbreitung neben den intrinsischen auch von extrinsischen Faktoren beeinflusst. Darunter versteht man Rissschließeffekte, die im Nachlauf (engl. wake) hinter der Rissspitze zu Änderungen der Belastungssituation an der Rissspitze führen. Die Langrissausbreitung kann verhältnismäßig sicher mit Hilfe der Paris-Gleichung (Gl. 2.5) vorausberechnet werden.

Suresh verwendet in [30] darüber hinaus den Begriff der *chemisch kurzen Risse*. Hierbei handelt es sich um Risse, die zwar mit Hilfe der linear-elastischen Bruchmechanik behandelbar sind (physikalisch kurze und lange Risse), bei denen jedoch chemische Reaktionen mit der Umgebungsatmosphäre zu Anomalien bei der Rissausbreitung führen können.

Die Einteilung kurzer Risse mit ihren jeweiligen Charakteristika ist in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Tabelle 6.1: Einteilung und Charakteristik kurzer Risse.

kurze Risse		lange Risse	
abnormales Ausbreitungsverhalten		K -bestimmtes Langrissausbreitungsverhalten	
mikrostrukturell kurze Risse	mechanisch kurze Risse	physikalisch kurze Risse	lange Risse
<ul style="list-style-type: none"> • großer Mikrostruktureinfluss • vorwiegend Mode II-Rissausbreitung 	<ul style="list-style-type: none"> • wenig ausgeprägtes Rissschließen • geringer Mikrostruktureinfluss • vorwiegend Mode I-Rissausbreitung • große plastische Zone vor der Rissspitze bezogen auf Risslänge 	<ul style="list-style-type: none"> • geringer Mikrostruktureinfluss • vorwiegend Mode I-Rissausbreitung • vernachlässigbare Ausdehnung der plastischen Zone vor der Rissspitze 	<ul style="list-style-type: none"> • voll ausgeprägtes Rissschließen • makroskopisch lange Risse – Risslänge im mm-Bereich

Kurzen Rissen gemeinsam ist ihr abnormales Ausbreitungsverhalten im Vergleich zur relativ gut beschreibbaren Langrissausbreitung, wo die Rissausbreitungsrate da/dN als Funktion der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK angegeben werden kann (Paris-Gesetz, Gl. 2.5). So beobachtet man z.B. bei Stählen, Aluminium- und Nickelbasislegierungen eine im Widerspruch zum Paris-Gesetz stehende zunächst abfallende Rissausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmenden ΔK [252]. Das abnormale Verhalten kurzer Risse und ihre Einordnung in den Ermüdungsschädigungsprozess wird in einer

Vielzahl von Arbeiten diskutiert, z.B. Lindley und Nix [176], Pippan [253], Taylor und Knott [254] oder Rodopolous und de los Rios [255].

Eine wirklich einheitliche Definition existiert jedoch nicht. Nach ASTM spricht man von einem kurzen Riss, solange der Radius der plastischen Zone der Rissspitze einen Wert von $a/50$ überschreitet. Eine hohe Werkstofffestigkeit sowie eine hohe Korngröße scheinen ausgeprägtes Kurzrissverhalten zu begünstigen [255]. Grundsätzlich gilt, dass unterhalb einer kritischen Risslänge, die der charakteristischen Mikrostrukturlänge gleichkommt, Werkstoffe nicht mehr als Kontinuum betrachtet werden können [254]. Obgleich dies einleuchtend und trivial klingt, wird dieser Feststellung in vielen Modellierungsansätzen, die auf der linear-elastischen Bruchmechanik beruhen, nicht Rechnung getragen.

Im Folgenden sind einige charakteristische Besonderheiten und Einflussfaktoren bei der Ausbreitung kurzer, insbesondere mikrostrukturell kurzer Risse zusammengestellt:

- Kurze Risse *wachsen häufig schneller* als durch Langrissdaten (Paris-Gesetz) zu erwarten wäre. Darauf wurde erstmals von Pearson im Jahr 1975 in [27] hingewiesen.
- Kurze Risse sind bei ΔK -Werten *weit unter dem Schwellenwert* der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{th} wachstumsfähig. Ursache ist, wie später noch gezeigt werden wird, der Unterschied im Riss-schließverhalten. Dies gilt auch für hohe Temperaturen (z.B. bei der einkristallinen Nickelbasis-Superlegierung CMSX-2 [256]).
- Nach der Rissinitiierung *nimmt die Rissausbreitungsgeschwindigkeit häufig kontinuierlich ab*. Dies kann auf die Annäherung an mikrostrukturelle Barrieren, wie Phasengrenzen – z.B. in Stahl höherfestere Perlitlamellen [241] und Zementitplatten [252] - oder Korngrenzen, zurückgeführt werden. Kann eine solche Barriere nicht überwunden werden, bleibt der Riss stehen. Ist dies bei allen Mikrorissen in einer Struktur der Fall, liegt dauerhaftes Verhalten vor. Verlangsamung der Rissausbreitung kann aber auch durch Auffächerung des Risses nach Überwinden einer Barriere oder nach Zusammenwachsen von Mikrorissen, die vor der weiteren Ausbreitung an der Oberfläche zunächst ein gemeinsames Risstiefenprofil ausbilden müssen, verursacht werden.
- Wird ein mikrostrukturell kurzer Riss von einer Barriere nicht endgültig gestoppt, so *nimmt nach einem Minimum die Rissausbreitungsgeschwindigkeit wieder zu*. Dies ist meist der Fall, wenn die Risslänge die Dimension der Korngröße (bzw. anderer mikrostruktureller Kenngrößen) erreicht hat. Dabei wird die minimale Rissausbreitungsgeschwindigkeit durch den Grad der Plastizität, die infolge der Rissausbreitung im Nachbarkorn induziert wird, bestimmt. Dies hängt vor allem von der kristallographischen Miss-

orientierung der benachbarten Körner ab. Ist diese sehr gering, tritt keine Verlangsamung der Rissausbreitung auf [177,178].

Allgemein formuliert wird die abnormale Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse durch metallurgische Effekte, wie die Korngrößen-, Kornorientierungs- und die Ausscheidungsverteilung, sowie durch ein wechselndes Ausmaß von Rissabschirmungseffekten, wie Riss-schließen, bestimmt. Das Übertragbarkeitskonzept (ΔK -Konzept) der linear-elastischen Bruchmechanik (Rissausbreitungsverhalten ist unabhängig von der absoluten Risslänge) verliert für kurze Risse seine Gültigkeit [177].

Bild 6.1 zeigt am Beispiel der Al-Legierung 7075-T6 den Zusammenhang zwischen Langrissausbreitungsgeschwindigkeit und Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors (Paris-Gesetz) ergänzt um Ausbreitungscharakteristika kurzer Risse.

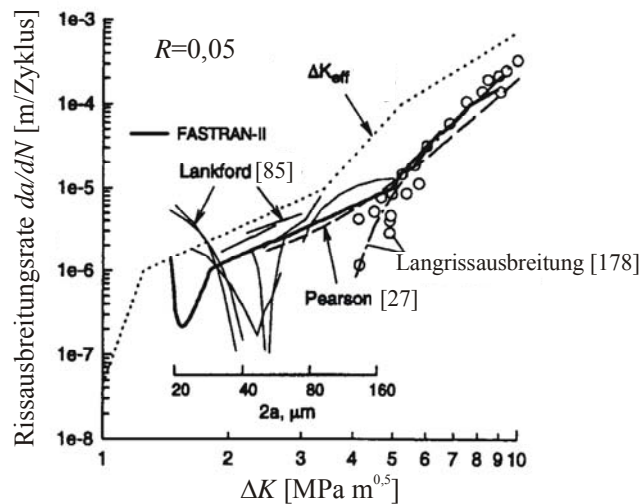


Bild 6.1: Gemessene und vorhergesagte Rissausbreitungsraten (FASTRAN II-Lebensdauervorhersage nach Newman [257]) für kurze und lange Risse in der Al-Legierung 7075-T6 (nach [177]).

Unter den zahllosen Arbeiten, die sich mit der Kurzrissproblematik auseinandersetzen, seien an dieser Stelle Tagungsbände zu dem Thema kurze Risse [258-261], in denen eine große Bandbreite von Aspekten der Kurzrissausbreitung detailliert und in großer Tiefe abgehandelt wird, sowie eine Reihe guter Übersichtsarbeiten, wie z.B. von Hudak [262], Suresh und Ritchie [250], Ritchie und Peters [263], Miller [264] und Lukas [175] erwähnt.

6.2 *Transkristalline Rissausbreitung*

6.2.1 *Kristallographische Rissausbreitung – Wechselwirkungen mit Korngrenzen*

Kristallographische Rissausbreitung ist für die meisten Metalle charakteristisch für das Anfangsstadium der Ermüdungsschädigung (Stadium I) nahe bzw. unterhalb des Schwellenwerts der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{th} für Langrissausbreitung [265]. Setzt man einachsige Zugbeanspruchung voraus, handelt es sich dabei um schubspannungskontrollierte Risse (Belastungsmodus II) entlang von Gleitebenen in einem Winkel von nahe 45° zur Richtung der aufgetragenen Normalspannung. Mit zunehmender Risslänge bzw. zunehmenden ΔK nimmt der Einfluss der Normalspannung auf das Risswachstum zu (Belastungsmodus I, Stadium II) und der Riss verläuft senkrecht zur Belastungsachse, wobei verschiedene Gleitsysteme zur Rissausbreitung beitragen, worauf im folgenden Unterkapitel näher eingegangen wird.

Ähnlich wie bei der Rissinitiierung hat die Lage der Gleitebenen in Bezug auf den lokalen Spannungszustand, der auch hier durch die elastische Anisotropie mitbestimmt wird, auch bei der kristallographischen Rissausbreitung eine große Bedeutung. Die Berechnung der Spannungen mittels FEM ist hierbei jedoch erheblich schwieriger, da nun Mikroplastizität nicht mehr vernachlässigt werden kann. In der Literatur existieren für die Erfassung lokal unterschiedlicher Spannungszustände Ansätze, die eine Variation des Spannungsintensitätsfaktors K entlang der Rissfront beinhalten (z.B. Ravichandran et al. [266]). Für mikrostrukturell kurze Risse ist dies jedoch ein fragwürdiges Vorgehen; ist doch der Spannungsintensitätsfaktor K eine Größe der linear-elastischen Bruchmechanik, in der ausgeprägte Plastizität vor der Risspitze ausgeschlossen wird.

Überschreitet die aufgetragene Schubspannung in einem günstig orientierten Gleitsystem eines Korns die kritische Schubspannung (s. Kapitel 4.2), dann kommt es dort zu Versetzungsbewegung. In einem Vielkristall ist diese Versetzungsbewegung jedoch durch die Korngrenzen eingeschränkt. Dort findet, wie bereits im vorangegangenen Kapitel diskutiert, ein Versetzungsaufstau statt (pile-up, s. Bild 6.3a). Damit wird die (elastische) Spannung auf das Nachbarkorn soweit erhöht, bis auch dort auf dem günstigst orientierten Gleitsystem Versetzungen erzeugt werden, die die kritische Schubspannung überschreiten und plastische Verformung initiiert wird. Der große Einfluss der kristallographischen Orientierung bzw. der räumliche Winkel zwischen den jeweils günstig orientierten Gleitsystemen ist dabei offensichtlich. Setzt man planares Gleitverhalten voraus, so ist leicht nachvollziehbar, dass mit zunehmender

Korngröße eine größere Anzahl von Versetzungen in den einzelnen Körnern aufgestaut werden kann, bis sich die Hinderniswirkung der Korngrenzen auf die nachrückenden Versetzungen auswirkt bzw. Versetzungsquellen im Nachbarkorn aktiviert werden. Diesem Zusammenhang trägt die bekannte Hall-Petch-Beziehung [161,162] Rechnung:

$$\sigma_Y = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{d}}, \quad (6.1)$$

worin die Fließgrenze σ_Y von der Korngröße d über die Hall-Petch-Konstante k abhängt, abzüglich der zu überwindenden kritischen Spannung σ_0 , in der alle Hinderniswirkungen gegenüber Versetzungsbewegung, wie Ausscheidungen, Versetzungswechselwirkungen und Peierls-Spannung, zusammengefasst sind [267] (s. Kapitel 4). Die Anwendung der Hall-Petch-Beziehung zur Modellierung kurzer Ermüdungsrissse in einem zweiphasigen Duplexstahl ist in Kapitel 7.3 dargestellt.

In engem Zusammenhang mit dem Hall-Petch-Konzept steht natürlich die Rissinitiierung an Korngrenzen und die Rissausbreitung über Korngrenzen hinaus. Kann der Spannungsanstieg durch den Versetzungsaufstau einerseits an der Korngrenze aufgrund ungünstig orientierter Gleitsysteme im Nachbarkorn nicht abgebaut werden und ist er andererseits hoch genug, um für die Energie γ_0 zweier neuer Oberflächen aufzukommen, so tritt kristallographische Rissinitiierung von der betreffenden Korngrenze ausgehend ein. Ist hingegen in einem Korn bereits ein Gleitbandriss vorhanden, so muss die pile-up-Spannung nicht zwangsläufig über plastische Verformung im Nachbarkorn abgebaut werden. Vielmehr führt sie zur Ausbreitung des bestehenden Risses (Erzeugung neuer Oberflächen). Mit zunehmender Risslänge nimmt die Spannung auf das Gleitband erheblich zu. Gleichzeitig werden die Versetzungen auf dem Gleitband durch Wechselwirkung miteinander unbeweglicher, womit die Rissausbreitung behindert wird. Als Konsequenz daraus wurde in vielen Arbeiten in diesem Stadium der kristallographischen Rissausbreitung eine oszillierende Ausbreitungsgeschwindigkeit beobachtet, die auch die Basis des in Kapitel 7.2 behandelten Modells von Navarro und de los Rios [230] darstellt. Bild 6.2 zeigt an einem Beispiel (aus [92,268]), wie die Rissausbreitungsgeschwindigkeit bei Annäherung des Risses an eine Korngrenze abnimmt, um dann, nachdem der Riss die Korngrenze überwunden hat, wieder erheblich anzusteigen. Ob der Riss eine Korngrenze überwindet oder nicht, hängt wiederum von der kristallographischen Missorientierungsbeziehung ab. Dies ist in Bild 6.3b schematisch dargestellt.

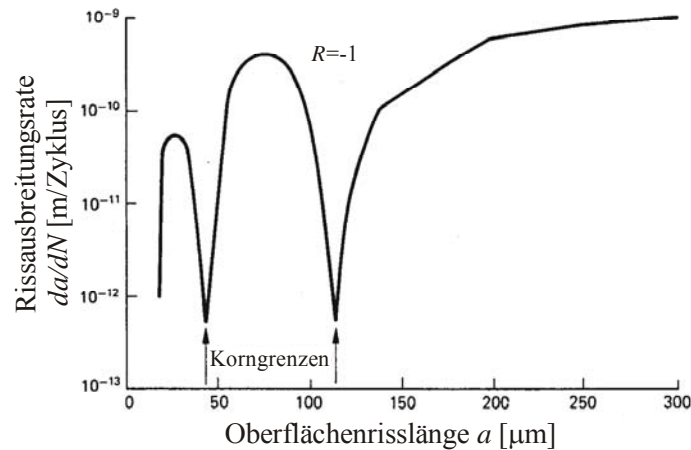
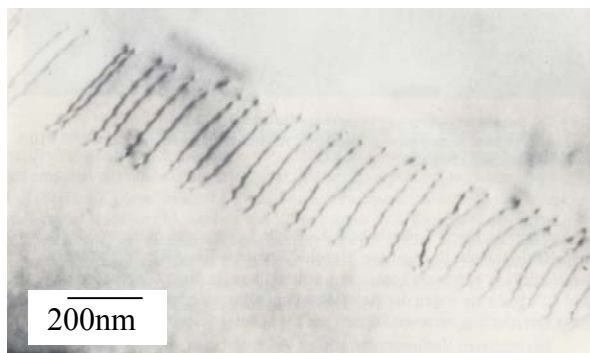
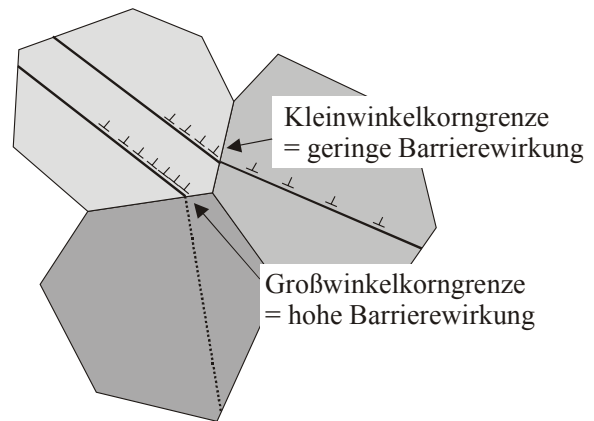


Bild 6.2: Rissausbreitungsminima bedingt durch Korngrenzen (Al-Legierung 2024-T3) (nach [92,268]).



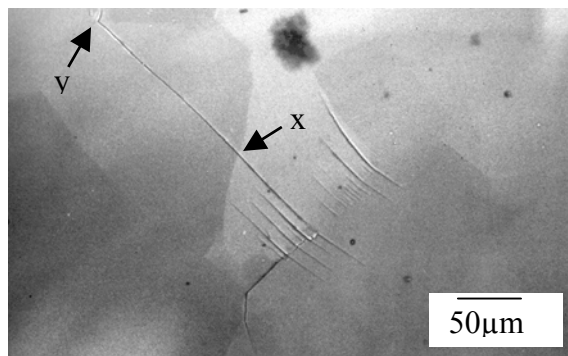
a



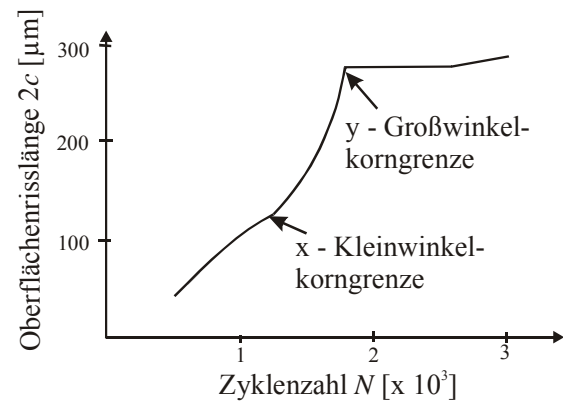
b

Bild 6.3: Aufstau von Versetzungen auf einer Gleitebene (a) TEM-Aufnahme von Permalloy (nach [89]) und (b) schematische Darstellung.

Ist der räumliche Winkel zwischen den benachbarten Gleitsystemen groß, bildet die Korngrenze eine effektive Barriere gegenüber Rissausbreitung. Liegen die benachbarten Gleitsysteme quasi in einer Ebene, was bei Kleinwinkelkorngrenzen der Fall ist, so setzt sich die plastische Verformung über die Korngrenze leicht hinweg und die Rissausbreitungsgeschwindigkeit erfährt nur wenig Änderung. Ein Beispiel für den Zusammenhang zwischen kristallographischer Missorientierung und Ermüdungsrissausbreitung zeigt Bild 6.4 für das Beispiel der β -Titanlegierung LCB [216]. Ein an einer Korngrenze initiiertes Gleitbandriss wächst über eine Kleinwinkelkorngrenze x hinweg, ohne dass sich dabei deutlich die Ausbreitungsgeschwindigkeit da/dN verändert. Dies wurde auch von Long et al. in [134] an Kleinwinkelkorngrenzen in vergleichbaren β -Titanlegierungen festgestellt. An der darauffolgenden Großwinkelkorngrenze y bleibt der Riss hingegen für die Dauer von ca. 800 Zyklen stehen, um dann in eine völlig andere Richtung weiter zu wachsen.



a



b

Bild 6.4: (a) Von einer Korngrenze ausgehende Gleitbandrisse in der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, aufgebrachte Spannungsrichtung \leftrightarrow) und (b) Rissausbreitung als Funktion der Zyklenzahl für den mit x markierten Gleitbandriss.

Das Wachstum von Gleitbandrissen entlang niedrig indizierter Gleitebenen im frühen Stadium der Rissausbreitung wurde von einer Reihe von Autoren für verschiedenen Werkstoffe festgestellt, wie z.B. von Ruppen et al. in der kurz β -Phase der Titanlegierung Ti-6Al-4V [269], von Blochwitz et al. für den austenitischen Stahl AISI 316L [270], von Turnbull und de los Rios für eine Al-Mg-Legierung [271] oder für verschiedene Stähle, die Al-Legierung 7075-T6 und Titan von Tokaji und Ogawa in [251]. Letztere zeigten, dass Gleitbandrisse im Stadium I insbesondere durch den Kompressionsanteil in der schwingenden Beanspruchung begünstigt werden. In der Bruchfläche äußert sich diese Begünstigung durch deutlich ausgeprägte Facetten, wie sie in Bild 6.5 für die β -Titanlegierung LCB dargestellt sind.

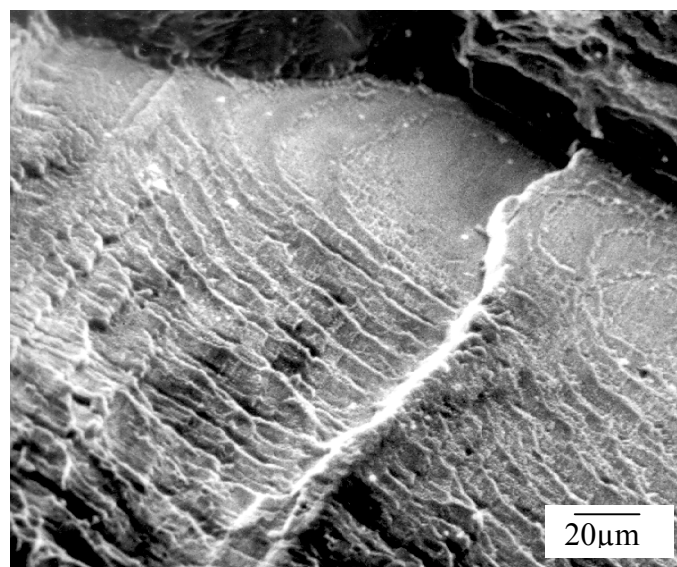


Bild 6.5: Gleitbandfacetten (Micro Cleavage) in der Bruchfläche einer ermüdungsbeanspruchten Probe der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$).

Der Korngrößeneinfluss auf die frühe kristallographische Ausbreitung kurzer Risse ist z.B. in [264,271] diskutiert. Demnach wird mit zunehmender Korngröße der Übergang der plasti-

sehen Verformung von dem rissbehafteten Korn auf das Nachbarkorn durch die größere Gleitlänge erleichtert. Die Barrierewirkung der Korngrenzen nimmt damit auch bei hoher kristallographischer Missorientierung ab. Die Folge ist ein Absinken der Dauerfestigkeit, die ja direkt mit der Stärke mikrostruktureller Barrieren zusammenhängt (Kapitel 5.5), und generell eine ausgeprägtere Rissablenkung. Auf der anderen Seite kann bei feinkörnigeren Gefügen eine höhere Fluktuation der Kurzrisssausbreitung beobachtet werden, da hier die Effektivität mikrostruktureller Barrieren, wie insbesondere die kristallographische Missorientierung, durch die geringen Gleitlängen größer ist (s. auch [251]).

Generell wird angenommen, dass die kristallographische Missorientierung die Barrierewirkung von Korngrenzen bestimmt (Vallellano et al. [180], Zhang und Edwards [272]). Eine etwas nähere Betrachtung zeigt jedoch, dass die Bestimmung der Barrierewirkung einer Korngrenze von einer ganzen Reihe von Parametern abhängt. Wie bereits in Kapitel 3 ausgeführt, sagen Missorientierungswinkel Θ und -richtung $\langle uvw \rangle$ nichts über die geometrische Lage der Korngrenze (Normalenvektor (hkl)), die ebenfalls die Barrierewirkung beeinflusst, aus. Viel wichtiger ist die räumliche Missorientierung der benachbarten Gleitebenen. Zwar ist der Gleitübergang von einem auf das andere Korn vor allem durch den geringsten Kippwinkel Φ benachbarter Gleitebenen bestimmt; eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt dabei aber auch der Verdrehwinkel ξ (Zhai et al. [228]). Bild 6.6 verdeutlicht diese geometrischen Zusammenhänge.

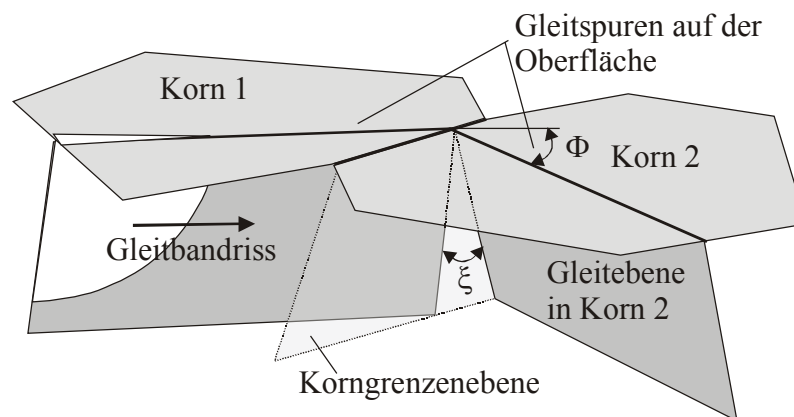


Bild 6.6: Rissausbreitung entlang von Gleitebenen; die Barrierewirkung der Korngrenze resultiert aus der Kombination von Kippwinkel Φ und Verdrehwinkel ξ .

Die geringste Barrierewirkung ist zu erwarten, wenn der Verdrehwinkel ξ gleich Null und der Kippwinkel Φ sehr klein ist. Mit zunehmendem Kippwinkel nimmt die Barrierewirkung aus den o.g. Gründen zu. Ein zunehmender Verdrehwinkel schränkt nicht nur die Gleitkompatibilität ein, sondern erfordert zudem für das Überwinden einer Korngrenze durch einen Mikroriss das Aufbrechen der gegenüber den benachbarten Gleitbändern nicht

übereinstimmenden Bereiche. Nach Argon und Qiao [229] ist ein treppenstufenartiges Aufreißen entlang der Gleitbandrissfront in der Korngrenzebene die Folge. Untersuchungen von Zhai et al. [228] zeigen anhand einer Al-Li-Legierung, dass hohe Verdrehwinkel ebenfalls zu einer Blockierung der Rissausbreitung führen können.

Wurden bisher nur die Einflussfaktoren auf die kristallographische Rissausbreitung erörtert, so soll hier zumindest kurz (in Vorgriff auf Kapitel 7) auf den Rissfortschrittsmechanismus eingegangen werden. Anders als bei der Mode I-Rissausbreitung, wo der Rissfortschritt durch Versetzungsbewegung auf alternierenden Gleitbändern vor der Rissspitze (Mechanismus der plastischen Rissabstumpfung) erzeugt wird, überwiegt bei Gleitbandrissen Mode II-Beanspruchung. Der geringe Mode I-Anteil führt jedoch zu einer leichten Asymmetrie der Schubspannungen auf den Gleitebenen parallel zur Rissausbreitungsrichtung. Dies führt nach Wilkinson et al. [273] bei Belastung zu einer Versetzungserzeugung und -bewegung auf Gleitebenen unterhalb der Rissspitze und bei Entlastung in umgekehrter Richtung oberhalb der Rissspitze. Die Konsequenz ist eine Emission von Versetzungs-Dipolen des interstitiellen Typs von der Rissspitze aus in das Gleitband und ein Risswachstum durch Absorption von Versetzungsdipolen des Leerstellentyps ähnlich dem Modell für Gleitbandrissinitiierung nach Fujita in [237]. Dies ist in Bild 6.7 in Anlehnung an [273] schematisch dargestellt.

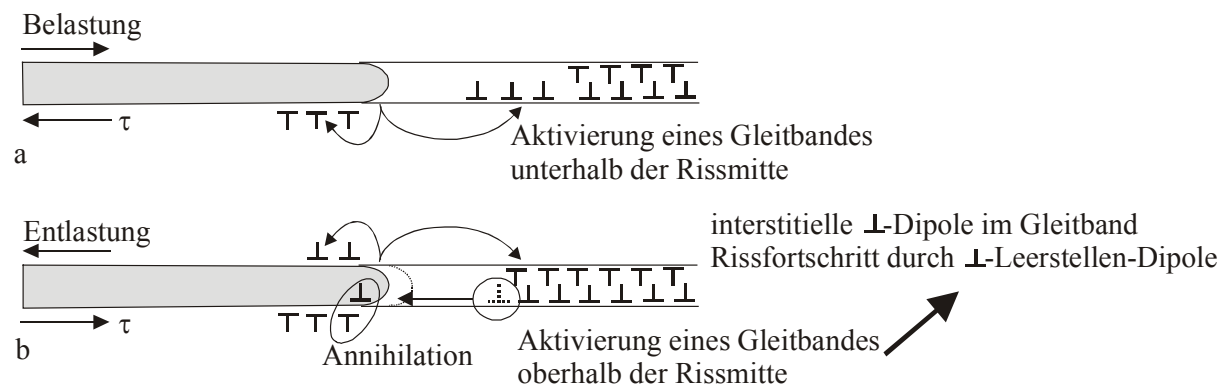


Bild 6.7: Rissfortschritt durch Gleitirreversibilität (nach [273]): Der Mode I-Anteil der Spannungsverteilung vor der Rissspitze führt zu einer bevorzugten Aktivierung von Gleitebenen unterhalb der Rissmitte bei Belastung und oberhalb der Rissmitte bei Entlastung.

Weertmann in [274] und Caracostas et al. in [275] führen kristallographische Rissausbreitung ebenfalls auf die Aktivität zweier paralleler Gleitebenen zurück. Die Versetzungsverteilung wird dabei jedoch durch eine Erweiterung des BCS-Modells (Bilby, Cottrell und Swinden [61], s. Kapitel 7.2) beschrieben.

6.2.2 Mode I-Rissausbreitung durch zyklische Rissspitzenabstumpfung

Mit zunehmender Risslänge kommt der Mode I-Überlagerung bei der schubspannungskontrollierten Rissausbreitung eine größere Bedeutung zu. Trifft die Rissspitze auf ein Korn, dessen Gleitebenen bezogen auf die maximale lokale Schubspannung ungünstig liegen, so wächst der Riss normal zur aufgebrachten Spannungsachse weiter. Dabei werden zwei verschiedene Gleitsysteme alternierend betätigt und man spricht von Stadium II der Ermüdungsrissausbreitung (Forsyth [276]). Bild 6.8 zeigt, dass eine solche Situation auch bei der Mikrorissausbreitung auftreten kann, in diesem Beispiel für einen interkristallin initiierten Mikroriss in der β -Titanlegierung LCB (Bild 6.8a). Offensichtlich ist an den Tripellinien der aufgerissenen Korngrenze der Mode I-Anteil der Beanspruchung groß genug, um weitere Rissausbreitung durch Betätigung verschiedener Gleitsysteme zu verursachen (Bild 6.8b).

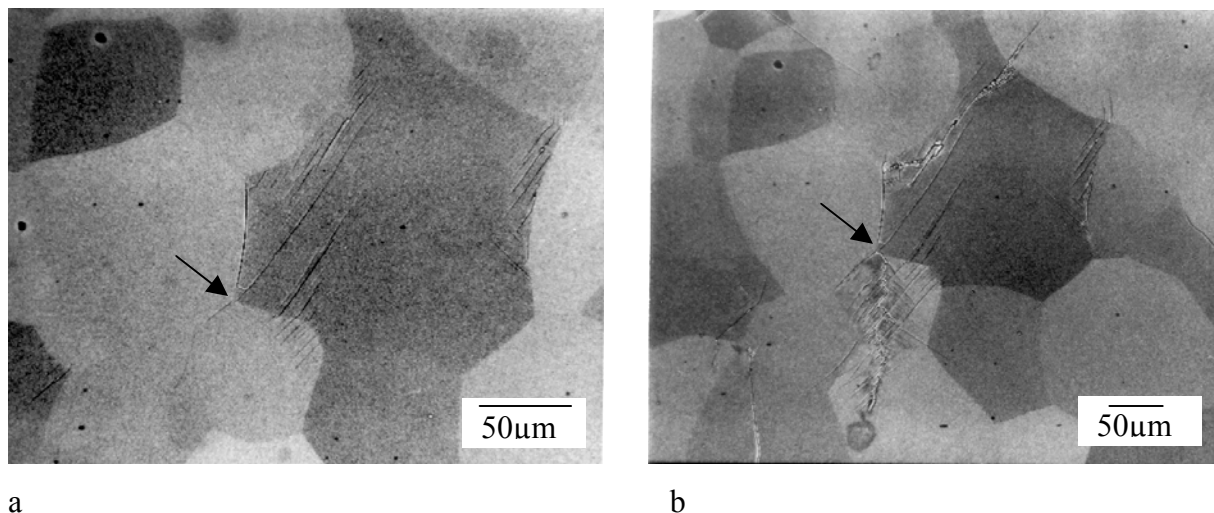


Bild 6.8: (a) Interkristalline Rissinitiierung und transkristalline Mikrorissausbreitung ausgehend von einem Tripelpunkt nach 10% der Ermüdungslebensdauer (s. Pfeil) und (b) unter Aktivierung verschiedener Gleitsysteme nach 60% der Ermüdungslebensdauer ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, aufgebrachte Spannungsrichtung \leftrightarrow).

Anschaulich ist der Mechanismus der Stadium II-Rissausbreitung durch das Modell der Rissspitzenabstumpfung von Laird in [19] beschrieben. Die Betätigung zweier Gleitsysteme führt bei zunehmender Zugbeanspruchung zur Abstumpfung der Rissspitze (Bild 6.8a-c). Diese Abstumpfung kann bei der folgenden Lastumkehr nicht wieder vollständig rückgängig gemacht werden (Irreversibilität der plastischen Verformung), so dass die Risswiederanspitzung (Bild 6.9d-e) zu einer Rissausbreitung um ein bestimmtes Inkrement Δa führt. Diese Inkremente, die als sog. Schwingstreifen (engl. striations) auf Ermüdungsbruchflächen vieler duktiler Metalle sichtbar bleiben (s. Bild 6.10), haben bei der Analyse des Wechselverformungsverhaltens sowie der Analyse technischer Schadensfälle eine große Bedeutung, da sie die Belastungshistorie der Probe bzw. des Bauteils

widerspiegeln. Der Abstand der Schwingstreifen kann mit der Rissausbreitung pro Zyklus korreliert werden.

Detailliert beschreibt Neumann in [20,277] die Rissausbreitung und die Entstehung von Schwingstreifen in einkristallinen Kupferproben anhand der alternierenden Aktivierung verschiedener Gleitsysteme. In Bild 6.10 ist schematisch die grundsätzliche Idee dieses Modells, die alternierende Betätigung unterschiedlicher Gleitsysteme bei Lastumkehr aufgrund von Verfestigungsvorgängen auf den Gleitbändern, dargestellt.

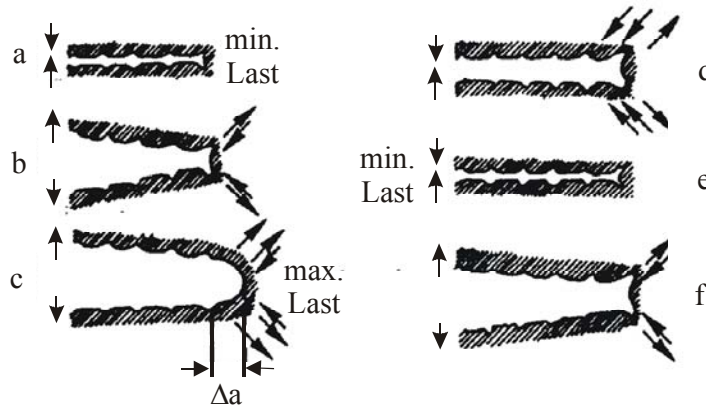


Bild 6.9: Schematische Darstellung des Modells von Laird (nach [19]), Erläuterungen im Text.

Das Abgleiten eines der Rissufer führt auf dem betroffenen Gleitband zur Verfestigung und somit zur Erhöhung der Reibungsspannung. Dies bewirkt die Aktivierung eines (gegenüberliegenden alternativen) Gleitbandes. Auch dort kommt es wieder zur Verfestigung, so dass sich die in Bild 6.10 dargestellten gegenüberliegenden Gleitsysteme abwechseln. Wird die Zugbeanspruchung durch die nachfolgende Druckbeanspruchung abgelöst, so führt die kinematische Irreversibilität der Versetzungsbewegung ebenfalls zu einer alternierenden Betätigung der Gleitsysteme. Der resultierende Rissverlauf ist dabei insbesondere bei kfz Einkristallen ausgesprochen eben und senkrecht zur Beanspruchungsrichtung. Die Rauigkeit der Schwingstreifen hängt, übereinstimmend mit dem Modell von Neumann, nach [278] von dem Kaltverformungsgrad des Werkstoffs ab.

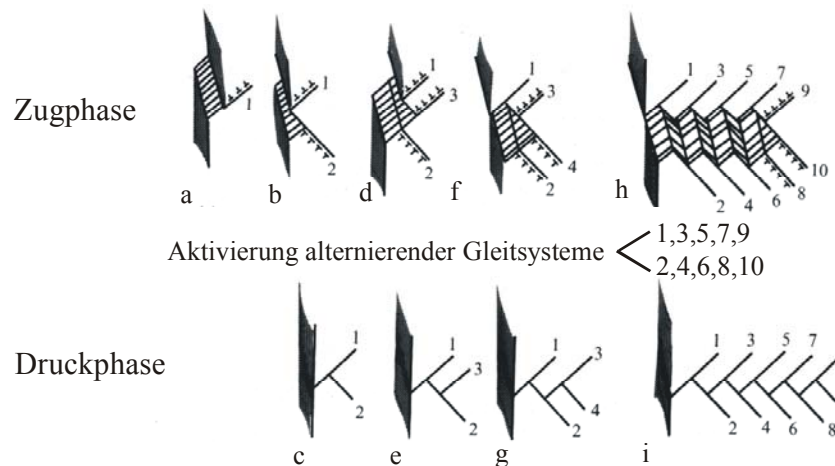


Bild 6.10: Schematische Darstellung des Modells von Neumann (nach [20]), Erläuterungen im Text.

Die Bildung von Schwingstreifen ist in der Regel charakteristisch für die Rissausbreitung bei höheren Schwingbreiten des Spannungsintensitätsfaktors (vgl. TEM-Untersuchungen an Ti-6Al-4V in [265]); in Ausnahmefällen kommt es auch bei der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse dazu, wenn die lokale Spannungsintensität, wie im Beispiel in Bild 6.8 gezeigt, sehr hoch ist und verschiedene Gleitsysteme aktiviert werden.

Bild 6.11 zeigt die Bildung von Schwingstreifen im Stadium II der Rissausbreitung.

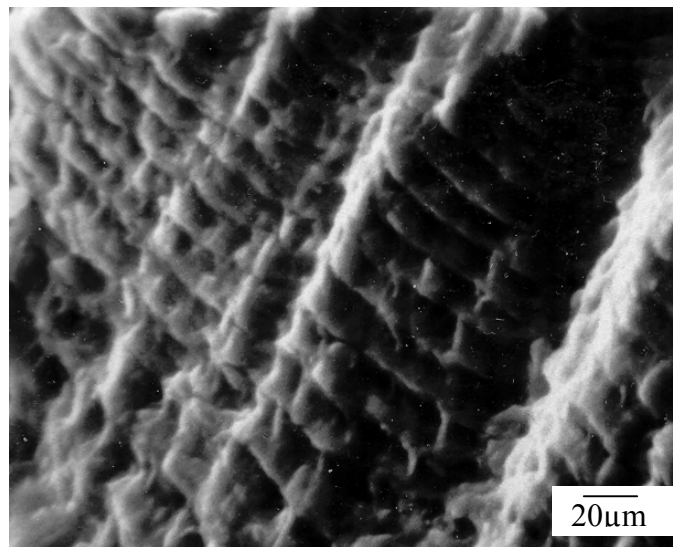


Bild 6.11: Schwingstreifen in der Bruchfläche einer ermüdungsbeanspruchten Probe der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$).

6.2.3 Einflüsse von Korngröße, verschiedenen Phasen und Ausscheidungen auf die Ausbreitung von Mikrorissen

Es wurde bereits in Kapitel 6.2.1 erwähnt, dass die Rissausbreitungsgeschwindigkeit zumindest bei niedrigen Temperaturen, bei denen Kriechen keine Rolle spielt, mit wachsender Korngröße generell zunimmt, da die aus der größeren Gleitlänge resultierende höhere plasti-

sche Verformung der Körner zu einer leichteren Initiierung von Plastizität in den Nachbarkörnern führt. Damit wird das Risswachstum über Korngrenzen hinweg begünstigt. Dies wurde in einer Vielzahl von Arbeiten festgestellt, so z.B. in [231] für teilchengehärtete α - und β -Titanlegierungen, wo die Bruchspannung als umgekehrt proportional zur Quadratwurzel der Korngröße angegeben wird, in [279] für Ti 15 3 oder in [101] für α + β -Titanlegierungen. In letztgenannter Arbeit wird der große Einfluss der Korngröße auf eine Risslänge von $a < 200 \mu\text{m}$ eingegrenzt. Einen indirekten Einfluss auf die Mikrorissausbreitung übt die Korngröße schließlich über rauigkeitsinduzierte Riss-schließeffekte aus, die in Kapitel 6.3 näher behandelt werden.

Viele Werkstoffe setzen sich jedoch aus verschiedenen Phasen zusammen und/oder enthalten intermetallische oder nichtmetallische Ausscheidungen. In der Regel besitzen die einzelnen Phasen unterschiedliche Festigkeitseigenschaften. Bei der Mikrorissausbreitung führt dies zu unterschiedlicher Barrierewirkung der Phasen- und Korngrenzen. Insbesondere wenn es sich um unterschiedliche Kristallgittertypen handelt, wie z.B. bei technischen Ti-Legierungen (hdp α -Phase und krz β -Phase) oder Duplexstählen (krz α -Ferrit, kfz γ -Austenit), ist der Übergang der plastischen Verformung über die Korngrenzen hinweg sehr viel komplexer. Da die Rissausbreitung empfindlich durch die Plastizität des Nachbarkorns beeinflusst wird, kann die Ausbreitungsgeschwindigkeit so bereits vor dem Übergang von plastisch stark nach plastisch schwach zunehmen und umgekehrt. Dies wurde von Pippin et al. [280,281] für Bimaterialien bestehend aus ARMCO-Eisen und dem ferritischen Stahl SAE340 mit dreimal höherer 0,2%-Dehngrenze ($R_{p0,2}$) aber gleichen elastischen Eigenschaften gezeigt. Pippin et al. [280,281] stellten ferner eine Neigung zur Rissauflächerung bei der Annäherung eines Risses an die Grenzfläche zum plastisch weicheren Material fest. Besonders ausgeprägt ist der Effekt der zweiphasigen Mikrostruktur bei γ/α -Duplexstählen. Ein Beispiel zeigt Bild 6.12. Hier wird ein Mikroriss, der zunächst über eine $\alpha\gamma$ -Phasengrenze (Missorientierung $\Theta=28^\circ$, Bild 6.12a, Markierung A) ohne deutlichen Barriereeffekt hinüberwächst, von einer $\gamma\alpha$ -Phasengrenze (Missorientierung $\Theta=40^\circ$) blockiert (Bild 6.12b, Markierung B). Es kommt darauffolgend zur Bildung eines zweiten (oberen) Risszweigs (Bild 6.12b, Pfeil), der mit hoher Geschwindigkeit über die benachbarte $\gamma\gamma$ -Phasengrenze (Markierung C) hinaus wächst, ohne eine deutliche Behinderung zu erfahren. Die Barrierewirkung von $\gamma\alpha$ -Phasengrenzen ist demzufolge offensichtlich erheblich größer als diejenige der $\alpha\gamma$ -Phasen- und $\gamma\gamma$ -Korngrenzen [282]. Die gemessenen Risslängen als Funktion der Zyklenzahl sind in Bild 6.12d dargestellt.

Nach Stolarz et al. [283,284] und Johansson und Odén [285] ist durch die höhere Festigkeit in der ferritischen α -Phase die plastische Verformung in der austenitischen γ -Phase konzentriert, wobei die Rissausbreitung bei Erreichen der ersten mikrostrukturellen Barriere zum Erliegen kommen kann.

Allerdings kann die individuelle Festigkeit der beiden Phasen variieren, in der austenitischen γ -Phase vorwiegend durch Kaltverfestigung, in der ferritischen α -Phase durch die Ausscheidung der spröden α' -Phase (infolge einer Wärmebehandlung). Daraus resultieren unterschiedliche Szenarien für den einsetzenden Schädigungsprozess (vgl. [286,287]).

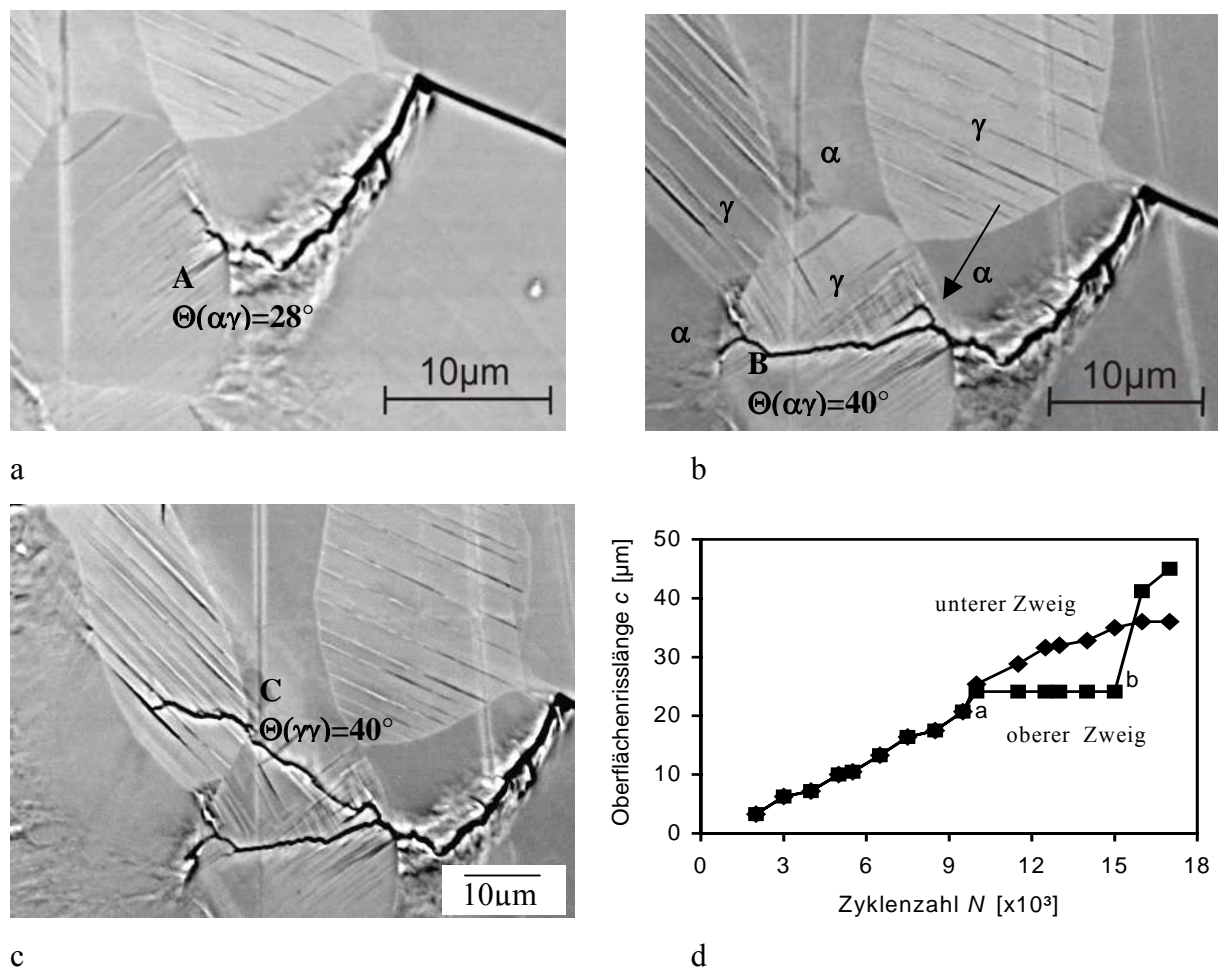


Bild 6.12: Mikrorissausbreitung in einem austenitisch-ferritischen Duplexstahl (1.4462) nach (a) 9500, (b) 15000 und (c) 17000 Zyklen bei einer Spannungsamplitude von $\Delta\sigma/2=550\text{MPa}$ (aufgebrachte Spannungsrichtung \updownarrow) und (d) Zusammenstellung der gemessenen Oberflächenrisslängen als Funktion der Zyklenzahl, weitere Erläuterungen im Text.

So kann es in der versprödeten α -Phase zu Mikrosplattung (kristallographische spröde Rissausbreitung, micro cleavage) kommen, die aber wiederum durch die plastische Austenitphase aufgefangen werden kann. Nicht- oder intermetallische Ausscheidungen beeinflussen ebenfalls in erheblichem Maße die Initiierung und Ausbreitung von Mikrorissen. Dabei kommt es vor allem darauf an, ob es sich dabei um kohärente oder inkohärente bzw. schneidbare oder

nicht schneidbare Teilchen handelt. Dies soll an dieser Stelle nicht vertieft werden; es sei jedoch angemerkt, dass schneidbare Teilchen die Planarität der Versetzungsbewegung begünstigen, während große oder inkohärente Teilchen von Versetzungen nicht durchlaufen, d.h. geschnitten werden können. Die dann erfolgende sog. Orowan-Umgehung oder bei höheren Temperaturen das Versetzungsklettern begünstigen Mehrfachgleitung. Dies wurde von Hornbogen und zum Gahr [288] an einem austenitischen Fe-Ni-Al-Stahl mit unterschiedlichen Mikrostrukturen festgestellt. In [257] ist dies für Aluminiumlegierungen in verschiedenen Auslagerungszuständen diskutiert. Im unteralterten Zustand (feinverteilte kleine Teilchen) herrscht planares Gleiten vor. Die Rissausbreitung verläuft kristallographisch entlang niedrigindizierter Gleitebenen. Im überalterten Zustand (große Teilchen) überwiegt Mehrfachgleitung; die Rissausbreitung erfolgt ausgeprägt eben.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zur Mikrorissausbreitung in der β -Titanlegierung LCB deuten ebenfalls auf ein ausgeprägt planares Gleitverhalten hin (s. Bild 6.13 [24]). Dies wird bei dieser Werkstoffgruppe durch die feinverteilte Ausscheidung von schneidbaren ω -Teilchen (vgl. [231,232]) begünstigt. Bei technischen β -Titanlegierungen mit inkohärenten nicht schneidbaren α -Teilchen wurde ebenfalls planares Gleitverhalten festgestellt [279].

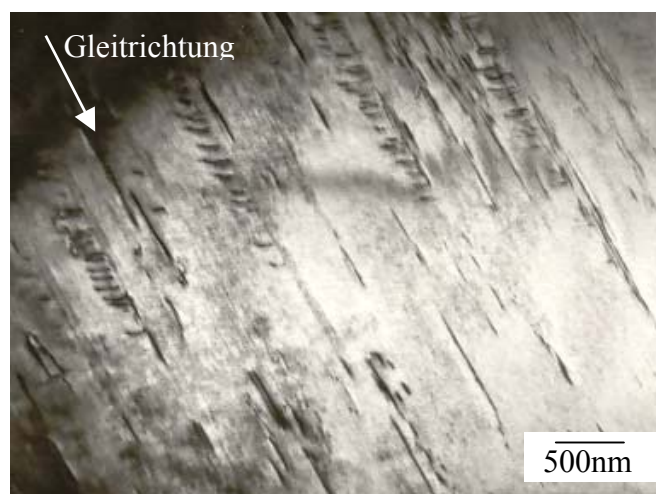


Bild 6.13: Planare Versetzungsanordnung in der β -Titanlegierung LCB nach Wechselbeanspruchung bei $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ ($\vec{g} = [001]$) (nach [24]).

6.3 Bedeutung von Rissschließeffekten

6.3.1 Grundlegendes

Unter Rissschließeffekten versteht man das vorzeitige Aufsetzen der Rissufer bei Entlastung aus dem Zugspannungsbereich heraus. Dies hat zur Folge, dass bei Ermüdungsbelastung die

Triebkraft zur Rissausbreitung nicht während der kompletten Lastspiele aktiv ist. Das Augenmerk auf diese Effekte wurde erstmals durch die Arbeiten von Elber Ende der 60er Jahre gelenkt [25,26,289].

Während ein ideal-scharfer, vollständig elastischer Anriss erst bei vollständiger Entlastung aus dem Zug bei $\sigma=0$ schließen würde, ist technische Ermüdungsrissausbreitung immer mit plastischer Verformung an der Rissspitze verbunden (Bild 6.14a). Diese plastische Verformungszone wird mit zunehmender Risslänge aufgrund der bei $\Delta\sigma/2=\text{konst.}$ zunehmenden Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors größer (Bild 6.14b und c). Die plastisch verformte Zone wird bei Rissfortschritt im Nachlauf des Risses (engl. wake) zurückgelassen. Da die Rissufer nur elastisch entlastet werden, bleibt jeweils eine Volumenzunahme zurück, die bei Entlastung von der maximalen Zugbeanspruchung aus (Punkt A in Bild 6.14d) zum Kontakt der Rissufer bereits vor Erreichen des Nulldurchgangs der angelegten Spannung führen (Rissschließspannung σ_{cl} , Punkt B in Bild 6.14d).

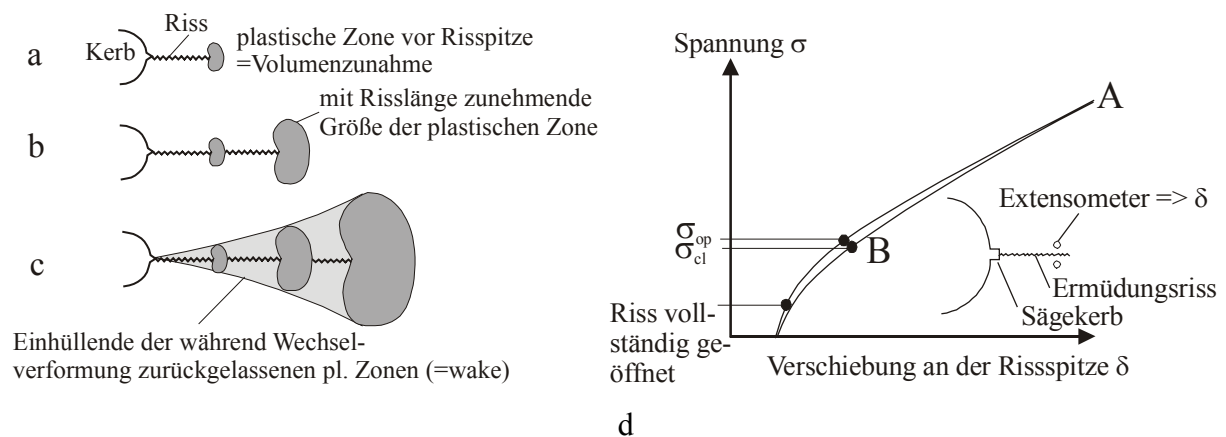


Bild 6.14: Schematische Darstellung des Mechanismus des plastisch-induzierten Rissschließens nach Elber [26]: (a-c) Entwicklung des plastischen Nachlaufs und (d) zugehöriges Spannungs-Rissöffnungsdiagramm.

Die weitere Entlastung hat das graduelle komplette Schließen des gesamten Risses zur Folge, bis sich schließlich die Last-Verschiebungs-Kurve im Bereich der Rissflanken wie diejenige der Probe ohne Ermüdungsriss verhält. Das oben beschriebene sog. plastisch-induzierte Rissschließen ist der am weitesten in bruchmechanische Lebensdaueranalysen integrierte Rissschließmechanismus, damit aber nicht unbedingt derjenige mit der größten physikalischen Bedeutung. Insbesondere bei der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse kann man sich leicht vorstellen, dass der plastische Nachlauf definitionsgemäß nur sehr klein sein kann und wenig Einfluss auf die Rissausbreitungsgeschwindigkeit ausübt [290].

Neben dem plastisch-induzierten Rissschließen gibt es noch eine Reihe weiterer Rissschließmechanismen, bei denen das vorzeitige Aufsetzen der Rissufer auf

- die Volumenzunahme durch eine Phasenumwandlung an der Rissspitze (umwandlungsinduziertes Riss schließen),
- die Oxidation der bei der Rissausbreitung neu entstandenen Oberflächen (oxidationsinduziertes Riss schließen),
- ein in den Riss eingedrungenes viskoses Fluid (fluidinduziertes Riss schließen) oder
- geometrische Inkompatibilitäten der Rissoberflächen (rauigkeitsinduziertes oder geometrisch-induziertes Riss schließen)

zurückgeführt werden kann. Diese Mechanismen sind in Bild 6.15 schematisch zusammengestellt.

Die technische Bedeutung des Riss schließen wird offenbar, wenn man der üblichen Auffassung folgt, die besagt, dass ein Riss nur dann ausbreitungsfähig ist, wenn er vollständig geöffnet ist. Die effektive Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors, die für stabile Langrissausbreitung die Lebensdauer bestimmt, nimmt dann einen um den Anteil des geschlossenen Risses $\Delta K_{cl} = \Delta K - \Delta K_{eff}$ verringerten Wert an (s. Bild 6.16):

$$\Delta K_{eff} = (\sigma_{max} - \sigma_{cl/op}) \sqrt{\pi a} Y. \quad (6.2)$$

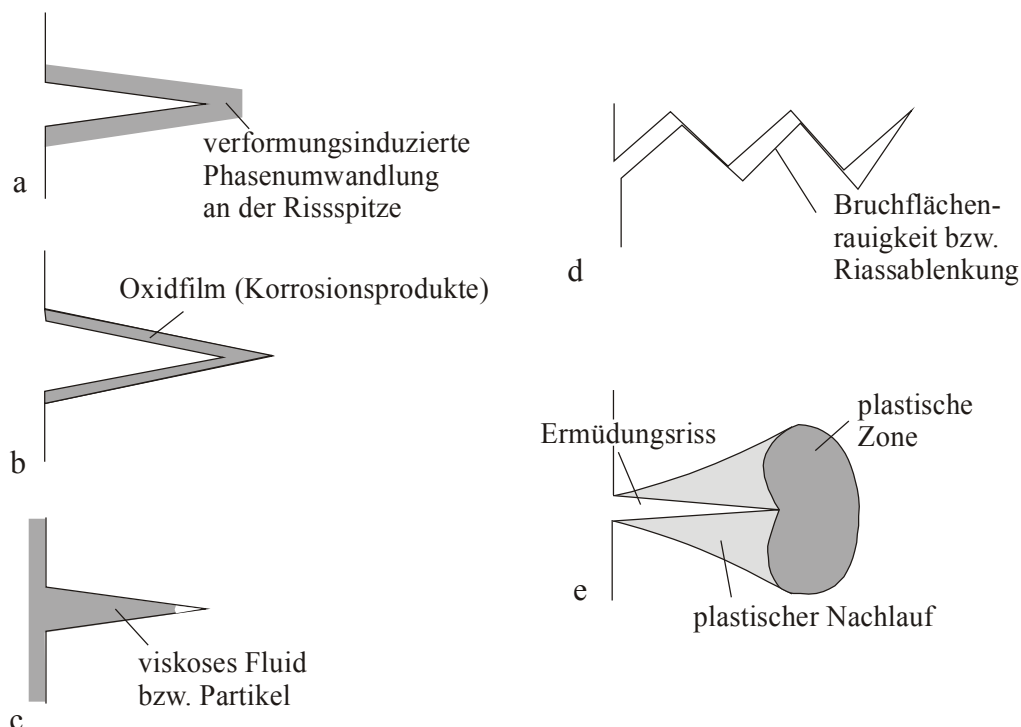


Bild 6.15: Grundsätzliche Mechanismen des Riss schließen (nach [30]): (a) umwandlungsinduziertes Riss schließen, (b) oxidationsinduziertes Riss schließen, (c) fluid-induziertes Riss schließen, (d) rauigkeitsinduziertes bzw. geometrisch-induziertes Riss schließen und (e) plastisch-induziertes Riss schließen.

Natürlich ist dies nur eine sehr vereinfachte Darstellung von unter realen Bedingungen sehr komplexen Prozessen (Überlagerung von Überlasten, Atmosphäreneinfluss etc.), die verzögernd auf die Rissausbreitung einwirken können. Übersichtsarbeiten zur technischen Bedeutung des Risssschließens wurden u.a. von Schijve [291], Liaw [292] (mit dem Schwerpunkt auf dem Risssschließen nahe des Schwellenwerts ΔK_{th} der Ermüdungsrissausbreitung) und Fleck [293] publiziert.

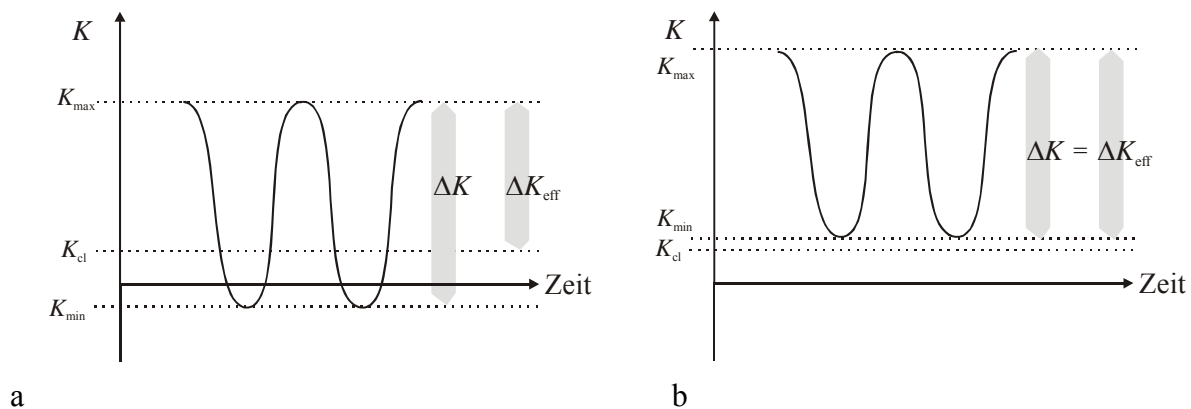


Bild 6.16: Bedeutung des effektiven Spannungsintensitätsfaktors für (a) kleine bzw. negative Spannungsverhältnisse und (b) für größere Spannungsverhältnisse: ΔK trägt nur dann zur Schädigung bei, wenn der Riss geöffnet ist ($K > K_{cl}$) und die Risspitze belastet wird.

Neben der Anwendung des ΔK_{eff} -Ansatzes zur Beschreibung der Ermüdungsrissausbreitung (z.B. in [294] für Kurz- und Langrissausbreitung in Stahl) kann das Wissen um Risssschließmechanismen auch gezielt zur Reparatur von Ermüdungsrissen durch Infiltration eingesetzt werden [295].

Trotz einer großen Anzahl wissenschaftlicher Veröffentlichungen gehört das Phänomen des Risssschließens zu den Beiträgen zur Rissausbreitung, die insbesondere bei kurzen Rissen hinsichtlich ihrer zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen nicht vollständig verstanden sind und nach wie vor kontrovers diskutiert werden. Die entsprechenden Problemstellungen sollen in den folgenden Unterkapiteln diskutiert werden.

6.3.2 Plastisch-induziertes Risssschließen

Ogleich die Idee von Elber, dass plastisch-induziertes Risssschließen durch die im Rissnachlauf bleibende plastische Verformung hervorgerufen wird, einleuchtend erscheint, muss man sich die Frage stellen, woher das zusätzliche Material stammt. Im ebenen Spannungszustand (z.B. bei dünnwandigen Bauteilen) kommt es bei der plastischen Verlängerung in der Risspitzenzone zur lokalen Einschnürung. Diese Verlängerungszone bildet nach weiterem Rissfortschritt eine Art Keil, der sich zwischen die Rissflanken schiebt und zum vorzeitigem Aufsetzen führt.

Bei kompakten Bauteilen herrscht hingegen ebener Dehnungszustand vor, in dem definitionsgemäß die Dehnungen in der Ebene der Rissausbreitung (für Mode I-Beanspruchung) gleich Null sind. Von einer Reihe von Autoren wird aus diesem Grund ein großer Einfluss plastisch-induzierter Riss-schließeffekte angezweifelt (so z.B. von Vasudevan, Sadananda und Louat [296]). Pippan et al. [297-299] konnten hingegen mit Hilfe einer Simulation der an der zyklisch beanspruchten Rissspitze stattfindenden Versetzungsbewegung entlang von zur Rissausbreitungsrichtung geneigten Gleitebenen (vgl. [300]) zeigen, dass Materialtransport zwischen die Rissufer (=plastisch induziertes Riss-schließen) in der Tat auch bei kompakten Bauteilen im ebenen Spannungszustand durch entsprechende Versetzungsanordnung möglich ist (s. [301]). Dies ist in Bild 6.17 in vereinfachter Weise schematisch erläutert. Versetzungen werden von der Rissspitze auf zwei zur Rissebene symmetrischen Gleitebenen emittiert. Entsprechend der in Bild 6.17 dargestellten Versetzungsanordnung erfahren die von der Rissspitze zurückgelassenen Netzebenen eine Neigung in Richtung der Rissausbreitung. Durch das sukzessive Einschieben von Halbebenen kommt es so zu einem Materialtransport in den Rissnachlauf.

Wenn das plastisch-induzierte Riss-schließen durch die Versetzungsbewegung entlang alternierend aktiver Gleitsysteme vor der Rissspitze bestimmt ist, dann ist es folglich auch von der kristallographischen Orientierung der betroffenen Körner abhängig. Gall, Sehitoglu und Kadioglu [302] zeigten den Zusammenhang zwischen Orientierung der Gleitsysteme und Riss-schließeffekten mit Hilfe von Finite-Elemente-Simulationen.

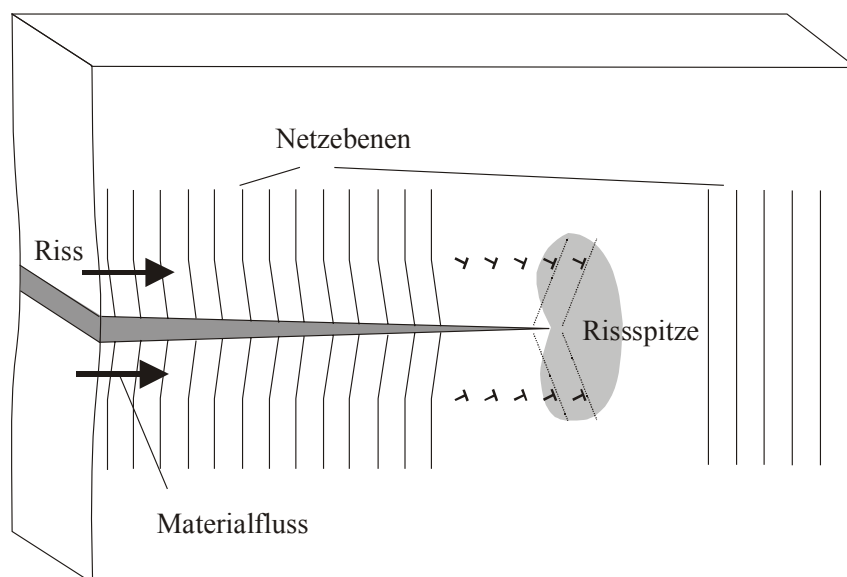


Bild 6.17: Mechanismus des plastisch-induzierten Riss-schließens für den ebenen Dehnungszustand (nach Pippan [301]).

Das im Riss als Keil wirkende "zusätzliche Material" kann auch aus der bei realen Rissen auftretenden Ablenkung (Bild 6.18a) oder Verzweigung entstammen (Bild 6.18b), wie Pippan

et al. [303] anhand von Rissprofilmessungen mittels REM nachweisen konnten. Hierbei handelt es sich jedoch um gewissermaßen durch plastische Verformung hervorgerufenenes rauigkeitsinduziertes Risssschließen (vgl. Kapitel 6.3.3).

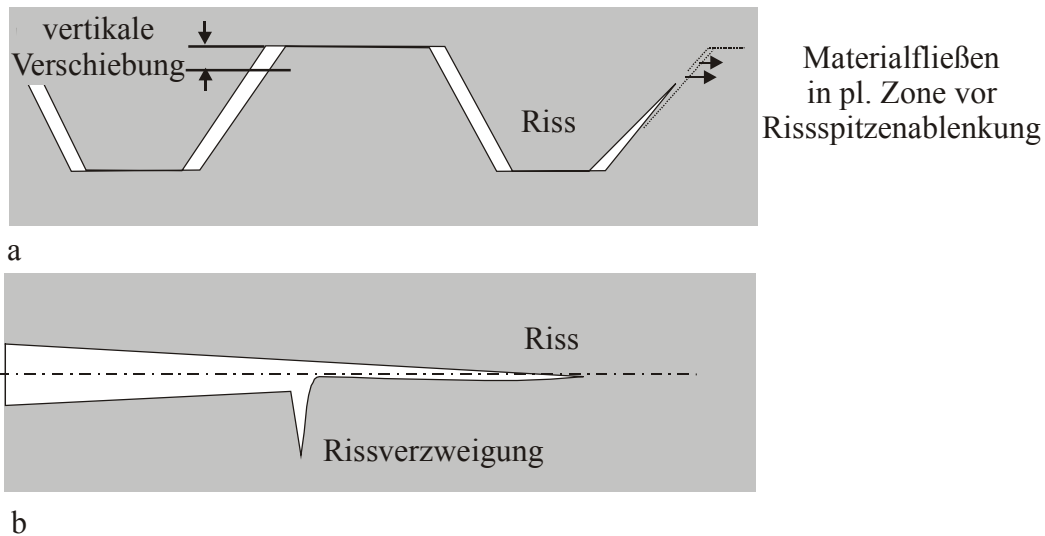


Bild 6.18: Plastisch-induziertes Risssschließen durch (a) Rissablenkung und plastische Formänderung des Rissprofils und (b) Rissverzweigung (nach [303]).

Plastisch-induziertes Risssschließen entwickelt sich besonders rasch bei hohen Spannungen und symmetrischer Zug-/Druckbeanspruchung ($R=-1$), wie Nicholas et al. [304] durch eine FEM-Modellierung in Anlehnung an Arbeiten von Newman et al. [305,306] anhand einer ΔK_{eff} -Modellierung (FASTRAN) für lange und kurze Risse zeigen konnten. Die Fließstreifenmodellierung von Daniewicz und Bloom [307] deutet ebenso auf eine Intensivierung plastisch-induzierter Risssschließeffekte für negative Spannungsverhältnisse hin. Hier wird jedoch auch auf einen gravierenden Einfluss der Proben- bzw. Bauteilgeometrie hingewiesen. Vergleichende Dehnungsmessungen an der Risspitze und am Kerb von ermüdungsbeanspruchten CT-Proben von Xu et al. [308] zeigten, dass Risssschließen über die Probendicke unterschiedlich stark ausgeprägt ist und in Bereichen auftritt, die vorrangig im ebenen Spannungszustand beansprucht sind.

Besonders deutlich wird der Einfluss des Spannungsverhältnisses auf das plastisch induzierte Risssschließen durch ein Experiment von Ritchie et al. in [309], bei dem zunächst die zyklische Beanspruchung von CT-Proben ($R=0,5$ und $R=0,05$) soweit verringert wurde, bis der Ermüdungsriss gerade nicht mehr weiterwuchs ($\Delta K < \Delta K_{\text{th}}$). Dann brachten sie eine einmalige Druckbeanspruchung auf und belasteten die Proben weiter mit den vorherigen Spannungsverhältnissen von $R=0,5$ bzw. $R=0,05$ und $\Delta K < \Delta K_{\text{th}}$. Da die Rissufer durch die Kompressionsbeanspruchung abgeflacht wurden, ist für $R=0,05$ die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK größer als der effektive Schwellenwert $\Delta K_{\text{th,eff}}$. Der Riss wächst weiter, bis der er-

neut gebildete plastische Nachlauf die effektive Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors wiederum unter den Schwellenwert sinken lässt. Bei $R=0,5$ entspricht der extrinsische Schwellenwert ΔK_{th} immer dem intrinsischen bzw. effektiven Schwellenwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors $\Delta K_{th,eff}$, d.h. der Riss ist bei einer hohen Zugmittelspannung immer geöffnet und Risssschließeffekte treten nicht auf. Daran ändert natürlich auch eine einmalige Kompressionsbeanspruchung nichts. Bild 6.19 zeigt die Rissausbreitung für die beiden Proben.

Die starke Abhängigkeit der Risssschließeffekte vom Spannungsverhältnis R wurde für eine Reihe verschiedener Werkstoffe festgestellt und ist in der Übersichtsarbeit von Liaw [292] dokumentiert. So konnten bei Ermüdungsbeanspruchung der häufig angewendeten Titanlegierung Ti-6Al-4V bei Spannungsverhältnissen von $R=0,02$ und $R=0,25$ ausgeprägte Risssschließeffekte nachgewiesen werden, während bei $R=0,5$ keinerlei Risssschließen auftritt.

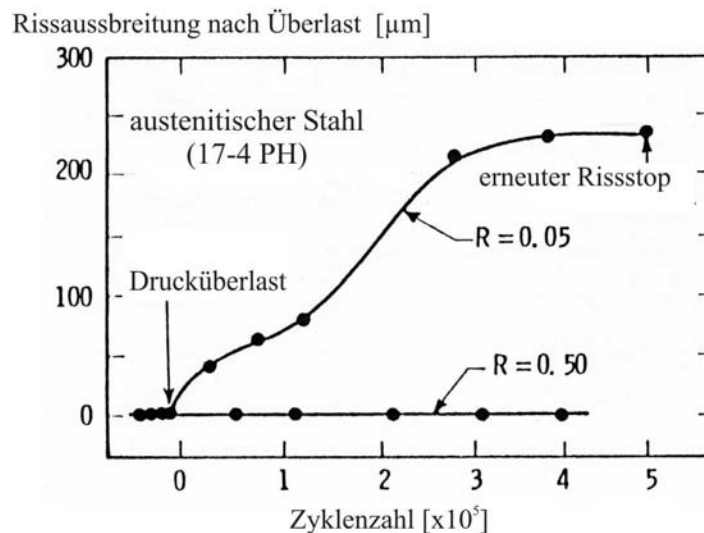


Bild 6.19: Rissausbreitung in CT-Proben bei $R=0,5$ und $R=0,05$ sowie $\Delta K < \Delta K_{th}$ nach einmaliger Kompressionsbeanspruchung (nach [309]).

Die häufig beobachtete Abnahme des extrinsischen Schwellenwerts ΔK_{th} mit zunehmendem Spannungsverhältnis R hängt jedoch stark von der Atmosphäre ab und ist im Vakuum oder in Inertgasatmosphäre nur gering [296,310]. Obgleich es naheliegt, diesen Atmosphäreneffekt auf das Ausbleiben oxidations-induziertem Risssschließen zurückzuführen [310], begründen Vasudevan et al. [292] damit ihren $\Delta K^*/\Delta K_{max}$ -Zweiparameteransatz für den Schwellenwert zur Ermüdungsrissausbreitung, der in Kapitel 6.3.6 diskutiert ist.

6.3.3 Einfluss von Überlasten auf das plastisch induzierte Risssschließen

Das in Bild 6.19 dokumentierte Experiment, bei dem ein bei konstanter Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors $\Delta K < \Delta K_{th}$ nicht wachsender Ermüdungsriss durch eine Kompressions-

sionsüberlast zum Weiterwachsen gebracht werden kann, zeigt, dass Riss-schließeffekte und damit die Ermüdungsrissausbreitung insgesamt stark von der Belastungshistorie abhängen (s. auch [188]). Im Fall der Drucküberlasten führt das Abflachen der Rauigkeitshügel zu einem sprunghaften Anstieg der effektiven Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{eff} [238].

Einfache und mehrfache Zugüberlasten führen ebenfalls zunächst zu einem sprunghaften Anstieg der Rissausbreitungsrate. Diesem folgt jedoch eine Verzögerung unter den ursprünglichen Wert der Rissausbreitungsrate (s. Lang und Marci [311]). Ursache ist nach Bichler und Pippan [107] eine zusätzliche Rissabstumpfung (residual CTOD), die dazu führt, dass der Riss selbst bei einer 10%-Überlast im Zug auch nach Entlastung an der Rissspitze geöffnet bleibt. Nach 20-50 Zyklen sinkt die Rissausbreitungsrate durch die zeitweise erhöhte plastische Verformung im Nachlauf der Rissspitze unter den ursprünglichen Wert ab, um sich schließlich asymptotisch (bei konstantem ΔK) wiederum der stationären Rate anzunähern. Dieses Verhalten ist in Bild 6.20 schematisch dargestellt. FEM-Analysen von Ellyin und Wu [312] weisen darauf hin, dass das transiente Verhalten infolge von Drucküberlasten weniger ausgeprägt auftritt wie das infolge von Zugüberlasten.

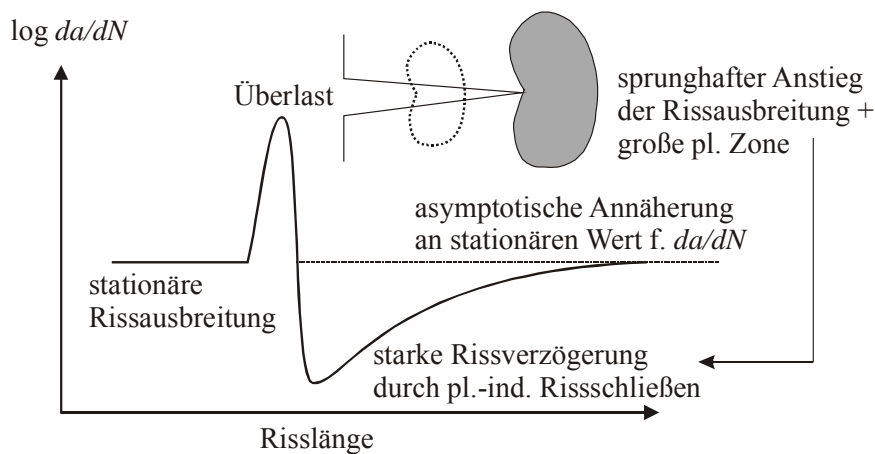


Bild 6.20: Einfluss einer Zugüberlast auf die Ermüdungsrissausbreitung (schematisch).

Eine quantitative Analyse des Einflusses einfacher und mehrfacher Überlasten auf die Entwicklung der Ermüdungsrissausbreitung wurde von Lang [313,314] vorgenommen. Hier wird die Rissausbreitungsverzögerung nach einer Zugüberlast auf Druckeigenstressungen in der plastischen Zone vor der Rissspitze zurückgeführt. Erst nachdem der Riss diese durchlaufen hat, kehrt die Rissausbreitungsrate auf den ursprünglichen stationären Wert zurück. Lang nimmt eine strikte Trennung zwischen intrinsischen Einflussfaktoren (vor der Rissspitze) und extrinsischen Faktoren (Riss-schließeffekte), die lediglich eine Veränderung der mechanischen Belastung der Rissspitze zur Folge haben können, vor. Diese Argumentation, die den Einfluss

plastisch-induzierten Rissschließens nach Elber als werkstoffcharakteristisches Phänomen für weitgehend vernachlässigbar betrachtet, wird nochmals in Kapitel 6.3.6 aufgegriffen.

6.3.4 Rauigkeitsinduziertes Rissschließen

Plastische Verformung und damit verbundene irreversible Verschiebung an der Rissspitze führt dazu, dass nach der Entlastung die Topographien der beiden Rissufer nicht mehr perfekt ineinander passen. An einzelnen Stellen kommt es daher im Zughalbzyklus zu einem vorzeitigen Aufsetzen der Rissufer und damit einer dem plastisch-induzierten Rissschließen überlagerten Entlastung der Rissspitze.

Obgleich eine gewisse Verschiebung der Rissufer gegeneinander bei der Ermüdungsrissausbreitung immer auftritt, spielt rauigkeitsinduziertes Rissschließen besonders bei kristallographischer Rissausbreitung (Mode II) eine Rolle (s. z.B. [315,316]). Das Ausmaß des Rissschließens und damit die Höhe des Spannungsintensitätsfaktors K_{cl} , ab der der Riss schließt, hängt demzufolge von der Korngröße und der kristallographischen Missorientierung ab, denn diese bestimmen bei planarer Gleitung das Höhenprofil der Rissufer [278,317]. Mit zunehmender Korngröße nimmt rauigkeitsinduziertes Rissschließen und K_{cl} zu und damit ΔK_{eff} ab [278,292,317]. Dies gilt insbesondere bei kleinen bzw. negativen Werten für das Spannungsverhältnis, geringen Schwingbreiten für den Spannungsintensitätsfaktor ΔK (HCF-Bereich) sowie nicht zu hohen Temperaturen, zusammenfassend für Bedingungen, bei denen die plastische Verformung durch ausgeprägte Mode II-Verschiebungen gekennzeichnet ist [292].

Wang und Müller leiteten einen Zusammenhang für rauigkeitsinduziertes Rissschließen in einer Ti-2,5Cu-Legierung für kleine ΔK -Werte her, indem K_{cl} empirisch mit dem maximalen Spannungsintensitätsfaktor während der Belastung K_{max} , der Fließgrenze σ_Y und den geometrischen Größen (Rissablenkungswinkel, Höhenverteilung) eines Schnitts durch das Rissuferprofil verknüpft wurde [316]. In einer ähnlichen Betrachtung von Jung und Antolovich [318] wird K_{cl} mit der Höhe der Rauigkeitsspitzen h in den Bruchflächen korreliert. Insbesondere bei großen Werten für h konnte eine Abhängigkeit des rauigkeitsinduzierten Rissschließens von der Risslänge a festgestellt werden.

Wie in den beiden vorangegangenen Unterkapiteln bereits angedeutet, dürfte das rauigkeitsinduzierte Rissschließen eine starke Beeinflussung durch Drucküberlasten erfahren. Druckbeanspruchungen flachen die Rauheitshügel ab, so dass K_{cl} sinkt und demzufolge mit steigendem ΔK_{eff} die Rissausbreitungsrate da/dN zunimmt [238,309]. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass in ähnlicher Weise auch der von Elber postulierte plastische Nachlauf durch Überlasten

zusammengedrückt werden kann, womit ebenfalls eine Zunahme der Rissausbreitungsrate erklärt werden kann (s. Kapitel 6.3.2).

In einigen Arbeiten existieren Ansätze, das rauigkeitsinduzierte Riss-schließen mikromechanisch zu modellieren, so z.B. von Suresh [319], Suresh und Ritchie [320] oder unter Berücksichtigung der Korngrößenstatistik von Pokluda et al. [321]. Da diese Form des Riss-schließens auch für das Ausbreitungsverhalten mikrostrukturell kurzer Risse von großer Bedeutung ist, wird sie in der in Kapitel 7 vorgestellten Modellierung berücksichtigt.

6.3.5 Oxid-induziertes und umwandlungsinduziertes Riss-schließen

Ebenso wie sich beim plastisch-induzierten Riss-schließen nach Elber der plastische Nachlauf wie ein Keil zwischen die Rissflanken schiebt, so können auch Oxidationsprodukte oder Phasenumwandlungen an der Riss-spitze zu einer Volumenzunahme führen und ein vorzeitiges Aufsetzen der Rissufer nach Entlastung aus der Zugphase zur Folge haben [252].

Quantitative Aussagen zu dieser Art des Riss-schließens sind nur schwer zu treffen, da die Oxidation bzw. die Phasenumwandlungen von vielen sich gegenseitig beeinflussenden Faktoren abhängen. Grundsätzlich nimmt jedoch oxid-induziertes Riss-schließen mit steigender Temperatur oder steigendem Sauerstoffpartialdruck und damit beschleunigter Bildung von Oxidationsprodukten auf den Rissufern zu [292,315,322]. Dies gilt insbesondere bei der Bildung massiver Oxidschichten während thermischer Oxidation (z.B. IN738 [323]). Gleichzeitig nimmt die Rauigkeit der Rissufer und damit rauigkeitsinduziertes Riss-schließen ab, so dass der Schwellenwert ΔK_{th} in Abhängigkeit von der Temperatur durch ein Minimum läuft [292]. Die Abhängigkeit von den Beanspruchungsbedingungen wird in der Literatur kontrovers diskutiert, wohl auch, weil diese Abhängigkeit durch weitere Faktoren, wie beispielsweise die umgebende Atmosphäre, mitbestimmt wird. Ein geringes oder negatives Spannungsverhältnis hat eine verstärkte Reibungsoxidation und damit zunehmendes oxid-induziertes Riss-schließen zur Folge [292]. Andererseits dürfte insbesondere bei hohen Temperaturen oxid-induziertes Riss-schließen durch eine positive Mittelspannung ($R > 0$) und den damit erleichterten Atmosphärenzugang zunehmen.

Auch die Werkstofffestigkeit ist mitbestimmend für oxidinduziertes Riss-schließen; nach Untersuchungen mit Hilfe der Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) von Liaw et al. [292,324] an Kupfer nimmt die Dicke der auf den Rissufern gebildeten Oxidschicht mit zunehmender Werkstofffestigkeit ab. Dies kann auf ein geringeres Maß plastisch-induzierten Riss-schließens und damit weniger Reibungsoxidation zurückgeführt werden.

Manche Werkstoffe zeigen eine verformungsinduzierte Phasenumwandlung, wobei die dabei gebildete Phase ein höheres spezifisches Volumen einnehmen kann als das ursprüngliche Material. Geschieht dies lokal im plastischen Verformungsbereich der Rissspitze, führt diese Volumenzunahme ebenfalls zu einem vorzeitigen Aufsetzen der Rissufer, dem sogenannten umwandlungsinduzierten Risssschließen. Dies wurde von Hornbogen [325] und Mayer et al. [326] für die verformungsinduzierte α' -Martensitbildung in metastabilen austenitischen Stählen gezeigt, wobei die Volumenzunahme bei einer 30-prozentigen γ - α' -Phasenumwandlung 0,6% beträgt [327].

6.3.6 $\Delta K^*/K_{\max}^*$ -Schwellenwerte – eine Alternative zur Risssschließidee

Neben der aus der Modellvorstellung für plastisch-induziertes Risssschließen stammenden Unterscheidung zwischen einem extrinsischen Schwellenwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors für Rissausbreitung ΔK_{th} , der Abschirmen der Rissspitze (wie das Risssschließen) mit einbezieht, und dem intrinsischen Schwellenwert $\Delta K_{\text{th,eff}}$, der ausschließlich die Situation an der Rissspitze berücksichtigt, gibt es in der Literatur Ansätze, die eine simultane Überschreitung zweier Schwellenwerte und zwar denjenigen der Schwingbreite ΔK^* und des Maximalwerts K_{\max}^* des Spannungsintensitätsfaktors für Rissausbreitung fordern. Vasudevan et al. [296,328] und Sadananda et al. [329] halten plastisch-induziertes Risssschließen als werkstoffcharakteristisches Phänomen für vernachlässigbar und den Einfluss rauigkeitsinduzierten Risssschließens für gering. Weitaus größere Bedeutung messen sie der mikrostrukturellen Entwicklung und dem Eigenspannungszustand vor der Rissspitze zu [328,329]. Die häufig festgestellten Effekte des Spannungsverhältnisses R auf das Rissausbreitungsverhalten werden von Ihnen mit einem Zweiparameteransatz (Gl. 6.3) erfasst, in dem die Rissausbreitungsrate von der Schwingbreite ΔK und dem Maximalwert K_{\max} des Spannungsintensitätsfaktors gleichermaßen abhängt. Die Konstante C und die Exponenten n und m haben eine ähnliche Bedeutung wie in der Paris-Gleichung (Gl. 2.5).

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^n (K_{\max})^m \quad (6.3)$$

Damit Risse ausbreitungsfähig sind, müssen für beide Parameter die Schwellenwerte ΔK^* und K_{\max}^* überschritten sein [296].

Krenn und Morris [330] stellen die beiden grundsätzlichen Modelle, in denen die Rissausbreitung entweder maßgeblich durch (a) plastisch-induziertes Risssschließen oder (b) den Eigenspannungszustand vor der Rissspitze mitbestimmt wird, gegenüber und kommen zu der

Schlussfolgerung, dass extrinsische Einflussfaktoren wie das Risssschließen anstatt mechanisch/theoretisch eher mikrostrukturell aufgeklärt werden sollten. Einige Ansätze dazu sind vor dem Hintergrund der Mikrorissausbreitung im folgenden Unterkapitel diskutiert.

6.3.7 Entwicklung des Risssschließens im Kurzriszbereich

Während für die Ausbreitung langer Risse der Einfluss des Risssschließens hinsichtlich seiner Mechanismen und seiner technischen Bedeutung durch eine Vielzahl experimenteller und theoretischer Arbeiten untermauert ist, ist der Kenntnisstand zur Existenz von Risssschließeffekten bei mikrostrukturell kurzen Risse vergleichsweise gering.

Schon definitionsgemäß kann bei kurzen Rissen der Einfluss des plastischen Nachlaufs, der für das plastisch-induzierte Risssschließen nach Elber verantwortlich ist, nur eine untergeordnete Rolle spielen [290,301]. Mit zunehmender Risslänge wird der plastische Nachlauf und damit die Bedeutung des Risssschließens größer, die Rissausbreitungsrate da/dN nimmt folglich ab. Plastisch-induziertes Risssschließen ist risslängenabhängig [101,304,331,332] und bestimmt das transiente Verhalten kurzer Risse über einen Bereich von ca. 5-13 Körnern (nach Larsen et al. [332]); die frühe Rissausbreitung beginnt zunächst ohne Risssschließen mit sehr hoher Rissausbreitungsrate da/dN , die jedoch durch rasch zunehmendes plastisch-induziertes Risssschließen bis zu einem Minimum absinkt. Das darauffolgende Wiederansteigen von da/dN beim Übergang von Kurz- zu Langrissverhalten kann auf das Erreichen eines stationären Risssschließanteils ($K_{cl}=\text{konst.}$) zurückgeführt werden, während die Schwingbreite des aufgebrachten Spannungsintensitätsfaktors ΔK mit zunehmender Risslänge größer wird [292,332] (vgl. Bild 6.26). James, Sharpe und Garz [333,334] halten die Entwicklung des Risssschließens für eine intrinsische Materialeigenschaft, die von der Werkstofffestigkeit abhängt. Nach einer Idee von Jira et al. [335] muss zur Einstellung stationären plastisch-induzierten Risssschließens der Materialwiderstand im Nachlauf eines Risses ausreichend sein, um durch die "Keilbildung" die Rissspitze zu entlasten. Für die Länge d , innerhalb der sich Risssschließen entwickelt hat, geben sie folgenden von der Risslänge a , dem Spannungsintensitätsfaktor K und der Fließspannung σ_Y abhängigen empirischen Zusammenhang an:

$$\frac{d}{a} = -0,0005x + 0,5038x^2 - 0,0077x^3 - 0,1139x^4 + 0,0334x^5 \quad x = K / \sigma_Y (a / \pi) \quad (6.4).$$

Eine genauere Betrachtung deutet jedoch darauf hin, dass bei kurzen Rissen eine solche für Kurz- und Langrissverhalten verallgemeinerte einfache Beschreibung die tatsächlich aktiven Mechanismen nur unzureichend wiedergibt. Insbesondere bei mikrostrukturell kurzen Rissen hängt das Risssschließen erheblich von den Gefügeparametern wie Korngröße und kristal-

lographische Missorientierung ab. Morris [191] leitete bereits 1980 durch in-situ-Verformung im Rasterelektronenmikroskop an einer aushärtbaren Al-Legierung einen Zusammenhang zwischen der Rissschließspannung σ_{cl} bezogen auf die Maximalspannung σ_{max} und dem Abstand z von der nächsten Korngrenze bezogen auf die Oberflächenrisslänge $2c$ ab:

$$\frac{\sigma_{cl}}{\sigma_{max}} = \alpha \frac{z}{2c} \quad (6.5)$$

Hierin ist α ein von der relativen Luftfeuchtigkeit abhängiger Materialparameter ($\alpha \approx 1,2$ in trockener Luft). Gleichung 6.5, gültig für $z/2c > 0,1$, charakterisiert die Abhängigkeit der Rissausbreitung von der Lage der Rissspitze in einem Korn; eine geringe Entfernung bedeutet eine kleine plastische Zone (deren Ausdehnung durch die Korngrenze limitiert ist) und demnach eine geringe Rissschließspannung σ_{cl} , was eine Erhöhung der Rissausbreitungsgeschwindigkeit zur Folge hat. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass dieses Ergebnis nicht mit der in Kapitel 6.2 und Kapitel 7 skizzierten Vorstellung der durch Versetzungsaufstau an Korngrenzen verzögerten Gleitbandrissausbreitung übereinstimmt. Eine genauere Betrachtung der Mikrorissausbreitung in einem α -Korn des Duplexstahls 1.4462 (Bild 6.12a) zeigt hingegen eine Ähnlichkeit mit der Beobachtung von Morris für Mode I -Rissausbreitung. Die plastische Zone wird offensichtlich von der Korngrenze blockiert.

Bei Mikrorissen, die kristallographisch entlang von Gleitbändern wachsen (Mode II-Rissausbreitung), kommt dem rauigkeitsinduzierten Rissschließen eine erhebliche Bedeutung zu [192,336]. Durch die plastische Rissspitzenverschiebung in der Gleitbandebene (CTSD, crack-tip-slide displacement) passen die Rissufer, sobald die Risslänge den ersten Korndurchmesser überschritten hat [337], geometrisch nicht mehr ineinander und setzen vorzeitig auf. Die Höhe der resultierenden Rissschließspannung σ_{cl} wird durch die Rissablenkungslängen [278] und die Missorientierung der benachbarten aktivierten Gleitsysteme [302] sowie den Grad der Irreversibilität der plastischen Verformung an der Rissspitze [292] bestimmt. Dieser Zusammenhang, der auch in der in Kapitel 7.3 beschriebenen Randelementmodellierung Berücksichtigung findet, ist in Bild 6.21 schematisch dargestellt.

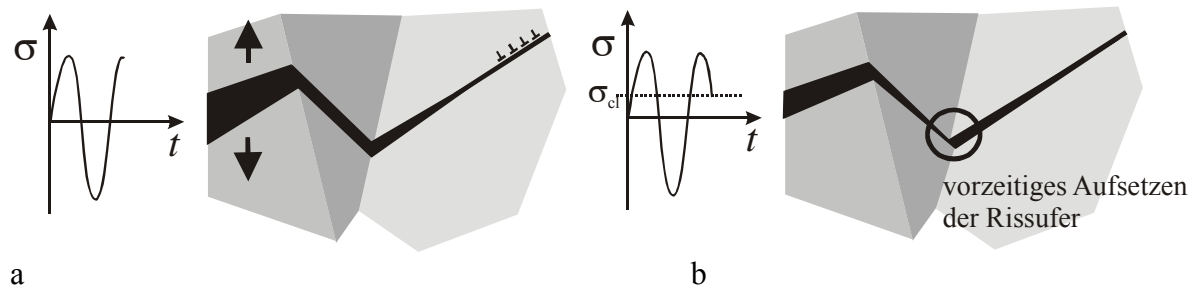


Bild 6.21: Schematische Darstellung des rauigkeitsinduzierten Risschließens infolge kristallographischer Rissausbreitung: (a) Rissuferverschiebung bei maximaler Zugbeanspruchung und (b) vorzeitiges Aufsetzen der gegeneinander verschobenen Rissufer.

Unter Anwendung des in Kapitel 3 beschriebenen ISDG-Systems konnten Risschließeffekte während der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse am Beispiel der β -Titanlegierung LCB analysiert werden. Mit Hilfe von ober- und unterhalb eines sich ausbreitenden Mikrorisses eingebrachten Mikrohärteteindrücken konnte somit die Rissuferverschiebung an der Oberfläche (CMOD, crack-mouth-opening displacement) mit der aufgetragenen Spannung korreliert werden. Bild 6.22 zeigt zwei Spannungs-CMOD-Hysteresen für zwei bei verschiedenen Spannungsamplituden $\Delta\sigma/2=400\text{MPa}$ und $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ und $R=-1$ analysierte Mikrorisse bei einer Oberflächenrisslänge von $2c\approx 300\mu\text{m}$.

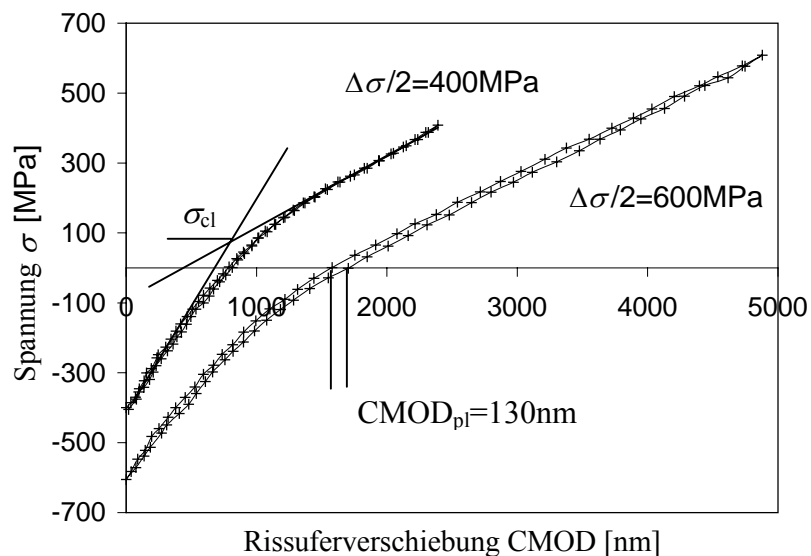


Bild 6.22: Auswertung von Risschließeffekten während Wechselverformungsversuchen an der β -Titanlegierung LCB: Spannung σ über der mittels ISDG gemessenen Rissuferverschiebung CMOD.

Die unterschiedlichen Steigungen der Hysteresenäste spiegeln einmal die Steifigkeit bei geschlossenem Riss (\approx kompaktes Material, unterer Ast) und einmal die durch den geöffneten Riss reduzierte Steifigkeit wieder. Die Risschließspannung σ_{cl} kann aus dem Schnittpunkt zweier an die Entlastungs-Hysteresenäste angelegter Tangenten näherungsweise bestimmt werden (vgl. schematische Darstellung in Bild 6.22 und Auswertung in [192,338]). Die Entwick-

lung der Risschließspannung in Abhängigkeit von der Risslänge ist in Bild 6.23 für die beiden Spannungsamplituden $\Delta\sigma/2=400\text{MPa}$ und $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$ (Auswertungen aus jeweils zwei Versuchen) dargestellt.

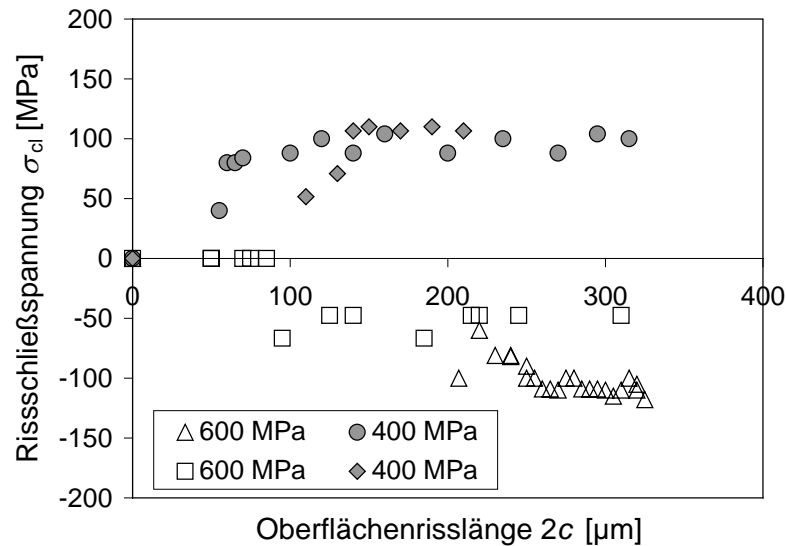
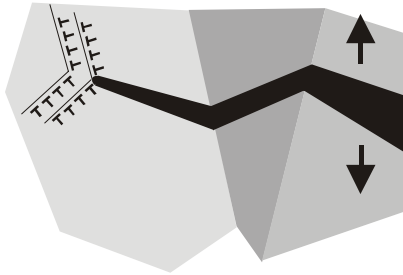


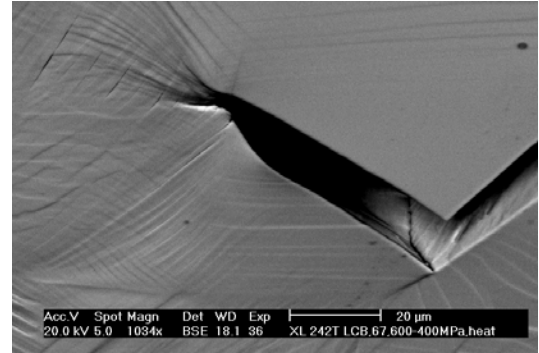
Bild 6.23: Risschließspannung σ_{cl} als Funktion der Oberflächenrisslänge c , ermittelt aus den Spannungs-CMOD-Hysteresen (Erläuterung im Text).

Diese Ergebnisse lassen folgende Schlussfolgerungen zu: Bei niedrigen Spannungsamplituden überwiegt kristallographische Rissausbreitung entlang von Gleitbändern. Die Mode II-Verschiebung an der Risspitze hat analog zu Bild 6.21 raugkeitsinduziertes Risschließen und damit ein auch experimentell beobachtetes Ansteigen der Risschließspannung σ_{cl} zur Folge (Bild 6.23). Bei höheren Spannungsamplituden nimmt auch die Spannung auf die Gleitebenen und die plastische Verformung vor der Risspitze zu. Dabei bleibt die Verformung nicht mehr auf ein Gleitsystem beschränkt und es kommt zu Mehrfachgleiten und Risspitzenabstumpfung, wie es in Bild 6.24a schematisch dargestellt ist, worauf auch die gegenüber der geringeren Spannungsamplitude deutlich höhere plastische Rissöffnung CMOD_{pl} in Bild 6.22 hindeutet (s. hierzu auch [339]). Dies führt (a) zu einer Reduzierung des Gegeneinanderverschiebens der Rissufer und (b) zu einem verzögerten Risschließen erst in der Kompressionsphase, d.h. der Riss ist beim Nulldurchgang der aufgetragenen zyklischen Beanspruchung geöffnet (Bild 6.24b). Negative Risschließspannungen wurden auch von Lenczowski [83] bei der Ermüdung der Aluminiumlegierung AlMgSi (Bild 6.25a) und James und Sharpe Jr. [333] an A533B-Stahl (0,24C/1,5Mn) mit zwei verschiedenen Korngrößen für ein Spannungsverhältnis von $R=-1$ (Bild 6.25b) festgestellt.

Mehrfachgleitung an der Risspitze
=> Rissspitzenabstumpfung

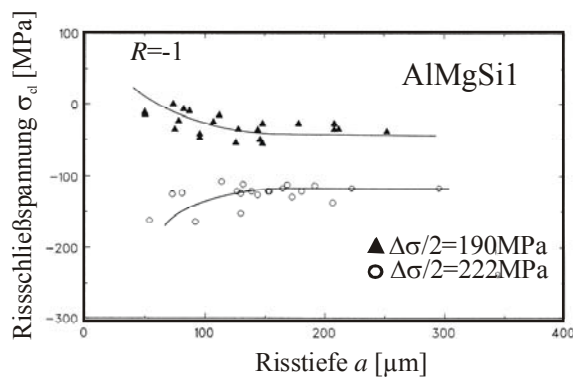


a

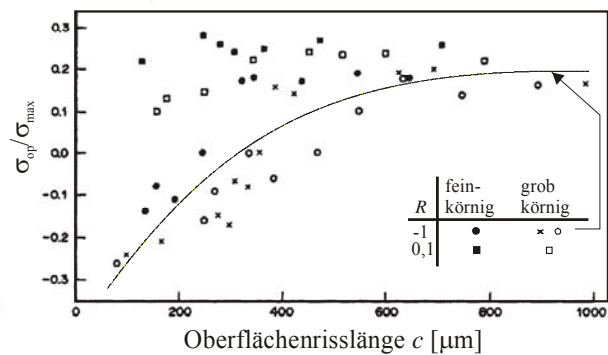


b

Bild 6.24: Mikrorissausbreitung unter gleichzeitiger Aktivierung verschiedener Gleitsysteme (a) schematische Darstellung und (b) im spannungsfreien Zustand ($\sigma=0$) geöffneter Riss mit Mehrfachgleitung an der Risspitze (LCB, nach Ermüdung bei $\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$).



a



b

Bild 6.25: Risschließspannung σ_{cl} als Funktion der Risslänge mit negativen σ_{cl} -Werten (a) nach Lencowski [83] und (b) nach Sharpe [333].

Bei hohen Spannungsamplituden beginnt die Entwicklung des plastisch-induzierten Riss-schließens demzufolge zunächst mit negativen Risschließspannungen, was einem verzögerten Aufsetzen der Rissufer gleichkommt. Dieser Zusammenhang wird auch von McDowell [340] für den C-Stahl 1045 herausgestellt. Hohe Spannungsamplituden resultieren hier in während des gesamten Durchlaufs der Belastungshysterese geöffneten Rissen ($\sigma_{op}/\sigma_{max}=-1$). Im Laufe der Ermüdungsdauer nimmt der Quotient σ_{op}/σ_{max} zu, bis sich schließlich plastisch-induziertes Riss-schließen nach Elber mit $\sigma_{op}/\sigma_{max}=0,3...0,4$ einstellt. Bei kleinen Spannungsamplituden überwiegt hingegen rauigkeitsinduziertes Riss-schließen mit deutlich positiven Risschließspannungen.

Grundsätzlich liefert die transiente Phase bei der Entwicklung des Riss-schließens in Form von Mikroplastizität an der Risspitze und Fehlpassung der Rissufer eine Erklärung für das abnormale Verhalten kurzer Ermüdungsrissse (s. hierzu auch [134,291,332,341]). Dies ist anhand der schematischen Darstellung in Bild 6.26 verdeutlicht. Zu Beginn der Rissausbreitung ist der plastische Nachlauf noch nicht ausgeprägt. Vielmehr kann eine hohe plastische Verfor-

mung vor der Rissspitze Druckeigenspannungen zur Folge haben, durch die der Riss bis in den Kompressionsbereich der äußeren Beanspruchung geöffnet sein kann. Damit kann die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors komplett effektiv sein [177] ($\Delta K = \Delta K_{\text{eff}}$, Bereich I in Bild 6.26), was zu einer hohen Rissausbreitungsrate unter Bedingungen führt, bei denen nach den Gesetzmäßigkeiten für lange Risse technische Risse nicht wachstumsfähig sind. Nach Liaw [292] nimmt jedoch der Einfluss des plastisch-induzierten Nachlaufs oder einsetzenden rauigkeitsinduzierten Risschließens bei kleinen Spannungsamplituden schneller als die Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK mit steigender Risslänge zu. Die Folge ist das Durchlaufen eines Minimums des effektiven Spannungsintensitätsfaktors (Bereich II in Bild 6.26), das ggf. zu einem Rissstop führen kann. Ein ähnlicher Mechanismus wurde auch von Tanaka und Nakai zur Erklärung der Rissausbreitungsrate an Kerben angeführt [342]. Erst nach Durchlaufen des Minimums stellt sich ein weitgehend stationärer Wert für die Risschließspannung bzw. K_{cl} ein und die Rissausbreitungsrate nimmt aufgrund der mit der Risslänge ansteigenden Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK zu (Bereich III in Bild 6.26, vgl. James und Sharpe in [333]).

Es sei an dieser Stelle nochmals angemerkt, dass der Spannungsintensitätsfaktor für die Beschreibung mikrostrukturell kurzer Risse, deren Ausbreitung nicht den Gesetzmäßigkeiten der klassischen Kontinuumsmechanik folgt, an sich ungeeignet ist, er in Bild 6.26 jedoch aus Gründen der Veranschaulichung trotzdem verwendet wird.

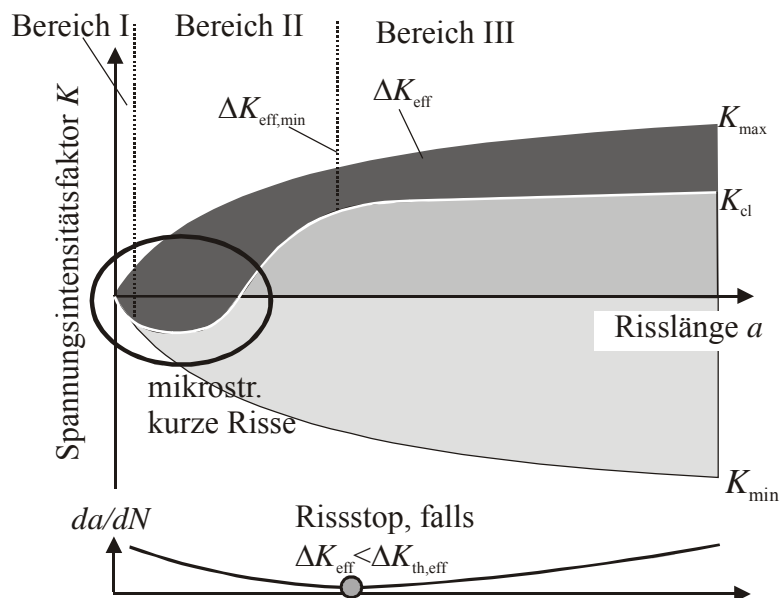


Bild 6.26: Entwicklung des Risschließens bei kurzen Rissen – bei mikrostrukturell kurzen Rissen ist plastisch-induziertes (und ggf. auch rauigkeitsinduziertes) Risschließen nicht entwickelt (Markierung), wodurch ein erheblich höherer Anteil von ΔK zu ΔK_{eff} beiträgt.

Neben dem Übergangsverhalten des Risschließens weicht auch der Einfluss von Überlasten auf die Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse von demjenigen auf die Langrissausbreitung ab. Nach [343] führen Überlasten bei kurzen Rissen zu einer Vergrößerung des Rissöffnungsintervalls, wohingegen Überlasten bei langen Rissen zu einem verstärkten Riss schließen führen.

6.4 Kurz- und Langrissausbreitung: Der Übergang von Mode II zu Mode I-Rissausbreitung

Nach der Rissinitiierung verläuft die frühe Rissausbreitung bei vielen Werkstoffen schubspannungskontrolliert entlang kristallographisch orientierter Gleitbänder. Mit zunehmender dreidimensionaler Rissverlängerung nimmt der Einfluss der überlagerten Normalspannung, die Mode I-Rissöffnung begünstigt, zu und die Rissausbreitungsrichtung ändert sich von nahe 45° (maximale Schubspannung) nach nahe 90° (senkrecht) zur aufgebrauchten Spannungsachse. Dieser Übergang von Mode II- zu Mode I-Rissausbreitung, der häufig auch als Grenze zwischen Kurz- und Langrissverhalten (K -kontrolliert) definiert wird, ist in Bild 6.27 schematisch dargestellt.

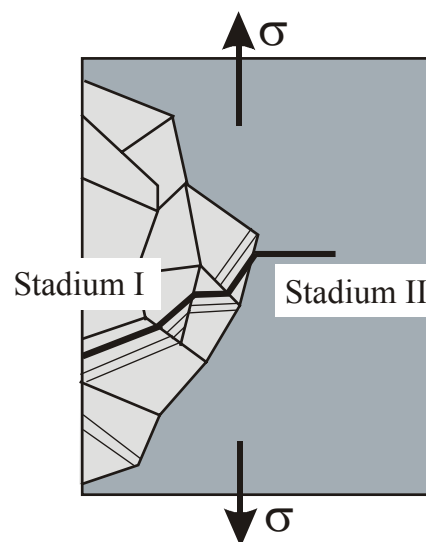


Bild 6.27: Übergang von Mode II-Rissausbreitung (Stadium I, vorwiegend schubspannungskontrolliert entlang von Gleitbändern) nach Mode I-Rissausbreitung (Stadium II, vorwiegend normalspannungskontrolliert).

Wann dieser Übergang stattfindet, hängt einerseits von der Werkstofffestigkeit und der Gitterstruktur ab, z.B. neigen höherfeste krz Werkstoffe zu kristallographischer Mikrorissausbreitung, und andererseits von der Beanspruchungsamplitude ab. So spielt bei hohen Beanspruchungsamplituden im LCF-Bereich die Mikrorissausbreitung meist eine

untergeordnete Rolle. In der Literatur finden sich sehr unterschiedliche Angaben für eine Quantifizierung des Kurz- zu Langrissübergangs: Nach Takaji und Ogawa [251] findet der Übergang statt, wenn die Risslänge acht Korndurchmesser überschritten hat. Knott und Taylor [254] geben für den Übergang von mechanisch zu physikalisch kurzen Rissen eine Risslänge von zehn Korndurchmessern an. Eine etwas allgemeinere Formulierung für den Übergang verwenden Yoder et al. [344] bzw. Rodopolous und de los Rios [255], letztere für eine Erweiterung des Modells von Navarro und de los Rios (s. hierzu Kapitel 7.2). Demnach wird die Rissausbreitung mikrostrukturunabhängig, wenn die plastische Zone vor der Risspitze größer als einen Korndurchmesser [344], bzw. als konservative Annahme größer als zwei Korndurchmesser [255] wird.

Als grundsätzliches Problem bei der Bewertung von kurzen Rissen stellt sich die übliche vereinfachende Darstellung eines an sich ausgeprägt dreidimensionalen Phänomens als zweidimensionaler Oberflächenrissverlauf dar. Geht man bei langen Rissen in der Regel von semielliptischen bzw. halbkreisförmigen Anrissen mit einem konstanten Verhältnis von Risstiefe a zu halber Oberflächenrisslänge c (Aspektverhältnis a/c) aus, so scheint hingegen die dreidimensionale Geometrie kurzer Risse ebenfalls erheblich von der Mikrostruktur beeinflusst zu sein. Der Entwicklung des Aspektverhältnisses kommt eine zusätzliche Bedeutung zu, wenn es zum Zusammenwachsen kurzer Risse (Risskoaleszenz) kommt [345].

6.4.1 Entwicklung des Aspektverhältnisses a/c

Bei vielen Werkstoffen beobachtet man, dass sich Risse, die unter unterschiedlichen Bedingungen (tiefe oder flache Kerben, Einschlüsse, Korngrenzen etc.) entstanden sind, mit zunehmender Verlängerung in Tiefe und Breite einer halbkreisförmigen Kontur mit einem konstanten Aspektverhältnis von $a/c=1$ nähern [346] (z.B. in Ti-4Al/Ti-8Al für $50\mu\text{m} < 2c < 2\text{mm}$ [332]).

In der frühen Rissausbreitungsphase kommen die im Vorangegangenen beschriebenen Wechselwirkungen mit der lokalen Mikrostruktur zum Tragen, und die Triebkraft für Risswachstum ändert sich entlang des Rissfrontverlaufs. Dies kann bei kurzen Rissen zu einer großen Bandbreite von Aspektverhältnissen führen. Häufig sind mikrostrukturell kurze Risse flach ($a/c < 1$) (z.B. in der Al-Legierung 7075T6 [178]). Mit zunehmender Länge nähern sie sich schließlich einem stabilen Aspektverhältnis $a/c \approx 1$ mit halbkreisförmiger Form an (Newman et al. [306]), da nach Ravichandran [346] der Spannungsintensitätsfaktor K dann einheitlich entlang der Rissfront wird. Dabei sei angemerkt, dass flache Oberflächenrisse zu Rissstop neigen, während tiefe ($a/c \gg 1$) bevorzugt wachsen (Ma und Laird [195]).

Ein ähnliches Verhalten konnte auch bei den Untersuchungen zur Kurzrisssausbreitung in der β -Titanlegierung LCB festgestellt werden. Dazu wurden von ermüdeten Proben, die hinsichtlich der in der Messlänge entstandenen Mikrorisse bereits eingehend analysiert waren, Längsschliffe entnommen. Zur Erstellung dreidimensionaler Rissprofile wurden diese für einige repräsentative Oberflächenrisse schichtweise ($15\text{-}30\mu\text{m}$ -Schritte) abpoliert. Dies ist in Bild 6.28a veranschaulicht. Bild 6.29 zeigt exemplarisch ein solche Auswertung für den in Bild 6.28b dargestellten Oberflächenriss. Das projizierte Aspektverhältnis, d.h. die wirkliche Risslänge projiziert auf die Senkrechte zur Probenachse, beträgt hierbei $a/c=0,68$.

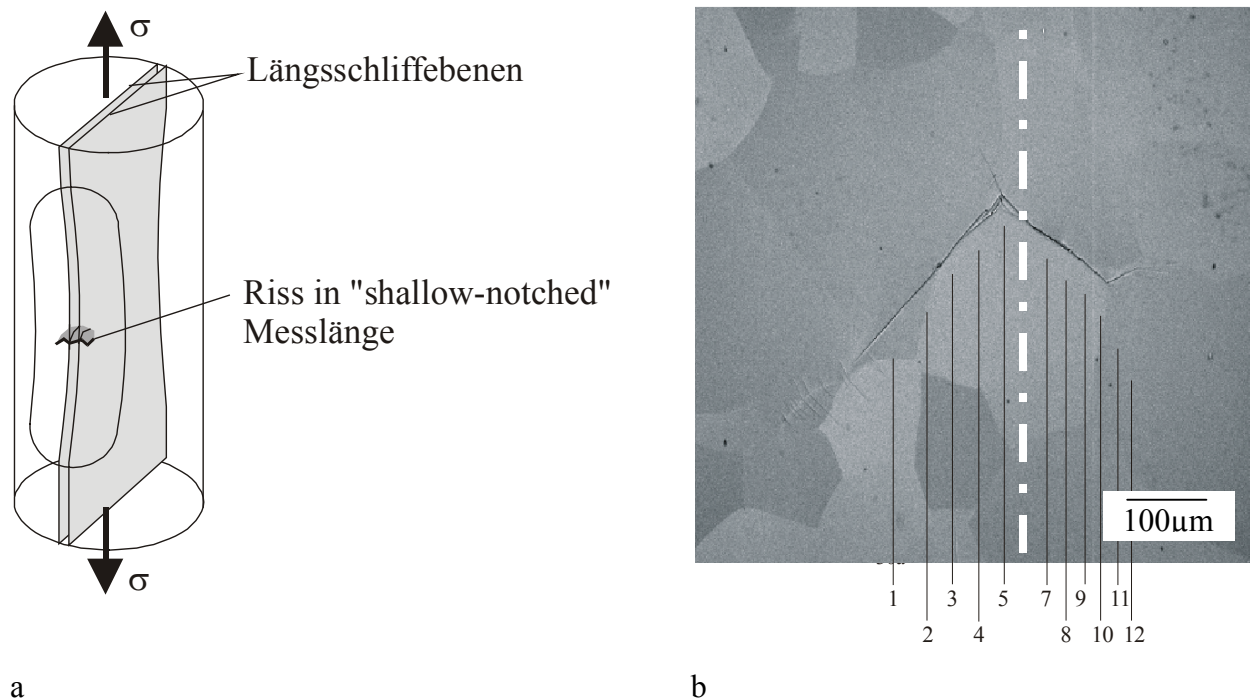


Bild 6.28: (a) Schematische Darstellung der 3D-Rissverlaufsanalyse anhand von Längsschliffen und (b) ausgewerteter Oberflächenriss in der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, $N=3000$, Lage der Spannungsachse \updownarrow).

Neben der Beobachtung, dass auch die dreidimensionale Rissausbreitung in die Tiefe stark von der lokalen Mikrostruktur bestimmt wird, fällt auf, dass der in Bild 6.28a dargestellte interkristalline Oberflächenriss transkristallin in das Innere des Korns hineinwächst. Hier war also lediglich die Rissinitiierung interkristallin, bedingt durch Spannungsüberhöhungen entlang der Korngrenze, die wiederum auf die elastische Anisotropie des Werkstoffs zurückgeführt werden können. Der Riss selbst wächst zunächst auf einem Gleitband unter einem Winkel von 45° in das Korn hinein, knickt dann jedoch noch vor Erreichen der nächsten Korngrenze in eine Richtung senkrecht zur aufgebrachtten Spannungsachse ab. Ähnliches wurde auch von Tirschler und Blochwitz [218] an Zwillingen in einem austenitischen Edelstahl be-

obachtet. Die durch elastische Anisotropie entstandenen Anrisse der Zwillingskorngrenzen wachsen im Materialinnern entlang bevorzugter Gleitbänder weiter.

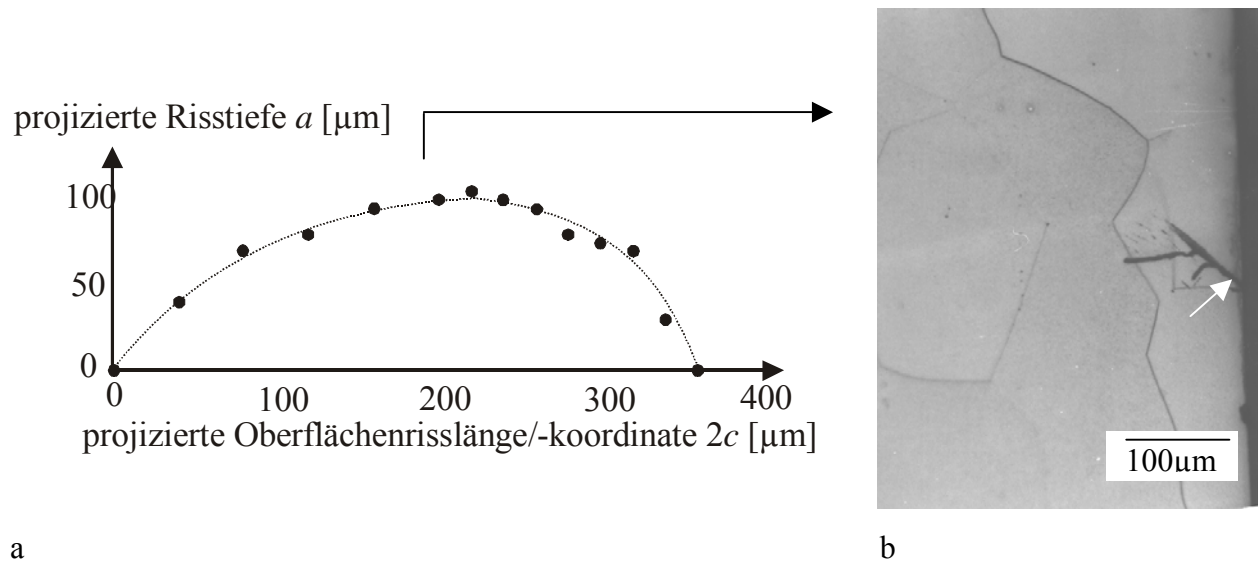


Bild 6.29: (a) Risstiefenverlauf, ermittelt aus den in Bild 5.28b markierten Längsschnitten und (b) transkristalliner Mikroriss in das Materialinnere initiiert an einer Korngrenze (s. Pfeil).

Neben dem komplexen dreidimensionalen Rissprofil konnte mehrfach auch eine Rissauffächerung beobachtet werden. Dies zeigt exemplarisch Bild 6.30 anhand eines parallel zur abgeflachten Oberfläche der Messlänge entnommenen Längsschliffs.

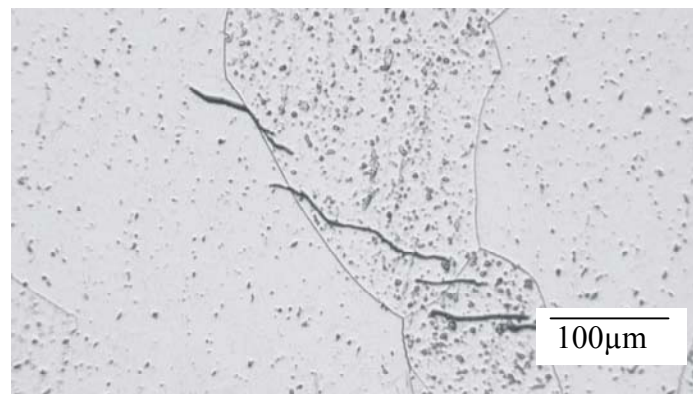


Bild 6.30: Rissauffächerung nach Durchlaufen einer Korngrenze: Geätzter Längsschliff parallel zur Oberfläche einer ermüdungsbeanspruchten Probe der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, $R=-1$, Lage der Spannungsachse \updownarrow).

Trotz der durch die lokalen mikrostrukturellen Gegebenheiten bedingten Unterschiede bei den für kurze Risse beobachteten Aspektverhältnissen, konnte auch für die β -Titanlegierung LCB eine Entwicklung der Rissgeometrie in Abhängigkeit von der Länge festgestellt werden. Das Aspektverhältnis nähert sich mit zunehmender Risslänge einem konstanten Wert von $a/c \approx 0,9$ für semielliptische lange Risse an. Letzteres konnte mit Hilfe des heat-tinting-Verfahrens (Oxidation der Bruchfläche durch Erhitzen) nachgewiesen werden.

Eine ähnliche Entwicklung des Aspektverhältnisses bei kurzen Rissen konnten Ravichandran und Larsen [346] und Ravichandran [86] für die Titanlegierung Ti-6Al-2Sn-4Zr-6Mo zeigen. Sie verwendeten dazu einen Ansatz von Fett [347] für den Verlauf der halben Rissuferverschiebung $u(\rho, \Phi)$ (vgl. Bild 6.31), der auf der Lösung von Newman-Raju [348] für die Verteilung des Spannungsintensitätsfaktors entlang der Front dreidimensionaler Oberflächen beruht (vgl. hierzu auch Ravichandran und Li [266]).

$$u(\rho, \Phi) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(1 - \frac{\rho}{r}\right)^{n+0,5} \quad (6.6)$$

Darin sind C_n aus Randbedingungen zu bestimmende Konstanten [347]. Bricht man die Reihe in Gleichung 6.6 für $n=2$ ab, erhält man nach einigen Vereinfachungen [347] für die Nachgiebigkeit $C(0,0)$ in der Mitte eines Oberflächenrisses (=Verhältnis Rissuferverschiebung $\text{CMOD}=2u(\rho=0, \Phi=0)$ zu aufgebrachter Spannung σ):

$$C(0,0) = \frac{\text{CMOD}}{\sigma} = 1,6 \frac{\sqrt{8}}{\sqrt{\pi E}} c (1 - \nu^2) \lambda F f_w g \quad (6.7)$$

Hierin sind F , f_w und g geometrische Funktionen (siehe [346,347]), die von der Oberflächenrisslänge $2c$, der Risstiefe a , der Probendicke t und -breite w abhängen. Für Aspektverhältnisse $a/c \leq 1$ ist $\lambda = a/c$, für $a/c > 1$ ist $\lambda = (a/c)^{0,5}$. Ravichandran und Larsen verwendeten zur Bestimmung der Rissuferverschiebung CMOD ebenfalls die ISDG-Technik (vgl. Kapitel 3). Da kurze Risse durch ihre Wechselwirkungen mit der Mikrostruktur nicht symmetrisch bezogen auf den Initiierungsort wachsen, verwenden Sie eine Korrekturgleichung, mit der man die Rissuferverschiebung $\text{CMOD}(0,0)$ in der Oberflächenrissmitte ($\rho=0, \Phi=0$) aus ISDG-Messungen der Rissuferverschiebung $\text{CMOD}(\rho/r, 0)$ entlang des außermittigen Rissverlaufs ermitteln kann:

$$\text{CMOD}(0,0) = \frac{0,8 \cdot \text{CMOD}(\rho/r, 0)}{(1 - \rho/r)^{0,5} - 0,2 \cdot (1 - \rho/r)^{2,5}} \quad (6.8)$$

Durch Einsetzen der lichtmikroskopisch ermittelten Oberflächenrisslänge $2c$ in Gleichung 6.7 kann das Aspektverhältnis a/c ermittelt werden, indem man dasselbe solange iterativ verändert, bis die aus Gleichung 6.7 errechnete Nachgiebigkeit mit derjenigen aus den ISDG-Messungen übereinstimmt. Bild 6.31 zeigt Beispiele für die Entwicklung des Aspektverhältnisses für von einer flachen und einer tiefen Kerbe ausgehende kurze Risse in der Titanlegierung Ti-6Al-2Sn-4Zr-6Mo (aus [346]) und für einen kurzen Riss in der β -Titanlegierung LCB. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Aspektverhältnisse während der Ausbreitungsphasen

verschiedener Mikrorisse in LCB stark streuen; ein Phänomen, dass von Ravichandran et al. [349] für die Variation der Rissausbreitungsraten kurzer Risse verantwortlich gemacht wird. Damit übereinstimmend konnten sowohl Annäherungen von hohen als auch von niedrigen Aspektverhältnissen auf das stabile Langriss-Aspektverhältnis für LCB von $a/c \approx 0,9$ beobachtet werden.

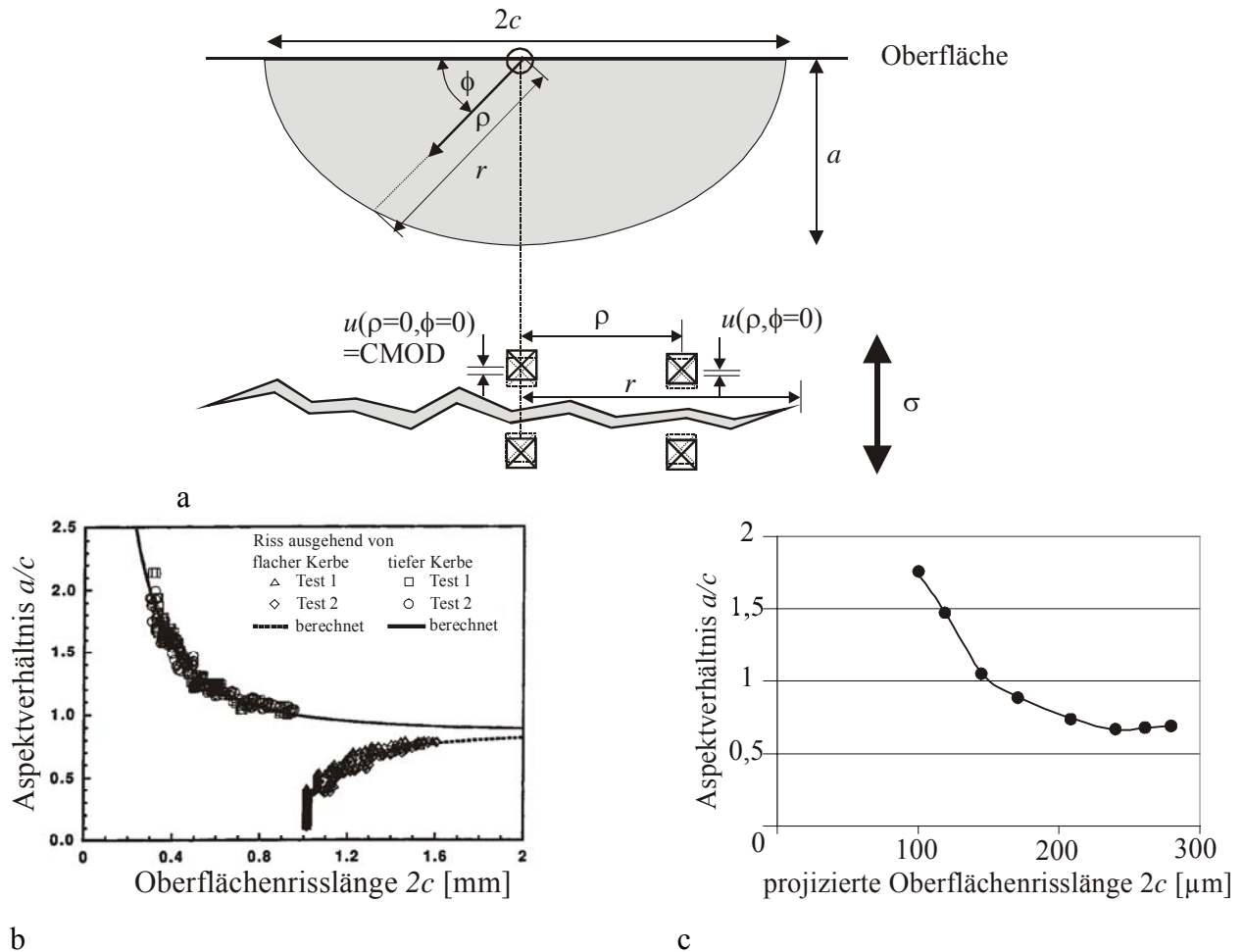


Bild 6.31: Darstellung der Risskontur im Modell von Ravichandran [346] und aus ISDG-Daten berechnete Aspektverhältnisse für die Titanlegierungen (b) Ti-6Al-2Sn-4Zr-6Mo (nach [346]) und (c) LCB (mit einem stabilen Aspektverhältnis für lange Risse von $a/c \approx 0,9$).

Ravichandran und Larsen [346] ziehen aus ihren Ergebnissen die Schlussfolgerung, dass die Abweichung des Oberflächenrisswachstums dc/dN von der Langrissausbreitungskurve da/dN alleine durch die Entwicklung des Aspektverhältnisses erklärt werden kann. Dabei wurde die Rissausbreitungsrate da/dN mit Hilfe der oben dargestellten Bestimmung der Entwicklung des Aspektverhältnisses mit folgender Gleichung bestimmt [346]:

$$\frac{da}{dN} = c \frac{d\left(\frac{a}{c}\right)}{dN} + \left(\frac{a}{c}\right) \frac{dc}{dN} \quad (6.9)$$

Die Verwendung des Newman-Raju-Konzeptes für die Berechnung der Spannungsintensitäts-Verteilung K entlang einer Rissfront setzt die Gültigkeit der linear-elastischen Bruchmechanik voraus. Für die Ableitung des Aspekt-Verhältnisses für mikrostrukturell kurze Risse kann das ursprüngliche Ravichandran-Verfahren, das später durch eine numerische Berechnung lokaler K -Werte in Abhängigkeit von der lokale Mikrostruktur verfeinert wurde (s. [350]), nur als Näherung dienen und sicherlich keine grundsätzliche Erklärung für das abnormale Ausbreitungsverhalten kurzer gegenüber langer Ermüdungsrisse liefern.

6.4.2 Risskoaleszenz – Zusammenwachsen kurzer Risse

Das Zusammenwachsen kurzer Risse steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Entwicklung des Aspektverhältnisses. So stellten Varvani und Topper [238] bei Zug-/Innendruck-Biaxial-Beanspruchung von AISI-1045-Stahl fest, dass an Gleitbändern entstandene Risse während 90-95% der Lebensdauer ins Materialinnere wachsen, während die Oberflächenrisslänge nahezu konstant bleibt. Das Versagen tritt schließlich durch rapides Zusammenwachsen der Mikrorisse ein. Auch Stolarz und Kurzydowski [345] weisen auf der Grundlage eigener stereologischer Untersuchungen an der Zirkon-Legierung Zircaloy4 auf den Einfluss hin, den die Rissausbreitung in das Materialinnere über Koaleszenzmechanismen auf das Schädigungsverhalten insgesamt ausübt. Nach Bayley [351] bestimmt die Risstiefe a_{coales} der zusammenwachsenden Risse die Rissausbreitung in einem weitaus größerem Masse als die Einzelrisslängen auf der Oberfläche. Erst wenn die Risstiefe zweier zusammengewachsener Risse die Gleichgewichtsform (Risslänge a in Bild 6.32b) eines einzeln gewachsenen Risses erreicht, wächst ein Riss weiter. Dieser Zusammenhang ist in Bild 6.32 schematisch dargestellt.

Der Beginn der Ermüdungslebensdauer (ca. 20-30% von N_B) ist zunächst von der Initiierung vieler Einzel-Mikrorisse bestimmt; erst ab $N \approx 0,5N_B$ bestimmt Risswachstum und Risskoaleszenz das Schädigungsverhalten und die Rissdichte nimmt ab (z.B. in α -Fe, s. Bild 6.33b) oder erreicht einen Sättigungswert, wenn das Rissdichteniveau und damit der Einfluss von Koaleszenz gering ist (z.B. in einer Al-Cu-Mg-Legierung, s. Bild 6.33a). Die eventuelle Bildung und Ausbreitung neuer Mikrorisse bilden dabei sozusagen eine Art Hintergrundrauschen [249].

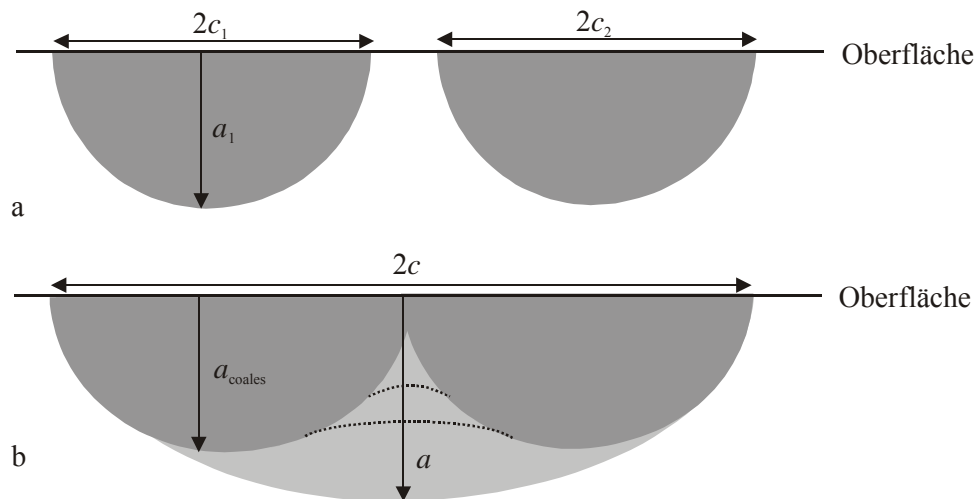
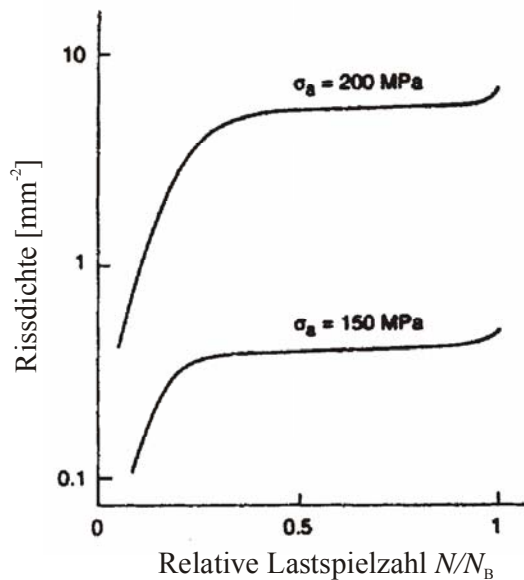
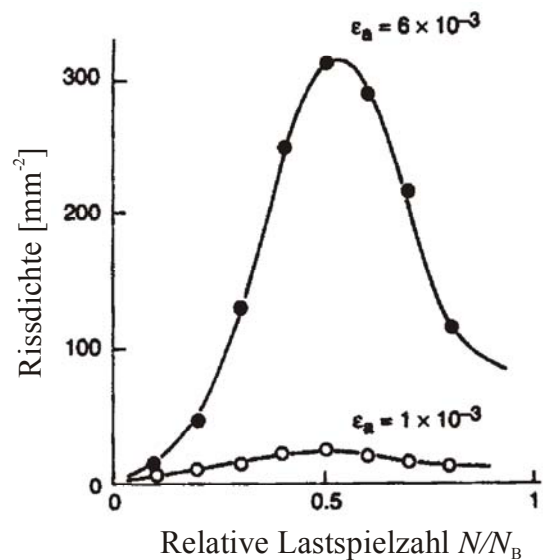


Bild 6.32: Risskoaleszenz: zwei zusammengewachsene Risse wachsen erst dann weiter, wenn der Rissverlauf in die Tiefe die Gleichgewichtsform (hellgrau) erreicht hat.



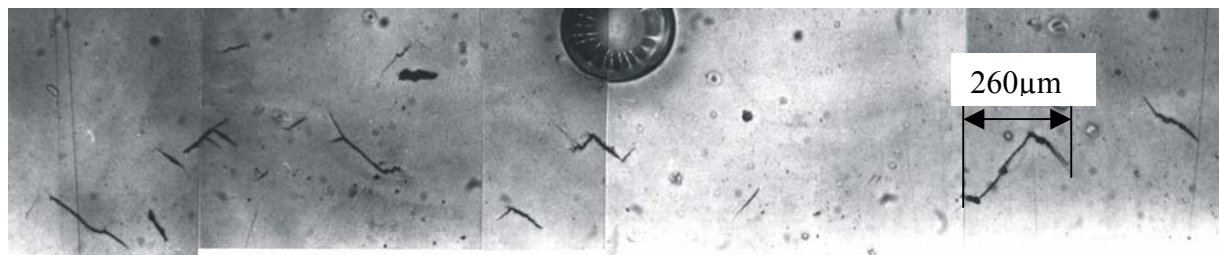
a



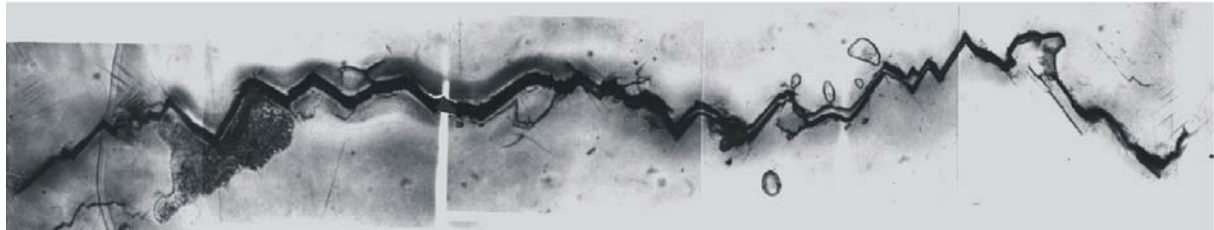
b

Bild 6.33: Entwicklung der Mikrorissdichte in (a) einer Al-Cu-Mg-Legierung für zwei verschiedene Spannungsamplituden σ_a (nach [175]) und (b) in α -Fe für zwei verschiedene Gesamtdehnungsamplituden ε_a (nach [175]).

Besonders deutlich wurde der Einfluss der Risskoaleszenz bei den Untersuchungen zur Mikrorissausbreitung in der β -Titanlegierung LCB. Die in Bild 6.34 dargestellte Auswertung von Replika-Abdrücken zeigt, wie aus einer Vielzahl einzelner Mikrorisse (Bild 6.34a) schließlich durch Zusammenwachsen der Finalriss entstand (Bild 6.34b).



a



b

Bild 6.34: Replika-Aufnahmen der Oberfläche einer ermüdungsbeanspruchten Probe der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, $R=-1$, Lage der Spannungsachse \updownarrow) (a) nach 2500 Zyklen und (b) nach 4700 Zyklen.

Das Zusammenwachsen von Rissen wird nicht unerheblich durch die Spannungsverhältnisse vor den betroffenen Rissspitzen bestimmt. Meyer et al. [352] geben dafür eine Wechselwirkungsfunktion an, die das Verhältnis des J -Integrals sich nähernder Rissspitzen zu demjenigen der korrespondierenden isolierten Risse beschreibt. Demzufolge übt der Winkel zwischen der Verbindungsgerade und der aufgetragenen Spannungsachse den größten Einfluss aus. Nach Ochi et al. [353] wachsen Mikrorisse zusammen, wenn der Abstand zwischen den Rissspitzen $l \leq 0,11 \cdot (c_1 + c_2)$ ist. Mikrostrukturell kurze Risse in der β -Titanlegierung LCB zeigen bei einer Unterschreitung eines Abstands von ungefähr $l=30\mu\text{m}$ eine starke plastische Verzerrung vor den zusammenwachsenden Rissspitzen und eine beschleunigte Annäherung [227]. In Übereinstimmung mit einer elastischen Betrachtung des Rissspitzenfelds [354] wachsen die Risse zunächst aneinander vorbei, bevor die Rissspitzen von ihren ursprünglichen Ausbreitungsrichtungen entlang von Gleitbandebenen abweichen. Dies zeigt Bild 6.35.

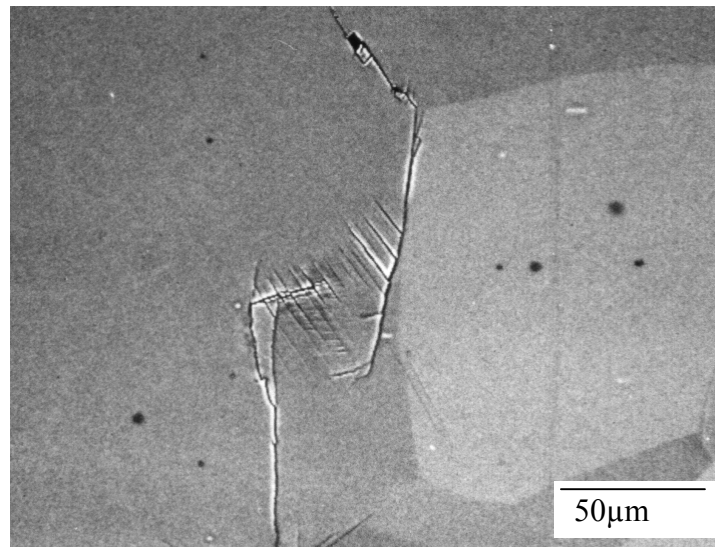


Bild 6.35: Risskoaleszenz zweier Mikrorisse während Ermüdungsbeanspruchung der β -Titanlegierung LCB ($\Delta\sigma/2=600\text{MPa}$, $R=-1$, Lage der Spannungsachse \leftrightarrow).

6.5 Interkristalline Rissausbreitung bei hohen Temperaturen – der Mechanismus der Dynamischen Versprödung

6.5.1 Sauerstoffinduzierte interkristalline Rissausbreitung in Nickelbasis-Superlegierungen – Mögliche Mechanismen

Mit steigenden Temperaturen werden thermisch aktivierte bzw. beeinflusste Prozesse, wie die Diffusion oder die Versetzungsbewegung zunehmend erleichtert. Damit fällt die Fließgrenze bei den meisten Werkstoffen rapide ab und die Beteiligung zeitabhängiger Schädigungsmechanismen, insbesondere das Kriechen, gewinnen für die Rissausbreitung zunehmend an Bedeutung. Für hochbeanspruchte Komponenten, wie z.B. Schaufeln und Scheiben zum Einsatz in Gasturbinen bei Temperaturen von 650°C bis über 1200°C , werden daher optimierte Nickelbasis-Superlegierungen eingesetzt, deren Widerstand gegen plastische Verformung durch kohärente, durch Versetzungen schneidbare γ' Ausscheidungen ($\text{Ni}_3(\text{Al,Ti})$) - im Fall der Legierung IN718 auch raumzentrierte tetragonal verzerrte γ'' -Ausscheidungen ($\text{Ni}_3(\text{Nb,Al,Ti})$) – auch bei diesen Temperaturen ausreichend hoch ist. Zwar kann somit der Beitrag des Kriechens und der plastischen Verformung zur Rissausbreitung reduziert werden, andererseits können polykristalline Werkstoffe, wie die Superlegierung IN718, bei erfolgter Rissinitiierung durch hohe elastische Spannungen vor der Rissspitze einen erleichterten Zugang der Atmosphäre erfahren. Dies führt insbesondere bei langsamen Zyklen oder langen Haltezeiten bei maximaler Zugbeanspruchung zu einer dramatischen Erhöhung der Rissausbreitungsgeschwindigkeit da/dN verbunden mit einem Übergang von transkristallinem zu

interkristallinem Versagen. Dies ist in Bild 6.36a anhand von Rissausbreitungsmessungen während Wechselverformung der Superlegierung IN718 bei verschiedenen Temperaturen in Luft und im Vakuum dargestellt. Bild 6.36b zeigt die unterschiedliche Ausprägung der Bruchfläche infolge zyklischer Beanspruchung und Haltezeit bei maximaler Zugbeanspruchung und einer Temperatur von 650°C.

Obgleich dieser Übergang von zyklenabhängiger transkristalliner zu zeitabhängiger interkristalliner Rissausbreitung während LCF-Beanspruchung hochwarmfester Werkstoffe (Superlegierungen) mit Haltezeiten bzw. langen Zyklendauern in vielen Arbeiten festgestellt werden konnte [323,355-370], wird die Ursache bis heute widersprüchlich diskutiert. Selbst die Frage, ob der Sauerstoff oder der in der Atmosphäre in mehr oder weniger geringer Konzentration enthaltene Wasserdampf hauptverantwortlich für den Umgebungseffekt auf die Rissausbreitung ist, kann nicht eindeutig beantwortet werden.

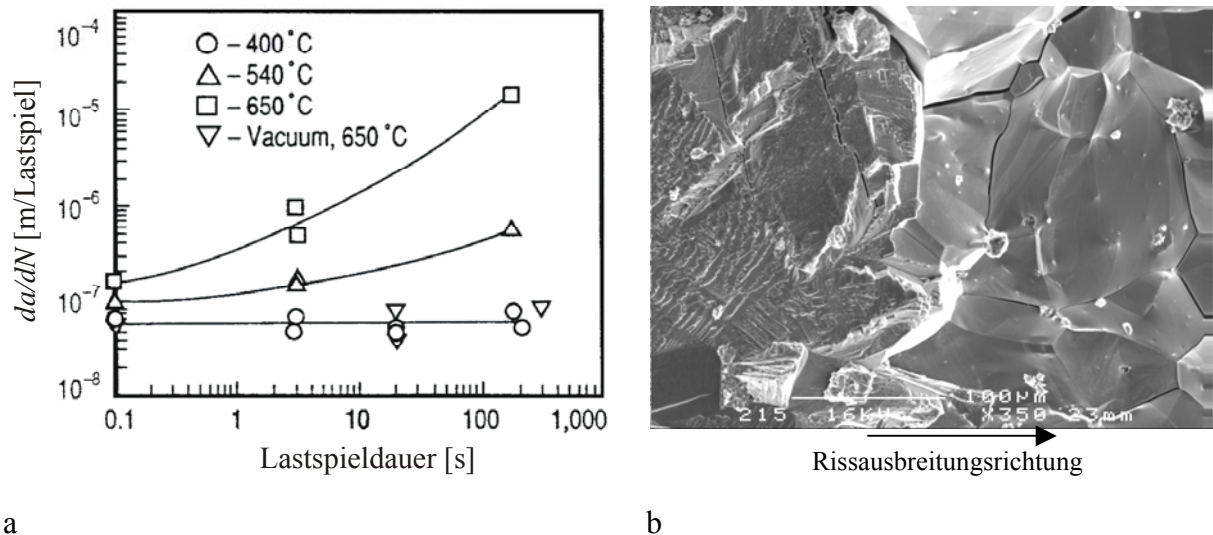


Bild 6.36: (a) Rissausbreitungsrate da/dN in Abhängigkeit von der Lastspiellänge für verschiedene Temperaturen in Luft bzw. im Vakuum bei $\Delta K=27,5\text{MPam}^{0,5}$ (nach [355]) und (b) Übergang von transkristalliner Ermüdungsrissausbreitung zu interkristalliner Haltezeitrisssausbreitung ($\Delta K=30\text{MPam}^{0,5}$, $T=650^\circ\text{C}$).

Während Molins et al. [360] den Übergang zu schneller zeitabhängiger Rissausbreitung mit dem Überschreiten eines Sauerstoffpartialdrucks von $p(\text{O}_2)=10^{-3}\text{mbar}$ korrelieren (s. Bild 6.37), stellten Browning und Henry [371] sowie Hayes et al. [372] fest, dass es vielmehr geringe Wasserdampfkonzentrationen sind, durch die hohe Rissausbreitungsgeschwindigkeiten verursacht werden (nach [371]: $p(\text{H}_2\text{O})=10^{-2}\text{mbar}$ in $\text{H}_2/\text{H}_2\text{O}/\text{Ar}$ -Gemischen bei $T=593^\circ\text{C}$ und $\Delta K=30,5\text{MPam}^{0,5}$).

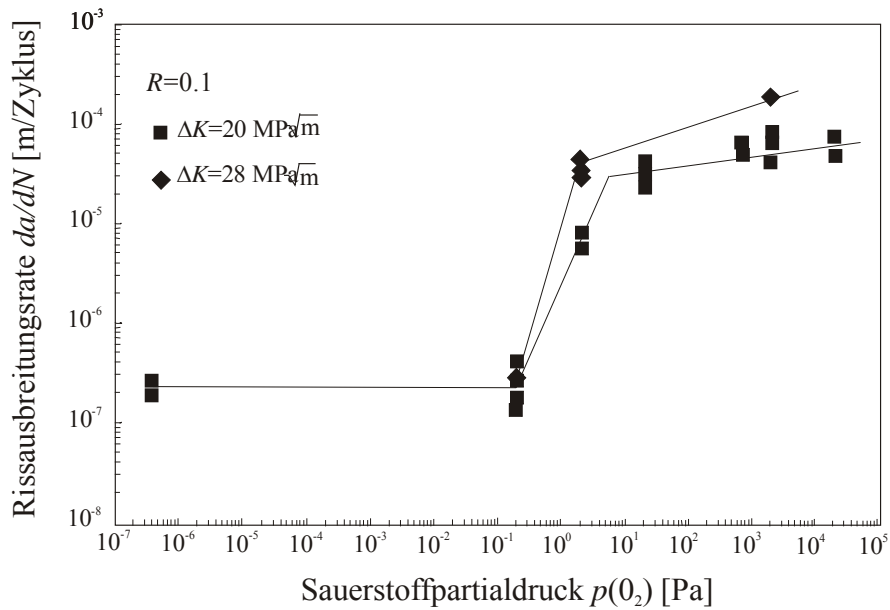


Bild 6.37: (a) Rissausbreitungsrate da/dN in Abhängigkeit vom Sauerstoffpartialdruck für zwei verschiedene Beanspruchungsamplituden (nach [360]).

Grundsätzlich hängt die atmosphärenbedingte Erhöhung der Rissausbreitungsgeschwindigkeit bei Hochtemperaturhaltezeiten in ähnlicher Weise wie bei der Spannungsrisskorrosion mit einem bevorzugten Angriff der Korngrenzen zusammen. Vielfach wird davon ausgegangen, dass es sich dabei um eine Form der Oxidation handelt, die in der Literatur als spannungsunterstützte Korngrenzenoxidation (SAGBO, stress-assisted bzw. stress-accelerated grain-boundary oxidation) bezeichnet wird (z.B. in [368,373,374]). In der Nb-haltigen Superlegierung IN718 stellten Wei et al. [375] eine Anreicherung der γ'' -Phase an den Korngrenzen fest, die sie gemeinsam mit den in IN718 ebenfalls häufig auftretenden Nb-Karbiden für die Bildung von Nb-Oxiden (Nb_2O_5) auf den Korngrenzen verantwortlich machen (s. hierzu auch die Arbeiten von Miller et al. [376,377]). Wie in Bild 6.38a schematisch dargestellt, führt sprödes Brechen dieser Oxidbelegung zu einer raschen interkristallinen Rissausbreitung. Diese Theorie wird unterstützt durch Untersuchungen von Chen et al. [378], die bei einer Ni-18Cr-18Fe-Legierung (ohne Nb) keinerlei Einfluss des Sauerstoffs auf die zeitabhängige Rissausbreitungsrate feststellten, und Huang et al. [379], die für pulvermetallurgisch hergestellte Superlegierungen (Nominalzusammensetzung ähnlich IN100) mit Nb-Massenanteilen von 2,5% und 5% höhere Rissausbreitungsraten messen konnten als bei einer entsprechenden Legierung ohne Nb. Gegen den Nb-Effekt sprechen jedoch die Ergebnisse von Molins et al. [360], die eine erhebliche Zunahme der Rissausbreitungsgeschwindigkeit auch bei Legierungen ohne Nb feststellen konnten. Sie führten diese Zunahme auf die epitaktische Bildung von Nickeloxid vor der Risspitze zurück. Da NiO durch Ni-Kationendiffusion aufwächst, entstehen Leerstellen im Metall, die

zu Poren vor der Rissspitze kondensieren können, die schließlich eine rasche interkristalline Rissausbreitung begünstigen. Der von Molins et al. [360] vorgeschlagene Mechanismus ist in Bild 6.38b schematisch dargestellt.

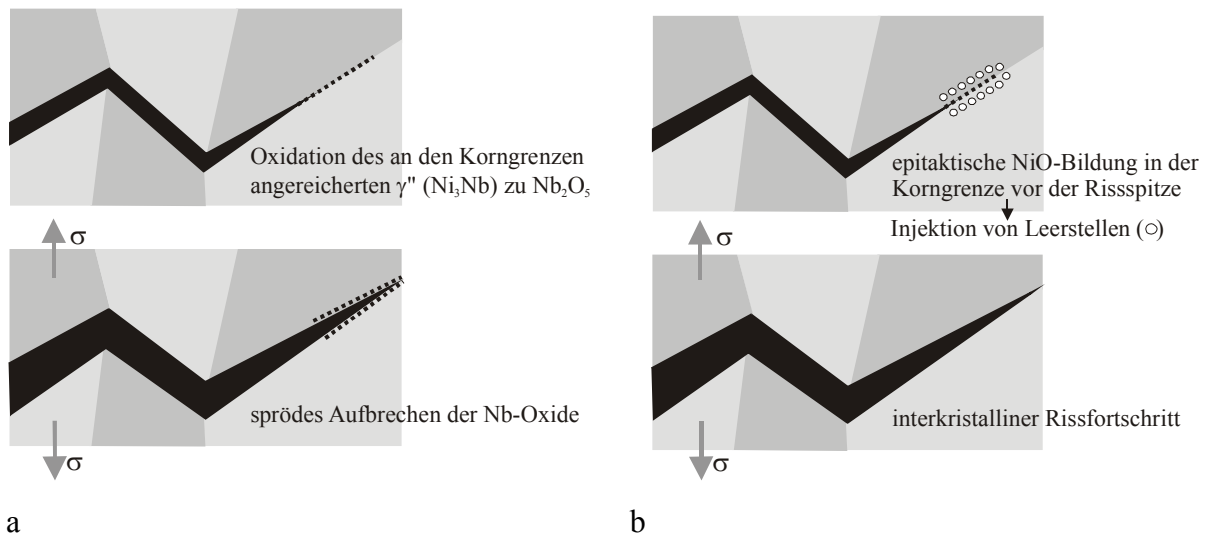


Bild 6.38: Schematische Darstellung der von (a) Wei et al. [375] und von (b) Molins et al. [360] vorgeschlagenen Mechanismen, die zu quasiprüder interkristalliner Rissausbreitung in IN718 führen.

Von Krupp et al. [380] durchgeführte Untersuchungen zur Oxidation der Nb-haltigen Legierung IN718 bei 650°C ergaben keinerlei Hinweise auf eine bevorzugte Oxidation der Korngrenzen in Form von NiO , Nb_2O_5 oder Cr_2O_3 . Der sehr langsame Oxidationsprozess mit einer Zunderkonstanten von $k_p'' \approx 5.8 \cdot 10^{-15} \text{ g}^2 \text{ cm}^{-4} \text{ s}^{-1}$ (entsprechend dem parabolischen Zundergesetz für die Quadratwurzel der flächennormierten Massezunahme als Funktion der Zeit $(\Delta m/A)^{1/2} = k_p'' t$, vgl. [381]) ist bestimmt durch die Oxidation der zeilenförmig und nicht entlang der Korngrenzen angeordneten Nb-Karbide zu Nb_2O_5 (s. Bild 6.39).

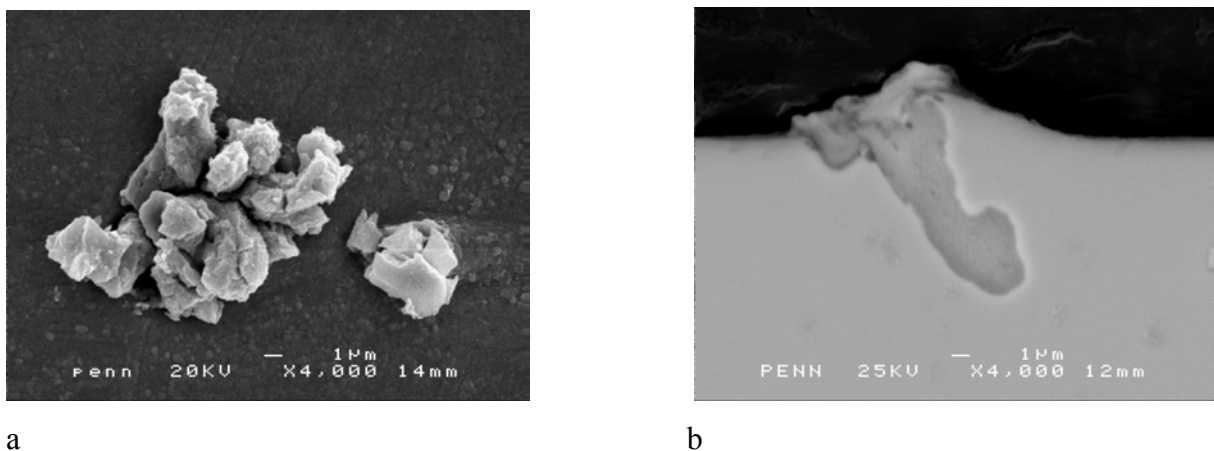


Bild 6.39: Oxidation der Legierung IN718 bei 650°C : oxidierte Nb-Karbide (a) auf der Oberfläche und (b) im Querschliff.

Zwar können nach Connolley et al. [382] durch die Zunahme des spezifischen Volumens der oxidierten Karbide gegenüber den nichtoxidierten Karbiden Keime für die Ermüdungsris-

initiierung entstehen (vgl. Bild 6.39b), für den Übergang zu rapider interkristalliner Rissausbreitung spielen diese jedoch offensichtlich keine Rolle. Wie Bild 6.40 zeigt, wachsen die Nb-Oxide erst nach Durchlaufen der Rissfront aus den freigelegten Korngrenzenfacetten heraus. Andernfalls wäre ein höherer Anteil abgescherter und gebrochener Oxide zu erwarten.

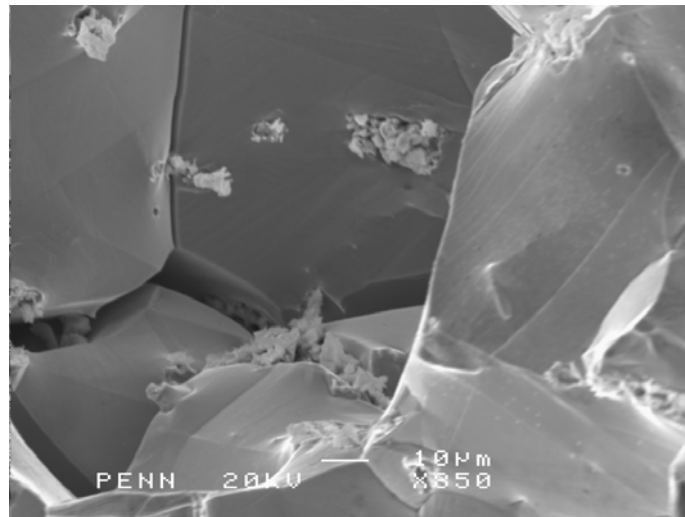
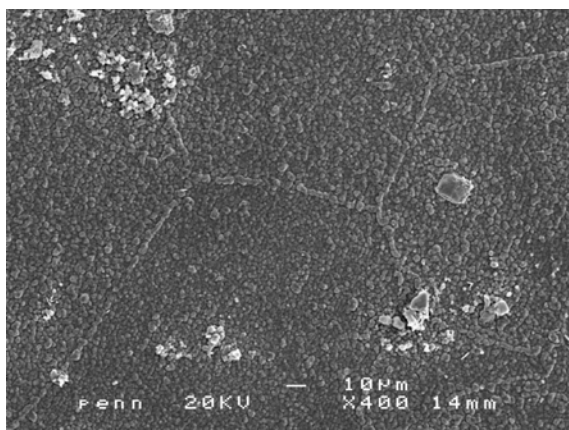
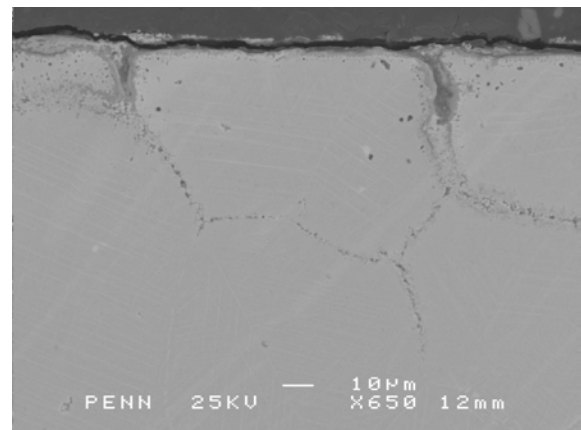


Bild 6.40: Oxidierte Nb-Karbide auf Korngrenzenfacetten nach Durchlaufen der interkristallinen Rissfront bei $T=650^{\circ}\text{C}$.

Eine bevorzugte Oxidation der Korngrenzen in IN718 konnte erst bei wesentlich höheren Temperaturen festgestellt werden. Bild 6.41 zeigt dies sowohl für die oxidierte Oberfläche als auch in Form von interkristalliner Oxidation (in beiden Fällen handelt es sich um Cr_2O_3). Die Oxidationskinetik liegt für $T=850^{\circ}\text{C}$ mit einer Zunderkonstanten von $k_p'' \approx 3.4 \cdot 10^{-13} \text{g}^2 \text{cm}^{-4} \text{s}^{-1}$ jedoch um zwei Zehnerpotenzen höher als diejenige für $T=650^{\circ}\text{C}$.



a



b

Bild 6.41: Oxidation der Legierung IN718 bei 850°C (a) Oxidationsprodukte (Cr_2O_3) auf der Oberfläche und (b) interkristalline Oxidation.

Alternativ zu Oxidationseffekten vor der Risspitze liefert der Mechanismus der dynamischen Versprödung eine plausible Erklärung für den Übergang zu quasi-spröder interkristalliner

Rissausbreitung während Hochtemperaturwechselverformung mit Haltezeiten im Zug bzw. sehr geringen Frequenzen. Entsprechend der schematischen Darstellung in Bild 6.42 wird hierbei die Korngrenzendiffusion atomaren Sauerstoffs in das Zugspannungsfeld vor der Risspitze gefolgt von lokaler Dekohäsion postuliert.

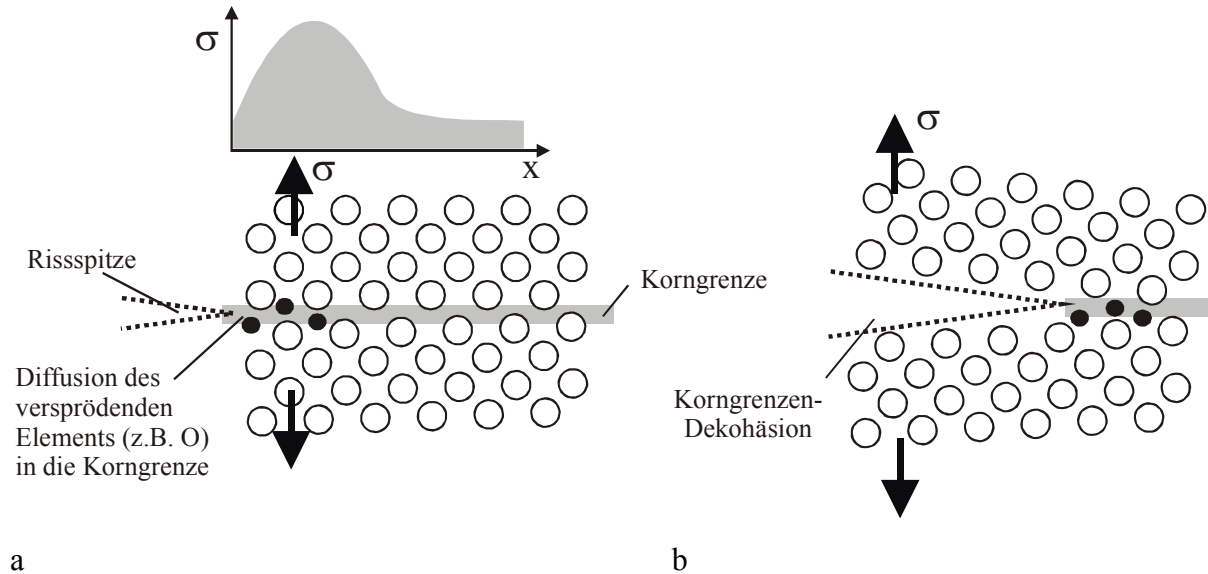


Bild 6.42: Schematische Darstellung des Mechanismus der dynamischen Versprödung: (a) Korngrenzendiffusion in das Zugspannungsfeld vor der Risspitze gefolgt von (b) lokaler Dekohäsion.

Bevor die Ursachen der quasi-spröden interkristallinen Rissausbreitung anhand von Vierpunktbiegeexperimenten in Kapitel 6.5.3 weiter diskutiert werden, soll das folgende Kapitel eine kurze Übersicht über den grundsätzlichen Mechanismus der dynamischen Versprödung vermitteln [383].

6.5.2 Der Mechanismus der dynamischen Versprödung als grundsätzliches

Phänomen - Beispiele

Der Begriff „Dynamische Versprödung“ wurde erstmals in seinem englischen Pendant "Dynamic Embrittlement" von Liu und White [384] und später von Bika [385] zur Definition eines Phänomens verwendet, bei dem die Zufuhr eines versprödenden Elements in eine aufreißende Korngrenze durch spannungsinduzierte Korngrenzendiffusion erfolgt. Wie in Bild 6.42a gezeigt, induziert der Spannungsgradient in der Kohäsionszone vor der Risspitze einen Diffusionsstrom in die Korngrenze hinein. Die damit einhergehende Anreicherung des versprödenden Elements senkt die Kohäsion der Korngrenze soweit ab, bis diese aufreißt und damit die Prozesszone ein Stück weiter nach vorne verschiebt (vgl. Kapitel 7.4).

Grundsätzlich lassen sich eine Reihe spröder Rissausbreitungsphänomene mit Hilfe des Mechanismus „Dynamische Versprödung“ erklären.

Von größter technischer Bedeutung ist dabei die *Wasserstoffversprödung höherfester Stähle* (eine Übersicht geben Birnbaum und Sofronis in [386]). Die Diffusionsgeschwindigkeit des Wasserstoffs ist aufgrund seines kleinen Atomdurchmessers (interstitielle Diffusion) mit effektiven Diffusionskoeffizienten zwischen $D=10^{-7}$ cm²/s bis $D=10^{-4}$ cm²/s [387] bereits bei Raumtemperatur extrem hoch. Die Anreicherung von Wasserstoff ist daher nicht zwangsläufig auf die Korngrenzen beschränkt, sondern konzentriert sich generell auf Bereiche hoher elastischer Gitterdehnung; dabei führt insbesondere die H-Anreicherung vor ursprünglich nicht-ausbreitungsfähigen Mikrorissen zu einer Wiederaufnahme der Rissausbreitung [388]. Dass wasserstoffinduzierte Brüche dennoch interkristallin verlaufen, kann nach McMahon [389] auf bereits existierende Mn- und Si-Segregationen an den Korngrenzen zurückgeführt werden. Erst durch diese kann der Wasserstoff die Korngrenzenkohäsion soweit absenken, dass es zur Materialtrennung kommt.

Als weiterer diffusionskontrollierter Rissausbreitungsmechanismus kann die *Flüssigmetallversprödung* (LME, liquid-metal embrittlement) oder die *Metallkontaktversprödung* (SME, solid-metal embrittlement) als dynamische Versprödungsvariante angesehen werden. Hier kommt es zur spröden Rissausbreitung, wenn sich ein flüssiges/festes Metall in direktem Kontakt mit der Oberfläche eines auf Zug beanspruchten Bauteil befindet, in dieses eindiffundieren kann und lokal die Adhäsionsenergie der Korngrenze erniedrigt (Gordon und An [390]), z.B. das Auftropfen flüssigen Zinks auf einen austenitischen Edelstahl bei hohen Temperaturen. Es sei auch hier angemerkt, dass zwischen den metall-induzierten Versprödungsvarianten und dem Mechanismus der dynamischen Versprödung Analogien bestehen, aber zudem durchaus alternative Erklärungen existieren, wie z.B. diejenige von Lynch et al. [391,392], die von einer vereinfachten Leerstellenbildung an der Rissspitze durch Adsorption des versprödenden Elements ausgeht.

Bika [385] bezeichnete als erste die *Spannungsrelaxations-Rissausbreitung* (stress-relief cracking) in Stählen als dynamische Versprödung. Feinverteilte Sulfide (meist FeS), die infolge einer Hochtemperaturwärmebehandlung (z.B. beim Schweißen) und damit verbundener Diffusion von elementarem Schwefel an den Korngrenzen ausgeschieden sind, wirken hierbei als Keime für Porenbildung, wenn der Werkstoff zu einem späteren Zeitpunkt bei höheren Temperaturen einer mechanischen Beanspruchung oder ggf. lediglich einer Wärmebehandlung (Anlassversprödung [393]) unterzogen wird. Nach Shin and McMahon [394] werden durch die Öffnung der Poren die Sulfide instabil und es kommt zu einer Belegung der Porenoberfläche mit atomarem Schwefel, der infolge der mechanischen Spannung in die umgebende Korngrenze eindiffundieren kann. Dies kann analog zum Hull-

Rimmer-Mechanismus des Kriechporenwachstums [395] betrachtet werden (s. hierzu Kapitel 7.4). Die diffusionsbedingte Schwefelanreicherung führt in Kombination mit der lokalen Zugspannung zur Dekohäsion der Korngrenze. Bild 6.43 zeigt für das Beispiel eines niedriglegierten Stahls ASTM A508 die S-induzierte Rissausbreitung infolge dynamischer Versprödung einer CT-Probe bei einer Temperatur von $T=540^{\circ}\text{C}$ im Hochvakuum $p=10^{-7}$ mbar und einer konstanten Last von $F=2,67\text{kN}$ ($K_{\text{start}}=14\text{MPa}\text{m}^{0,5}$) [385,396]. Demzufolge setzt deutliche Rissausbreitung erst nach einer gewissen Inkubationszeit ein, während der die Schwefelkonzentration innerhalb von Korngrenzen des Anrissbereichs eine kritische Konzentration erreichen muss. Erst dann kommt es zu einem rapiden Anstieg der Rissausbreitungsgeschwindigkeit. Nach Bika [385] kann dabei zwischen drei Bereichen unterschieden werden: (1) Diskontinuierliche interkristalline Rissausbreitung mit erheblich schwankender Rissausbreitungsgeschwindigkeit $da/dt=0,1\text{-}1\mu\text{m/s}$ (stage I), (2) Übergangsbereich mit nahezu konstantem $da/dt\approx 15\mu\text{m/s}$ (stage II), in dem der Anteil an plastischer Verformung kontinuierlich zunimmt und schließlich (3) instabile Rissausbreitung mit einem hohen Maß an plastischer Verformung (stage III). Die diskontinuierliche bzw. oszillierende Rissausbreitung, die auch für S in Cu-Cr-Legierungen [397,398], Sn in Cu-Sn-Legierungen [385,399] und O in IN718 [399,400] festgestellt wurde, kann auf einen selektiven Korngrenzendiffusionsprozess zurückgeführt werden. Korngrenzen, in die ein versprödendes Element nur in geringem Masse eindiffundiert (s. hierzu Kapitel 6.5.3), bleiben als ungebrochene Ligamente hinter der Rissfront zurück [385,399,401] und entlasten so die Risspitze. Erst wenn die Ligamente durch Kriechvorgänge oder duktiles Versagen gebrochen sind, setzt sich die quasibrüchige interkristalline Rissausbreitung fort.

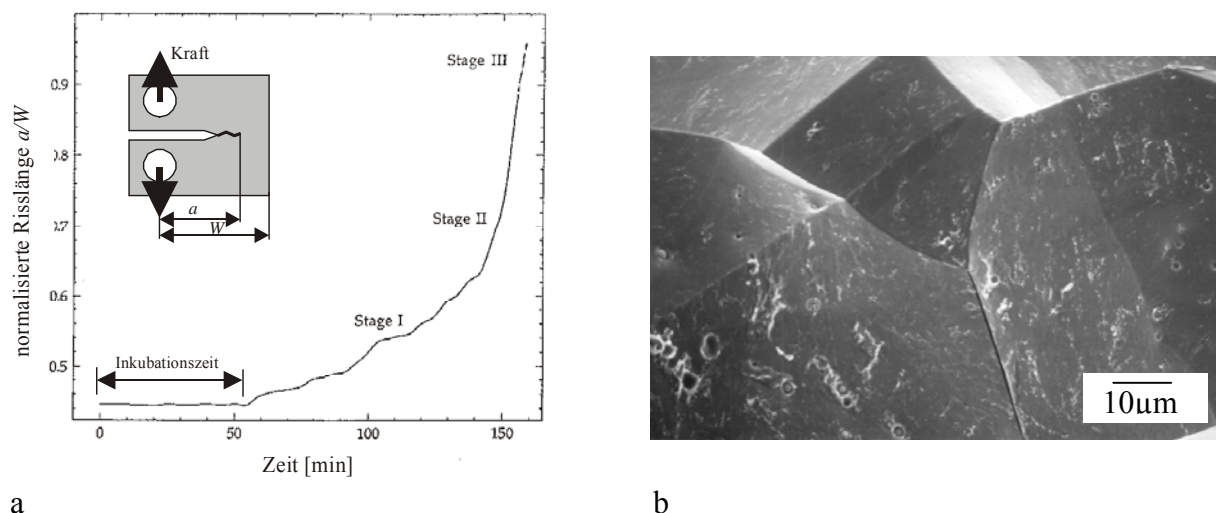


Bild 6.43: Spannungsrelaxationsrissausbreitung in ASTM A508 bei $T=540^{\circ}\text{C}$ und $p=10^{-7}$ mbar, (a) Rissausbreitung (gemessen mit Hilfe des Gleichstrompotenzialsondenverfahrens (DCPD)) als Funktion der Beanspruchungsdauer und (b) interkristalline Bruchfläche für den Rissausbreitungsbereich II (stage II) (nach [385]).

Auch für die Spannungsrelaxationsrissausbreitung gibt es in der Literatur zur dynamischen Versprödung alternative Erklärungsansätze. Hipsley et al. [402] bzw. Rauh et al. [403] gehen von einer Volumendiffusion des Schwefels aus, die ausschließlich durch das Spannungsfeld im Bereich der Rissspitze angetrieben wird ("pure drift" kleiner Atome in entgegengesetzter Richtung des hydrostatischen Spannungsgradienten) und zu einer Schwefelanreicherung hinter der aktuellen Rissspitze bzw. dem Spannungsmaximum vor der Rissspitze führen. Zu diesem Modell sei jedoch angemerkt, dass die in Bild 6.43 dargestellte Rissausbreitung unter der Zugrundelegung von S-Volumendiffusion anstelle von S-Korngrenzendiffusion um Zehnerpotenzen langsamer verlaufen müsste (vgl. [399]). Das Modell von Chen [404] berücksichtigt zwar S-Korngrenzendiffusion, jedoch derart, dass sie die Herausdiffusion von Fe-Atomen aus einer Korngrenze in eine wachsende Pore (=interkristalliner Riss) antreibt. Darüber hinaus verringert die hohe S-Konzentration innerhalb der Pore die Oberflächenenergie und den Öffnungswinkel der Pore (=interkristalline Rissspitze). Zwar erhielt Chen eine gute Übereinstimmung der Modellvorhersage mit experimentellen Daten aus [394], die an der Rissspitze angenommene Spannung dürfte jedoch bei der hohen S-Konzentration, die für die Fe-Gegendiffusion erforderlich ist, ausreichen, um zu Dekohäsion der Korngrenze vor der Pore zu führen, d.h. einer Aktivierung des hier vorgeschlagenen Mechanismus der dynamischen Versprödung.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass eine Reihe von quasispröden zeitabhängigen interkristallinen Rissausbreitungsmechanismen auf eine Kombination von Korngrenzendiffusion eines versprödenden Elements gefolgt von Dekohäsion zurückgeführt werden können. Diese sog. dynamische Versprödung tritt auf, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. Eine niedrigschmelzende versprödende Komponente, entweder aus dem Material selbst oder aus der Umgebung stammend, adsorbiert an der freien Oberfläche in unmittelbarer Nähe der Rissspitze.
2. Die Temperatur und das Niveau der elastischen Spannung vor der Rissspitze sind hoch genug, um eine ausreichende Löslichkeit und Diffusion des versprödenden Elements in die Korngrenze zu bewirken.
3. Das versprödende Element reduziert die Korngrenzen-Kohäsion derart, dass die durch spannungsunterstützte Diffusion erzielte Konzentration zu fortschreitender interkristalliner Separation des Werkstoffs führt.

In den folgenden Kapiteln 6.5.4 und 6.5.5 ist der Mechanismus der dynamischen Versprödung als Ursache für interkristalline Rissausbreitung in der Superlegierung IN718 im Zusammen-

hang mit der Werkstoffmikrostruktur näher erläutert. Einige weiterführende Anmerkungen zu einem Modellierungsansatz für dynamische Versprödung befinden sich in Kapitel 7.4.

6.5.3 Sauerstoffinduzierte interkristalline Rissausbreitung – dynamische Versprödung der Ni-Basis-Superlegierung IN718

Wie bereits eingangs in Kapitel 6.5.1 erwähnt, kann der Übergang zu quasi-spröder interkristalliner Rissausbreitung, die häufig bei Hochtemperatur-Wechselverformungsbeanspruchung ($T > 500^\circ\text{C}$) polykristalliner Nickelbasis-Superlegierungen mit sehr geringen Frequenzen bzw. mit Haltezeiten im Zug beobachtet wird, ebenfalls auf den Mechanismus der dynamischen Versprödung zurückgeführt werden. Dies soll im Folgenden anhand von Ergebnissen statischer Vierpunktbiegeversuche (vgl. Kapitel 3.1.1 und 3.1.2) an der Nickelbasis-Superlegierung IN718 unter konstanter Verschiebung bei einer Temperatur von $T = 650^\circ\text{C}$ gezeigt werden. In Bild 6.44 ist der Kraftverlauf über der Beanspruchungszeit während eines solchen Versuchs in reinem Sauerstoff dargestellt (aus [399]).

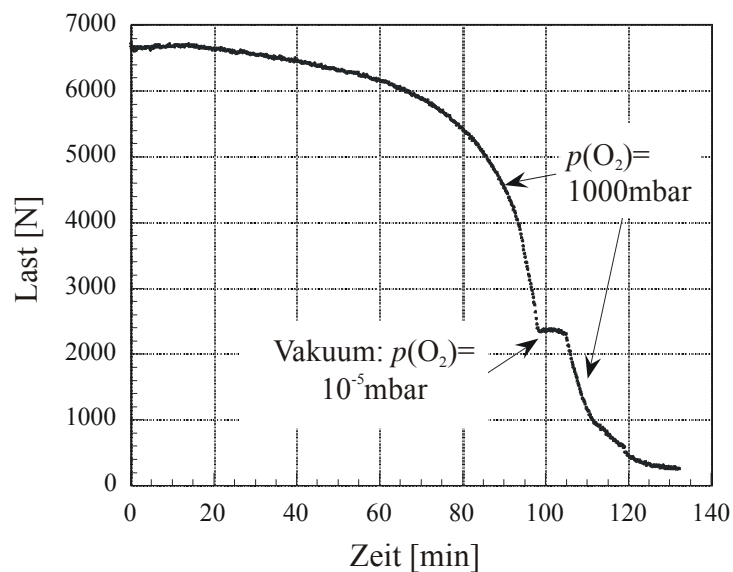


Bild 6.44: Lastrelaxation infolge interkristalliner Rissausbreitung bei $T = 650^\circ\text{C}$ in IN718 (mit Ermüdungsanriss); durch Evakuieren kommt der Lastabfall und damit die Rissausbreitung vollständig zum Erliegen.

Die Probe wurde dabei bis zu $F = 6600\text{N}$ beansprucht. Der dann folgende Lastabfall korrespondiert mit einer durch die Rissausbreitung ansteigenden Nachgiebigkeit. Auch hier kann eine Inkubationszeit festgestellt werden, in der sich der transkristalline Ermüdungsanriss in gegenüber dynamischer Versprödung anfällige Korngrenzen fortsetzt. Die darauf folgende, sehr rasche Rissausbreitung ($da/dt_{\text{max}} \approx 30\mu\text{m/s}$) in Sauerstoff konnte durch zwischenzeitliches Evakuieren der Kammer auf etwa $p(\text{O}_2) = 10^{-5}\text{mbar}$ (s. Markierung in Bild 6.44) völlig

unterbunden werden. Nach Wiederauffüllen der Kammer mit reinem Sauerstoff nimmt die Rissausbreitungsgeschwindigkeit innerhalb eines Zeitintervalls von etwa 10s (Abstand der Messpunkte) wieder ihren ursprünglichen Wert an.

Der Zusammenhang zwischen Kraft und Risslänge wurde einerseits von Pfaendtner [399] anhand der Quantifizierung des interkristallinen Bruchflächenanteils in Proben, die nach unterschiedlichen Stadien der Hochtemperaturrissausbreitung mit Hilfe eines Kerbschlagpendels aufgebrochen wurden, und andererseits durch direkte lichtmikroskopische Beobachtung der Risslänge während kurzer Versuchsunterbrechungen ermittelt. Mit den daraus resultierenden Kalibrierfunktionen kann die Rissausbreitungsrate da/dt über den Spannungsintensitätsfaktor

$$K = \sigma \sqrt{\pi a} f\left(\frac{a}{W}\right) \quad (6.10)$$

aufgetragen werden. Dies zeigt Bild 6.45a für die Rissausbreitung bei unterschiedlichen Sauerstoffpartialdrücken $p(\text{O}_2)$ (eingestellt mit Hilfe eines Dosierventils). Dabei wird deutlich, dass die maximale Rissausbreitungsrate da/dt_{\max} (s. Bild 6.45b) mit sinkendem Sauerstoffpartialdruck abnimmt. Unterhalb $p(\text{O}_2) \approx 10^{-3}$ mbar konnte in Analogie zu den Ergebnissen von Molins et al. [316] ein sprunghafter Abfall der maximalen Rissausbreitungsrate festgestellt werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass es sich bei den beiden Werten für die geringsten Sauerstoffpartialdrücke um die maximale Rissausbreitungsrate während der Versuchsdauer handelt – die Versuche wurden nach etwa 100 Stunden, ohne dass die Proben komplett durchgerissen waren, abgebrochen. Die maximale Rissausbreitungsrate in reinem Sauerstoff ist deutlich geringer als diejenige in Laborluft. Obgleich dieser Effekt nicht näher untersucht wurde, kann er als Hinweis für eine Beteiligung von Wasserdampf an der quasi-spröden interkristallinen Rissausbreitung, wie von Bowling und Henry [371] gemutmaß, verstanden werden.

Es sind insbesondere die sehr hohen Rissausbreitungsraten (Bild 6.45a) und die Möglichkeit, die Rissausbreitung innerhalb sehr kurzer Zeitintervalle quasi ein- und auszuschalten (Bild 6.44), die den Mechanismus dynamische Versprödung als ursächlich für den Übergang zu quasi-spröden interkristalliner Rissausbreitung infolge von Zughaltezeiten bei der Ermüdungsbeanspruchung von Nickelbasis-Superlegierungen nahe legen.

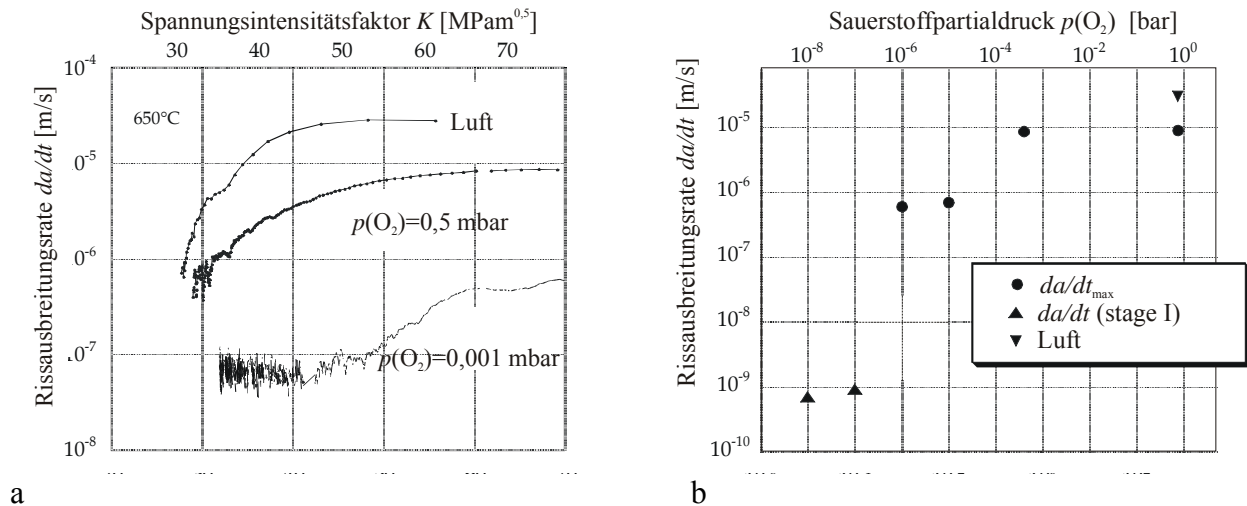


Bild 6.45: Rissausbreitungsrate (a) als Funktion des Spannungsintensitätsfaktors während Vierpunktbiegebeanspruchung unter konstanter Verschiebung der Legierung IN718 und (b) als Funktion des Sauerstoffpartialdrucks bei $T=650^\circ\text{C}$.

Bild 6.46 zeigt den unmittelbaren Bereich der Rissfront während interkristalliner Rissausbreitung bei da/dt_{max} in IN718. Der Versuch wurde durch Ausschalten der Beheizung unterbrochen und die Probe mit Hilfe eines Kerbschlagpendels aufgebrochen. Deutlich zu erkennen ist das letzte ca. $1\ \mu\text{m}$ breite Rissinkrement (entsprechend etwa $0,02\text{s}$ Rissausbreitungsdauer, s. Markierung), das gegenüber der restlichen Bruchfläche keine deutlichen Spuren von Oxidation zeigt.



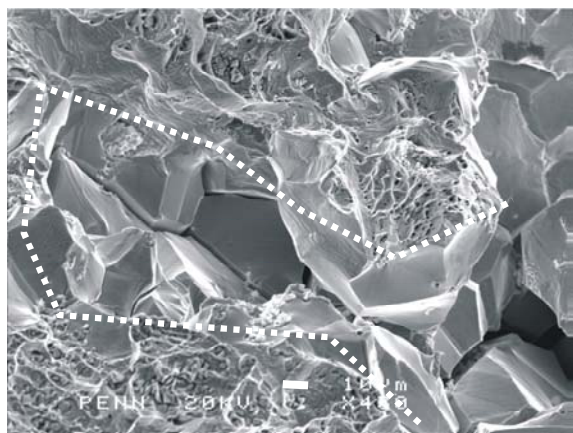
Bild 6.46: Interkristalline Risspitze eines unterbrochenen Vierpunktbiegeversuchs (IN718, $T=650^\circ\text{C}$) mit Rissausbreitungstreifen (aus [399]).

Legt man den Mechanismus der dynamischen Versprödung zugrunde, so repräsentiert dieses Rissinkrement einen Bereich, in dem die gelöste Sauerstoffkonzentration gerade noch ausreichend war, um die Korngrenzenkohäsion zu überwinden. Darüber hinaus zeigt Bild 6.46 Streifen, die deutlich parallel zur Rissfront verlaufen (und es sich demnach nicht um hervorgetretene Gleitbänder des betreffenden Kornes handelt). Dies kann als Indiz für eine

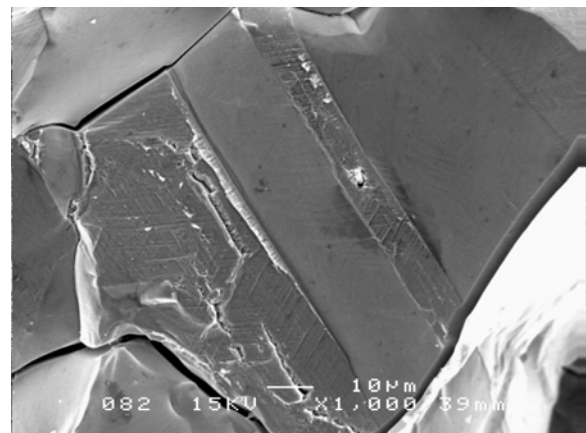
auch bei der dynamischen Versprödung in Stählen und in einer Cu-8Sn-Modelllegierung [385] beobachtete diskontinuierliche Rissausbreitung in mikrostruktureller Dimension gewertet werden.

Auch eine makroskopische Analyse der Bruchfläche deutet auf eine ungleichförmige diskontinuierliche Ausbreitung der Rissfront hin. Bild 6.47a zeigt einen Ausschnitt der Rissfront (ebenfalls für einen unterbrochenen Versuch, wo der verbleibende Probenquerschnitt mit Hilfe eines Kerbschlagpendels aufgebrochen wurde). Demnach dringt die Rissfront fingerartig in das Material ein.

Grundsätzlich kann innerhalb der interkristallinen Bruchflächen eine breite Variation des Anteils plastischer Verformung festgestellt werden. Zumeist handelt es sich um sehr glatte Korngrößenfacetten. Vielerorts finden sich jedoch hervortretende Gleitbänder oder Bereiche, die offensichtlich durch einen duktilen Gewaltbruch aufgerissen sind (Wabenbruchfläche). Bild 6.47b zeigt exemplarisch die unterschiedliche Ausprägung plastischer Verformung für eine Korngränze mit Zwillingen. Offensichtlich hat die Abweichung in der kristallographischen Missorientierungsbeziehung einen Unterschied im Widerstand gegenüber dynamischer Versprödung zur Folge.



a



b

Bild 6.47: (a) Ungleichmäßige Rissfront (gestrichelte Linie) eines unterbrochenen Vierpunktbiegeversuchs und (b) Korngränzenfacette mit Zwillingsgrenze und orientierungsabhängiger plastischer Verformung (IN718, $T=650^{\circ}\text{C}$, konstante Verschiebung).

Wenn es, wie eingangs erwähnt, die Sauerstoffkorngränzendiffusion ist, durch die das Ausmaß der interkristallinen Rissausbreitung infolge dynamischer Versprödung bestimmt ist, dann kann ein schädigungsbeschleunigender Mikrostruktureinfluss grundsätzlich auf vier Ursachen zurückgeführt werden (vgl. dazu Kapitel 7.4):

1. hohe elastische Zugspannungen in der Kohäsionszone vor der Rissspitze erleichtern den Sauerstoffzugang, d.h. mit zunehmender Fließgrenze erhöht sich die Empfindlichkeit eines Werkstoffes gegenüber dynamischer Versprödung,
2. eine geringe Korngrenzenkohäsion erhöht die Rissausbreitungsgeschwindigkeit,
3. ein hoher Sauerstoff-Korngrenzendiffusionskoeffizient beschleunigt den Anstieg der Sauerstoffkonzentration in der Korngrenze,
4. der Sauerstoffkonzentrationsverlauf in der Kohäsionszone wird durch die Anfangskonzentration des Sauerstoffs unmittelbar an der Rissspitze bestimmt, die sich aus der Sauerstofflöslichkeit des Werkstoffs bzw. der Korngrenzen ergibt. Diese hängt wiederum vom Sauerstoffpartialdruck der Umgebung ab. Dieser kann durch Oxidationsreaktionen an den Rissflanken empfindlich geringer sein als der von außen eingestellte.

Zu Beginn der Schädigung durch dynamische Versprödung wird Rissausbreitung, wie in Bild 6.48 schematisch dargestellt, in nach o.g. Kriterien anfälligen Korngrenzen einsetzen. Da die zurückbleibenden ungeschädigten Ligamente die Spannung zunächst aufnehmen, sinkt lokal die Spannungsintensität an den Rissfronten. Erst wenn die Ligamente durch plastische Verformung und/oder Kriechen zunehmend versagen, steigt die Spannung vor den Rissspitzen wieder soweit an, dass sich die interkristalline Rissausbreitung fortsetzt. Daraus ergibt sich insgesamt ein diskontinuierliches Risswachstum, wie es auch experimentell beobachtet wurde [385,399].

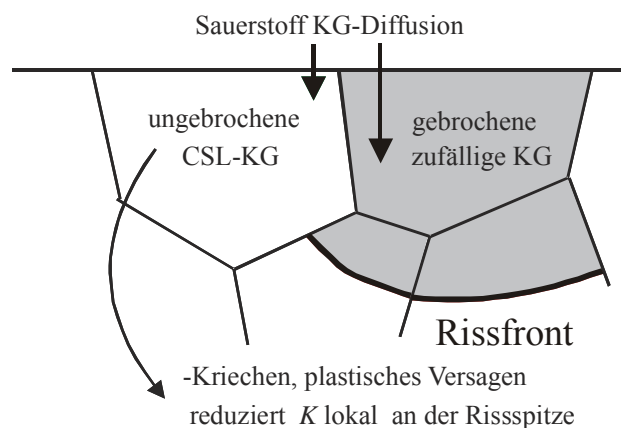


Bild 6.48: Kompositeffekt während dynamischer Versprödung – verantwortlich für diskontinuierliche interkristalline Rissausbreitung im Polykristall.

6.5.4 Erhöhung des Widerstands gegenüber sauerstoffinduzierter interkristalliner Rissausbreitung von Nickelbasis-Superlegierungen – Grain-Boundary-Engineering

Grundsätzlich gibt es zwei alternative Routen um die Empfindlichkeit von Nickelbasis-Superlegierungen gegenüber atmosphärenbedingter interkristalliner Rissausbreitung zu verrin-

gern: (1) legierungstechnische Maßnahmen und (2) thermomechanische Behandlungen. Positive Effekte konnten durch Hinzulegieren geringer Mengen der Elemente B, C, Hf und Zr erzielt werden [373,405]. Dies dürfte auf eine Erniedrigung der Korngrenzenenergie und/oder des O-Korngrenzendiffusionkoeffizienten zurückzuführen sein. Der Effekt der Korngröße ist bislang nur unzureichend verstanden. Einerseits steigt mit zunehmender Korngröße die Kriechfestigkeit, der Widerstand gegenüber dynamischer Versprödung dürfte hingegen mit geringer werdender Korngröße ansteigen, da ein höheres Maß an Rissverzweigung die effektive Spannung an der Rissspitze erniedrigt [385]. Ein entsprechender Effekt wurde auch von Osinkolu et al. [370] für die Hochtemperatur-Ermüdungsrissausbreitung in IN718 beobachtet. Einige mechanische Experimente an Vierpunktbiegeproben, die einer IN718-Turbinenscheibe im "direct-aged"-Wärmebehandlungszustand mit einer sehr geringen Korngröße von $d \approx 5 \mu\text{m}$ entnommen wurden, scheinen den günstigen Einfluss eines feinkörnigen Gefüges zu untermauern. Nach [406] gilt der hohe Widerstand gegenüber interkristalliner Rissausbreitung hier jedoch nur bedingt, denn bei den geschmiedeten Turbinenscheiben liegt eine ausgesprochene Anisotropie vor. Während in Umfangsrichtung keine interkristalline Rissausbreitung festgestellt werden konnte (der entsprechende Vierpunktbiegeversuch wurde nach etwa 100h abgebrochen), haben sich in radialer Richtung interkristalline Risse gebildet (s. Bild 6.49). Es sei jedoch angemerkt, dass sich durch die "direct-aged"-Wärmebehandlung unterhalb der δ -Solvus-Temperatur eine gegenüber der Standard-Wärmebehandlung sehr unterschiedliche Mikrostruktur einstellt, so dass eine Überlagerung verschiedener Effekte, die weiterführender Untersuchungen bedürfen, nicht ausgeschlossen werden kann.

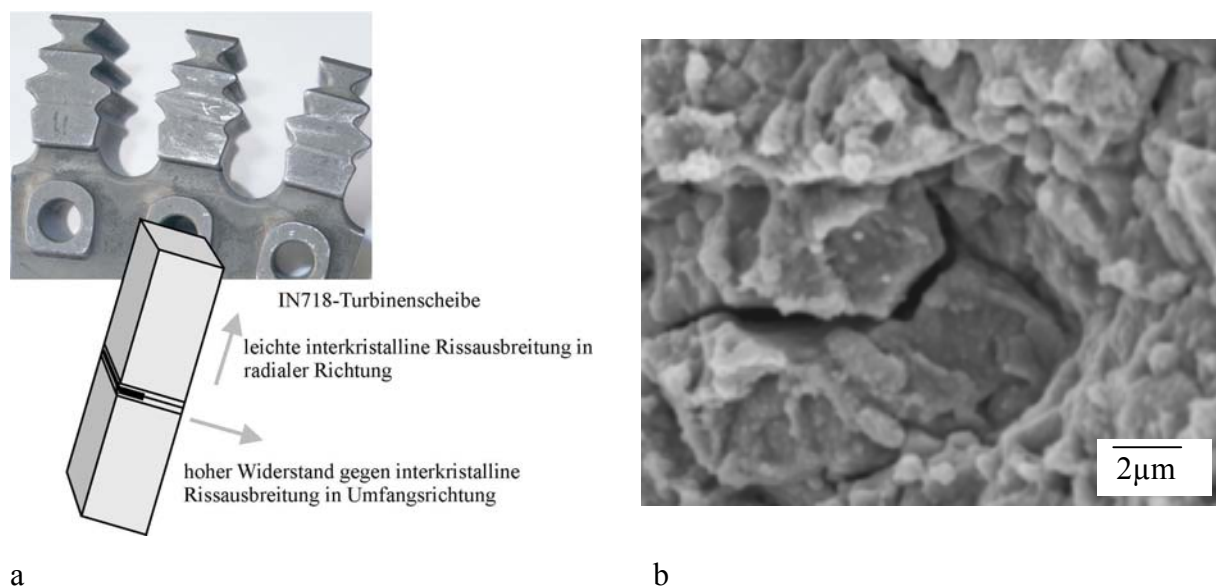


Bild 6.49: Interkristalline Rissausbreitung in einer Vierpunktbiegeprobe aus IN718 im "direct-aged"-Wärmebehandlungszustand (a) Entnahmeposition der Probe und (b) Ausschnitt der Bruchfläche quer zur ursprünglichen Kerbrichtung.

Neben der Korngröße kann auch die Korngrenzenstruktur durch eine thermomechanische Behandlung in gewissen Grenzen modifiziert werden. So kann durch eine mehrfach wiederholte Sequenz von Kaltumformung gefolgt von Rekristallisationsglühen eine Zunahme des Anteils spezieller CSL-Korngrenzen erreicht werden. Dieser als Grain-Boundary-Engineering oder Grain-Boundary-Design (Watanabe [407]) bekannte Prozess wurde in den letzten 20 Jahren intensiv untersucht und birgt für eine Reihe von mit Korngrenzen zusammenhängenden Schädigungsmechanismen deutliche Verbesserungspotenziale. So konnten z.B. der Widerstand gegenüber Kriech- und Ermüdungsschädigung [408-413] sowie die Beständigkeit gegenüber interkristalline Korrosion bzw. Spannungsrisskorrosion [414-417] und interkristalline Oxidation [418,419] von Nickelbasislegierungen und Stählen gesteigert werden. Ein Beispiel für die Erhöhung des Widerstands gegenüber interkristalline Korrosion durch Grain-Boundary-Engineering zeigt Bild 6.50.

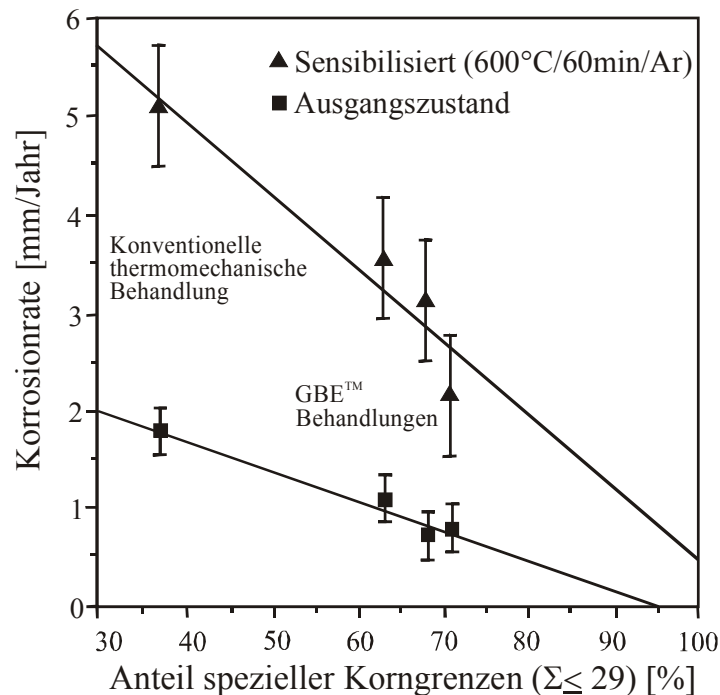


Bild 6.50: Interkristalline Korrosionsschädigung der Nickelbasislegierung Alloy600 in kochender 50% Schwefelsäure (+31,25g/l FeS, nach ASTM G28)) in Abhängigkeit vom Anteil spezieller Korngrenzen (nach konventioneller thermomech. Behandlung: 65% Kaltwalzen + Glühung bei 1000°C für 5 min., sowie nach GBE™-Behandlungen, nach [415]).

Aus der Literatur ist bekannt [420,421], dass die Korngrenzendiffusion – offensichtlich treibende Kraft der dynamischen Versprödung - erheblich von der individuellen Struktur von Korngrenzen abhängt. Insbesondere Kleinwinkelkorngrenzen und sog. spezielle CSL-Korngrenzen ($\Sigma 1$ - $\Sigma 29$, vgl. Kapitel 3.3.5) weisen relative Minima des Korngrenzendiffusionskoeffizienten auf. Dies kann auf die Leerstellenbildungsenergie, die für spezielle Korngrenzen besonders hoch ist, zurückgeführt werden. Bild 6.51 zeigt ein Beispiel für die Au-Korngren-

zendiffusion in Cu in Abhängigkeit von der Missorientierung mit einem ausgeprägten Minimum im Bereich der symmetrischen $\Sigma 5$ -Missorientierung $\Theta=36,8^\circ$ (aus [421]).

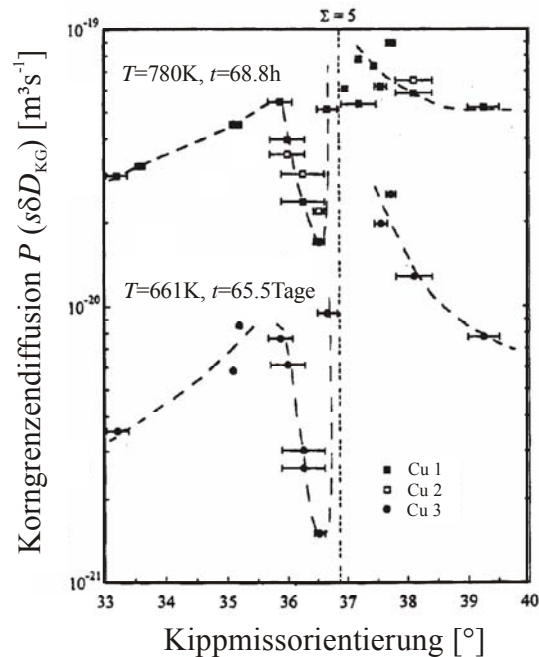


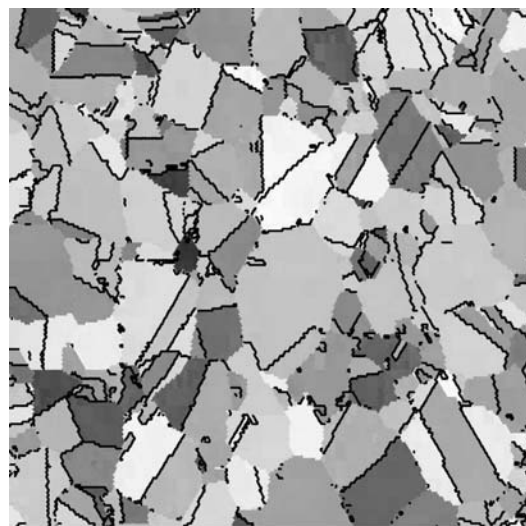
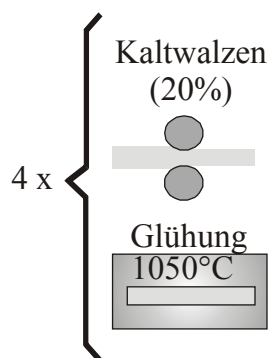
Bild 6.51: Korngrenzendiffusion von ^{195}Au in Cu-Bikristallen in Abhängigkeit von der (symmetrischen) Kippmissorientierung (nach [421], darin ist s der Gleichgewichtssegregationsfaktor und δ die Korngrenzendicke, die für Metalle häufig als $\delta \approx 0,5\text{nm}$ angenommen wird [235]).

Durch eine mehrfach wiederholte thermomechanische Behandlung, bestehend aus Kaltwalzen mit einem Umformgrad von 20% und Rekristallisationsglühen für 1h bei $T=1050^\circ\text{C}$, konnte der Anteil spezieller Korngrenzen im Werkstoff IN718 um einen Faktor zwei gesteigert werden [401] (s. Tabelle 6.2). Dabei erfolgte die quantitative Analyse mit Hilfe der OIM-Technik im Rasterelektronenmikroskop an elektropolierten Proben (vgl. Kapitel 2.3.1). Bild 6.52 zeigt ein Beispiel für die Kornorientierungsverteilung nach der thermomechanischen Behandlung (Grain-Boundary-Engineering). Bedingt durch den relativ geringen Verformungsgrad wurde eine ausgeprägte Rekristallisation verbunden mit einer völligen Gefügebildung vermieden. Die Korngröße entsprach auch nach vierfachem Durchlaufen der thermomechanischen Behandlung noch derjenigen des Ausgangszustands von $d=75\mu\text{m}$.

Der Vergleich der Ergebnisse von Vierpunktbiegeversuchen an Proben der Legierung IN718 im Ausgangszustand (Standard-Wärmebehandlung) und an Proben im thermomechanisch-behandelten Zustand (vierfach) in Bild 6.53 zeigt, dass infolge des höheren Anteils an speziellen Korngrenzen die Inkubationszeit bis zum Einsatz sehr schneller Rissausbreitung zunimmt und die maximale Rissausbreitungsgeschwindigkeit (s. Bild 6.54) deutlich abnimmt. Dies unterstreicht die Beobachtung, dass der Widerstand gegenüber dynamischer Versprödung durch die lokale Korngrenzenstruktur bestimmt ist.

Tabelle 6.2: Anteil spezieller CSL-Korngrenzen ($\Sigma 3$ - $\Sigma 29$) in IN718 im Ausgangszustand und nach unterschiedlich oft angewandter thermomechanischer Behandlung.

Σ -Wert	Anteil an speziellen CSL-Korngrenzen (Längenanteil in %)			
	Ausgangszustand	einmal gewalzt und wärmebehandelt	zweimal gewalzt und wärmebehandelt	viermal gewalzt und wärmebehandelt
3	12.2	13.7	25.1	25.4
5	0.2	0.4	0.4	0.9
7	0.3	0.1	0.5	0.5
9	0.7	0.8	1.0	1.3
11	0.3	0.4	0.8	0.8
13	0.2	0.2	0.4	0.2
15	0.2	0.2	0.3	0.4
17 a,b	0.1	0.2	0.2	0.4
19 a,b	0.2	0.2	0.4	0.3
21 a,b	0.2	0.1	0.2	0.1
23	0.1	0.1	0.1	0.3
25 a,b	0.1	0.1	0.1	0.3
27 a,b	0.2	0.3	0.1	0.4
29 a,b	0.1	0.4	0.3	0.4
gesamt:	14.9	17.3	30.0	31.7

225.0 μm = 45 steps IPF [001]**Bild 6.52:** Mit Hilfe der OIMTM-Technik im Rasterelektronenmikroskop bestimmte Kristallorientierungsverteilung und CSL-Korngrenzen (schwarze Linien) in der Legierung IN718 nach vierfacher Durchlauf der thermomechanischen Behandlung.

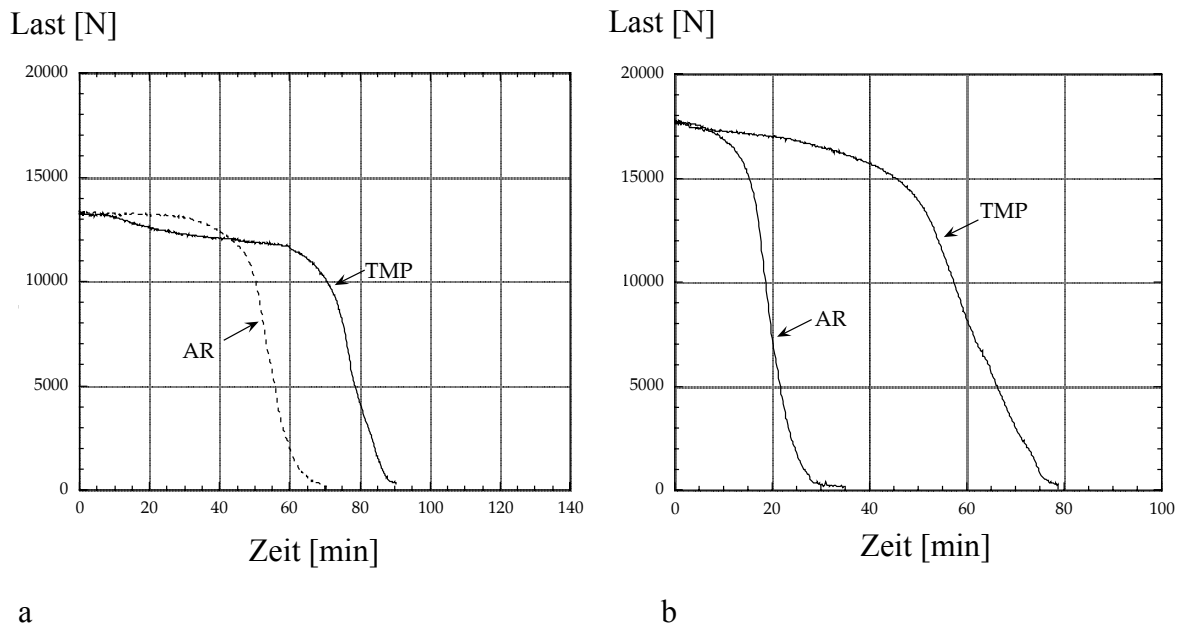


Bild 6.53: Lastrelaxation infolge interkristalliner Rissausbreitung bei $T=650^\circ\text{C}$ in IN718 im Ausgangszustand (AR) und im thermomechanisch-behandelten Zustand (TMP) für zwei unterschiedliche Ausgangsbeanspruchungen (a) $F_0=13.350\text{N}$ ($=3000\text{lb}$) und (b) $F_0=17.800\text{N}$ ($=4000\text{lb}$) unter Vierpunktbiegebeanspruchung (gekerbt, Kerbgrundradius: $100\mu\text{m}$).

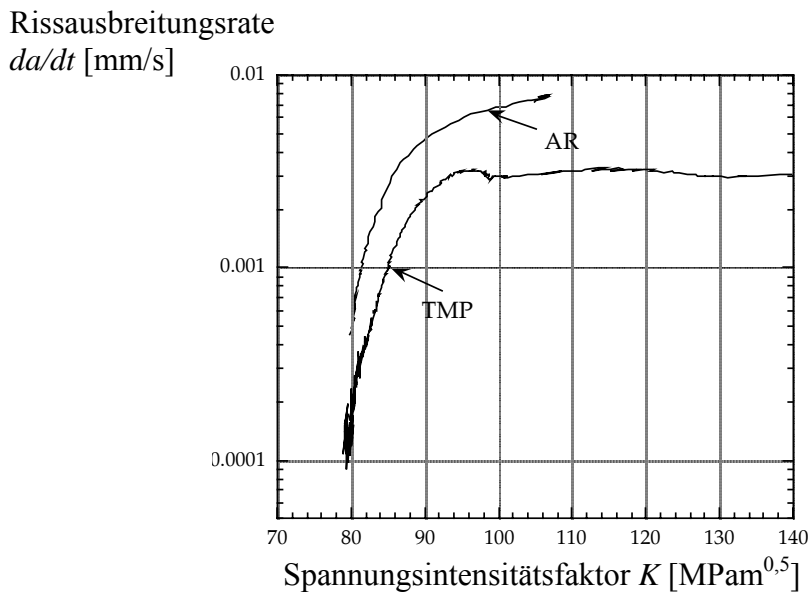
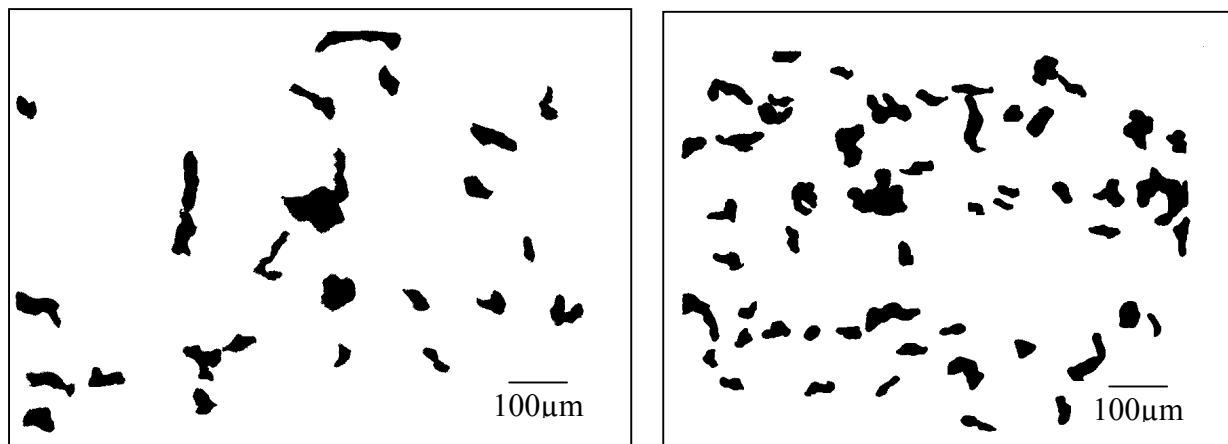


Bild 6.54: Rissausbreitungsrate als Funktion des Spannungsintensitätsfaktors während Vierpunktbiegebeanspruchung unter konstanter Verschiebung der Legierung IN718 im Ausgangszustand (AR) und im thermomechanisch behandelten Zustand (TMP) (entspricht den Ergebnissen in Bild 6.53b).

Die quantitative Auswertung der Bruchflächen der in Bild 6.54 dargestellten Vierpunktbiegeversuche hinsichtlich des Anteils an plastischer Verformung in Bild 6.55 deckt sich mit dem Ergebnis, dass das thermomechanisch behandelte Material mit 41% spezieller Korngrenzen gegenüber dem Ausgangszustand mit 20,9% speziellen Korngrenzen einen höheren Wider-

stand gegenüber quasispröder interkristalliner Rissausbreitung aufweist. Dem höheren Anteil an speziellen Korngrenzen entspricht ein höherer Anteil plastisch versagter Korngrenzen.



a ($A_{pl}=5,7\%$)

b ($A_{pl}=10,5\%$)

Bild 6.55: Quantitative Auswertung plastisch versagter Bereiche (schwarz) in der vorwiegend interkristallinen Bruchfläche von IN718-Vierpunktbiegeproben (a) im Ausgangszustand und (b) im thermomechanisch behandelten Zustand (vgl. Bild 6.54).

Die Möglichkeit, den Widerstand gegenüber dynamischer Versprödung durch Grain-Boundary-Engineering zu erhöhen, weist qualitativ auf den Zusammenhang zwischen Korngrenzenstruktur und Korngrenzendiffusion hin. Um den Zusammenhang zwischen interkristalliner Schädigung und der lokalen Korngrenzenstruktur quantitativ zu erfassen, sind weitere Kriterien (über den bloßen Anteil an speziellen Korngrenzen hinaus) zu beachten.

1. Die lokale Spannung normal zur Rissebene wird durch die geometrische Anordnung der Korngrenzenebene und die elastische Anisotropie (vgl. Kapitel 5) mitbestimmt.
2. Ausgehend von der Annahme, dass ein leichter Sauerstoffzugang nur in zufällige (nicht-spezialisierte) Korngrenzen möglich ist, wird der Widerstand des Werkstoffs gegenüber interkristalliner Schädigung nur indirekt durch den Anteil spezieller Korngrenzen bestimmt. In einer Reihe von Arbeiten [422-429] wird darauf hingewiesen, dass eine möglichst effektive Unterbrechung des Netzwerks an "schwachen" zufälligen Korngrenzen entscheidend für eine positive Beeinflussung des Schädigungsprozesses ist. Palumbo et al. [430] und Kumar et al. [431] schlagen eine statistische Betrachtung vor, in der die wesentliche Größe zur Beurteilung des Widerstands gegenüber interkristalliner Schädigung die maximale Länge eines zusammenhängenden Clusters "schwacher" zufälliger Korngrenzen ist:

$$l_{\max} \propto \frac{1}{\log(1-P)} \quad (\text{nach [430]}) \quad (6.11)$$

Darin ist P die Wahrscheinlichkeit an einem Tripelpunkt, dass ein Korngrenzen-Cluster bestehend aus zufälligen Korngrenzen dort endet.

3. CSL-Korngrenzen werden üblicherweise für ein ganzes Missorientierungsintervall $\Delta\Theta$ entsprechend dem Brandon-Kriterium (Gleichung 2.12) definiert, wobei davon ausgegangen wird, dass innerhalb dieses Intervalls die Übereinstimmung eines entsprechenden Anteils an Gitterplätzen der benachbarten Körner durch geometrische Versetzungen erhalten bleibt. Dies entspricht der Definition für $\Sigma 1$ -Kleinwinkelkorngrenzen, die bis zu einem Winkel von $\Theta_0=15^\circ$ ausschließlich durch geometrische Versetzungen gebildet werden können. Nach Randle [432] und Palumbo sowie Aust [433] kann eine weitere Verbesserung der Materialeigenschaften erreicht werden, wenn die tatsächliche Missorientierung der CSL-Missorientierung möglichst nahe kommt. Anstelle des Brandon-Kriteriums [124] sollte demzufolge das Palumbo-Aust-Kriterium [433] für den Toleranzbereich $\Delta\Theta$ von CSL-Korngrenzen in Abhängigkeit von ihrem Σ -Werts angewendet werden:

$$\Delta\Theta \leq 15^\circ \cdot \Sigma^{-5/6} . \quad (6.12)$$

Eine unmittelbare Korrelation der interkristallinen Rissausbreitung mit der Korngrenzenstruktur ist mit Hilfe von Bikristallexperimenten möglich. Bereits Mutthiah et al. [434] untersuchten den Mechanismus der Sn-induzierten dynamischen Versprödung anhand bikristalliner Vierpunktbiegeproben mit einer symmetrischen $\Sigma 5$ -Kippkorngrenze. Dabei stellten sie fest, dass diese Korngrenze sehr leicht versagt, wenn die Rissausbreitungsrichtung parallel zur Kippachse verläuft. Eine Vierpunktprobe mit Kerb senkrecht zur Kippachse konnte hingegen nicht quasi-spröde gebrochen werden. Eine Ursache für diese Beobachtung könnte eine Kanalwirkung für die Sn-Korngrenzendiffusion, verursacht durch die senkrechte Anordnung der Korngrenzenfehlstellen in senkrechter Anordnung, sein.

Erste Untersuchungen an diffusionsverschweißten Bikristallen der Nickelbasis-Superlegierung IN718 (zur Herstellung s. Kapitel 3.5.4) mit einer $\Sigma 5$ $\langle 031 \rangle$ -(001)-Korngrenze ($\langle 031 \rangle$ -Kippachse senkrecht zur Korngrenze, s. Bild 6.56) und einer zufälligen Großwinkelkorngrenze (Verkippung: $\Phi=37^\circ$, Verdrehung: $\xi=37$) weisen darauf hin, dass spezielle Korngrenzen einen erheblich höheren Widerstand gegenüber dynamische Versprödung haben als zufällige Korngrenzen [383]. Dies zeigen die aus Vierpunktbiegeversuchen unter konstanter Verschiebung bei $T=650^\circ\text{C}$ erhaltenen Lastrelaxationskurven bzw. Rissausbreitungskurven in Bild 6.57. Darüber hinaus konnte hier weder eine ausgeprägte Inkubationszeit noch Anzeichen einer diskontinuierlichen

Rissausbreitung festgestellt werden. Demnach können solche Effekte ausschließlich auf eine Schädigungsakkumulation bzw. auf Rissspitzenentlastungseffekte im Polykristall zurückgeführt werden.

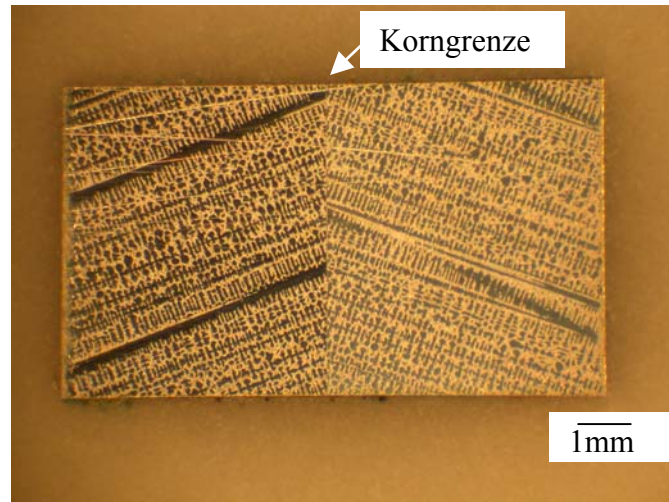


Bild 6.56: Geätzter Querschliff eines IN718-Bikristalls mit einer durch die Dendritenstruktur deutlich sichtbaren symmetrischen $\Sigma 5$ -Kippkorngrenze.

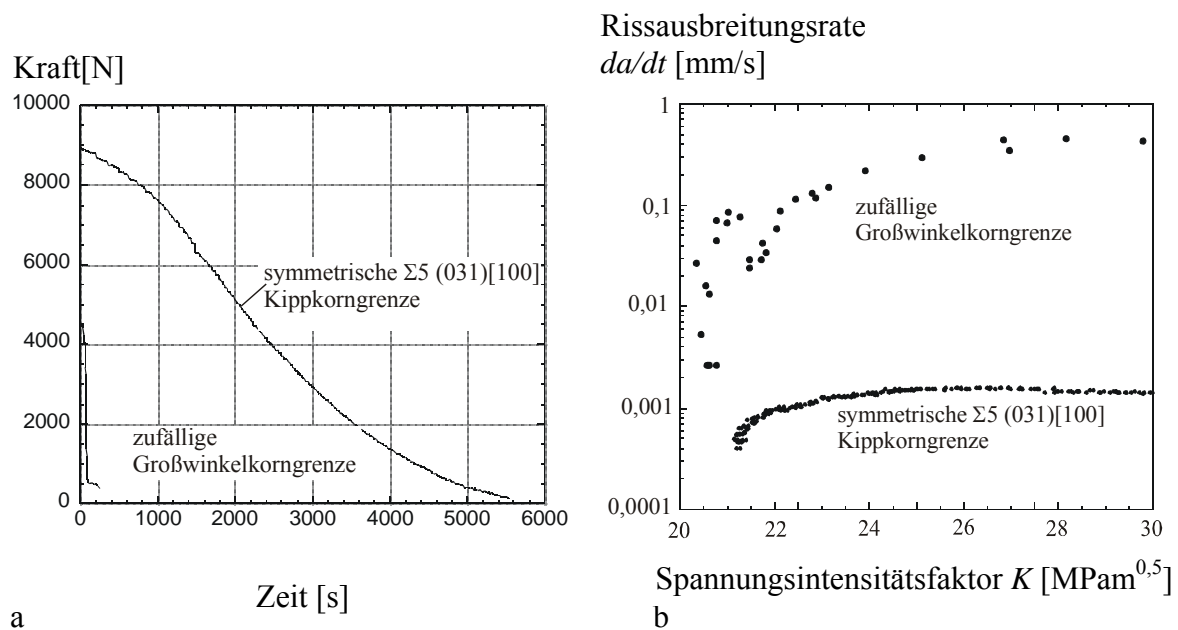
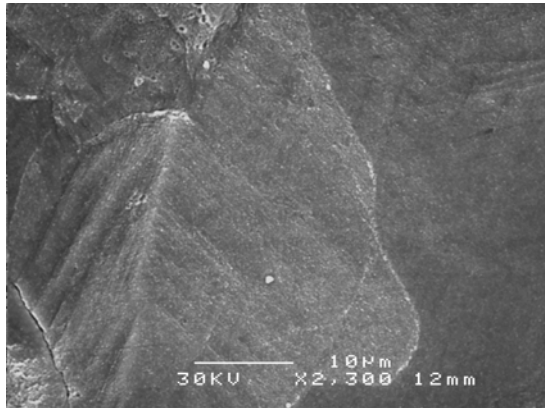


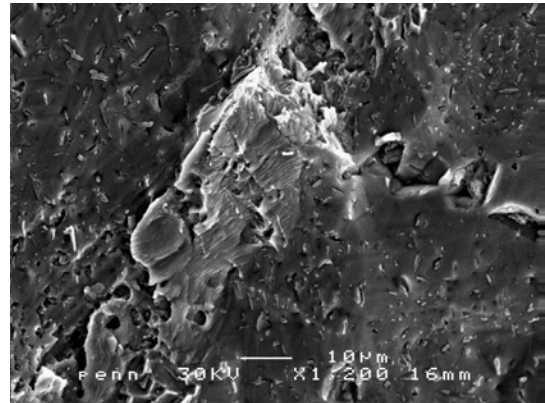
Bild 6.57: (a) Lastrelaxation infolge Rissausbreitung in IN718-Bikristallkorngrenzen und (b) entsprechende Rissausbreitungsraten als Funktion des Spannungsintensitätsfaktors (Vierpunktbiegung, $T=650^{\circ}\text{C}$).

Während sich die Bruchfläche der zufälligen Großwinkelkorngrenze sehr glatt und verformungsfrei darstellt, finden sich auf derjenigen der $\Sigma 5$ -Kippkorngrenze deutliche Anzeichen von plastischer Verformung. Auch wenn hier sicherlich noch umfangreichere und detaillierte Untersuchungen erforderlich sind, deckt sich diese in Bild 6.58 dargestellte Beobachtung mit

der Annahme, dass die Sauerstoffkorngrenzendiffusion in eine spezielle Korngrenze erheblich langsamer verläuft als diejenige in eine zufällig orientierte, nicht-speziielle Korngrenze.



a



b

Bild 6.58: Interkristalline Bruchfläche einer bikristallinen Vierpunktbiegeprobe mit (a) zufällig orientierter Korngrenze und (b) symmetrischer $\Sigma 5$ -Kippkorngrenze.

7 Modellansätze zur Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen Mikrostruktur und Rissausbreitung zur Lebensdauerabschätzung

Eine Lebensdauerabschätzung für technische Bauteile kann grundsätzlich nach dem Nennspannungskonzept, dem Strukturspannungskonzept, dem örtlichen Konzept oder dem Rissausbreitungskonzept erfolgen. Das Nennspannungskonzept basiert auf experimentell ermittelten Wöhlerkurven für bauteilähnliche Geometrien. Handelt es sich um komplexer gestaltete und/oder geschweißte Bauteile verwendet man Formzahlen bzw. mittels FEM berechnete Strukturspannungen [34]. Mit Hilfe von Zählverfahren (vgl. Kapitel 2) wird der tatsächlich zu ertragende Beanspruchungsverlauf in Belastungsgruppen aufgeteilt (Schwingspiele je Belastungshorizont der Gruppe) und über die Palmgren-Miner-Regel (Gl. 2.2) in eine Schadenssumme überführt. Das örtliche Konzept setzt den Fokus auf die höchstbeanspruchte Stelle eines Bauteils. Die dort auftretenden Belastungen können mit Hilfe geeigneter Modelle (im einfachsten Fall die Basquin-Manson/Coffin-Beschreibung der Dehnungswöhlerkurve) einer ertragbaren Lebensdauer zugeordnet werden. Rissfortschrittskonzepte konzentrieren sich in der Regel auf die Abschätzung einer Restlebensdauer rissbehafteter Bauteile unter Anwendung bruchmechanischer Methoden. Dabei haben sich insbesondere die Paris-Gleichung und deren Abwandlungen zur Beschreibung der Ermüdungsrissausbreitung durchgesetzt. Darin wird die Antriebskraft zur Rissausbreitung (Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK oder des zyklischen J -Integrals ΔJ bzw. Z) als Kombination von Beanspruchung und aktueller Risslänge ausgedrückt. Wie in den vorangegangenen Kapiteln mehrfach erwähnt, ist diese Vorgehensweise jedoch auf Fälle beschränkt, bei denen die plastische Zone vor der Risspitze vernachlässigbar gegenüber der Risslänge ist (Anwendungsbereich der linear-elastischen Bruchmechanik) bzw. bei denen die Risslänge groß gegenüber der charakteristischen Mikrostrukturlänge ist (wie z.B. Korn- oder Phasendurchmesser, Anwendungsbereich der elastisch-plastischen Bruchmechanik). Für viele technische Anwendungen ist dies der Fall, da mit der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung (in der Regel Ultraschallprüfung) ohnehin nur Risse ab einer Größenordnung von etwa 500 μm nachgewiesen werden können, die dann zur Restlebensdauerbestimmung herangezogen werden. Anders verhält es sich jedoch bei glatten Konstruktionskomponenten aus hochfesten Werkstoffen (z.B. polierte Wellen oder Zylinderlaufflächen). Hier ist der Großteil der Lebensdauer bereits überschritten, wenn die Risslänge die mikrostrukturelle Dimension verlassen hat und mittels zerstörungsfreier Prüfung detektiert

werden kann. Dies ist schematisch in Bild 7.1a dargestellt. Eine Restlebensdauerabschätzung mit Hilfe herkömmlicher bruchmechanischer Methoden ist in diesem Fall wenig aussagekräftig. Oft sind solche Konstruktionskomponenten zudem hochdynamisch beansprucht (Zyklenzahlen $N > 10^6$) und müssen daher dauerhaft ausgelegt sein, d.h. makroskopische plastische Dehnungen treten auch an den höchstbeanspruchten Stellen eines Bauteils nicht auf. Unter solchen Bedingungen erfordert die Anwendung des örtlichen Konzepts ein mikrostrukturelles Schädigungsmodell.

Alternativ besteht natürlich die Möglichkeit, die Bauteildauerfestigkeit experimentell zu bestimmen; dabei setzt man voraus, dass unterhalb der Dauerfestigkeit keine Rissbildung auftritt bzw. existierende Risse nicht mehr wachsen. Die Nichtwachstumsbedingung für Ermüdungsrisse in Abhängigkeit von deren Länge und der aufgetragenen Beanspruchung kann anschaulich dem Kitagawa-Takahashi-Diagramm entnommen werden (s. Bild 7.1b), wobei Kitagawa und Takahashi [435] davon ausgingen, dass unterhalb einer bestimmten Risslänge a_0 ($a_0 \approx 0,5 \text{ mm}$) die Nichtwachstumsbedingung für Ermüdungsrisse nicht mehr durch die linear-elastische Bruchmechanik (ΔK_{th}), sondern durch die Dauerfestigkeit des Werkstoffs bestimmt wird.

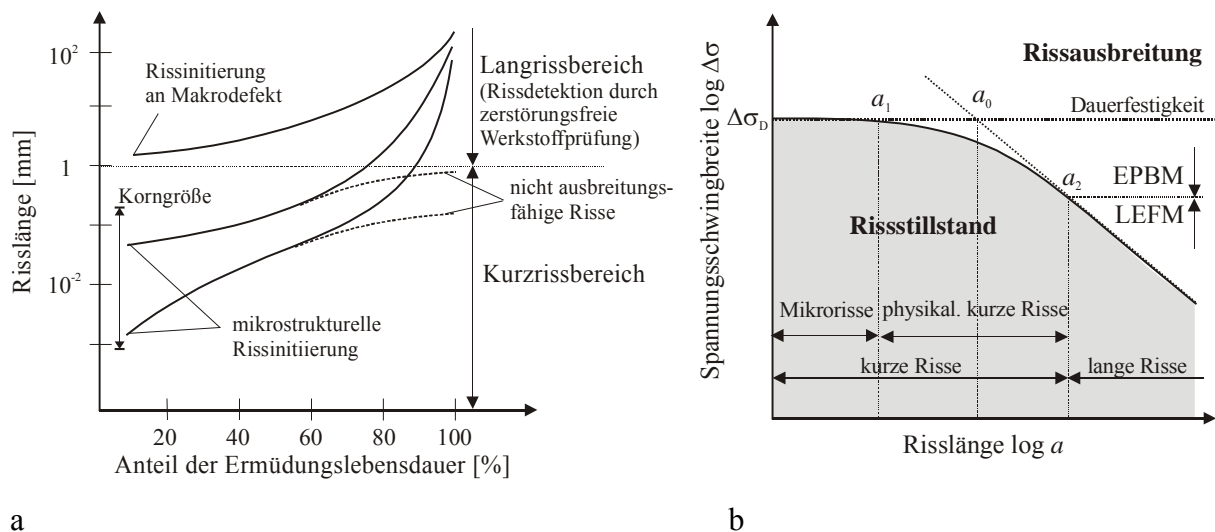


Bild 7.1: Schematische Darstellung der (a) Ermüdungsrisslänge als Funktion der Ermüdungslebensdauer (nach [252]) und (b) des Kitagawa-Takahashi-Diagramms.

Trägt man das Verhalten realer kurzer Risse in einem Kitagawa-Takahashi-Diagramm auf (s. z.B. in [92]) und schematische Darstellung in Bild 7.2), stellt man fest, dass (a) der Schnittpunkt a_0 zwischen der Dauerfestigkeit $\Delta \sigma_D$ und dem Schwellenwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{th} für Langrissausbreitung bereits innerhalb des Rissausbreitungsgebietes liegen und folglich eine daran orientierte Bauteilauslegung nicht-konservativ wäre, und (b) Risse auch bei Spannungen deutlich unterhalb der Dauerfestigkeit $\Delta \sigma_D$ wach-

tumsfähig sind. Bei solchen mikrostrukturell kurzen Rissen ist jedoch mit zunehmender Risslänge eine höhere Spannung für das weitere Wachstum erforderlich, was anhand des Versetzungsaufstaus in der plastischen Zone vor der Rissspitze an einem mikrostrukturellen Hindernis (wie Korn- oder Phasengrenze, vgl. Kapitel 6.2) erklärt werden kann. Doch auch nach Überwinden des mikrostrukturellen Hindernisses wird die Rissausbreitung nicht durch die ΔK_{th} -Gerade des Kitagawa-Takahashi-Diagramms abgebildet, was auf das transiente Riss-schließverhalten und/oder die im Vergleich zur Risslänge noch große plastische Zone zurückgeführt werden kann. Erst ab der Risslänge a_2 lässt sich die Rissausbreitung mit Hilfe der linear-elastischen Bruchmechanik beschreiben, womit häufig auch der Übergang zwischen Kurz- und Langrissverhalten definiert wird [92]. Taylor [436] nimmt als Anhaltswert für a_2 den größeren der beiden Längen zehnfache Korngröße ($a_2=10d$) oder zehnfache Ausdehnung der zyklischen plastischen Zone ($a_2=10r_p$) an (vgl. hierzu auch die Definitionen für den Übergang von Langriss- zu KurZRissverhalten in Kapitel 6.4). Grundsätzlich tritt bei duktilen Werkstoffen der Übergang bei höheren Werten für a_2 auf.

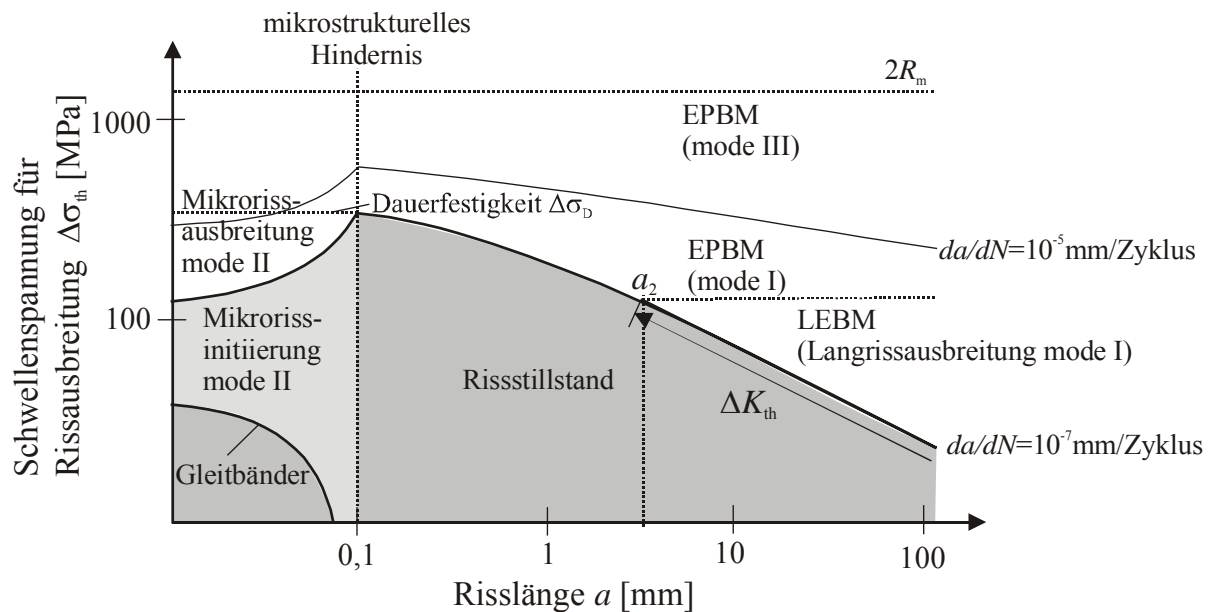


Bild 7.2: Modifiziertes Kitagawa-Takahashi-Diagramm – Ermüdungsdiagramm (schematisch, in Anlehnung an Brown [437]).

Eine einfache Formel für den Schwellenwert der Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors, in der der allmähliche Übergang von der Rissausbreitung im Dauerfestigkeitsbereich zur Rissausbreitung nach der linear-elastischen Bruchmechanik abgebildet wird (in Abhängigkeit von a_0 , s. Bild 7.1b), geben El Haddad et al. [438] an:

$$\Delta K_{th} = \Delta\sigma_{th} \sqrt{\pi(a + a_0)}. \quad (7.1)$$

Sie interpretieren die Größe a_0 als ein Maß für die in Oberflächenkörnern fehlende Dehnungsbehinderung (ebener Spannungszustand) [439]. Obgleich der Ansatz in Gl. 7.1 den allmählichen Abfall der Schwellenspannungsamplitude für Rissausbreitung zwischen a_1 und a_2 (s. Bild 7.1) richtig beschreibt, wird er den tatsächlich ablaufenden Mechanismen der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse nicht gerecht. Die Wechselwirkungen mit der lokalen Mikrostruktur können mit dem Formalismus der linear-elastischen Bruchmechanik nicht abgebildet werden. Die Anwendung von Gl. 7.1 (für die Risstriebkraft ΔK) in einer Rissausbreitungsgleichung (z.B. Gl. 2.5) würde für eine konstante Beanspruchung $\Delta\sigma$ eine mit kleiner werdender Risslänge a abnehmende Rissausbreitungsgeschwindigkeit ergeben. Aus einer Vielzahl von Arbeiten (vgl. Kapitel 6) ist jedoch bekannt, dass genau das Gegenteil der Fall ist, d.h. Mikrorisse wachsen unmittelbar nach ihrer Initiierung häufig mit einer sehr hohen Rissausbreitungsrate, die erst während der Annäherung an ein mikrostrukturelles Hindernis abnimmt.

Die nachfolgenden Kapitel 7.1 bis 7.3 geben eine Übersicht zu einigen Modellen zur KurZRissausbreitung mit dem Schwerpunkt auf demjenigen von Navarro und de los Rios [230] und einer auf numerischer Basis entwickelten Modifikation [440].

7.1 Übersicht: Modelle zur KurZRissausbreitung

In einer Reihe von Arbeiten werden zur Modellierung kurzer Risse bruchmechanische Ansätze beruhend auf dem ΔK -Konzept bemüht (z.B. [177,340,441,442]). Solche Modelle sind in der Lage, das Wachstum physikalisch kurzer Risse durch Berücksichtigung einer plastischen Zone und dem transienten Riss-schließverhalten wiederzugeben; eine den physikalischen Mechanismen gerecht werdende Beschreibung von Mikrorissen ist mit solchen Modellen jedoch nicht möglich. Ein Beispiel für ein bruchmechanisches Modell ist das von McEvily et al. [442] (s. auch [252]), in dem der Spannungsintensitätsfaktor die Spannungskonzentration durch einen Ermüdungsriss mit dem Radius ρ_e beinhaltet. Darüber hinaus wird, um der Ausdehnung der plastischen Zone r_p gerecht zu werden, eine effektive Risslänge $a_{\text{eff}}=a+0,5r_p$ verwendet. Damit folgt für den Spannungsintensitätsfaktor K :

$$K = \left(\left(\sqrt{\frac{\pi \rho_e}{4}} \right) + Y \sqrt{\pi a_{\text{eff}}} \right) \sigma . \quad (7.2)$$

Zur Berücksichtigung der transienten Entwicklung des Riss-schließens verwendet das Modell von McEvily et al. für den Rissöffnungsspannungsintensitätsfaktor K_{op} (vgl. Kapitel 6.3)

einen Exponentialansatz $K_{op}=(1-\exp(-\kappa a))K_{op,max}$ (mit dem Rissöffnungsspannungsintensitätsfaktor $K_{op,max}$ bei vollständig ausgeprägtem Risssschließen und dem materialspezifischen Exponenten κ). Mit der Materialkonstanten C wird die vom Modell verwendete Rissausbreitungsgleichung zu:

$$\frac{da}{dN} = C \left(\Delta K - (1 - \exp(-\kappa a)) K_{op,max} - \Delta K_{eff,th} \right)^2. \quad (7.3)$$

Da die lokale Mikrostruktur, d.h. die Barrierewirkung mikrostruktureller Hindernisse, durch Gl. 7.3 nicht abgebildet wird, fehlt dem Modell von McEvily et al. die häufig experimentell beobachtete oszillierende Zu- und Abnahme der Rissausbreitungsgeschwindigkeit.

Zumindest phänomenologisch wird dies hingegen in dem Modell von Chan und Lankford [443] berücksichtigt. Hier enthält die Rissausbreitungsgleichung das Verhältnis der auf den Gleitebenen der ersten beiden Körner wirkenden Schubspannungen τ_1 und τ_2 in Form einer kristallographischen Funktion $\Phi(\Theta)=1-(\tau_1/\tau_2)$, die zu Null wird, wenn die beiden Schubspannungen gleich sind, also keine Missorientierung der Gleitebenen vorliegt:

$$\frac{da}{dN} = C \Delta K^n \left(1 - \Phi(\Theta) \left(\frac{d-2x}{d} \right)^m \right)^2. \quad (7.4)$$

Darin sind C, n und m Konstanten analog zu denjenigen der Paris-Erdogan Gleichung (Gl. 2.4), d ist der mittlere Barrierenabstand (z.B. Korndurchmesser) und x der Abstand der Risspitze von der Korngrenze. Den Effekt der Orientierungsfunktion auf die Verlangsamung der Rissausbreitung an einer Korngrenze zeigt Bild 7.3a. Ein ähnlicher Ansatz, um die Rissausbreitungsrate mit dem lokalen Gleitwiderstand in Zusammenhang zu bringen, wird von de los Rios et al. [444] vorgeschlagen.

Ein einfaches empirisches und werkstoffspezifisches Modell für die Mikrorissausbreitung unter Berücksichtigung lokaler Barriereeffekte in ferritisch-perlitischem Kohlenstoffstahl wurde von Hobson et al. [445] entwickelt. Dort wird die Rissausbreitung durch zwei semiempirische experimentell angepasste Gleichungen beschrieben. Die erste (Gl. 7.5) erfasst gemessene abnehmende Werte der Oberflächenrissausbreitungsrate $d(2c)/dN$ als Funktion der Oberflächenrisslänge $2c$ und der Beanspruchung $\Delta\sigma$. Der Schnittpunkt der interpolierten Gerade mit der Abszisse ($d(2c)/dN=0$) ergibt die charakteristische Länge d , die dem Abstand mikrostruktureller Barrieren gleichgesetzt werden kann (Korngrenzen, oder im Falle des C-Stahls die Ferrit-Perlit-Grenzen). Die zweite Gleichung (Gl. 7.6) bildet die Rissausbreitung eines physikalisch kurzen Risses in der Form $da/dN=f(\Delta\varepsilon)$ abzüglich einer Konstanten zur Berücksichtigung des Schwellenwertverhaltens (ΔK_{th}):

$$\frac{d(2c)}{dN} = 1,64 \cdot 10^{-34} (\Delta\sigma)^{11,14} (d - 2c) \quad \text{für } 2c < d, \quad (7.5)$$

$$\frac{d(2c)}{dN} = 4,1 \cdot (\Delta\varepsilon)^{2,06} 2c - 4,24 \cdot 10^{-3} \quad \text{für } 2c > d. \quad (7.6)$$

Hierin sind die Längen in μm und die Spannung in MPa einzusetzen. Ein Anwendungsbeispiel zeigt Bild 7.3b. Der Nachteil dieses Modells liegt darin, dass der Übergang zu mikrostrukturunabhängigen Risswachstum (physikalisch kurzer Riss) bereits nach Überwinden der ersten Barriere stattfindet. In den meisten Fällen erstrecken sich die Wechselwirkungen zwischen Riss und Mikrostruktur jedoch über mehrerer Korndurchmesser und sind zudem von der jeweiligen Gleitorientierung und den Korngeometrie abhängig. Mit Hilfe einer Parametrisierung der charakteristischen Länge d zu d_i ($i=1..4$) passten Murtaza und Akid [446] das Modell von Hobson et al. derart an, dass das Risswachstum an vier aufeinanderfolgenden mikrostrukturellen Barrieren abgebremst wird, bevor der Übergang zu einer Langrissausbreitungsgleichung erfolgt.

Ein analytisches Modell zur Erfassung des Barriereeffekts von Korngrenzen auf die Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse wurde von Taira, Tanaka und Nakai [447] auf der Basis der Theorie der verteilten Versetzungen nach Bilby et al. [61] vorgeschlagen und in einer Reihe von Arbeiten um weitere Wechselwirkungen mit der Mikrostruktur, wie z.B. die Entwicklung des Rissschließens, ergänzt [448-450]. Grundsätzlich wird hier von einem Mikroriss mit der Länge $2a$ in der Mitte eines Kornes mit dem Durchmesser von d entweder entlang eines Gleitbandes oder durch Aktivierung alternierender Gleitsysteme ausgegangen. Die Ausdehnung der plastischen Zone ist dabei $\omega=c-a$ (vgl. Bild 7.4a). Tanaka et al. unterscheiden drei Fälle: (i) Der Riss befindet sich mit seiner plastischen Zone innerhalb des ersten Kornes im Gleichgewicht (Lösung nach Bilby et al. [61]), (ii) die plastische Zone wird von der ersten Korngrenze blockiert (Lösung nach Taira et al. [447]) und (iii) das Gleitband hat die erste Korngrenze überschritten (Lösung nach Tanaka und Akiwa [451]).

Demzufolge breitet sich ein an den Korngrenzen blockiertes Gleitband dann in die Nachbarkörner aus, wenn durch die aufgebrachte Spannung σ ein für die Korngrenze charakteristischer Schwellenwert K_{crit}^m überschritten wird. Dies kann durch folgende Gleichung für den mikrostrukturellen Spannungsintensitätsfaktor K^m zum Ausdruck gebracht werden:

$$K^m = \sigma \sqrt{\pi c} \left[1 - \frac{2\tau_{\text{frl}}}{\pi\sigma} \arccos\left(\frac{a}{c}\right) \right] > K_{\text{crit}}^m \quad (7.7)$$

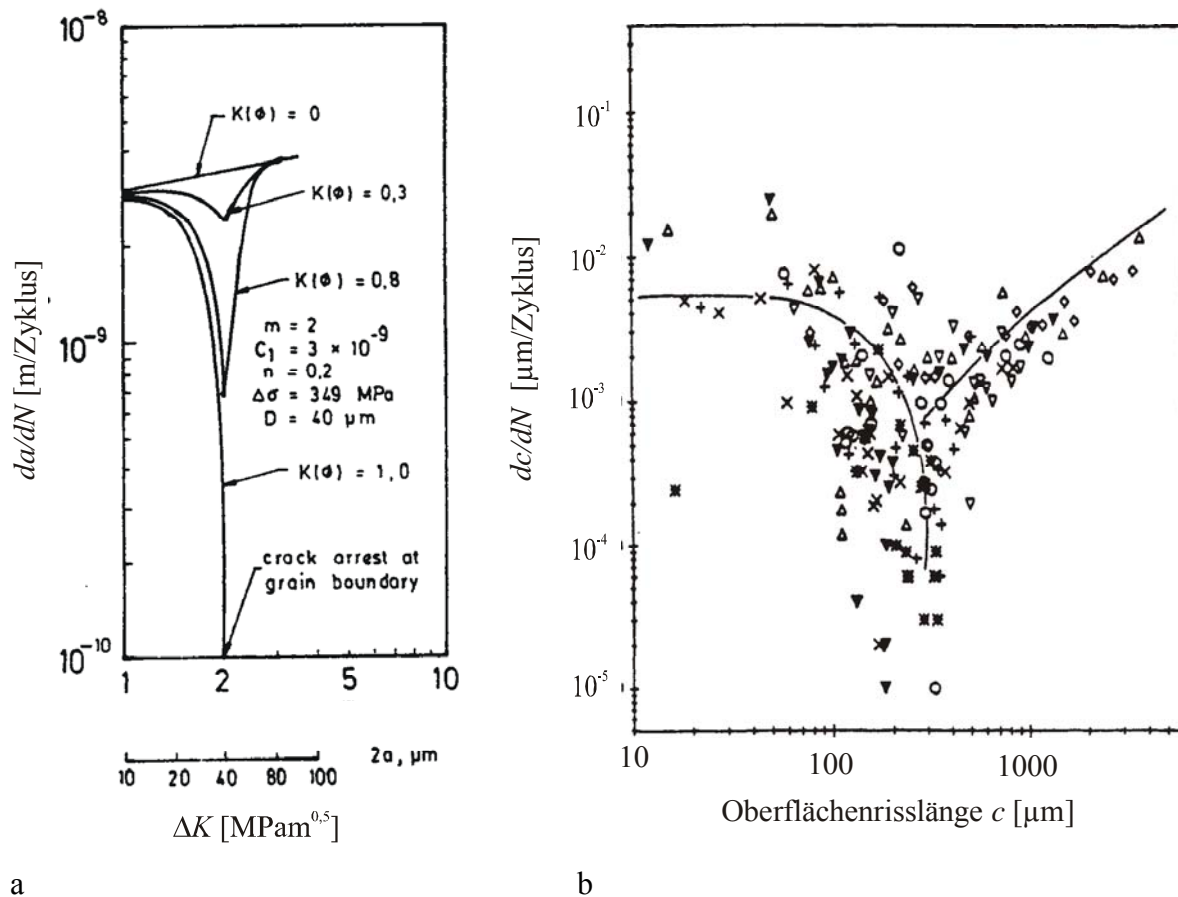


Bild 7.3: Berechnete Ausbreitungsraten mikrostrukturell kurzer Risse – (a) nach dem Modell von Chan und Lankford [443] und (b) nach Modell von Hobson (aus [252]).

Darin ist τ_{fr1} die Reibungsspannung in Korn 1, die der aus der aufgebrachtten Schubspannung τ_a resultierenden Versetzungsbewegung auf dem Gleitband entgegenwirkt. Die Barrierewirkung der Korngrenzen gegenüber Gleitbandausbreitung hängt von der Schwierigkeit ab, plastische Verformung im Nachbarkorn zu erzeugen. Nach Tanaka et al. [450] lässt sich dies durch eine Reibungsspannung τ_{fr2} beschreiben, in der der Unterschied in den resultierenden Schubspannungen für die Körner 1 und 2 Berücksichtigung findet ($\tau_{fr2} = \tau_{r1} - \tau_{r2} + \tau_{fr1}$). Für die Ausbreitung der plastischen Zone $w=c-a$ über die ersten Korngrenzen hinaus gilt [448,450]:

$$\frac{\pi}{2} \sigma_a - \tau_{fr1} \arccos\left(\frac{a}{c}\right) - (\tau_{fr2} - \tau_{fr1}) \arccos\left(\frac{d}{4c}\right) = 0 \quad (7.8)$$

Für den Fall, dass die Reibungsspannungen (auf die Richtung der Gleitbänder bezogene Fließgrenze) aller Körner gleich sind, ist Gl. 7.8 identisch mit dem Dugdale-Modell [59] (vgl. Gl. 2.43, $\tau_{fr1} \Rightarrow \sigma_Y$). Tanaka et al. [450] wenden die oben unter (i)-(iii) erwähnten Lösungen für die Versetzungsverteilung entlang eines Risses und der plastischen Zone für die Bestimmung der Risspitzenöffnungsverschiebung (CTOD \Rightarrow normalspannungsbestimmte Mode I-Rissausbreitung) und die Risspitzenleitverschiebung (crack-tip slide displacement,

CTSD => schubspannungsbestimmte Mode II-Rissausbreitung) an (s. Bild 7.4b). Für die Ermüdungsrissausbreitung kann schließlich folgendes Rissausbreitungsgesetz angegeben werden:

$$\frac{da}{dN} = B(\Delta\text{CTOD})^m \quad (7.9)$$

wobei die Konstante B den für die Rissausbreitung effektiven Anteil von ΔCTOD bzw. ΔCTSD (nichtreversibler Gleitanteil, vgl. Kapitel 6) und der Exponent m eine mögliche Abhängigkeit zwischen ΔCTOD und B [452] repräsentieren.

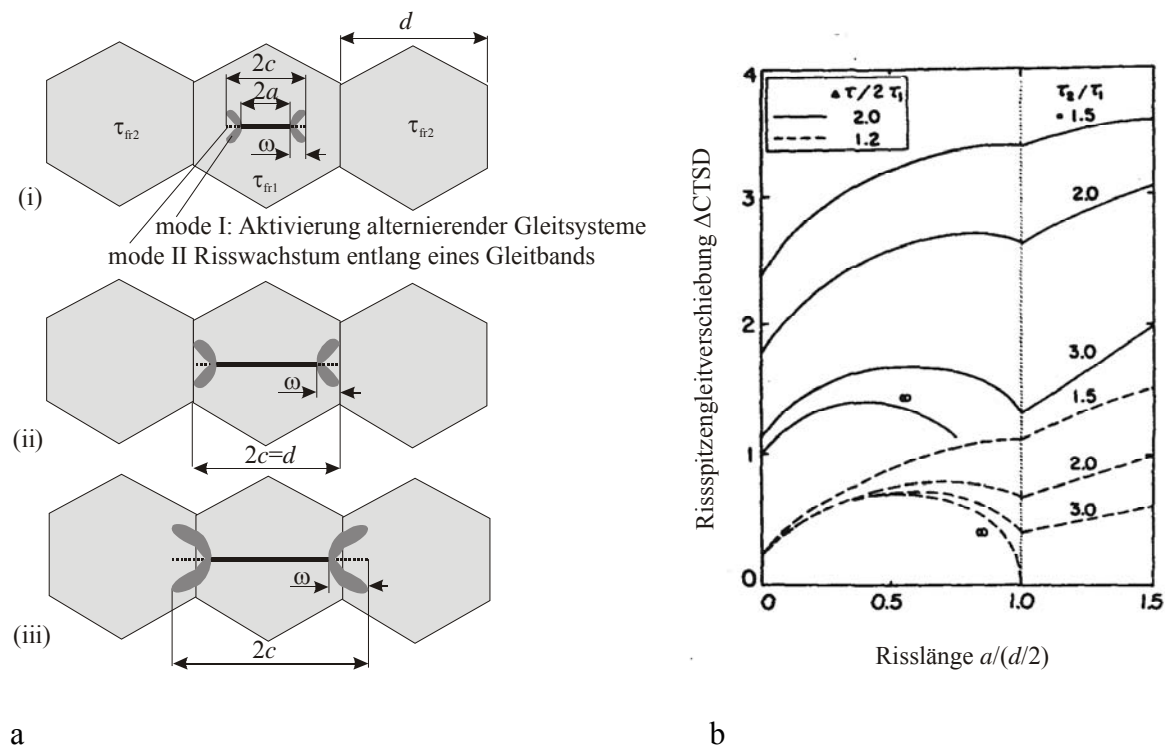


Bild 7.4: (a) Schematische Darstellung des Modells von Tanaka et al. [447] und (b) berechnete Risspitzen-Gleitverschiebung ΔCTSD in Abhängigkeit von der auf den halben Korndurchmesser $d/2$ bezogenen halben Risslänge a (nach [450]).

Bei den hier vorgestellten Modellen zur Berechnung der Rissausbreitungsgeschwindigkeit kurzer Risse handelt es sich natürlich nur um einige Beispiele aus einer Vielzahl von Modellierungsansätzen. Einen guten Überblick vermittelt die Dissertation von Anthes [331], in der auch ein eigenständiges Schädigungsmodell auf der Basis des Konzepts des zyklischen J -Integrals entwickelt wurde.

7.2 Das Modell von Navarro und de los Rios

Das Modell von Navarro und de los Rios, das in seinem wesentlichen Aufbau 1988 in [230,453] veröffentlicht wurde, ist eine Weiterentwicklung der Ideen von Dugdale [59], Bilby et al. [61] und Taira et al. [447] und bildet die Grundlage für die in Kapitel 7.3 beschriebene Entwicklung eines numerischen Kurzrisssmodells [440].

Das Modell ist in der Lage, sowohl die mit zunehmender Risslänge abnehmende Barrierewirkung von Korngrenzen als auch den Einfluss der kristallographischen Orientierungsbeziehungen zwischen Nachbarkörnern mit Hilfe eines Orientierungs-Faktors m^* zu berücksichtigen. Durch zahlreiche Erweiterungen, wie der Einbeziehung der Gleitbandverfestigung (Xin et al. [454]), die Berücksichtigung variabler Amplituden (James und de los Rios [455]), die Übertragung auf Verbundwerkstoffe (de los Rios et al. [456]) sowie die Verwendung ansteigender (de los Rios et al. [457]) oder individueller Orientierungsfaktoren (Wilkinson [458]), hat sich das Modell von Navarro und de los Rios als das leistungsfähigste analytische Konzept zur mechanismenorientierten Lebensdauervorhersage bewährt.

Ausgegangen wird von einem Anriss (z.B. an einem Einschluss initiiert) mit der Länge $2a$ in der Mitte eines Korns mit dem Durchmesser d . Vor den beiden (symmetrischen) Risspitzen befindet sich eine plastische Zone der Länge $2c$ (s. Bild 7.5). Diese Situation entspricht im einfachsten Fall dem Fließstreifenmodell (vgl. Kapitel 2.3.2, Dugdale [59]) für einen normalspannungsbeanspruchten Riss in einem unendlichen Halbraum mit den Randbedingungen: $\sigma=0$ innerhalb des Risses ($x \leq |a|$) und $\sigma=\sigma_Y$ innerhalb des Fließstreifens ($|a| < x \leq |c|$). Eine detailliertere Beschreibung der begrenzten plastischen Verformung vor einer Risspitze (Fließstreifen) liefert die Methode der kontinuierlich verteilten Versetzungen (Bilby et al. [61], BCS-Modell). Dabei wird der Riss und die plastische Zone durch eine eindimensionale Versetzungsverteilung entlang eines Gleitbands beschrieben (wobei in der ursprünglichen Arbeit von Bilby et al. die Gleitbänder mathematischen Charakter mit makroskopischer Plastizität haben und nicht als kristallographische Gleitebenen mit physikalischen Versetzungen angesehen wurden). Dabei muss die Bedingung erfüllt werden, dass im Gleichgewicht die resultierende Schubspannung auf jede einzelne Versetzung der Reibungsspannung entspricht (eine kurze Betrachtung der elastischen Theorie der Versetzungen befindet sich in Kapitel 4). Betrachtet man einen in Mode II mit der äußeren (resultierenden) Schubspannung τ_a beanspruchten Riss (in analoger Weise gilt die folgende Betrachtung auch für Mode I- und Mode

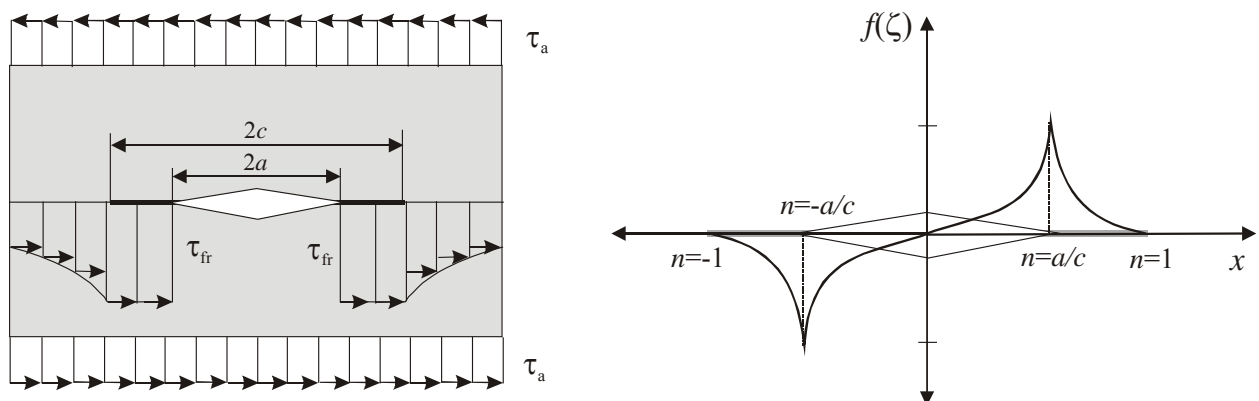
III-Risse), so gilt für die Schubspannungen in der plastische Zone in Abhängigkeit von der normalisierten Koordinate $\zeta=x/c$ und der Versetzungsdichteverteilung $f(\zeta)$ die folgende Integralgleichung [61]:

$$\tau(\zeta) = A \cdot \int_{-1}^1 \frac{f(\zeta')}{\zeta - \zeta'} d\zeta' + \tau_a. \quad (7.10)$$

Die Konstante A beinhaltet für die hier betrachtete Verteilung von Stufenversetzungen den Schubmodul G , das Poisson-Verhältnis ν und den Betrag des Burgers-Vektors b mit $A = Gb/[2\pi(1-\nu)]$ für Stufenversetzungen bzw. $A=Gb/2\pi$ für Schraubenversetzungen. Mit den oben genannten Randbedingungen und der Annahme, dass außerhalb der plastischen Zone (für $|x|\geq|c|$ bzw. $|\zeta|\geq 1$) die Versetzungsdichte $f(|\zeta|>1)=0$ ist, erhält man mit Hilfe von Gl. 7.10 die Versetzungsdichteverteilung (nach Bilby et al. [61]):

$$f(\zeta) = \frac{\tau_{fr}}{\pi^2 \cdot A} \cdot \left[\operatorname{arcosh} \left(\left| \frac{1-n \cdot \zeta}{n-\zeta} \right| \right) - \operatorname{arcosh} \left(\left| \frac{1+n \cdot \zeta}{n+\zeta} \right| \right) \right] \quad (7.11)$$

Darin gibt der Parameter n das Verhältnis von Risslänge zu Länge der plastischen Zone $n=a/c$ an; τ_{fr} ist die Reibungsspannung, die der Bewegung der Versetzungen im Gleitband entgegenwirkt und die im Bereich des Risses zu Null gesetzt wird. Bild 7.5 zeigt schematisch die Versetzungsdichteverteilung nach dem BCS-Modell.



a

b

Bild 7.5: (a) Riss (Länge $2a$) mit plastischer Zone (Länge $2c$) unter Mode II-Beanspruchung und (b) Versetzungsdichteverteilung nach Bilby, Cottrell und Swinden [61].

Wenn die aufgebrauchte Schubspannung τ_a jedoch die Reibungsspannung τ_{fr} überschreitet, würden nach dem BCS-Modell die Versetzungen ins Unendliche laufen. Das wird jedoch durch die Barrierewirkung der Korngrenzen verhindert. Mathematisch kann dies durch eine Ergänzung von Gl. 7.11 mit einen zusätzlichen Term erfolgen, der eine Blockierung der an-

führenden Versetzung zum Ausdruck bringt, woraus sich eine Singularität der Versetzungsdichte an den Barrieren ergibt [230]. Die Versetzungsdichteverteilung (s. Bild 7.6) für die unbegrenzte Lösung nach Navarro und de los Rios [230] ergibt sich zu:

$$\begin{aligned}
 f(\zeta) = & \frac{\tau_{fr}}{\pi^2 \cdot A} \cdot \left[\operatorname{arcosh} \left(\left| \frac{1-n \cdot \zeta}{n-\zeta} \right| \right) - \operatorname{arcosh} \left(\left| \frac{1+n \cdot \zeta}{n+\zeta} \right| \right) \right] + \\
 & + \frac{\tau_{fr}}{\pi^2 \cdot A} \cdot \frac{\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \left[2 \cdot \arcsin(n) + \pi \cdot \left(\frac{\tau_a}{\tau_{fr}} - 1 \right) \right].
 \end{aligned} \quad (7.12)$$

Die Lösung ist identisch mit dem BCS-Modell, wenn der zweite Term in Gl. 7.12, der die Singularität am Ende der plastischen Zone $|\zeta|=1$ zum Ausdruck bringt, verschwindet. Dies ist dann der Fall, wenn die Reibungsspannung größer als die aufgebrauchte Spannung $\tau_{fr} > \tau_a$ ist und die Versetzungen die Barriere (Korngrenze) gar nicht erreichen. Für das Verhältnis $n=a/c$ gilt dann:

$$n_{\text{BCS}} = \cos \left(\frac{\pi \tau_a}{2 \tau_{fr}} \right). \quad (7.13)$$

In dem Modell von Navarro und de los Rios wird die Ausbreitung der plastischen Zone immer für ganze Körner vorgenommen, d.h. sobald die Spannung auf ein Gleitsystem im Nachbarkorn einen kritischen Wert überschreitet, springt die plastische Zone über und durchmisst als Gleitband das komplette Korn. Für die Ausdehnung der plastischen Zone im i -ten Korn und das Verhältnis n_{NR} gilt demnach (vgl. Bild 7.6):

$$c = i \frac{d}{2}, \quad i = 1, 3, 5, \dots \quad n_{\text{NR}} = \frac{2a}{id}. \quad (7.14)$$

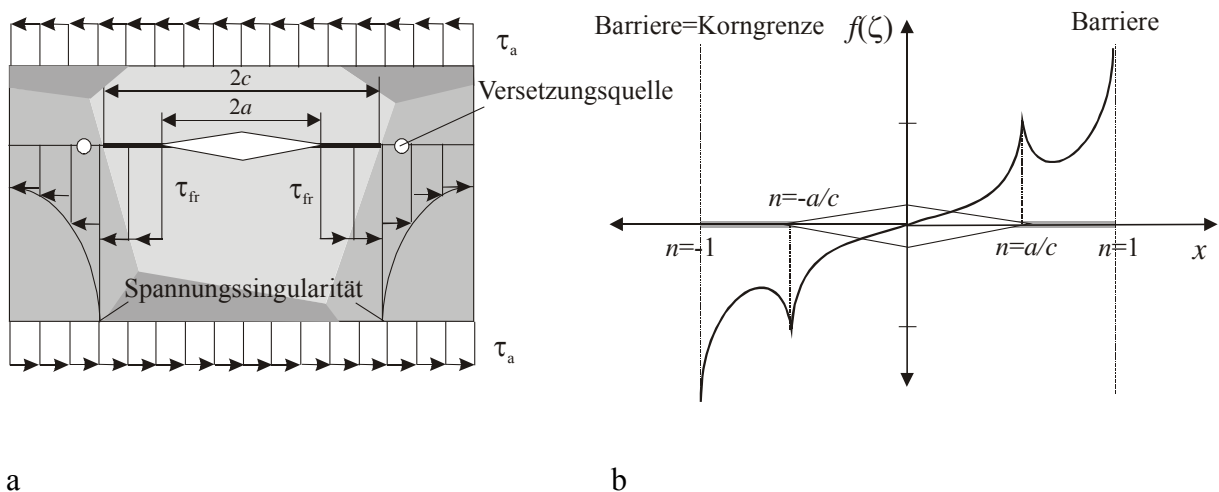


Bild 7.6: Riss (Länge $2a$) mit an Korngrenze blockierter plastischer Zone (Länge $2c$) unter Mode II-Beanspruchung (a) und zugehörige Versetzungsdichteverteilung nach Navarro und de los Rios [230].

Für eine gegebene Risslänge a kann nun das Verhältnis n gemäß Gl. 7.13 (BCS-Lösung) und Gl. 7.14 (unbegrenzte Lösung) bestimmt werden. Nach Wilkinson [458] sollte für den Fall, dass $n_{\text{BCS}} < n_{\text{NR}}$, die Lösung nach Bilby et al. (Gl. 7.11) zur Rissausbreitungsberechnung verwendet werden.

Die Rissausbreitung wird im Modell von Navarro und de los Rios ebenfalls durch ein Potenzgesetz in Abhängigkeit von der zyklischen plastischen Risspitzenverschiebung analog zu Gl. 7.9 beschrieben

$$\frac{da}{dN} = B(\Delta\text{CTSD})^m, \quad (7.15)$$

wobei nach [455,459] der Vorfaktor A zur Anpassung an experimentelle Daten in eine lineare Funktion von der aufgebrachten Spannung gebracht werden kann $A=A_1+A_2\tau_a$.

Die Rissspitzengleitverschiebung ΔCTSD erhält man durch Integration der Versetzungsdichteverteilung $f(\zeta)$ (Gl. 7.12) über die plastische Zone ($\zeta=a/c$ bis $\zeta=1$) und Multiplikation mit dem Betrag b des Burgers-Vektors (das Verhältnis n in den nachfolgenden Gleichungen entspricht n_{NR} gemäß Gl. 7.14):

$$\Delta\text{CTSD} = \frac{4b\tau_{\text{fr}}c}{\pi^2 A} \left[n \cdot \ln(1/n) + \sqrt{1-n^2} \left(\arcsin(n) + \frac{\pi}{2} \cdot \left(\frac{\Delta\tau_a}{\tau_{\text{fr}}} - 1 \right) \right) \right] \quad (7.16)$$

Das Überspringen der plastischen Zone auf das Nachbarkorn findet statt, wenn dort in einem Abstand r_0 von der Korngrenze (s. Bild 7.7) die durch den Versetzungsaufstau resultierende Spannung S einen kritischen Wert S_{crit} erreicht. Durch Lösen des Integrals Gl. 7.10 für den Ort r_0 entsprechend $\zeta_0=1+2r_0/d$ kann die Spannung S (ζ_0) wie folgt angegeben werden [454,459]:

$$S(\zeta_0) = \beta\tau_a + \tau_{\text{fr}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \arctan\left(\frac{n}{\beta\sqrt{(1-n^2)}} \right) \right] - \frac{2}{\pi} \arccos(n), \quad (7.17)$$

$$\text{mit } \beta = \frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 - 1}}.$$

Die kritische Spannung an der Stelle r_0 kann als Triebkraft verstanden werden, die erforderlich ist, um die Versetzungsbewegung oder Versetzungsmultiplikation nach dem Frank-Read-Mechanismus (vgl. Kapitel 4.2) im Nachbarkorn zu aktivieren. Die Länge r_0 ist in der Literatur nur vage definiert, z.B. als Breite eines Gleitbandes [230] oder als charakteristische Länge einer Frank-Read-Quelle [453] und dürfte in der Größenordnung zwischen $r_0=0,1\dots 1\mu\text{m}$ [230] oder 1% der Gleitbandlänge [230,453] liegen. Natürlich hängt die Gleitaktivierung im

Nachbarkorn auch von der jeweiligen Orientierung der Gleitsysteme, d.h. von der kristallographischen Orientierung, ab. Dem wird im Modell von Navarro und de los Rios über einen Orientierungsfaktor m^* Rechnung getragen. Zum Überspringen der plastischen Zone in die benachbarten Körner muss demzufolge folgende Bedingung erfüllt sein:

$$S(\zeta_0) \geq m^* S_{\text{crit}}. \quad (7.18)$$

Streng genommen sollte der Faktor m^* in einer realen Mikrostruktur von Korn zu Korn variieren. Wilkinson verwendet dazu gemessene Orientierungsverteilungen und bestimmt dabei den Orientierungsfaktor für die Überwindung der i -ten Korngrenze aus der Orientierung des jeweiligen Nachbarkorns als Reziprokwert dessen minimalen Schmid-Faktors $M_{S,i}$:

$$m_i^* = \min \frac{1}{M_{S,i}} = \min \left(\frac{1}{(\vec{F}_e \vec{n}_{\text{crys}})(\vec{F}_e \vec{s})} \right). \quad (7.19)$$

Darin sind \vec{F}_e , \vec{n}_{crys} und \vec{s} die Einheitsvektoren der Kraft, der Gleitebenennormale und der Gleitrichtung der verschiedenen Gleitsysteme in Korn i . Navarro und de los Rios verwendeten in [230] für den Orientierungsfaktor zunächst eine Mittelung der Schmid-Faktoren für Einfachgleitung, wonach man für kubische Kristalle einen Orientierungsfaktor von $m^*=2,24$ erhält (entspricht dem Sachs-Faktor M_{Sa} , vgl. Kapitel 4.2). Realitätsnaher ist jedoch die Annahme, dass für das erste Korn der Orientierungsfaktor klein ist und bei $m_1^*=1 \dots 2$ liegt, da die Rissinitiierung dort startet, wo die resultierende Schubspannung maximal ist. Zunächst wird der Orientierungsfaktor stark von der lokalen kristallographischen Orientierung abhängen, bei weiterer Rissausbreitung wird er bedingt durch Mehrfachgleiten einen orientierungsunabhängigen, konstanten Wert von ca. $m^*=3,1$ annehmen (entspricht dem Taylor-Faktor M_{Ta} , vgl. Kapitel 4.2 und [458]). Xin et al. [454] beschreiben diese Entwicklung mit einer einfachen logarithmische Funktion:

$$\frac{m_i^*}{m_1^*} = 1 + \ln(i). \quad (7.20)$$

Die noch unbekannte Größe S_{crit} in Gl. 7.18 lässt sich eliminieren, indem man in Gl. 7.17 $n=1$ setzt [459]. Unter dieser Bedingung reicht die aufgebrachte Spannung gerade nicht aus, um das Überspringen der plastischen Zone auf das Nachbarkorn zu bewirken. Für das erste Korn kommt diese Situation der Dauerfestigkeit $\Delta\sigma_D$ gleich, für alle weiteren Körner einer risslängenabhängigen Dauerfestigkeit $\Delta\sigma_{Di}$ (vgl. Kitagawa-Takahashi-Diagramm, Bild 7.1b). Damit vereinfacht sich Gl. 7.17 mit Gl. 7.18 zu:

$$S(\zeta_{0,1}) = \beta_1 \Delta \sigma_D = m_1^* S_{\text{crit}} \quad \text{bzw.} \quad S(\zeta_{0,i}) = \beta_i \Delta \sigma_{D,i} = m_i^* S_{\text{crit}} . \quad (7.21)$$

Verknüpfung der Gl. 7.21 und Einsetzen in Gl. 7.17 (vgl. [459]) liefert das Kriterium für das Überspringen der plastischen Zone in die Nachbarkörner bei Erreichen von n_i^c :

$$\frac{\pi}{2} \left[\frac{\Delta \tau_a}{\tau_{\text{fr}}} \left(1 - \frac{\beta_1 m_1^* \Delta \sigma_D}{\beta_i m_i^* \Delta \tau_a} \right) + \frac{1}{\beta_i} \left(1 - \frac{2}{\pi} \arctan \left(\frac{n_i^c}{\beta_i \sqrt{(1 - n_i^{c2})}} \right) \right) \right] - \arccos(n_i^c) \geq 0 . \quad (7.22)$$

Der in [459] entwickelte Algorithmus zur Implementierung des Rissausbreitungsmodells nach Navarro und de los Rios [230,453,454] in die Simulations-Software MATLAB lässt sich nun wie folgt zusammenfassen (vgl. Bild 7.7):

- Zunächst wird n_i^c und n_{i+2}^c mit Hilfe Gl. 7.22 und einem numerischen Nullstellensuchverfahren (MATLAB) bestimmt. Wenn der kritische Wert n_i^c erreicht ist, springt die plastische Zone auf das Nachbarkorn über (Vergrößerung der plastischen Zone um $2d$ bei gleichbleibender Risslänge, Bild 7.7a) und der Startwert für die weitere Berechnung beträgt $n_{i+2}^s = n_i^c (i/i + 2)$.
- Die Rissausbreitungsrate da/dN in Abhängigkeit von der Risslänge a (variiert mit n) ergibt sich nun aus dem Rissausbreitungsgesetz (Gl. 7.15) in Abhängigkeit von ΔCTSD (Gl. 7.16). Integration von Gl. 7.15 zwischen n_i^s und n_i^c liefert die in Korn i ertragbare Zyklenzahl ΔN_i ($n_i^s = 0$, n_i gibt bei konst. plastischer Zone $c_i = i \cdot d$ die Risslänge a_i wieder).
- Die Rissausbreitungsgeschwindigkeit hängt erheblich von dem Parameter $n_i = a_i/c_i$ ab, d.h. von dem Abstand der Rissspitze von der Korngrenze (da die Ausbreitung der plastischen Zone mit den Korndurchmessern zusammenfällt). Wird dieser Abstand (=verbleibende plastische Zone vor der Rissspitze) sehr klein, nimmt ΔCTSD und damit auch da/dN ab (s. Bild 7.7b). Sobald jedoch ein kritisches Verhältnis n_i^c erreicht ist, wird die Versetzungsquelle in den Nachbarkörnern aktiviert und die plastische Zone dehnt sich auf beiden Seiten des Risses um jeweils einen Korndurchmesser aus. Damit ist n_{i+2}^s schlagartig um einen Faktor $i/i+2$ kleiner als n_i^c und die Rissausbreitungsrate nimmt entsprechend zu. Mit zunehmender Risslänge (zunehmende Anzahl i beteiligter Körner) gleicht sich demnach die jeweils untere und obere Rissausbreitungsrate an, was als allmählicher Übergang von der Kurz- zur Langrissphase interpretiert werden kann [460]. Dies kommt in Bild 7.7b zum Ausdruck.

- Als Abbruchkriterium kann eine kritische Risslänge herangezogen werden, die entweder zum Bauteilversagen oder zum Übergang zu Langrissverhalten führt (2-Stufen-Modell). Letzteres wird auch für den Fall angenommen, wenn sich die plastische Zone über mehr als einen Korndurchmesser vor der aktuellen Risspitze erstreckt. Dies ist der Fall, wenn $a_{i+2}^c < (i + 2)(d/2)$.

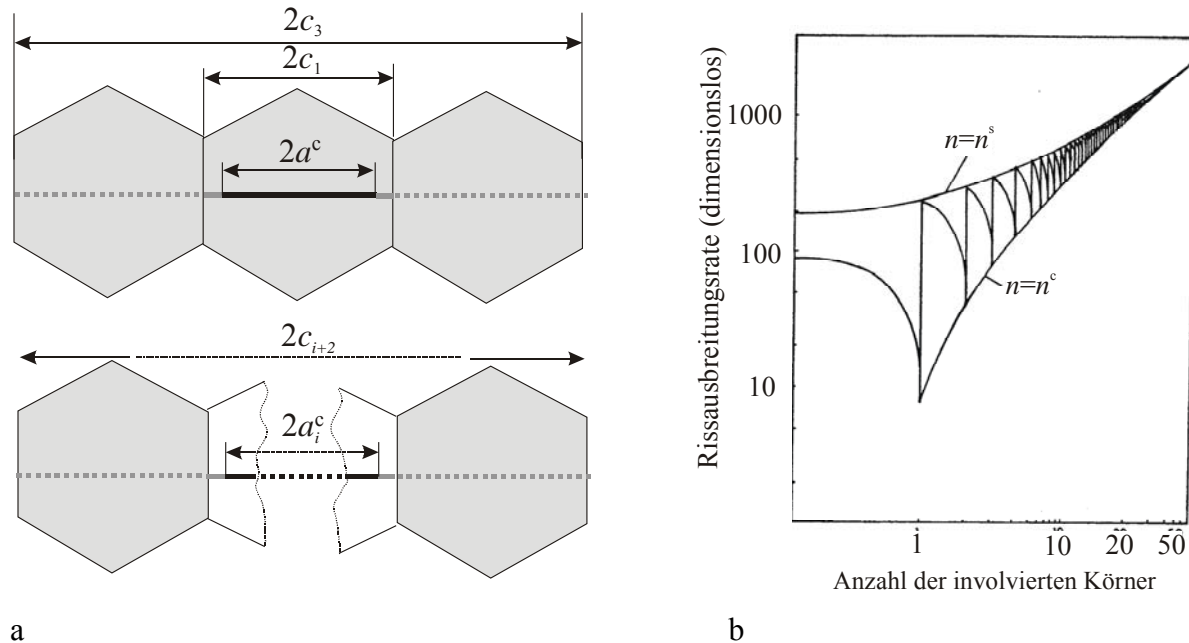


Bild 7.7: (a) Ausbreitung der plastischen Zone in die Nachbarkörner nach Überschreiten eines kritischen Verhältnisses $n_i^c = a_i^c / c_i$ und (b) schematische Entwicklung der Rissausbreitungsgeschwindigkeit (nach [461], Erläuterung im Text).

Bild 7.8 zeigt mit Hilfe des Modells von Navarro und de los Rios erhaltene Berechnungsergebnisse. Schick [459] wendete das Modell in einer erweiterten Fassung auf experimentelle Resultate für die Ermüdungslebensdauer der β -Titanlegierung LCB (Bild 7.8a) und der Hochtemperaturlegierung Alloy 800 an, unter Einbeziehung eines Verfestigungsgesetz in Anlehnung an Xin et al. [454] der Form:

$$\tau_{fr} = h \tau_{fr}^0. \quad (7.23)$$

Darin ist τ_{fr}^0 die Anfangsreibungsspannung und h eine Funktion der Gleitbandbreite, der aufgetragenen Spannung und des Verfestigungskoeffizienten [454,459]. Es sei jedoch angemerkt, dass die gute Übereinstimmung der experimentell ermittelten Lebensdauern mit den berechneten Werten in der Wöhler-Auftragung in Bild 7.8a nicht zuletzt auf die Anpassung des Vorfaktors A (mit den beiden Konstanten A_1 und A_2) in Gl. 7.15 zurückzuführen ist. Bild 7.8b zeigt Berechnungsergebnisse von Wilkinson [458] für eine Al-Li-Legierung und für verschiedene Orientierungsverteilungen (unter Einbeziehung von Gl. 7.19). Die zufällige Wahl von Orientierungsfaktoren führt zu Schwankungen in der Rissausbreitungsrate da/dN , die der

Realität näher kommen als die stetige Zunahme von da/dN von Korn zu Korn, die sich mit einem mittleren Orientierungsfaktor oder mit einer ansteigenden Funktion wie in Gl. 7.20 ergibt.

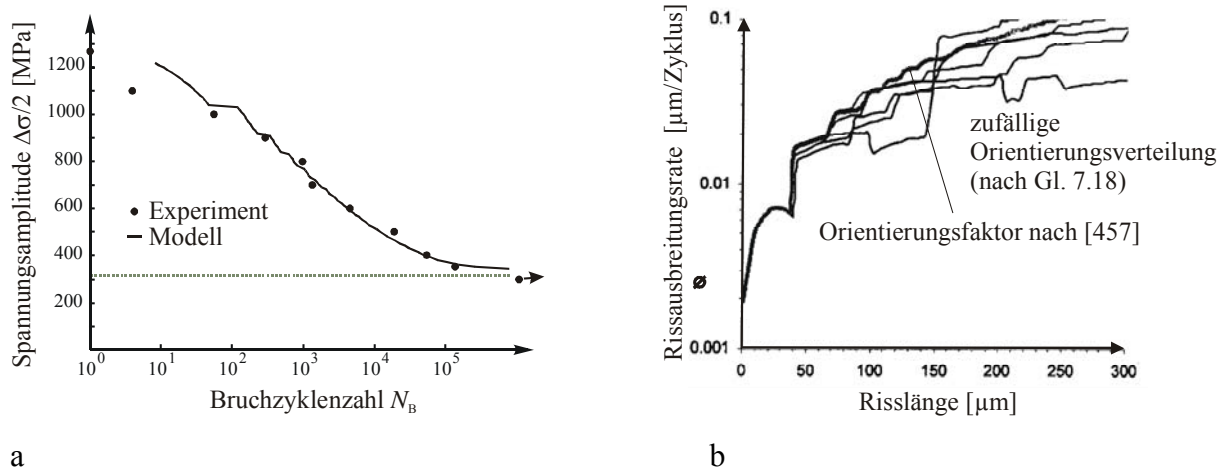


Bild 7.8: Anwendung des Modells von Navarro und de los Rios: (a) berechnete Bruchzyklenzahlen (β -Ti-Legierung LCB, $R=-1$) im Vergleich mit experimentellen Ergebnissen und (b) Rissausbreitungsrate als Funktion der Risslänge für gemessene, zufällige Orientierungen (nach [458], Al-Li-Legierung, $\Delta\sigma=220$ MPa, $R=0$).

Grundsätzlich ist das Modell von Navarro und de los Rios in der Lage, das Wesen der Ausbreitung mikrostruktureller Risse auch unter Einbeziehung realer mikrostruktureller Parameter, wie der Kristallorientierungsverteilung, zu erfassen. Es ist jedoch auf eine Dimension beschränkt und erlaubt so nur eine begrenzte Einbeziehung z.B. des rauigkeitsinduzierten Riss-schließens.

7.3 Numerische Modellierung der Kurzrisssausbreitung mit Hilfe einer Randlelementemethode

Die Grundidee des hier vorgestellten numerischen Modells nach Schick [440] auf der Basis der Randlelementemethode (vgl. [462,463]) ist mit derjenigen des vorangehend beschriebenen analytischen Modells von Navarro und de los Rios identisch. Treibende Kraft der Rissausbreitung ist die zyklische Risspitzenverschiebung $\Delta CTSD$. Nähert sich die Risspitze der Korngrenze, so erhöht sich die Spannung, die auf die möglichen Versetzungsquellen der Gleitsysteme des Nachbarkorns ausgeübt wird (im Folgenden Sensorelemente genannt). Wird dort eine kritische Spannung überschritten, dehnt sich die plastische Zone auf das Nachbarkorn aus und die Rissausbreitungsrate da/dN nimmt mit $\Delta CTSD$ zu. Zur realitätsnahen Abbildung des Rissverlaufs in Oberflächenkörnern, die mit Hilfe der Rasterelektronenmikroskopie hinsichtlich ihrer zweidimensionalen Geometrie und mittels EBSD hinsichtlich ihrer kristal-

lographischen Orientierung erfasst werden können, werden der Riss und die Gleitbänder mit Hilfe von Randelementen vernetzt. Wie in Bild 7.9 schematisch dargestellt, wird dabei von einem Gleitbandriss ausgegangen, der ausschließlich über Mode II-Tangentialverschiebung wächst. Bei den Randelementen handelt es sich um mathematische Versetzungspaare, die im Rissbereich eine innerhalb der Elemente jeweils konstante Normal- und Tangentialverschiebung zulassen (Burgersvektor: (b_n^i, b_t^i)); im Gleitbandbereich ist die Verschiebung auf die Tangentialrichtung beschränkt (Burgersvektor: $(0, b_t^j)$).

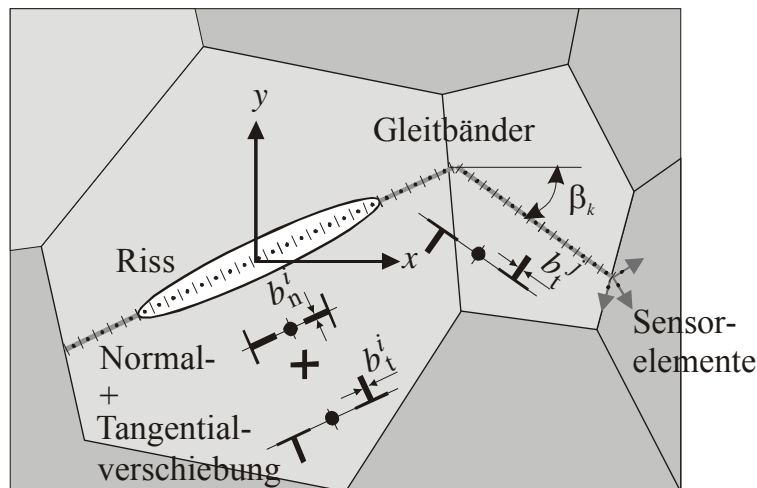


Bild 7.9: Schematische Darstellung eines mit Randelementen vernetzten Gleitbandrisses.

Analog zu den physikalischen Versetzungen im Kristallgitter (vgl. Kapitel 4.2) erzeugen die mathematischen Versetzungen der Randelemente eine elastische Verspannung, wobei das Spannungsfeld im Abstand $r = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ vom Versetzungskern (vgl. Bild 7.10) wie folgt angegeben werden kann [440,464]:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx}(x_0, y_0) \\ \sigma_{yy}(x_0, y_0) \\ \tau_{xy}(x_0, y_0) \end{bmatrix} = \frac{G}{2\pi(1-\nu)} \cdot \begin{bmatrix} -\frac{y_0}{r^4}(3x_0^2 + y_0^2) & \frac{x_0}{r^4}(x_0^2 - y_0^2) \\ \frac{y_0}{r^4}(x_0^2 - y_0^2) & \frac{x_0}{r^4}(x_0^2 + 3y_0^2) \\ \frac{x_0}{r^4}(x_0^2 - y_0^2) & \frac{y_0}{r^4}(x_0^2 - y_0^2) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b_x \\ b_y \end{bmatrix}. \quad (7.24)$$

Da die Randelemente aus jeweils zwei Versetzungen bestehen und die resultierenden Spannungsfelder auf die Elementmittelpunkte bezogen sind (x_0 - y_0 -Koordinatensystem), ist eine Transformation der x -Koordinate für Versetzung 1 von $x_{0,1}$ zu $x-l/2$ und für Versetzung 2 von x_0 zu $x+l/2$ erforderlich.

geometrisch-induziertes Risschließen ermöglicht wird. Für Normalverschiebungen im Rissbereich gilt $b_n \geq 0$, d.h. die Rissufer dürfen sich nicht durchdringen.

2. Im Bereich der plastischen Zone ($i=p+1 \dots p+q$, Gleitbandelemente) sind die Schubspannungen durch die positive bzw. negative Reibungsspannung τ_{fr} begrenzt.

Die Lösung des linearen Ungleichungssystems (Gl. 7.26 und Gl. 7.27) liefert die Tangential- und Normalverschiebungen aller vernetzten Elemente und damit auch die aktuelle Risspitzenableitung CTSD. Die Differenz der Verschiebungen während eines Lastspiels bei $CTSD_{max}$ und $CTSD_{min}$ liefert die zyklische Risspitzenableitung $\Delta CTSD$, woraus unter Anwendung des Rissausbreitungsgesetzes (Gl. 7.15), die Rissverlängerung Δa ermittelt werden kann. Die Rissverlängerungen werden aufsummiert, bis ein komplettes Gleitbandelement zu einem Risselement umdefiniert wird.

Wie eingangs erwähnt, findet die Übertragung der plastischen Zone in das Nachbarkorn mit Hilfe von sog. Sensorelementen statt. Dabei handelt es sich um einzelne Randelemente, die an dem Punkt, an dem das vorangehende Gleitband die Korngrenze trifft, die möglichen Gleitsysteme des Nachbarkorns oder die Korngrenze selbst (interkristalliner Rissfortschritt) als entsprechende Gleitspuren repräsentieren (s. Bild 7.9). Die Länge der Sensorelemente beträgt $2r_0$, d.h. die Versetzungsquelle im Abstand r_0 (analog zum Modell von Navarro und de los Rios) wird durch die Elementmittelpunkte dargestellt. Wenn auf einem der Sensorelemente durch die Kombination der äußeren Spannung und des Versetzungsaufstaus an der Korngrenze eine kritische Schubspannung S_{crit} überschritten wird, wird das entsprechende Gleitband vernetzt. Diese Vorgehensweise ist schematisch in Bild 7.11 dargestellt.

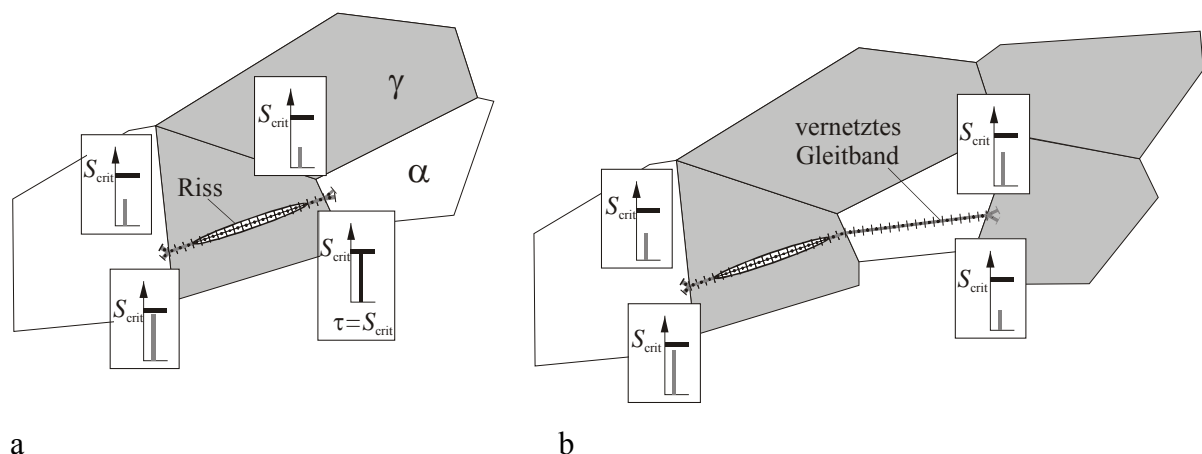


Bild 7.11: (a) Riss in einem Modellgefüge mit den auf die Sensorelemente im Nachbarkorn wirkenden Spannungen (schematisch) und (b) im Nachbarkorn neu vernetztes Gleitband.

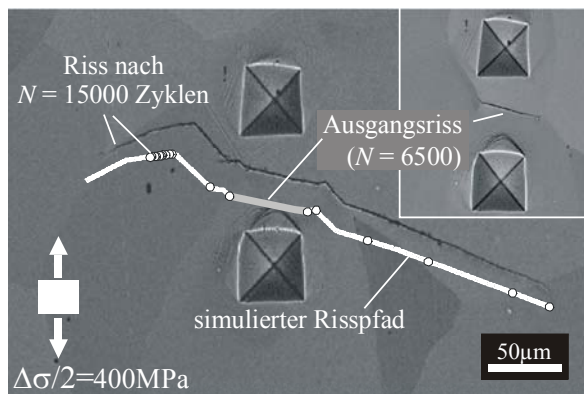
Die kritische Schubspannung kann nach Künkler [464] wie folgt ermittelt werden: Nach Navarro und de los Rios [453] ist die Dauerfestigkeit als diejenige Spannung definiert, bei der der Riss die erste Korngrenze erreicht hat ($n_1 = a_1/c_1 = 1$), die Spannung auf die Versetzungs-

quelle aber gerade nicht zur Gleittransmission ins Nachbarkorn ausreicht (vgl. Gl. 7.21 und [230]). Daraus folgt für die kritische Spannung auf die Versetzungsquelle :

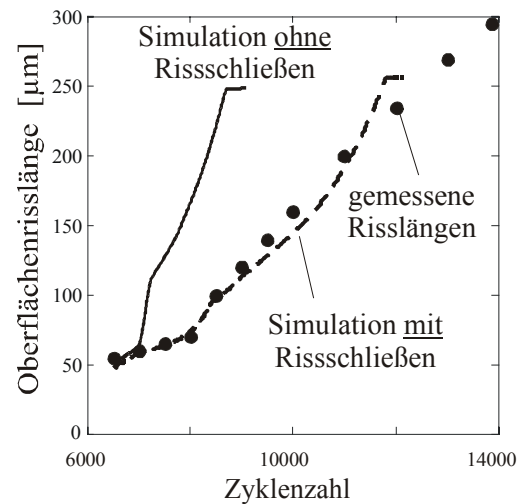
$$S_{crit} \approx \frac{1}{2\sqrt{r_0/d}} \Delta\tau_D. \quad (7.27)$$

Mit der Annahme, dass der Abstand r_0 etwa 1% der Gleitbandlänge (= Korndurchmesser d) beträgt, lässt sich die kritische Spannung mit dem Fünffachen der resultierenden Dauerfestigkeit $\Delta\tau_D$ abschätzen, oder sie kann mit Hilfe des Randelementmodells (Gl. 7.26) berechnet werden, unter der Voraussetzung, dass der Riss unter einer äußeren Beanspruchung gleich der Dauerfestigkeit des Werkstoffs bis zur Korngrenze wächst und keine Gleittransmission stattfindet.

Bild 7.12 zeigt ein Beispiel für einen mit Hilfe der Randelementmethode nachgerechneten Mikroriss in einer ermüdeten Probe der β -Titanlegierung LCB. Der vorgegebene Rissverlauf ist in Bild 7.12a und der Vergleich zwischen experimentell ermittelter und simulierter Risslänge als Funktion der Zyklenzahl in Bild 7.12b dargestellt (nach [465]). Hierbei wird der offensichtlich erhebliche Einfluss des geometrisch-induzierten Risssschließens deutlich, der über die Randbedingung (1) für die Gl. 7.25 und Gl. 7.26 im Modell berücksichtigt werden kann. Dies konnte durch Parameterstudien in [440,465] für den Einfluss des Risssschließens in Abhängigkeit von der Gleitbandneigung β_k quantifiziert werden.



○ Rissspitzenposition nach äquidistanten Zyklenzahlintervallen



a

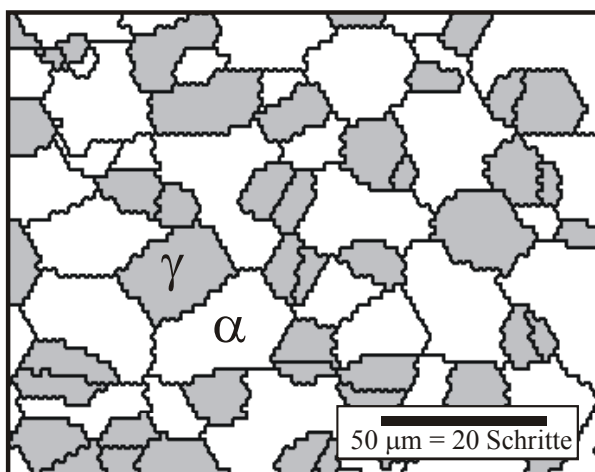
b

Bild 7.12: (a) Mikroriss in der β -Titanlegierung LCB und (b) mit dem Randelementmodell berechnete Risslänge als Funktion der Zyklenzahl im Vergleich mit experimentellen Daten.

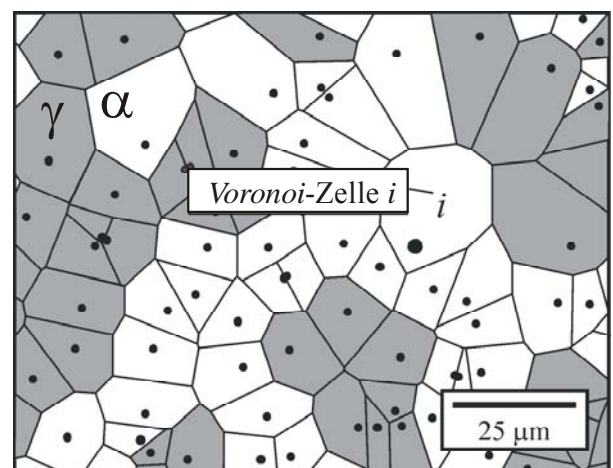
Das Modell von Navarro und de los Rios ist in seiner ursprünglichen Version auf eindimensionale Rissausbreitung mit konstanter Korngröße d beschränkt. Es hat in der Vergangenheit Versuche gegeben, es auf variable kristallographische Orientierungen (Wilkinson [458],

vgl. Kapitel 6.2) und in der vereinfachten Version nach de los Rios et al. [466] auf eine Modellmikrostruktur, erzeugt durch zufällig verzerrte Sechsecke, anzuwenden (Olfe et al. [467], Ahmadi und Zenner [468]). In weitaus realistischerer Weise erlaubt das oben beschriebene Randelementmodell wie nachfolgend beschrieben die Simulation der Mikrorissausbreitung in einer beliebigen zweidimensionalen Mikrostruktur.

Experimentell können die Mikrostrukturcharakteristika Korngröße, Korngeometrie, zusammenhängende und nicht-zusammenhängende Phasenanteile, sowie die kristallographische Orientierung leicht mit Hilfe der automatisierten EBSD-Technik (OIMTM) im Rasterelektronenmikroskop (vgl. Kapitel 3) bestimmt werden. Bild 7.13a zeigt exemplarisch für den austenitisch-ferritischen Duplexstahl 1.4462 die mittels OIMTM bestimmte Phasenverteilung. Für die Implementierung dieser charakteristischen mikrostrukturellen Größen in das Randelementmodell verwendete Künkler [464] den sog. Voronoi-Algorithmus zur Generierung zweidimensionaler Gefüge mit Hilfe der Software MATLAB. Voronoi-Zellen entstehen aus einer zufälligen Punkteverteilung, indem die Punkte durch Bereiche eingeschlossen werden, innerhalb der alle darin enthaltenen Positionen dem Punkt näher sind als allen Nachbarn. Nach Weinhandl [469] eignet sich der Voronoi-Algorithmus [470] besonders gut zur Gefügenerierung, da weitgehend übereinstimmend mit realen Gefügen die mittlere Kantenzahl sechs und der mittlere Winkel zwischen den Kanten 120° beträgt. Bild 7.13b zeigt einen Ausschnitt eines Voronoi-Diagramms zur Generierung des zweiphasigen Gefüges des Duplexstahls 1.4462. Das dazu verwendete Konstruktionsverfahren für die Voronoi-Zellen ist in [464] dokumentiert.



a



b

Bild 7.13: (a) Mittels OIMTM experimentell bestimmte und (b) über einen Voronoi-Algorithmus (nach Künkler [464]) modellierte Phasenverteilung in einem Duplexstahl.

Mit Hilfe der Voronoi-Zellen und entsprechender Zuordnung der geometrischen Lage der Gleitsysteme (aus EBSD-Messungen) ist das Randelementmodell nunmehr in der Lage, einen Anriss, kontrolliert durch den Versetzungsaufstau an Korn- und Phasengrenzen, die über Sensorelemente gesteuerte Gleittransmission und das geometrisch-induzierte Riss-schließen, in die Mikrostruktur wachsen zu lassen.

Zur Anwendung des Modells auf die experimentell untersuchte Mikrorissausbreitung in dem zweiphasigen austenitisch-ferritischen Duplexstahl 1.4462 sind zur realistischen Gefügere-konstruktion stereologische Parameter erforderlich [464,471]. Hierzu zählen u.a. die Kontigu-ität C_i , die den Anteil zusammenhängender Körner einer Phase i quantifiziert und der Block-parameter r_i , der den Einschlusscharakter einer Phase i wiedergibt. Für den Blockparameter gilt $r_i=1$, wenn die Phase i als Einschluss in der Phase j als Matrix vorliegt.

Mit Hilfe stereologischer Parameter ist auch die Abschätzung der Barrierefestigkeit zweipha-siger Gefüge möglich [282]. Nach einem Konzept von Fan und Tsakiroopoulos [472] kann die klassische Hall-Petch-Beziehung (vgl. Kapitel 4) für die Fließgrenze einphasiger duktiler Werkstoffe in Abhängigkeit von der mittleren Korngröße \bar{d} mit der kritischen Spannung σ_0 und der sog. Hall-Petch-Konstanten k

$$\sigma_Y = \sigma_0 + k \cdot \frac{1}{\sqrt{\bar{d}}} \quad (7.28)$$

auf zweiphasige Werkstoffe mit Hilfe einer einfachen, gewichteten Verteilung der Korn und Phasengrenzen angewendet werden. Dabei geht man davon aus, dass das einsinnige mechani-sche Verhalten der zweiphasigen Mikrostruktur mit der Überlagerung der zwei einphasigen und einer zweiphasigen, ausschließlich aus Phasengrenzen aufgebauten Mikrostruktur äqui-valent ist (Bild 7.14a). Für die Untersuchung der Mikrorissausbreitung in dem zweiphasigen austenitisch-ferritischen (γ - α) Duplexstahl 1.4462 wurde das Konzept von Fan und Tsakiroopoulos auf die zyklische Fließgrenze σ_{Yc} und die zyklische Hall-Petch-Konstante an-gewandt:

$$\sigma_{Yc} = \sigma_{Yc}^{\alpha} \cdot f^{\alpha \text{ cont}} + \sigma_{Yc}^{\gamma} \cdot f^{\gamma \text{ cont}} + \sigma_{Yc}^{\alpha\gamma} \cdot F^{\text{sep}} \quad (7.29)$$

$$k_c = k_c^{\alpha} \cdot f^{\alpha \text{ cont}} + k_c^{\gamma} \cdot f^{\gamma \text{ cont}} + k_c^{\alpha\gamma} \cdot F^{\text{sep}} \quad (7.30)$$

Darin sind $f^{\alpha \text{ cont}}$ und $f^{\gamma \text{ cont}}$ die relativen kontinuierlichen Volumina der α -und der γ -Phase, wobei die Anzahl von Korngrenzen innerhalb einer Phase $N^{\alpha\alpha}$ bzw. $N^{\gamma\gamma}$ auf die Anzahl aller Grenzen einer Phase $N^{\alpha\alpha} + N^{\alpha\gamma}$ bzw. $N^{\gamma\gamma} + N^{\alpha\gamma}$ bezogen und mit dem Gesamtvolumenanteil f^{α}

bzw. f^γ einer Phase multipliziert wird. So ergibt sich für das relative kontinuierliche Volumen der γ -Phase:

$$f^{\gamma \text{ cont}} = \frac{N^{\gamma\gamma}}{N^{\gamma\gamma} + N^{\alpha\gamma}} f^\gamma. \quad (7.31)$$

Der Separationsgrad F^{sep} entspricht dem separierten Volumenanteil der beiden Phasen

$$F^{\text{sep}} = f^{a\text{sep}} + f^{\gamma\text{sep}} = (f^a - f^{a\text{cont}}) + (f^\gamma - f^{\gamma\text{cont}}). \quad (7.32)$$

Die zyklischen Fließgrenzen für den Duplexstahl σ_{Yc} , einen einphasigen ferritischen Stahl σ_{Yc}^α (hier 1.4511) und einen einphasigen austenitischen Stahl σ_{Yc}^γ (1.4404) mit durch Glühbehandlungen variierten Korngrößen wurden experimentell mit Hilfe von Incremental-Step-Tests (IST, s. Kapitel 3) bestimmt. Die Ergebnisse sind in einer Hall-Petch-Auftragung in Bild 7.14b dargestellt.

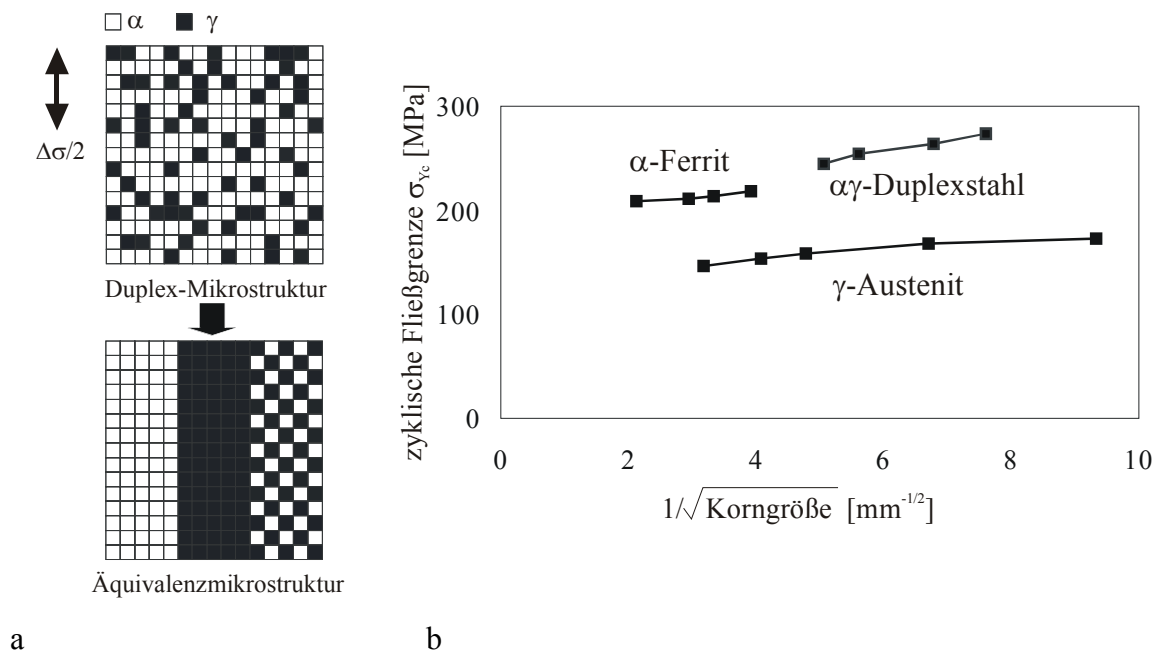


Bild 7.14: (a) Zerlegung einer zweiphasigen Mikrostruktur in eine dreiteilige Äquivalent-Mikrostruktur und (b) Hall-Petch-Auftragung der zyklischen Fließgrenze als Funktion der Korngröße für einen einphasigen ferritischen Stahl, einen einphasigen austenitischen Stahl und einen zweiphasigen Duplexstahl.

Die zyklische Streckgrenze und die Hall-Petch-Konstante $k_c^{\alpha\gamma}$ für den zweiphasigen, vollkommen separierten Anteil $\sigma_{Yc}^{\alpha\gamma}$ kann experimentell nicht bestimmt werden, ergibt sich aber aus Gleichung 7.29. Die zyklische kritische Spannung $\sigma_{0c}^{\alpha\gamma}$ für den zweiphasigen, vollständig separierten Anteil erhält man durch Gl. 7.28 mit $\sigma_{Yc}^{\alpha\gamma}$, $k_c^{\alpha\gamma}$ als Funktion der mittleren Cluster-Größe $\bar{d}_{\alpha\gamma}$ (arithmetisches Mittel der mittleren Korngrößen und Phasengrößen: $\bar{d}_{\alpha\gamma} = (\bar{d}_{\alpha\alpha} + \bar{d}_{\gamma\gamma} + \bar{d}_\alpha + \bar{d}_\gamma)/4$). Die aus dieser Betrachtung resultierenden zyklischen kriti-

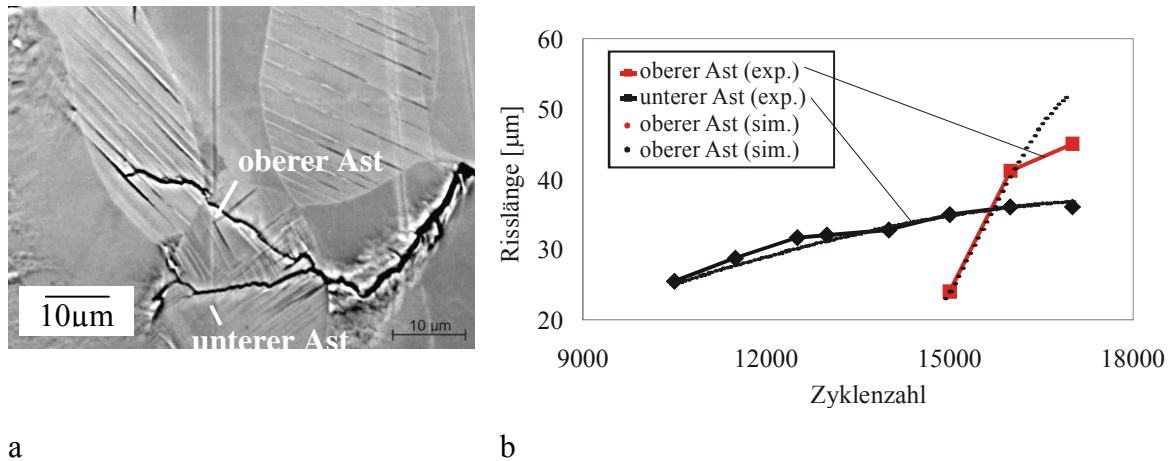
schen Spannungen und Hall-Petch-Koeffizienten sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Unter der auch der bisherigen Modellentwicklung zugrundeliegenden Voraussetzung, dass planares Gleiten bei der plastischen Verformung überwiegt (denn nur dann gilt der Hall-Petch-Zusammenhang auch für zyklische Beanspruchung), ist der zyklische Hall-Petch-Koeffizient ein Maß für die Barrierewirkung von Korn- und Phasengrenzen. Die kritische Spannung S_{crit} zur Aktivierung einer Versetzungsquelle im Nachbarkorn (mit dem Abstand r_0 zur Korngrenze) auf einem Gleitband mit dem Schmid-Faktor M_S kann unter Einbeziehung der Daten aus Tabelle 7.1 wie folgt angegeben werden:

$$S_{\text{crit}} = \frac{k_c}{2M_S \sqrt{r_0}}. \quad (7.33)$$

Tabelle 7.1: Zyklische kritische Spannungen und zyklische Hall-Petch-Koeffizienten für $\alpha\alpha$ - (1.4511) und $\gamma\gamma$ -Korngrenzen (1.4404) sowie für $\alpha\gamma$ -Phasengrenzen und den zweiphasigen Duplexstahl 1.4462.

	$\gamma\gamma$	$\alpha\alpha$	$\alpha\gamma$	duplex
zyklische kritische Spannung σ_{oc} [MPa]	137	198	212	196
zyklische Hall-Petch Konstante k_c [MPa $\sqrt{\text{mm}}$]	4,2	5,0	15,8	10,1

Mit Hilfe der oben dargestellten Betrachtungen erlaubt das numerische Randelementmodell grundsätzlich die Berechnung der Ausbreitung mikrostrukturell kurzer Risse in Abhängigkeit von den charakteristischen mikrostrukturellen Größen. Von Künkler [464] durchgeführte Parameterstudien an Voronoi-Modellgefügen des einphasigen α - und γ -Stahls eines zweiphasigen Duplexstahls zeigten, dass die kritische Zyklenzahl $N_{\alpha\gamma}^{300}$ bis zum Erreichen einer projizierten Risslänge von 300 μm bei identischen Gefügeparametern (Korngröße, Blockparameter, Kontiguität) bis zu einem Faktor von etwa drei variieren kann (z.B. $N_{\alpha\gamma,\text{min}}^{300} = 483 / N_{\alpha\gamma,\text{max}}^{300} = 1652$ für $\bar{d} = 10\mu\text{m}$, $r_\alpha = 0,5$). Dies kann auf das unterschiedlich ausgeprägte Rissabknicken zurückgeführt werden, das durch die Abfolge der statistischen kristallographischen Orientierung bestimmt wird. Grundsätzlich steigt der Widerstand gegenüber Mikrorissausbreitung mit abnehmender mittlerer Korngröße \bar{d} (für ein- und zweiphasige Werkstoffe) und abnehmendem Blockparameter für die Austenitphase r_γ (für einen zweiphasigen Duplexstahl) an [464]. Bild 7.15 zeigt ein Beispiel für die Simulation realer Mikrorissausbreitung im Duplexstahl 1.4462 (entspricht dem Beispiel in Bild 6.12). Obgleich die komplexe Nachbildung zweier konkurrierender Risszweige im Modell bislang nicht implementiert ist, wird (a) die erheblich höhere Rissausbreitung des oberen Zweigs und (b) die Rissverlangsamung bei Annäherung an die Korngrenze qualitativ richtig beschrieben.



a

b

Bild 7.15: (a) Experimentell bestimmte und (b) im Vergleich dazu mit dem Randelementmodell simulierte Risslängen für Mikrorisse in dem Duplexstahl 1.4462 (vgl. Kapitel 5, Bild 6.12).

Bei der Mikrorissausbreitung im Duplexstahl 1.4462 wird häufig bereits in der frühen Ausbreitungsphase ein Übergang zu Mode I-kontrolliertem Risswachstum unter Betätigung mehrerer Gleitsysteme beobachtet (insbesondere in der ferritischen α -Phase). Diese Effekte können mit dem Randelementmodell, das bislang auf Tangentialverschiebungen entlang der den Risspfad vorgebenden Gleitbänder beschränkt ist, nicht abgebildet werden. Um darüber hinaus weiteren, bisher nicht berücksichtigten Effekten gerecht zu werden, sind Modellerweiterungen erforderlich:

- Um die Überlagerung von (rissöffnenden) Mode I- und Mode II-Beanspruchungen im Rissbereich durch die aufgebrachte Spannung und den allmählichen Übergang der Ausbreitung von mikrostrukturell kurzen zu physikalisch kurzen Rissen beschreiben zu können, muss Mehrfachgleiten auf alternierenden Gleitebenen zugelassen sein (vgl. [473]). Damit kann auch die Rissspitzenöffnung (CTOD) in die Berechnung mit einfließen. Für die Beschreibung einer zweidimensional ausgedehnten plastischen Zone ist eine geeignete modifizierte Vernetzung erforderlich, die nicht zu einer drastischen Verlangsamung des Simulationsablaufs führt.
- Bei vielen Werkstoffen, u.a. auch bei der β -Titanlegierung LCB, spielt das Zusammenwachsen (Koaleszenz, vgl. Kapitel 6) eine bedeutende Rolle. Bei einer statistischen Betrachtung sollte mit steigender Rissinitiierungsdichte der Beitrag des Zusammenwachsens bei der Rissausbreitung zunehmen. Risskoaleszenz wurde jüngst in das Programm implementiert und ist in [230] diskutiert.

- Neben dem geometrisch bzw. rauhigkeitsinduzierten Riss schließen nimmt mit zunehmender Risslänge der Einfluss plastisch-induzierten Riss schließen zu (vgl. Kapitel 6). Dies kann mit Hilfe des Modells von Newman beschrieben und für das Randelementmodell zugänglich gemacht werden. Man geht dabei von einer Rissausbreitung um Δa innerhalb der (normal zur Rissausbreitungsrichtung geöffneten, $da/dN=f(\Delta\text{CTOD})$) plastischen Zone während der Zugphase aus. Bei Entlastung wird der Riss im Bereich von Δa durch die zurückgebliebene plastische Verformung frühzeitig schließen. Analog zum Riss schließenkonzept von Elber [26] bildet sich nach mehreren Zyklen eine Zone zurückgebliebener plastischer Verformung (plastischer Nachlauf) aus, was zu einer Reduktion von ΔCTOD führt (s. Bild 7.16a).
- Die Erfassung von Reihenfolgeeffekten ist mit dem Randelementmodell möglich. Nach Schick [440] erfolgt dazu die Berechnung von Spannungsspitze zu Spannungsspitze: Ergibt die erste Belastung einen Verschiebungsvektor \vec{b}_1 , so wird jeder weitere k -te Be- und Entlastungsschritt durch $\Delta\vec{b}_k$ überlagert ($\vec{b}_k = \vec{b}_{k-1} + \Delta\vec{b}_k$). Die Berechnung für die Verschiebung $\Delta\vec{b}_k$ zum Zeitpunkt k erfolgt für die Spannungsänderung $\Delta\sigma_k$ (s. Bild 7.16b). Für die Randbedingung (RB 1 zu Gl. 7.25/7.26), dass innerhalb des Rissbereichs die Normalverschiebung $b_n \geq 0$ sein muss, wird die resultierende Gesamtverschiebung verwendet. Unter Einbeziehung geometrisch- und plastisch-induzierter Riss schließenkonzepte (s.o.) ist so die Abbildung von Überlasteffekten in Abhängigkeit von der Risslänge und den lokalen mikrostrukturellen Gegebenheiten realitätsnah möglich.
- Die größte Herausforderung bei der Modellierung mikrostrukturell kurzer Risse bleibt die Einbeziehung der dritten Dimension. Die Beispiele in Kapitel 6 zeigen deutlich, dass die Mikrorissausbreitung ein ausgeprägt dreidimensionales Phänomen darstellt und somit nicht durch ein zweidimensionales Modell adäquat beschrieben werden kann. Hier stellt sich die Frage, inwiefern mit aufwändigen dreidimensionalen Experimenten die zweidimensionale Modellierung nachhaltig verbessert werden kann, oder ob das Randelementkonzept eine hinsichtlich der Rechenzeit vertretbare dreidimensionale Modellerweiterung ermöglicht.

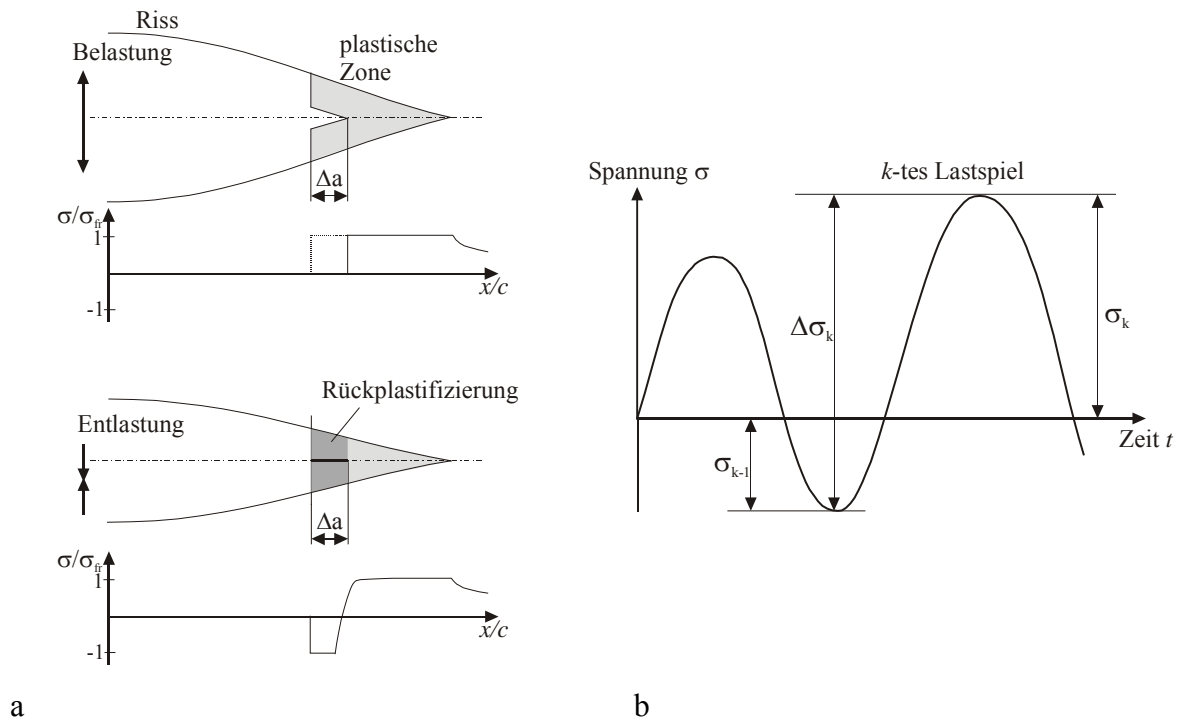


Bild 7.16: (a) Schematische Darstellung des plastischen Nachlaufs während der Ermüdungsrissausbreitung und (b) Spannungspunkte zur Berücksichtigung von Reihenfolgeeffekten (nach [440]).

7.4 Ein Ansatz zur Modellierung der diffusionskontrollierten interkristallinen Rissausbreitung bei hohen Temperaturen

An dieser Stelle soll nur ein kleiner Aspekt des großen Gebiets der Rissausbreitungsmodellierung für hohe Temperaturen behandelt werden. Zur Vermittlung einer Übersicht sei z.B. auf Riedel [69] oder Teteruk (Modellierung thermomechanische Ermüdung) [77] verwiesen. Grundsätzlich unterscheidet sich die Ermüdungsrissausbreitung bei erhöhten Temperaturen von derjenigen bei Raumtemperatur durch eine zunehmende Überlagerung der reinen Ermüdungsschädigung mit zeitabhängigen Verformungs- und Schädigungsmechanismen, insbesondere dem Kriechen und Atmosphäreneffekten. Zur Berücksichtigung der Zeitabhängigkeit über die Beanspruchungsfrequenz f schlagen Woodford und Coffin [474] einen einfachen empirischen Zusammenhang zwischen der Lebensdauer N_B und einer Funktion der plastischen Dehnungsamplitude $\Delta\varepsilon_{pl}$ vor:

$$N_B = \frac{F(\Delta\varepsilon_{pl})}{f^{k-1}}. \quad (7.34)$$

Darin ist die Materialkonstante k ein Maß für den Einfluss der Frequenz mit den Grenzfällen $k=0$: zeitabhängiges Verhalten und $k=1$: zyklusabhängiges Verhalten. Nach Ostergren [475]

ist $F(\Delta\varepsilon_{pl})$ eine Schädigungsfunktion, die dem schädigenden Einfluss der plastischen Verformungsenergie im Zug gerecht wird; $F(\Delta\varepsilon_{pl})=L(\sigma_{max} \Delta\varepsilon_{pl})^{-\eta}$. Darin sind L und η Materialkonstanten.

Bei der Hochtemperaturwechselverformung kriechbeständiger Nickelbasis-Superlegierungen tritt bei sehr geringen Beanspruchungsfrequenzen oder überlagerten Haltezeiten im Zug ein Übergang von transkristalliner zu interkristalliner Rissausbreitung mit deutlich erhöhten Rissausbreitungsraten auf, die gemäß den Ausführungen in Kapitel 6.5 auf eine sauerstoffinduzierte Korngrenzenversprödung zurückgeführt werden kann. Anstelle empirischer Rissausbreitungsgleichungen auf Basis der Paris-Erdogan-Gleichung (Gl. 2.5), wie sie z.B. in [362,370] verwendet werden, scheint es zur Lebensdauervorhersage sinnvoller zu sein, ein Ermüdungsrissausbreitungsgesetz durch ein Modell zur atmosphärenbedingten zeitabhängigen Rissausbreitung zu überlagern, z.B. in einer ähnlichen Form wie in [476] vorgeschlagen:

$$\Delta a = a_1 - a_0 = \int_{N_0}^{N_1} \left(\frac{da}{dN} \right) dN + \int_{t_0}^{t_1} \left(\frac{da}{dt} \right) dt . \quad (7.35)$$

Der erste Term in Gleichung 7.35 repräsentiert demnach die zyklenabhängige Rissausbreitung und der zweite Term die zeitabhängige Rissausbreitung während des Zeitintervalls t_1-t_0 . Da die im Kapitel 6.5 dargestellten Ergebnisse darauf hindeuten, dass der rissausbreitungsbeschleunigende Effekt von Zughaltezeiten bei Nickelbasis-Superlegierungen auf dynamische Versprödung, ausgelöst durch Sauerstoffkorngrenzendiffusion in das elastische Spannungsfeld vor der Risspitze, zurückgeführt werden kann, soll nachfolgend ein physikalisch basiertes Modell zur Ableitung eines Zusammenhangs zwischen der zeitabhängigen Konzentration eines korngrenzenversprödenden Elements (hier: S in Stahl, Sn in CuSn-Legierungen und O in Nickelbasis-Superlegierungen) vorgestellt werden (nach [385,477] und [478,479]).

Zur Quantifizierung der Rissausbreitung nach dynamischer Versprödung (vgl. Bild 7.17a) ist es erforderlich, einerseits die zeit- und ortsabhängige Konzentration c des versprödenden Elements und andererseits dessen korngrenzenkohäsionsmindernde Wirkung zu kennen. Dabei soll davon ausgegangen werden, dass die Zufuhr des versprödenden Elements ausreichend schnell verläuft und nicht geschwindigkeitsbestimmend ist, d.h. die Konzentration c_0 an der Risspitze ist konstant. Für die sauerstoffinduzierte Rissausbreitung in Ni-Basis-Superlegierungen wird diese Annahme jedoch nur bedingt zutreffen, da Oxidationsreaktionen auf den

frisch freigelegten Rissufer eine maßgebliche Reduktion und ggf. auch Variation des Sauerstoffangebots an der aktuellen Risspitze zur Folge haben dürfte.

Ein erstes Modell entwickelte Bika [385,477] für die S-induzierte Spannungsrelaxations-Rissausbreitung in Stählen. Sie verwendete dazu die Diffusions-Differentialgleichung für Korngrenzendiffusion unter dem Einfluss einer mechanischen Spannung (Gl. 7.39), deren Herleitung sich aus den Gleichungen 7.36 bis 7.39 ergibt. Zur numerischen Lösung der Differentialgleichung nahm sie eine parabolische Spannungsverteilung vor der Risspitze an, analog zur Betrachtung des Gleichgewichtsspannungsfelds vor durch Diffusion wachsenden Poren [480]. In Kombination mit einem empirischen Kriterium für eine Funktion zwischen der Konzentration des versprödenden Elements c und der kritischen Zugspannung σ_{crit} [481], ab der Korngrenzendekohäsion einsetzt, ist so eine Berechnung des Orts x_{crit} und der Zeit t_{crit} für Rissausbreitung nach dynamischer Versprödung möglich. Bild 7.17 zeigt die Zugspannungsverteilung gegenüber der kritischen Spannung für Dekohäsion (ergibt sich aus dem o.g. Bruchkriterium) vor einer interkristallinen Risspitze. Rissausbreitung infolge dynamischer Versprödung findet statt, wenn sich die beiden Kurven überschneiden, die Rissausbreitungsrate beträgt dann $da/dt=x_{\text{crit}}/t_{\text{crit}}$.

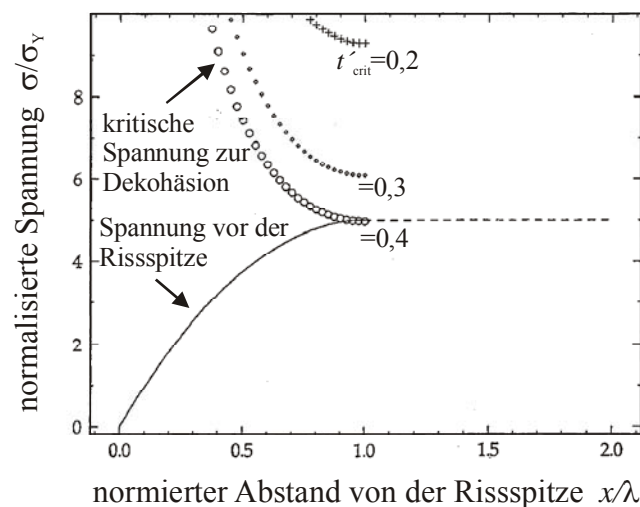


Bild 7.17: Berechnete Spannungsverläufe resultierend aus der äußeren Beanspruchung (untere Kurve) und erforderlich zur Dekohäsion in Abhängigkeit von der kritischen normalisierten Zeit t'_{crit} (obere Kurven) ($t'_{\text{crit}} = t \cdot D_{\text{GB}} \Omega \sigma_Y / k T \lambda^2$, λ : Diffusionslänge, nach [477]).

Xu und Bassani [478,479] entwickelten später ebenfalls auf der Basis der Diffusionsdifferentialgleichung ein Modell, in dem von stationärer Rissausbreitung ausgegangen wird ($da/dt=\text{const.}$) und in dem die Spannungsverteilung durch konstitutive Gleichungen für Kriechverformung und Dekohäsion in der Kohäsionszone vor der Risspitze beschrieben wird. Die wichtigsten Entwicklungsschritte des Modells sind nachfolgend zusammengestellt.

Aus thermodynamischer Sicht sind die Triebkräfte für Diffusionsprozesse die Gradienten der chemischen Potentiale μ der Komponenten eines Systems. Dies kann durch folgende Differentialgleichung (analog zum 2. Fickschen Gesetz) für eine Komponente mit der Konzentration c und dem Diffusionskoeffizienten zum Ausdruck gebracht werden:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \nabla \left(\frac{cD}{kT} \nabla \mu \right) \quad (7.36)$$

Zur Berücksichtigung mechanischer Spannungseffekte in kristallinen Festkörpern kann die Bestimmungsgleichung für das chemische Potenzial μ in Anlehnung an eine detaillierte Betrachtung von Wechselwirkungen zwischen Spannung und chemischer Konzentration von Larché und Cahn [482] wie folgt formuliert werden:

$$\mu = \mu^0 + kT \ln(\gamma c) - \sigma \Omega. \quad (7.37)$$

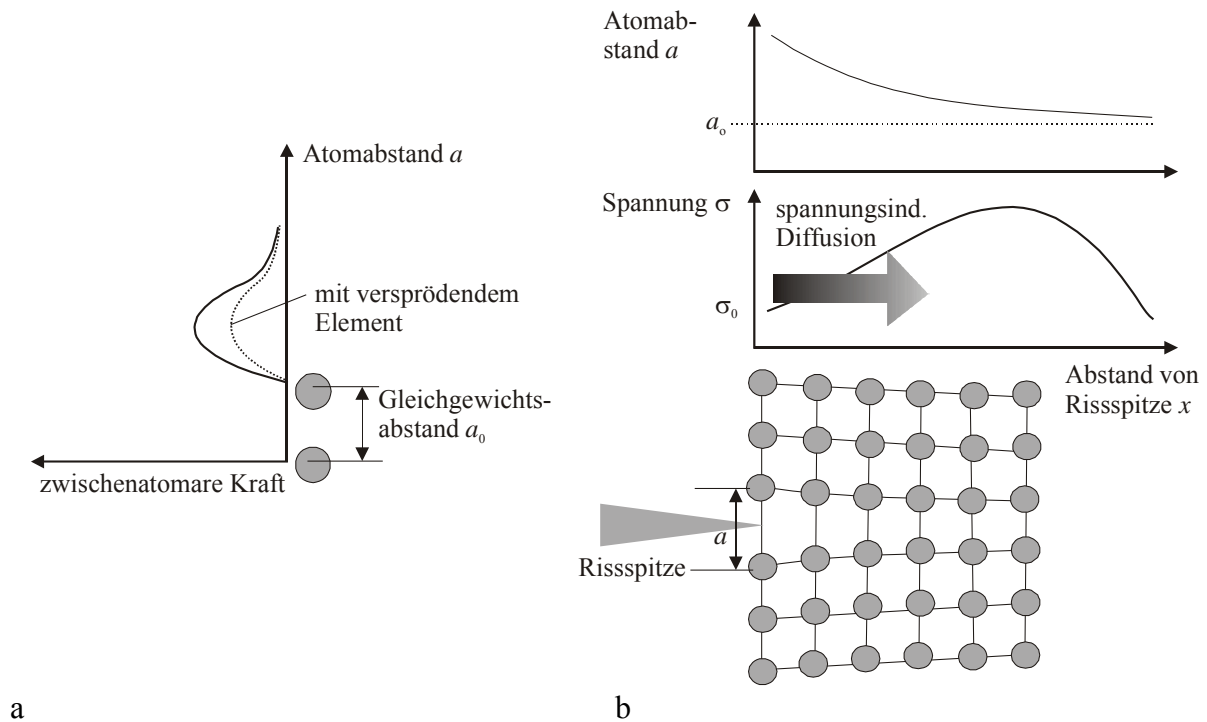
Darin ist Ω das Atomvolumen, γ der chemische Aktivitätskoeffizient und σ die auf den Diffusionspfad wirkende Normalspannung. Die Triebkraft für die Diffusion eines versprödenden Elements ohne Konzentrationsgradient in eine Korngrenze ist damit:

$$\nabla \mu = -\Omega \nabla \sigma, \quad (7.38)$$

eine Gleichung, die bereits von Herring [483] und später von Hull und Rimmer [395] zur Beschreibung des diffusionskontrollierten Wachstums von Kriechporen angewandt wurde. Unter den vereinfachenden Annahmen, dass die Korngrenzendiffusion eindimensional verläuft und Korngrenzendiffusionskoeffizient D_{KG} sowie Aktivitätskoeffizient γ konstant sind, ergibt Einsetzen von Gl. 7.37 in Gl. 7.36 die bestimmende Differentialgleichung für dynamische Versprödung:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_{\text{KG}} \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} - \frac{D_{\text{KG}} \Omega}{kT} \frac{\partial}{\partial x} \left(c \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right). \quad (7.39)$$

Der zweite Term der rechten Seite in Gl. 7.39 repräsentiert den spannungsinduzierten Diffusionsfluss in die Kohäsionszone vor der Risspitze (vgl. Bild 7.18b). Der Verlauf der in der Rissebene (hier: Korngrenze) wirkenden Zugspannung (Bild 7.18b) resultiert aus der Abweichung des Atomabstands vom Gleichgewichtsabstand a_0 (Bild 7.18a) und der entsprechenden zwischenatomaren Kraft.



a

b

Bild 7.18: (a) Schematische Darstellung der zwischenatomaren Kraft als Funktion des Atomabstands a und (b) resultierende Spannungsverteilung vor einer scharfen Risspitze

Reversible Rissausbreitung erfordert die Überschreitung der Korngrenzenkohäsionsenergie

$$E_c = 2\gamma_0 - \gamma_{KG}, \quad (7.40)$$

mit der Oberflächenenergie γ_0 und der Korngrenzenenergie γ_{KG} .

Nach McClintock und Bassani [484] ist die zeitliche Ableitung der Konzentration proportional zu der örtlichen Ableitung, wenn man von einer konstanten Rissausbreitungsgeschwindigkeit $v=da/dN$ ausgeht und den Ursprung des Koordinatensystems für die Berechnung mit der Risspitze gleichsetzt:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -v \frac{\partial c}{\partial x} \quad (7.41)$$

Damit wird die partielle Differentialgleichung (Gl. 7.39) zu einer gewöhnlichen Differentialgleichung 2. Ordnung, die analytisch lösbar ist unter der (stark vereinfachenden) Annahme, dass die Spannungsverteilung σ in der Kohäsionszone von der Konzentration c des versprödenden Elements unabhängig ist. Mit den Randbedingungen $c(x=\infty)=0$ und $c(x=0)=c_0$, und der Spannung $\sigma=\sigma_0$ an der Risspitze ergibt sich als Lösung von Gl. 7.39:

$$c = c_0 \exp \left[-\frac{v}{D_{KG}} x + \frac{D_{KG} \Omega}{kT} (\sigma - \sigma_0) \right]. \quad (7.42)$$

Wenn man in die Näherungsgleichung (Gl. 7.42) für die dynamische Versprödung der Nickelbasis-Superlegierung IN718 experimentelle Werte und Literaturdaten einsetzt, wie den Atom-

durchmesser $\Omega=2,3 \cdot 10^{29} \text{m}^3$, das Produkt $kT(650^\circ\text{C})=1,27 \cdot 10^{-20} \text{J}$, einen Korngrenzendiffusionskoeffizienten von $D_{\text{KG}}(650^\circ\text{C})=10^{-15} \text{m}^2/\text{s}$, eine stationäre Rissausbreitungsrate in der Größenordnung von $da/dt=10^{-5} \text{m/s}$ (vgl. Kapitel 6.5) sowie für die Differenz $(\sigma-\sigma_0)=10^3 \text{MPa}$ (kann gemäß FEM-Berechnungen von Xu und Bassani [485] mit der Fließspannung σ_Y des Materials gleichgesetzt werden), dann liefert Gl. 7.42:

$$\frac{c}{c_0} = \exp\left(-10^{10} \text{m}^{-1}x + 1,8\right). \quad (7.43)$$

Daraus resultiert eine theoretische Prozesszone für dynamische Versprödung der Ni-Basis-Superlegierung IN718 von $x=0,28 \text{nm}$, innerhalb der die Sauerstoffkonzentration auf $c/c_0=1/3$ abgefallen ist. Dies würde bedeuten, dass die Rissausbreitung in atomarer Größenordnung stattfindet. Es sei jedoch an dieser Stelle angemerkt, dass der Korngrenzendiffusionskoeffizient, der in Gl. 7.43 verwendet wurde, aus einer einfachen Extrapolation von Daten aus Arbeiten von Bricknell and Woodford [486] und Caplan et al. [487] zur Porenbildung während der Oxidation von Nickel bei Temperaturen zwischen 900°C und 1100°C stammen und mit hoher Unsicherheit behaftet sind. Die Aktivierungsenergie für die Korngrenzendiffusion beträgt $Q=268 \text{kJ/mol}$ und ist sehr nahe derjenigen, die Pfaendtner [399] für interkristalline Rissausbreitung in IN718 anhand von Vierpunktbiegeversuchen bei verschiedenen Temperaturen erhalten hat ($Q=290 \text{kJ/mol}$). Andererseits liegt die Aktivierungsenergie für Ni-Selbstdiffusion ($Q=285,9 \text{kJ/mol}$ [488]) ebenfalls in dieser Größenordnung. Demnach kann der Rissausbreitungsmechanismus der dynamischen Versprödung auch durch Kriechvorgänge in zurückgebliebenen ungebrochenen Ligamenten hinter der Risspitze bestimmt oder mitbestimmt sein. Die Quantifizierung des Beitrags des Kriechens an der Rissausbreitung durch dynamische Versprödung und die Ermittlung besserer Näherungswerte für den Korngrenzendiffusionskoeffizienten von Sauerstoff in Ni-Basislegierungen sind Gegenstand laufender Forschungsarbeiten (vgl. [383]). Dabei spielt die Klärung der Bedeutung der kristallographischen Misorientierung anhand von Bikristallexperimenten (vgl. Kapitel 6.5.4) eine zentrale Rolle, einerseits hinsichtlich ihres Einflusses auf den Korngrenzendiffusionskoeffizienten und andererseits hinsichtlich möglicher Zusammenhänge zwischen Konglomeraten nicht-spezialer Korngrenzen und erhöhter Rissausbreitungsrate durch dynamische Versprödung.

Vor dem Hintergrund einer physikalisch fundierten Beschreibung der Rissausbreitung durch dynamische Versprödung kann die ertragbare Spannung σ in der Kohäsionszone vor der Risspitze nicht als unabhängig von der Konzentration c des eindiffundierenden versprödenden Elements betrachtet werden (Gl. 7.42). In Xu und Bassanis Modell (Kohäsionszonenmodell

[478,479]) werden daher konstitutive Gleichungen für die Kriechverformung δ_{cr} und die Öffnung durch Korngrenzenseparation δ_d in der Kohäsionszone verwendet. Die Gesamtöffnung in der Kohäsionszone beträgt $\delta = \delta_{cr} + \delta_d$. Die Rissöffnungsrate $\dot{\delta}_{cr}$ infolge von Kriechen kann in Anlehnung an das Nortonsche Kriechgesetz wie folgt formuliert werden:

$$\dot{\delta}_{cr} = B(\sigma^*)^n \overbrace{\left(\frac{\sigma}{\sigma^*} - 1\right)^n}^{=0 \text{ wenn } \sigma / \sigma^* < 1}. \quad (7.44)$$

Darin ist B eine Konstante, n der Norton Exponent und σ^* die Spannung, oberhalb der Kriechverformung einsetzt. Der Zusammenhang zwischen Spannung σ und "Öffnung" δ_d (Atomabstand) in der Kohäsionszone kann durch eine phänomenologische Gleichung (in Anlehnung an Needleman [489]) angegeben werden:

$$\sigma = \overbrace{\left(A \sigma_{\max} f_{D\sigma} \frac{\delta_d}{\delta_{crit}} + \sigma^* \right)}^{=0 \text{ wenn } \delta_d / f_{D\delta} \delta_d > 1} \left(1 - \frac{\delta_d}{f_{D\delta} \delta_{crit}} \right)^2. \quad (7.45)$$

worin σ_{\max} die maximale ertragbare Spannung in der Kohäsionszone, A eine Konstante und δ_{crit} die kritische normale Verschiebung in der Kohäsionszone. An der Spitze der Kohäsionszone gilt $\delta_d = 0$ und $\sigma = \sigma^*$. Wenn δ_d den kritischen Wert δ_{crit} erreicht, kommt es bei Korngrenzen ohne versprödende Elemente zu Dekohäsion (interkristalline Rissausbreitung, $c=0$). Zur Charakterisierung der Korngrenzenversprödung in Abhängigkeit von der Konzentration c des versprödenden Elements eignet sich Kachanov-Schädigungsfunktionen $f_{D\sigma}$ (Einfluss auf σ_{\max}) und $f_{D\delta}$ (Einfluss auf δ_{crit}):

$$f_{D\sigma/\delta} = \left(1 - \frac{c}{c_{\sigma/\delta}} \right)^{k_{\sigma/\delta}}. \quad (7.46)$$

Die Konzentrationen c_{σ} and c_{δ} und die Exponenten k_{σ} and k_{δ} charakterisieren das Ausmaß, mit dem ein versprödendes Element die Kohäsion der Korngrenze beeinträchtigt.

Zur Bestimmung der Spannung σ und der Kohäsionszonenöffnungsanteile δ_{cr} and δ_d ist neben den Gl. 7.44 und Gl. 7.45 eine weitere Gleichung erforderlich. Die Spannung in der Kohäsionszone (mit der Länge L) ist eine Überlagerung der aufgebrachten Spannung σ_a und der Spannung aufgrund der Versetzungsverteilung $\mu(x,t)$ in der Kohäsionszone [478,490]. Daraus ergibt sich die folgende Integralgleichung, mit deren Hilfe die Bestimmungsgleichung für dynamische Versprödung Gl. 7.39 gelöst werden kann.

$$\mu = -\frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{4}{E' \pi} \int_0^L \frac{\sqrt{L-x}}{\sqrt{L-\xi}} \frac{\sigma}{\xi-x} d\xi. \quad (7.47)$$

Die Gleichungen wurden in [478] numerisch gelöst und auf die Sn-induzierte dynamische Versprödung einer Cu-7Sn-Modelllegierung [491] angewandt. Bild 7.19 zeigt exemplarisch Ergebnisse dieser Berechnung. Dargestellt sind die Konzentration des versprödenden Elements Sn c (normiert mit der Startkonzentration c_0 an der Rissspitze) und die Normalspannung in der Kohäsionszone σ (normiert mit der Fließspannung σ_Y) über den Abstand x von der Rissspitze (normiert mit der Länge der Kohäsionszone L (hier in der Größenordnung von $L=23,8\mu\text{m} \dots 24,4\mu\text{m}$ [479])) für verschiedene Korngrenzendiffusionskoeffizienten für Sn in Cu-7Sn. Hier wird der erhebliche Einfluss des Diffusionskoeffizienten sowohl auf die Ausdehnung der Prozesszone für dynamische Versprödung, die für $D_{KG}=10^{-15}\text{m}^2/\text{s}$ im nm-Bereich liegt, und die ertragbare Spannung deutlich. Es sei an dieser Stelle jedoch darauf hingewiesen, dass der Korngrenzendiffusionskoeffizient innerhalb der Kohäsionszone nicht konstant sein dürfte. Eine einfache Formulierung für den Übergang von Diffusion in einer ungeschädigten Korngrenze (D_{KG}^0) zu Diffusion in einer komplett aufgebrochenen Korngrenze (entspricht der Oberflächendiffusion D_{OF}) schlagen Xu und Bassani [479] vor:

$$D_{KG} = D_{OF} + (D_{KG}^0 - D_{OF}) \left(1 - \frac{\delta}{\delta_{\text{Rissspitze}}} \right). \quad (7.48)$$

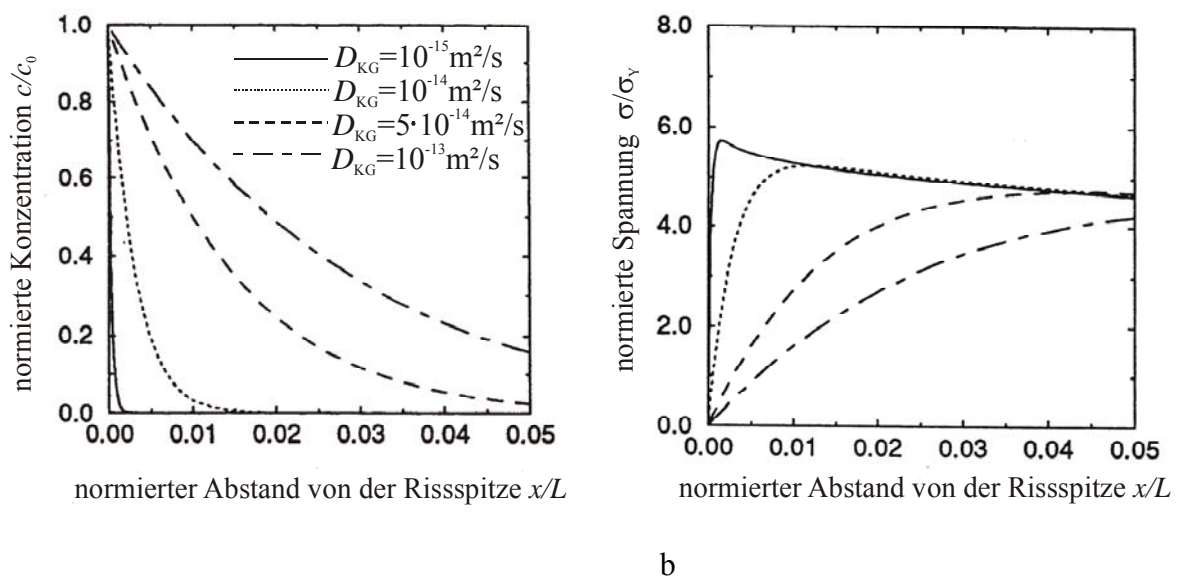


Bild 7.19: (a) Berechnete Konzentrationsprofile des versprödenden Elements in der Kohäsionszone vor der Rissspitze und (b) Normalspannungsverteilung in der Kohäsionszone für verschiedene Korngrenzendiffusionskoeffizienten D_{KG} (nach [479]).

Verwendet man in Bestimmungsgleichung für dynamische Versprödung den Diffusionskoeffizienten aus Gl. 7.48, so steigt die Ausdehnung der Prozesszone erheblich an und erreicht für $D_{KG}^0=10^{-15}\text{m}^2/\text{s}$ und $D_{OF}=10^{-13}$ nahezu diejenige für $D_{KG}=10^{-13}$ in Bild 7.19a.

8 Zusammenfassung

Zu Beginn stand die Feststellung, dass das Ausbreitungsverhalten mikrostrukturell kurzer Ermüdungsrisse, deren Länge die Detektionsgrenze herkömmlicher zerstörungsfreier Werkstoffprüfverfahren unterschreitet, sich deutlich von demjenigen sog. langer Risse unterscheidet. In zahlreichen Arbeiten wurde festgestellt, dass solche mikrostrukturell kurzen Risse hohe Rissausbreitungsraten unter Bedingungen aufweisen, bei denen gemäß der linear-elastischen Bruchmechanik technische Anrisse nicht wachstumsfähig sind, d.h. Risswachstum tritt ein für Schwingbreiten des Spannungsintensitätsfaktors ΔK deutlich unterhalb des Schwellenwerts ΔK_{th} für lange Risse. Darüber hinaus kann die Ausbreitungsrate mikrostrukturell kurzer Risse erheblich höher liegen als es gängige bruchmechanische Berechnungsmethoden erwarten ließen. Bedenkt man, dass die Phase der Rissinitiierung und Mikrorissausbreitung bis zu 90% der Gesamtlebensdauer eines Bauteils ausmachen kann, so wird deutlich, dass eine Vernachlässigung des abnormalen Ausbreitungsverhaltens mikrostrukturell kurzer Risse zu nichtkonservativer Auslegung führen kann. Dies gilt insbesondere für glatte, höherfeste Komponenten im HCF- oder Dauerfestigkeits-Bereich.

Doch wie kann man dem Problem, Rissinitiierung und Mikrorissausbreitung zu berechnen und somit in Lebensdauervorhersagemethoden bzw. in die Werkstoffentwicklung zu integrieren, begegnen?

Für viele polykristalline Werkstoffe ist die Annahme isotroper Materialeigenschaften (Elastizitätsmodul in alle Richtungen gleich) eine grobe Vereinfachung. Elastische Anisotropie führt bei kristallographisch verschieden orientierten Körnern zu einer Streuung der Spannungs-Dehnungs-Antworten und insbesondere an den Korngrenzen, durch die die unterschiedliche Verformung eingeschränkt wird, zu erheblichen Spannungsspitzen. Diese Anisotropiespannungen sind bei homogenen Werkstoffen eine der Hauptursachen für Mikrorissinitiierung.

Sind erste Anrisse erst einmal entstanden, ist das entscheidende Merkmal der frühen Ausbreitung ihre Wechselwirkung mit der lokalen Werkstoffmikrostruktur. Während bei langen Rissen die plastische Zone vor der Risspitze als vernachlässigbar gilt, übt sie bei der Mikrorissausbreitung eine Schlüsselfunktion aus. Generell wird hier die Ausbreitung der plastischen Zone von Korn- oder Phasengrenzen behindert. Da die Gleitsysteme im Nachbarkorn gegenüber denjenigen im rissbehafteten Korn verkippt und verdreht sind, hängt die Stärke der Hinderniswirkung von der kristallographischen Missorientierung ab. Vereinfacht kann die Aussage getroffen werden: Je höher der Missorientierungswinkel zwischen den aktivierbaren

Gleitsystemen, desto höher ist der Widerstand gegenüber Gleittransmission. Dies gilt prinzipiell auch für mehrphasige Werkstoffe. Allerdings ist hier eine Unterscheidung zwischen den möglichen Korn- und Phasengrenzen erforderlich. So konnte für einen Duplexstahl ein deutlich höherer Widerstand der Austenit-Ferrit-Phasengrenzen im Vergleich zu den einphasigen Korngrenzen gegenüber Mikrorissausbreitung festgestellt werden.

Für lange Risse ist seit den 60er Jahren bekannt, dass die von der fortschreitenden Rissfront zurückgelassene plastische Zone bei Lastumkehr aus der Zugphase zu einem verfrühten Aufsetzen der Rissufer und somit zur Entlastung der Rissspitze führt. Dieser als Riss schließen bekannte Effekt kann definitionsgemäß bei sehr kurzen Rissen nur eine untergeordnete Rolle spielen, da die Absolutausdehnung des plastischen Nachlaufs hier sehr gering ist. Bei näherer Betrachtung der hier untersuchten mikrostrukturell kurzen Risse konnte jedoch eine geometrische Gegeneinanderverschiebung der Rissufer festgestellt werden, die zu sog. rauigkeitsinduziertem Riss schließen führt. Das Ausmaß der Verschiebung ist dann besonders groß, wenn der Riss entlang von kristallographischen Gleitbändern unter Betätigung nur eines Gleitsystems wächst (CTSD, crack tip slide displacement).

Es kann kein Zweifel daran bestehen, dass es unmöglich ist, die erheblichen Wechselwirkungen des Mikrorisswachstums mit der lokalen Mikrostruktur mit einer einfachen phänomenologischen Gleichung zu beschreiben. Auf der Basis der Idee, dass die plastische Zone vor der Rissspitze von einer Korn- oder Phasengrenze blockiert wird und diese mit zunehmender Risslänge einen Spannungsanstieg auf die Gleitsysteme des Nachbarkorns induziert (Navarro und de los Rios [230]), wurde daher ein numerisches Modell entwickelt, in dem Riss und angrenzende plastische Zonen durch diskrete geometrische Versetzungsdipole modelliert werden (Randelementmodell, Schick [440]). In diesem Modell kann der Riss sich zweidimensional ausbreiten, wobei die Verschiebungen in der plastischen Zone eine Spannungserhöhung auf Sensorelemente und schließlich eine Aktivierung derjenigen Gleitsysteme im Nachbarkorn zur Folge hat, auf denen eine kritische Spannung überschritten wird. Die aktuelle Rissausbreitungsrate selbst wird über einen irreversiblen Anteil der zyklischen Risspitzenverschiebung ΔCTSD bestimmt.

Mit dem Modell ist eine Erfassung der wichtigsten, insbesondere der mikrostrukturabhängigen Einflussgrößen, wie kristallographische Orientierung, Korn-/Phasenbereichsgröße und -verteilung, rauigkeits- und plastisch-induziertes Riss schließen, Mikrorisskoaleszenz sowie Reihenfolgeeffekte, möglich.

Insbesondere bei hohen Temperaturen wird die Rissausbreitung zunehmend durch Atmosphäreinflüsse, wie Oxidations- und Korrosionsreaktionen, beeinflusst. Der hier diskutierte Me-

chanismus der dynamischen Versprödung zeigt, dass bei hoher Temperatur ein korrosives Medium, wie z.B. Sauerstoff, derart schnell in Korngrenzen eindiffundieren kann, dass der Rissausbreitungsmechanismus von duktil-transkristallin zu quasispröde-interkristallin wechselt. Dies führt bei zyklisch beanspruchten technischen Bauteilen, wie z.B. Gasturbinenscheiben aus Nickelbasis-Superlegierungen, zu einer erheblich erhöhten Rissausbreitungsgeschwindigkeit. Es konnte gezeigt werden, dass dieser Atmosphäreneffekt ebenfalls nicht unerheblich durch die Mikrostruktur beeinflusst wird. Die Modellierung erfordert hier eine detaillierte Betrachtung der Diffusionskinetik und der Schädigungswirkung des versprödenden Elements in der Kohäsionszone vor der interkristallinen Risspitze in Abhängigkeit von der Struktur der betroffenen Korngrenze.

Zusammenfassend sei festgestellt, dass die Einbeziehung der Mikrostruktur in die Modellierung der Rissinitiierung und Rissausbreitung für die Entwicklung sicherer und unter technisch-wirtschaftlichen Aspekten optimierter Verfahren der Bauteilauslegung entscheidende Impulse liefern kann. Das gilt nicht nur für verfeinerte Lebensdauervorhersagemethoden, in denen z.B. eine FEM-Gefügemodellierung die Zyklenzahl und den Ort der Rissinitiierung und ein Randelementmodell die Zyklenzahl bis zum Übergang von Mikroriss- zu Langrissverhalten liefert. Auch die Werkstoffentwicklung profitiert aus der Ableitung von Zusammenhängen zwischen Werkstoffmikrostruktur und -schädigung. So kann z.B. der Widerstand gegenüber dynamischer Versprödung durch eine geeignete thermomechanische Behandlung gesteigert werden. Durch solche, auch als "Grain-Boundary Engineering" bezeichnete Verfahren zur Mikrotextrurierung wird der Anteil sog. spezieller CSL-Korngrenzen erhöht. In Verbindung mit modernen experimentellen Verfahren, wie z.B. der automatisierten Orientierungsanalyse (OIMTM) im Rasterelektronenmikroskop, kann die Mikrostrukturentwicklung quantifiziert und für die jeweiligen Beanspruchungsfälle optimiert werden.

Das entscheidende Problem bei den hier dargestellten Untersuchungen und Berechnungsverfahren ist die Reduzierung ausgeprägt dreidimensionaler Phänomene auf zweidimensionale Modellvorstellungen. Entwicklungen in Richtung dreidimensionaler Materialcharakterisierungsmethoden, wie die Synchrotron-Computertomographie und die 3D-Orientierungsanalyse, werden jedoch zukünftig diese Reduzierung zumindest für grundlegende wissenschaftliche Untersuchungen überflüssig machen.

9 Schrifttum

- [1] Smith, R.A.: The Versailles Railway Accident of 1842 and the First Research into Metal Fatigue, *Proc. Fatigue '90*, (1990) 2033
- [2] Braithwaite, F.: On the Fatigue and Consequent Fracture of Metals, *Minutes of Proc. I.C.E.*, (1854) 463
- [3] Schütz, W.: Zur Geschichte der Schwingfestigkeit, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik*, **24** (1993) 203
- [4] Bauschinger, J.: Über die Veränderung der Elastizitätsgrenze und der Festigkeit des Eisens und Stahls durch Strecken und Quetschen, durch Erwärmen und Abkühlen und durch oftmals wiederholte Beanspruchung, *Mitteilungen des mechanisch-technischen Laboratoriums der Königlich Technischen Hochschule München*, **13** (1886) 1
- [5] Ewing, J. A.; Humfrey, J.C.W.: The Fracture of Metals under Repeated Alternations of Stress, *Philosophical Transactions, Royal Society London*, **Vol. CC** (1903) 241
- [6] Basquin, O.H.: The Exponential Law of Endurance Tests, *Proc. Annual Meeting ASTM*, **10** (1919) 625
- [7] Palmgren, A.: Die Lebensdauer von Kugellagern, *VDI-Zeitschrift*, **68** (1924) 339
- [8] Miner, M.A.: Cumulative Damage in Fatigue, *Transactions ASME – Journal of Applied Mechanics*, **12** (1954) A159
- [9] Inglis, C.E.: Stresses in a Plate due to the Presence of Cracks and Sharp Corners, *Transactions of the Institute of Naval Architects*, **55** (1913) 219
- [10] Griffith, A.A.: The Phenomena of Rupture and Flow in Solids, *Philosophical Transactions A*, **221** (1920) 163
- [11] Neuber, H.: Theory of Stress Concentration for Shear-Strained Prismatical Bodies with Arbitrary Nonlinear Stress Strain Law, *Journal of Applied Mechanics*, **28** (1961) 544
- [12] Polanyi: Über eine Art Gitterstörung, die einen Kristall plastisch machen könnte, *Zeitschrift für Physik*, **89** (1934) 660
- [13] Orowan, E.: Theory of the Fatigue of Metals, *Proc. Royal Society A*, **171** (1939) 79
- [14] Manson, S.S.; Behaviour of Materials under Conditions of Thermal Stress, *Proc. Heat Transfer Symposium*, University of Michigan (1953) 9
- [15] Coffin, L.E.: The Problem of Thermal Stress Fatigue in Austenitic Steels at Elevated Temperatures, *Proc. Symposium on Effects of Cyclic Heating and Stressing on Metals at Elevated Temperatures*, ASTM STP 165 (1954) 31
- [16] Thompson, N.; Wadsworth, N.; Louat, N.: XI. The Origin of Fatigue Fracture in Copper, *Philosophical Magazine*, **1** (1956) 113
- [17] Zappfe, C.A.; Worden, C.O.: Fractographic Registrations of Fatigue, *Transactions ASM*, **43** (1951) 958
- [18] Forsyth, P.J.E.; Ryder, D.A.: Fatigue Fracture, *Aircraft Engineering*, **32** (1960) 96
- [19] Laird, C.: The Influence of Metallurgical Structure on the Mechanism of Fatigue Crack Propagation, *Proc. Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 415, (1967) 131
- [20] Neumann, P.: Coarse Slip Model of Fatigue, *Acta Metallurgica*, **17** (1969) 1219
- [21] Irwin, G.R.: Fracture, in: *Handbuch der Physik*, Bd. IV, Springer-Verlag (1958) 551
- [22] Paris, P.C.; Gomez, M.P.; Anderson, W.E.: A Rational Analytic Theory in Engineering, *The Trend in Engineering*, **13** (1960) 9
- [23] Paris, P.C., Erdogan, F.: A Critical Analysis of Crack Propagation Laws, *Journal of Basic Engineering*, **85** (1963) 528
- [24] Floer, W.: Untersuchungen zur mechanismenorientierten Lebensdauer vorhersage an einer β -Titanlegierung, VDI-Verlag Reihe 5, Düsseldorf 2003
- [25] Elber, W.: Fatigue Crack Propagation: Some Effects of Crack Closure on the Mechanism of Fatigue Crack Propagation under Cyclic Tension Loading, PhD Thesis, University of New South Wales, 1968
- [26] Elber, W.: The Significance of Fatigue Crack Closure, *Proc. Damage Tolerance in Aircraft Structures*,

- ASTM STP 486 (1971) 230
- [27] Pearson, S.: Initiation of Fatigue Cracks in Commercial Aluminum Alloys and the Subsequent Propagation of Very Short Cracks, *Engineering Fracture Mechanics*, **7** (1975) 235
- [28] Shiozawa, K.; Matsushita, H.: Crack Initiation and Small Fatigue Crack Growth Behaviour of Beta Ti-15V-3Cr-3Al-3Sn Alloy, Proc. *Fatigue '96*, G. Lütjering, H. Nowack (Hrsg.) Berlin (1996) 301
- [29] Mann, J.Y.: Bibliography on the Fatigue of Materials Components and Structures, Vol. 1-4, Pergamon Press, Oxford 1970-1990
- [30] Suresh, S.: *Fatigue of Materials*, 2. Auflage, Cambridge University Press, Cambridge 1998
- [31] Ramberg, W.; Osgood, W.R.: Description of Stress-Strain Curves by Three Parameters, Technical Report No 902 NACA (1943)
- [32] Masing, G.: Eigenspannungen und Verfestigung beim Messing, Proc. *2nd Int. Congress of Applied Mechanics*, Zürich (1926) 332
- [33] Radaj, D.: *Ermüdungsfestigkeit, Grundlagen für Leichtbau, Maschinen- und Stahlbau*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1995
- [34] Haibach, E.: *Betriebsfestigkeit, Verfahren und Daten zur Bauteilberechnung*, 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2002
- [35] Naubereit, H.: *Einführung in die Ermüdungsfestigkeit*, Hanser-Verlag, München 1999
- [36] Dengel, D.: Die $\arcsin\sqrt{P}$ -Transformation – ein einfaches Verfahren zur grafischen und rechnerischen Auswertung geplanter Wöhler-Versuche, *Zeitschrift für Werkstofftechnik*, **6** (1975) 253
- [37] Deubelbeiss, E.: Dauerfestigkeitsversuche mit einem modifizierten Treppenstufenverfahren, *Materialprüfung*, **16** (1974) 240
- [38] Morrow, J.D.: Cyclic Plastic Strain Energy and Fatigue of Metals, ASTM STP 378 (1965) 45
- [39] Smith, K.N.; Watson, P.; Topper, T.H.: A Stress-Strain Function for the Fatigue of Materials, *Journal of Materials*, **4** (1970) 767
- [40] Haibach, E.; Lehrke, H.P.: Das Verfahren der Amplitudentransformation zur Lebensdauerberechnung bei Schwingbeanspruchung, *Archiv für das Eisenhüttenwesen*, **47** (1976) 623
- [41] Schöler, K.: Einfluß der Mikrostruktur auf das Wechselverformungsverhalten teilchengehärteter Legierungen bei hohen Temperaturen nach einer Vorverformung, Fortschritt Berichte VDI, Nr. 574, VDI-Verlag Düsseldorf 1999
- [42] Matsuishi, M.; Endo, T.: Fatigue of Metals Subjected to Varying Stress, Proc. *Kyushu Branch of Japan Society of Mechanical Engineering* (1968) 37
- [43] Dowling, S.D.; Socie, D.F.: Simple Rainflow Counting Algorithms, *International Journal of Fatigue*, **4** (1982) 31
- [44] Anthes, R.J.: Modified Rainflow Counting Keeping the Load Sequence, *International Journal of Fatigue* **7** (1997) 529
- [45] Foreman, R.G.; Keary, V.E.; Eagle, R.M.: Numerical Analysis of Crack Propagation in Cyclic-Loaded Structures, *Journal of Basic Engineering*, **89** (1967) 459
- [46] Weertman, J.: Rate of Growth of Fatigue Cracks Calculated from the Theory of Infinitesimal Dislocations Distributed on a Plane, *International Journal of Fracture*, **2** (1966) 460
- [47] Klesnil, M.; Lukas, P.: Influence of Strength and Stress History on Growth and Stabilisation of Fatigue Cracks, *Engineering Fracture Mechanics*, **4** (1972) 209
- [48] McEvily, A.J.: On Closure in Fatigue Crack Growth, ASTM STP 982 (1988) 35
- [49] Anderson, T.L.: *Fracture Mechanics – Fundamentals and Applications*, 2. Auflage, CRC Press, Boca Raton, USA 1995
- [50] Broek, D.: *Elementary Engineering Fracture Mechanics*, 4. überarbeitete Auflage, Leyden, Noordhof 1985.
- [51] Gross, D.: *Bruchmechanik*, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1996
- [52] Schwalbe, K.-H.: *Bruchmechanik metallischer Werkstoffe*, Hanser-Verlag 1980
- [53] Gumbsch, P.: Modelling Brittle and Semi-Brittle Fracture Processes, *Materials Science and Engineering A*, **319-321** (2001) 1
- [54] Orowan, E.: Fracture and Strength of Solids, *Reports on Progress in Physics*, **12** (1948) 185
- [55] Irwin, G.R.: Onset of Fast Crack Propagation in High Strength Steel and Aluminium Alloys, Proc.

- Sagamore Research Conf.*, Vol. 2 (1956) 289
- [56] Westergaard, H.M.: Bearing Pressures and Cracks, *Journal of Applied Mechanics*, **6** (1939) 49
- [57] Tada, H.; Paris, P.C.; Irwin, G.R.: *The Stress Analysis Handbook*, 3. Auflage, ASME Press, New York 2000
- [58] Irwin, G.R.: Plastic Zone Near a Crack and Fracture Toughness, *Proc. Sagamore Research Conf.*, Vol. 4 (1961)
- [59] Dugdale, D.S.: Yielding of Steel Sheets Containing Slits, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **8** (1960) 100
- [60] Barenblatt, G.I.: The Mathematical Theory of Equilibrium Cracks in Brittle Fracture, *Proc. Advances in Applied Mechanics*, Vol VII, Academic Press, New York London (1962) 55
- [61] Bilby, B.A.; Cottrell, A.H.; Swinden, K.H.: The Spread of Plasticity Yield from a Notch, *Proc. of the Royal Society London*, **A272** (1963) 304
- [62] Rice, J.R.: A Path Independent Integral and the Approximate Analysis of Strain Concentration by Notches and Cracks, *Journal of Applied Mechanics*, **35** (1968) 379
- [63] Hutchinson, J.W.: Singular Behavior at the End of a Tensile Crack Tip in a Hardening Material, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **16** (1968) 13
- [64] Rice, J.R.; Rosengren, G.F.: Plane Strain Deformation Near a Crack Tip in a Power Law Hardening Material, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **16** (1968) 1
- [65] Wüthrich, C.: The Extension of the J-Integral Concept to Fatigue Cracks, *International Journal of Fracture*, **20** (1982) R35
- [66] Dowling, N.E.; Begley, J.A.: Fatigue Crack Growth during Gross Plasticity and the J-Integral, *ASTM STP 590*, Philadelphia (1976) 82
- [67] H.H. Heitmann, H. Vehoff, P. Neumann: Life Prediction for Random Load Fatigue Based on the Growth Behavior of Microcracks, *Proc. 6th Int. Conf. on Fracture (ICF 6)*, S.R. Valluri, D.M.R. Taplin, P. Rama Rao, J.F. Knott, R. Dubey (Hrsg.), Pergamon Press, Oxford (1984) 3599
- [68] Merkle, J.G.; Corten, H.T.: A J-Integral Analysis of the Compact Specimen Considering Axial Force as Well as Bending Effects, *Journal of Pressure Vessel Technology*, **96** (1974) 286
- [69] Riedel, H.: *Fracture at High Temperatures*, Springer-Verlag, Berlin 1987
- [70] Miller, M.P.; McDowell, D.L.; Oehmke, R.L.T.; Antolovich, S.D.: A Life Prediction Model for Thermomechanical Fatigue Based on Microcrack Propagation, *Proc. Thermomechanical Fatigue Behavior of Metals*, ASTM STP 1186, H. Sehitoglu (Hrsg.) (1993) 35
- [71] Jung, A.: Einfluss einer Partikelverstärkung auf das Hochtemperaturermüdungsverhalten einer dispersionsgehärteten Aluminiumlegierung, *Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 5 Nr. 600*, VDI-Verlag, Düsseldorf 2000
- [72] Schöler, K., Christ, H.-J.: Servohydraulische Prüfsysteme vergleichen - Untersuchungen zum Regelverhalten, *Zeitschrift Materialprüfung* **38** (1996) 488
- [73] Fischer, F.: Zyklisches Spannungs-Dehnungs-Verhalten bei konstanter und variierender Beanspruchungsamplitude, in: *Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffe*, H.-J. Christ (Hrsg.), Werkstoff-Informationsgesellschaft Frankfurt (1998) 51
- [74] Christ, H.-J.: *Wechselverformung von Metallen*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1991
- [75] Christ, H.-J.; Mughrabi, H.; Kraft, S.; Petry, F.; Zauter, R.; Eckert, K.: The Use of Plastic Strain Control in Thermomechanical Fatigue Testing, *Proc. Fatigue under Thermal and Mechanical Loading*, J. Bressers, L. Remy (Hrsg.) (1996) 119
- [76] Schmidt, P.: Konstruktion und Inbetriebnahme einer Temperaturkammer zur Durchführung von TMF-Versuchen an offenporigen metallischen Schäumen, *Studienarbeit*, Universität Siegen 2003
- [77] Teteruk, R.: Modellierung der Lebensdauer bei thermomechanischer Ermüdungsbeanspruchung unter Berücksichtigung der relevanten Schädigungsmechanismen, *Fortschritt-Berichte VDI, Nr. 653*, VDI-Verlag Düsseldorf 2002
- [78] Schmidt, P.: Mechanische und mikrostrukturelle Untersuchungen zur Schädigungsentwicklung bei metallischen Schäumen, *Studienarbeit*, Universität Siegen 2000
- [79] Yu, X.; Abel, A.: Mixed-Mode Crack Surface Interference under Cyclic Shear Loads, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 1515

- [80] Sharpe Jr., W.N.; Grandt Jr., A.F.: A Preliminary Study of Fatigue Crack Retardation Using Laser Interferometry to Measure Crack Surface Displacements, Proc. *Mechanics of Crack Growth*, ASTM STP590 (1976) 302
- [81] Ebi, G: Ausbreitung von Mikrorissen in duktilen Stählen, Dissertation, RWTH Aachen 1987
- [82] Im, S.-W.: Untersuchung von Mikrorissen bei Wechselbeanspruchung durch Laserinterferometrie, Fortschritt-Berichte VDI, Nr. 201, VDI-Verlag Düsseldorf 1990
- [83] Lenczowski, B.: Das Verhalten von Mikrorissen bei Ermüdung von Werkstoffen, Shaker-Verlag, Aachen 1992
- [84] Ashbaugh, N.E.; Dattaguru, B.; Khobaib, M.; Nicholas, T.; Prakash, R.V.; Ramamurthy, T.S.; Seshardi, B.P.; Sunder, R.: Experimental and Analytical Estimates of Fatigue Crack Closure in an Aluminium Copper Alloy, Part I: Laser Interferometry and Electron Fractography, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **20** (1997) 951
- [85] Akiniwa, Y.; Harada, S.; Fukushima, Y.: Dynamic Measurement of Crack Closure Behaviour of Small Fatigue Cracks by an Interferometric Strain/Displacement Gauge with a Laser Diode, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **14** (1991) 317
- [86] Ravichandran, K.S.: Three-Dimensional Crack Shape Effects During the Growth of Small Surface Cracks in a Titanium Base Alloy, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **20** (1997) 1423
- [87] Larsen, J.M.; Jira, J.R.; Weerasooriya, T.: Crack Opening Displacement Measurements on Small Cracks in Fatigue, Proc. *18th Symposium on Fracture Mechanics*, D.T. Read, P.P. Reed (Hrsg.), ASTM STP 945 (1988) 896
- [88] Fax, J.C.; Edwards, R.L.; Sharpe, W.N.: Thin-Film Gage Markers for Laser-Based Strain Measurement on MEMS Materials, *Experimental Techniques*, **5/6** (1999) 28
- [89] von Heimendahl, M.: Einführung in die Transmissionselektronenmikroskopie, Vieweg-Verlag, Braunschweig 1970
- [90] Eisenmeier, G.: Ermüdungsverhalten der Magnesiumlegierung AZ91: Experimentelle Untersuchungen und Lebensdauervorhersage, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg 2001
- [91] Bauschke, H.-M.; Schwalbe, K.-H.: Measurement of the Depth of Surface Cracks Using the Direct Current Potential Drop Method, *Zeitschrift für Werkstofftechnik*, **16** (1985) 156
- [92] Taylor, D.: Fatigue Thresholds, Butterworths, London 1989
- [93] Zeller, R.: Risstiefenmessung nach dem Potentialsondenverfahren mit Wechselstrom, *Materialprüfung*, **23** (1981) 85
- [94] Vallen, H.: Schallemissionsprüfung: Grundlagen - Gerätetechnik – Anwendungen, Proc. *DGZfP-Jahrestagung*, Berlin (2001) www.ndt.net/article/dgzfp01/papers/
- [95] Saxena, A.; Hudak, S.J.; Donald, J.K.; Schmid, D.W.: Computer-Controlled Decreasing Stress Intensity Techniques for Low Rate Fatigue Crack Growth Testing, *Journal of Testing and Evaluation*, **6** (1978) 167
- [96] Bressers, J.; Timm, J.; Williams, S.J.; Bennett, A.; Affeldt, E.E.: Effects of Cycle Type and Coating on the TMF Lives of a Nickel-Based Gas Turbine Blade Alloy, Proc. *Thermomechanical Fatigue Behavior of Materials*, 2nd Vol., M.J. Verrilli, M.G. Castelli (Hrsg.), ASTM STP 1263 (1996) 56
- [97] Bowles, C.Q.; Schijve, J.: Crack Tip Geometry for Fatigue Cracks Grown in Air and Vacuum, Proc. *Advances in Quantitative Measurement of Physical Damage*, ASTM-STP 811 (1983) 400
- [98] Ludwig, W.; Buffière, J.-Y.; Savelli, S.; Cloetens, P.: Study of a Short Fatigue Crack with Grain Boundaries in a Cast Al Alloy Using X-Ray Microtomography, *Acta Materialia*, **51** (2003) 585
- [99] Nielsen, S.F.; Ludwig, W.; Bellet, D.; Lauridsen, E.M.; Poulsen, H.F.; Juul Jensen, D.: Three Dimensional Mapping of Grain Boundaries, in: Proc. *21st Int. RISO Symposium on Materials Science*, N. Hansen et al. (Hrsg.), Roskilde, Dänemark (2000) 473
- [100] Blochwitz, C.; Tirschler, W.: In-Situ Scanning Electron Microscope Observations of the Deformation Behaviour of Short Cracks, *Materials Science and Engineering*, **A276** (2000) 273
- [101] Nakajima, K.; Terao, K.; Miyata, T.: The Effect of Microstructure on Fatigue Crack Propagation of $\alpha+\beta$ Titanium Alloys, *Materials Science and Engineering*, **A243** (1998) 176

- [102] Li, W.-F.; Zhang, X.-P.: Investigation of Initiation and Growth Behavior of Short Fatigue Cracks Emanating from a Single-Edge Notch Specimen Using in-situ SEM, *Materials Science and Engineering*, **A318** (2001) 129
- [103] Richter, R.; Tirschler, W.; Blochwitz, C.: In-Situ Scanning Electron Microscopy of Fatigue Crack Behaviour in Ductile Materials, *Materials Science and Engineering*, **A213** (2001) 237
- [104] Zhang, X.P.; Wang, C.H.; Chen, W.; Ye, L.; Mai, Y.-W.: Investigation of Short Fatigue Cracks in Nickel-Based Single Crystal Superalloy SC16 by In-Situ SEM Fatigue Testing, *Scripta Materialia*, **44** (2001) 2443
- [105] Sickert, M.: Konstruktion und Inbetriebnahme einer Ermüdungsprüfmaschine für das Rasterelektronenmikroskop, Diplomarbeit, Universität Siegen 2002
- [106] Dewald, D.K.; Lee, T.C.; Robertson, I.M.; Birnbaum, H.K.: Dislocation Structure of Advancing Cracks, *Metallurgical Transactions A*, **21A** (1990) 2411
- [107] Bichler, C.; Pippin, R.: Direct Observation of the Residual Plastic Deformation Caused by a Single Tensile Overload, Proc. 2nd Symp. in Fatigue Crack Closure, Measurement and Analysis, ASTM STP 1343
- [108] Schmidt, P.F. (Hrsg.): Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und Mikrobereichsanalyse, Expert-Verlag, Münster 1994
- [109] Richter, R., persönliche Mitteilung, Technische Universität Dresden 2000
- [110] Dingley, D.J.: Atlas of Backscattering Kikuchi Diffraction Patterns, Institute of Physics, Bristol 1995
- [111] Wilkinson, A.J.: Measurement of Elastic Strains and Small Lattice Rotations Using Electron Back Scatter Diffraction, *Ultramicroscopy*, **62** (1996) 237-247
- [112] Katrakova, D.; Mücklich, F.: Specimen Preparation and Electron Backscatter Diffraction, Proc. *European Metallographic Conference 2000 -Fortschritte in der Metallographie*, G. Petzow (Hrsg.) (2001) 355
- [113] Ullrich, H.-J.; Bauch, J.; Brechbühl, J.; Bretschneider, I.; Lin, H.: Grundlagen und neue Anwendungen der Kossel-Technik in der Materialforschung, *Zeitschrift für Metallkunde*, **89** (1998) 106
- [114] Wright, S.: Fundamentals of Automated EBSD, in: *Electron Backscatter Diffraction in Materials Science*, A.J. Schwartz, M. Kumar, B.L. Adams (Hrsg.), Kluwer, New York (2000) 51
- [115] Engler, O.; Gottstein, G.: A New Approach in Texture Research: Local Orientation Determination with EBSP, *Steel Research*, **63** (1992) 413
- [116] van der Wal, D.; Dingley, D.J.: An Introduction to EBSP, *Philips Electron Optics Bulletin*, **134** (1996) 19
- [117] Dingley, D.J.; Randle, V.: Review – Microtexture Determination by Electron Back-Scatter Diffraction, *Journal of Materials Science*, **27** (1992) 4545
- [118] Schwartz, A.J.; Kumar, M.; Adams, B.L. (Hrsg.): *Electron Backscatter Diffraction in Materials Science*, Kluwer, New York 2000
- [119] Randle, V.: *The Measurement of Grain Boundary Geometry*, Institute of Physics Publ., Bristol, UK 1993
- [120] Williams, D.B.; Carter, C.B.: *Transmission Electron Microscopy – A Textbook for Materials Science*, Plenum Press, New York 1996
- [121] Cullity, B. D.: *Elements of X-ray diffraction* (2. Auflage), Addison-Wesley, Reading, USA 1978
- [122] Randle, V.: A Methodology for Grain Boundary Plane Assessment by Single Section Trace Analysis, *Scripta Materialia*, **44** (2001) 2789
- [123] Palumbo, G.; Lehockey, E.M.; Lin, P.: Applications for Grain Boundary Engineered Materials, *JOM*, **2** (1998) 40
- [124] Brandon, D.G.: The Structure of High-Angle Grain Boundaries, *Acta Metallurgica*, **14** (1966) 1479
- [125] Randle, V.: *Role of the Coincidence Site Lattice in Grain Boundary Engineering*, Institute of Materials, London 1996
- [126] Sarid, D. : *Scanning Force Microscopy*, Oxford University Press, New York 1991

- [127] Bennewitz, K.; Haaks, M.; Staab, T.; Eisenberg, S.; Lampe, T.; Maier, K.: Positron Annihilation Spectroscopy – a Non-Destructive Method for Lifetime Prediction in the Field of Dynamical Material Testing, *Zeitschrift für Metallkunde*, **93** (2002) 8
- [128] Jiang, L.; Liaw, P.K.; Brooks, C.R.; Somieski, B.; Klarstrom, D.L.: Nondestructive Evaluation of Fatigue Damage in UDIMET Superalloy, *Materials Science and Engineering A*, **313** (2001) 153
- [129] Hartley, J.H.; Howell, R.H.; Asoka-Kumar, P.; Sterne, P.A.; Akers, D.; Denison, A.: Positron Annihilation Studies of Fatigue in 304 Stainless Steel, *Applied Surface Science*, **149** (1999) 204
- [130] Li, Y.; Wang, J.; Wang, M.; Shalakov, P.; Witney, A.; de Luccia, J.; Laird, C.: A Demonstration of the Capability of the Electrochemical Fatigue Sensor, Proc. *Fatigue in the Very High Cycle Regime*, Stanzl-Tschegg, S.; Mayer, H. (Hrsg.), Wien 2001
- [131] Illerhaus, B.; Goebels, J.: Dreidimensionale Charakterisierung von Metallschaumkörpern mittels Mikrocomputertomographie, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik*, **31** (2000) 527
- [132] Guo, Y.; Guo, W.: Mechanical and Electrostatic Properties of Carbon Nanotubes under Tensile Loading and Electrical Field, *Journal of Physics*, **36** (2003) 805
- [133] Lampman, S.R.: Fatigue and Fracture Properties of Titanium Alloys, in: ASM Handbook Fatigue and Fracture, Vol. **19** (1996) 829
- [134] Long, M.; Crooks, R.; Rack, H.J.: High Cycle Fatigue Performance of Solution-Treated Metastable- β Titanium Alloys, *Acta Materialia*, **47** (1999) 661
- [135] Gregory, J.: The Influence of Cold Work on Mechanical Properties of High Strength TIMETAL LCB, Proc. *Titanium '95: Science and Technology* (1995) 1288
- [136] Weiss, I.; Srinivasan, R.; Saqib, M.; Stefansson, N.; Jackson, A.G.; LeClair, S.R.: Bulk Deformation of Ti-6.8Mo-4.5Fe-1.5Al (Timetal LCB) Alloy, *Journal of Materials Engineering and Performance*, **5** (1996) 335
- [137] Weiss, I.; Srinivasan, R.; Saqib, M.; Stefansson, N.; Jackson, A.; LeClair, S.R.: Cold and Warm Working of LCB Titanium Alloy, Proc. *Advances in the Science and Technology of Titanium Alloy Processing*, I. Weiss, R. Srinivasan, P.J. Bania, D. Eylon, S.L. Semiatin (Hrsg.) TMS (1997) 241
- [138] Allen, P.G.; Bania, P.J.; Combres, Y.: TIMETAL®LCB: A Low Cost Beta Alloy for Automotive and Other Industrial Applications, Proc. *8th World Conference on Titanium*, P.A. Blenkinsop, W.J. Evans, H.M. Flower (Hrsg.), TMS (1995) 1680
- [139] Maier H.J.; Donath B.; Bayerlein, M.; Mughrabi, H.; Meier, B.; Kesten, M.: Optimierte Festigkeitssteigerung eines metastabilen austenitischen Stahles durch wechselverformungsinduzierte Martensitumwandlung bei tiefen Temperaturen, *Zeitschrift für Metallkunde*, **84** (1993) 12
- [140] Krupp, U.; West, C.; Duan, H.-P.; Christ, H.-J.: Strain-Induced Martensite Formation in Metastable Austenitic Steels with Varying Carbon Content, *Zeitschrift für Metallkunde*, **7** (2002) 706
- [141] Krupp, U.; Christ, H.-J.; Lezuo, P.; Maier, H.J.; Teteruk, R.G.: Influence of Carbon Concentration on Martensitic Transformation in Metastable Austenitic Steels under Cyclic Loading, *Materials Science and Engineering A*, **319-321** (2001) 527
- [142] Bürgel, R.: Handbuch Hochtemperaturwerkstofftechnik, Vieweg-Verlag, Braunschweig Wiesbaden 1998
- [143] Sims, C.T.; Stoloff, N.S.; Hagel, W.C.: Superalloys II, John Wiley & Sons, New York 1987
- [144] Asholt, P.: Manufacturing of Aluminium Foams from PMMC Melts – Material Characteristics and Typical Properties, Proc. *Metallschäume*, J. Banhart (Hrsg.), Verlag MIT, Bremen (1997) 27
- [145] Stanzick, H.; Duarte, I.; Banhart, J.: Der Schäumprozeß von Aluminium, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik*, **31** (2000) 409
- [146] Wagner, I.; Hintz, C.; Sahn, P.R.: Precision Casting Near Net Shape Components Based on Cellular Metal Material, Proc. *Euromat 99, Vol. 5: Metal Matrix and Metallic Foams*, T.W. Clyne, F. Simancik (Hrsg.), Wiley-VCH, Weinheim (2000) 40
- [147] Gottstein, G.: Physikalische Grundlagen der Materialkunde, 2. Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2001
- [148] Haasen, P.: Physikalische Metallkunde, 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin 1994
- [149] Hull, D.; Bacon, D.J.: Introduction to Dislocations, 3. Auflage, Pergamon Press, Oxford 1984

- [150] Nabarro, F.R.N.: Theory of Crystal Dislocations, (Originalausgabe: Oxford University Press, Oxford 1967) Dover Publications 1987
- [151] Sommer, C.; Christ, H.-J.; Mughrabi, H.: Non-Linear Elastic Behaviour of the Roller Bearing Steel SAE 52100 during Cyclic Loading, *Acta Metallurgica et Materialia*, **39** (1991) 1177
- [152] Hertzberg, R.W.: Deformation and Fracture Mechanics of Engineering Materials, Wiley, New York 1996
- [153] Frenkel, J.: Zur Theorie der Elastizitätsgrenze und der Festigkeit kristallinischer Körper, *Zeitschrift für Physik*, **37** (1926) 572
- [154] Peierls, R.: The Size of Dislocations, *Proceedings of the Physical Society*, **52** (1940) 34
- [155] Nabarro, F.R.N.: Dislocations in a Simple Cubic Lattice, *Proceedings of the Physical Society*, **59** (1947) 256
- [156] Read, W.T.: Dislocations in Crystals, McGraw-Hill, New York 1953
- [157] Frost, H.J.; Ashby, M.F.: Deformation-Mechanism Maps: The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics, Pergamon, Oxford 1982
- [158] Askeland, D.: Materialwissenschaften, Spektrum-Verlag, Heidelberg Berlin Oxford 1996
- [159] Schmid, E., Boas, W.: Plasticity of Crystals, Hughes Press, London 1950
- [160] Gemperlová, J.; Polcarová, M.; Gemperle, A.; Zárubova, N.: Slip Transfer Across Grain Boundaries in Fe-Si Bicrystals, *Journal of Metals and Alloys* (eingereicht)
- [161] Hall, E. O.: The Deformation and Aging of Mild Steel: II Characteristics of the Lüders Deformation, *Proc. Of the Royal Society*, **64B** (1951) 747
- [162] Petch, N.J.: The Cleavage Strength of Polycrystals, *Journal of the Iron and Steel Institute* (1953) 25
- [163] Bilý, M. (Hrsg.): Cyclic Deformation and Fatigue of Materials, Materials Science Monographs 78, Elsevier, Amsterdam 1993
- [164] Wilkens, M.; Herz, K.; Mughrabi, H.: An X-Ray Diffraction Study of Cyclically and Unidirectionally Deformed Copper Single Crystals, *Zeitschrift für Metallkunde*, **71** (1980) 376
- [165] Winter, A.T.: A Model for the Fatigue of Copper at Low Plastic Strain Amplitudes, *Philosophical Magazine*, **30** (1974) 719
- [166] Blochwitz, C.; Veit, U.: Plateau Behaviour of Fatigued fcc Single Crystals, *Crystal Research and Technology*, **17** (1982) 219
- [167] Basinski, Z.S.; Korbel, A.S.; Basinski, S.J.: The Temperature Dependence of the Saturation Stress and Dislocation Structure in Fatigued Copper Single Crystals, *Acta Metallurgica*, **28** (1980) 191
- [168] Holzwart, U.; Essmann, U.: The Evolution of Persistent Slip Bands in Copper Single Crystals, *Applied Physics A*, **57** (1993) 131
- [169] Wang, Z.G.; Gong, B.; Wang, Z.: Cyclic Deformation Behavior and Dislocation Structures of [001] Copper Single Crystals –(I Cyclic Stress-Strain Response and Surface Feature, S. 1365ff.) II. Characteristics of Dislocation Structures, *Acta Metallurgica*, **45** (1997) 1379
- [170] Essmann, U.; Mughrabi, H.: Annihilation of Dislocations During Tensile and Cyclic Deformation and Limits of Dislocation Densities, *Philosophical Magazine A*, **40** (1979) 731
- [171] Plumtree, A.; Pawlus, L.D.: Substructural Developments During Strain Cycling of Wavy Slip Mode Metals, Proc. *Basic Questions in Fatigue*, J.T. Fong, R.J. Fields (Hrsg.) ASTM STP 924 (1988) 81
- [172] Sestak, B.; Seeger, A.: Gleitung und Verfestigung in kubisch raumzentrierten Metallen und Legierungen (I-III), *Zeitschrift für Metallkunde*, **69** (1978) 195 (I) / 355 (II) / 425 (III)
- [173] Mughrabi, H.; Ackermann, F.; Herz, K.: Persistent Slip Bands in Fatigued Face-Centered and Body-Centered Metals, Proc. *Fatigue Mechanisms*, ASTM STP 675 (1979) 69
- [174] Pohl, K.; Mayr, P.; Macherlauch, E.: Persistent Slip Bands in the Interior of a Fatigued Low-Carbon Steel, *Scripta Metallurgica*, **14** (1980) 1167
- [175] Lukas, P.: Fatigue Crack Nucleation and Microstructure, in: ASM Handbook: Fatigue and Fracture, Kapitel **19** (1996) 96
- [176] Lindley, T.C.; Nix, K.J.: Metallurgical Aspects of Fatigue Crack Growth, Proc. *Fatigue Crack Growth*, Cambridge 1984, R.A. Smith (Hrsg.), Pergamon (1986) 53

- [177] Newman Jr., J.C.; Phillips, E.P.; Swain, M.H.: Fatigue-Life Prediction Methodology Using Small Crack Theory, *International Journal of Fatigue*, **21** (1999) 109
- [178] Lankford, J.: The Growth of Small Fatigue Cracks in 7075-T6 Aluminium, *Fatigue of Engineering Materials and Structures*, **5** (1982) 233
- [179] Polak, J.: Cyclic Strain Localisation, Crack Nucleation and Short Crack Growth, Proc. *Low Cycle Fatigue and Elasto Plastic Behaviour of Materials LCF4*, K.T. Rie, P.D. Portella (Hrsg.) (1998) 493
- [180] Valleslano, C.; Navarro, A.; Domínguez, J.: Fatigue Crack Growth Threshold Conditions at Notches. Part I: Theory, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 113
- [181] Valleslano, C.; Navarro, A.; Domínguez, J.: Fatigue Crack Growth Threshold Conditions at Notches. Part II: Generalization and Application to Experimental Results, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 123
- [182] Andrews, S.; Sehitoglu, H.: A Computer Model for Fatigue Crack Growth from Rough Surfaces, *International Journal of Fatigue*, **22** (2000) 619
- [183] Dörr, T.; Wagner, L.: Mechanische Oberflächenbehandlung von Titanlegierungen: Grundsätzliche Mechanismen, *Forum der Forschung*, **5.2** (1997) 138
- [184] Almer, J.D.; Cohen, J.B.; Moran, B.: The Effects of Residual Macro stresses on Fatigue Crack Initiation, *Materials Science and Engineering*, **A284** (2000) 268
- [185] Peters, J.O.; Roder, O.; Boyce, B.L.; Thompson, A.W.; Ritchie, R.O.: Role of Foreign-Object Damage on Thresholds for High-Cycle Fatigue in Ti-6Al-4V, *Metallurgical and Materials Transactions*, **31A** (2000) 1571
- [186] Peters, J.O.; Ritchie, R.O.: Influence of Foreign-Object Damage on Crack Initiation and Early Growth during High-Cycle Fatigue of Ti-6Al-4V, *Engineering Fracture Mechanics*, **67** (2000) 193
- [187] Stanzl-Tschegg, S.; Mayer, H (Hrsg.): Proc. *Fatigue in the Very High Cycle Regime*, Wien 2001
- [188] Schijve, J.: *Fatigue of Structures and Materials*, Kluwer, Dordrecht 2001
- [189] Argon, A.S.: Effect of Surfaces on Fatigue Crack Initiation, Proc. *Corrosion Fatigue*, O.F. Devereux, A.J. McEvily, R.W. Staehle (Hrsg.) NACE (1972) 176.
- [190] J. Sommer: Entstehung von Eigenspannungen durch Spannungsstrahlen und ihre Auswirkungen auf das Verhalten höchstfester Federstähle unter Torsionsbeanspruchung, Dissertation, Universität Siegen 2000
- [191] Morris, W.L.: The Noncontinuum Crack Tip Deformation Behavior of Surface Microcracks, *Metallurgical Transactions A*, **11** (1980) 1117
- [192] Morris, W.L.: Microcrack Closure Phenomena for Al2219-T851, *Metallurgical Transactions A*, **10** (1979) 5
- [193] Differt, K.; Essmann, U.; Mughrabi, H.: A Model of Extrusions and Intrusions in Fatigued Metals II. Surface Roughening by Random Irreversible Slip, *Philosophical Magazine A*, **54** (1986) 237
- [194] Essmann, U.; Gösele, U.; Mughrabi, H.: A Model of Extrusions and Intrusions in Fatigued Metals I. Point-Defect Production and the Growth of Extrusions, *Philosophical Magazine A*, **44** (1981) 405
- [195] Ma, B.-T.; Laird, C.: Overview of Fatigue Behavior in Copper Single Crystals – II. Population, Size, Distribution and Growth Kinetics of Stage I Cracks for Tests at Constant Strain Amplitude, *Acta Metallurgica*, **37** (1989) 349
- [196] Basinski, Z.S.; Pascual, R.; Basinski, S.J.: Low Amplitude Fatigue of Copper Single Crystals- I. The Role of the Surface in Fatigue Failure, *Acta Metallurgica*, **31** (1983) 191
- [197] Figuera, J.C.; Laird, C.: Crack Initiation Mechanisms in Copper Polycrystals Cycled under Constant Strain Amplitudes and in Step Tests, *Materials Science and Engineering*, **60** (1983) 45
- [198] Kim, W.H.; Laird, C.: Crack Nucleation and Stage I Propagation in High-Strain Fatigue – II. Mechanism, *Acta Metallurgica*, **26** (1978) 789
- [199] Huang, H.L.; Ho, N.J.: The Study of Fatigue in Polycrystalline Copper under Various Strain Amplitude at Stage I: Crack Initiation and Propagation, *Materials Science and Engineering*, **A293** (2000) 7

- [200] Schick, A.; Fritzen, C.-P.; Floer, W.; Hu, Y.-M.; Krupp, U.; Christ, H.-J.: Stress Concentrations at Grain Boundaries due to Anisotropic Elastic Materials Behavior, Proc. *Damage and Fracture Mechanics VI 2000*, Montreal, Canada, A.P.S. Selvadurai, C.A. Brebbia (Hrsg.), WIT Press, Southampton/UK, (2000) 393
- [201] Simmons, G.; Wang, H.: Single-Crystal Elastic Constants and Calculated Aggregate Properties: A Handbook, 2. Auflage, The M.I.P. Press, Cambridge/USA London/UK 1971
- [202] Voigt, W.: Lehrbuch der Kristallphysik, Teubner-Verlag, Leipzig 1928
- [203] Reuss, A.: Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen auf Grund der Plastizitätsbedingungen für Einkristalle, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, **9** (1929) 49
- [204] Kuhn, H.-A.: Anwendung von Grenzwertkonzepten und Phasenmischungsregeln auf die elastischen Eigenschaften von Superlegierungen zwischen Raumtemperatur und 1200°C, Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg 1987.
- [205] Paufler, P., Schulze, G.E.R.: Physikalische Grundlagen mechanischer Festkörpereigenschaften, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1978.
- [206] Schick, A: unveröffentlichte Forschungsarbeit, Universität Siegen 2001
- [207] Ahlberg, L.A.; Buck, O.; Paton, N.E.: Effects of Anisotropic Elastic Properties of BCC Ti Alloys, *Scripta Metallurgica*, **12** (1978) 1051
- [208] Ankem, S.; Margolin, H.: The Role of Elastic Interaction Stresses on the Onset of Plastic Flow of Oriented Two Ductile Phase Structures, *Metallurgical Transactions A*, **11** (1980) 963
- [209] Heinz, A.; Neumann, P.: Crack Initiation During High Cycle Fatigue of an Austenitic Steel, *Acta Metallurgica et Materialia*, **38** (1990) 1933
- [210] Peralta, P.; Llanes, L.; Bassani, J.; Laird, C.: Deformation from Twin-Boundary Stresses and the Role of Texture: Application to Fatigue, *Philosophical Magazine A*, **70** (1994) 219
- [211] Neumann, P.; Tönnessen, A.: Crack Initiation at Grain Boundaries in F.C.C. Materials, Proc. *Int. Conference on the Strength of Metals and Alloys (ICSMA)*, Tampere, Finnland (1987) 743
- [212] Neumann, P.; Tönnessen, A.: Cyclic Deformation and Crack Initiation, Proc. *Fatigue '87*, Vol. 1, Charlottesville, USA (1987) 3
- [213] Llanes, L.; Laird, C.: The Role of Twin Boundaries in the Cyclic Deformation of f.c.c. Materials, *Materials Science and Engineering*, **A157** (1992) 21
- [214] Gemperlova, J.; Paidar, V.; Kroupa, F.: Compatibility Stresses in Deformed Bicrystals, *Czechoslovakian Journal of Physics B*, **39** (1989) 427
- [215] Künkler, B.: Rissentstehung aufgrund anisotroper elastischer Eigenschaften von Gefügekörnern – FE-Untersuchungen an einer β -Titanlegierung, Studienarbeit, Universität Siegen 2001
- [216] Krupp, U., Floer, W.; Lei, J.; Hu, Y.M.; Christ, H.-J.; Schick, A.; Fritzen, C.-P.: Mechanisms of Short-Fatigue-Crack Initiation and Propagation in a β -Ti Alloy, *Philosophical Magazine A*, **82** (2002) 3321
- [217] Hu, Y.-M.: unveröffentlichte Forschungsarbeit, Universität Siegen 2000
- [218] Blochwitz, C.; Tirschler, W.: Influence on Twin Boundary Cracks in Fatigued Austenitic Steels, *Materials Science and Engineering A*, **339** (2003) 318
- [219] Boettner, R.C.; McEvily, A.J.; Liu, Y.C.: On the Formation of Fatigue Cracks at Twin Boundaries, *Philosophical Magazine*, **10** (1964) 95
- [220] Muskelishvili, N.-J.: Some Basic Problems of Mathematical Theory of Elasticity, Leyden, Noordhoff 1975
- [221] Blochwitz, C.; Richter, R.; Tirschler, W.; Obrtlík, K.: The Effect of Local Textures on Microcrack Propagation in Fatigued fcc Metals, *Materials Science and Engineering*, **A234-236** (1997) 563
- [222] Peralta, P.; Laird, C.: Compatibility Stresses in Fatigued Bicrystals: Dependence on Misorientation and Small Plastic Deformations, *Acta Materialia*, **45** (1997) 5129
- [223] Zhang, Z.F.; Wang, Z.G.: Comparison of Fatigue Cracking Possibility Along Large- and Low- Angle Grain Boundaries, *Materials Science and Engineering*, **A284** (2000) 285
- [224] Zhang, Z.F.; Wang, Z.G.: Fatigue-Cracking Characteristics of a Copper Bicrystal when Slip Bands Transfer through the Grain Boundary, *Materials Science and Engineering*, **A343** (2003) 308

- [225] Zhang, Z.F.; Wang, Z.F.; Eckert J.: What Types of Grain Boundaries can be Passed through by Persistent Slip Bands, *Journal of Materials Research*, in Druck
- [226] Hook, R.E.; Hirth, J.P.: On the Deformation Behavior of Non-Isoaxial Bicrystals of Fe-3%Si, *Acta Metallurgica*, **15** (1967) 1099
- [227] Hu, Y.M.; Floer, W.; Krupp, U.; Christ, H.-J.: Microstructurally Short Fatigue Crack Initiation and Growth in Ti-6.8Mo-4.5Fe-1.5Al, *Materials Science and Engineering A*, **278** (2000) 180
- [228] Zhai, T.; Wilkinson, A.J.; Martin, J.W.: A Crystallographic Mechanism for Fatigue Crack Propagation Through Grain Boundaries, *Acta Materialia*, **48** (2000) 4917
- [229] Argon, A.; Qiao, Y.: Cleavage Cracking Resistance of Large-Angle Grain Boundaries in Fe-3wt%Si Alloy, *Philosophical Magazine A*, **82** (2002) 3333
- [230] Navarro, A.; de Los Rios, E.R.: Short and Long Fatigue Crack Growth: A Unified Model, *Philosophical Magazine A*, **57** (1988) 15
- [231] Gysler, A.; Terlinde, G.; Lütjering, G.: Influence of Grain Size on the Ductility of Age-Hardened Titanium Alloys, Proc. *Titanium and Titanium Alloys: Scientific and Technological Aspects*, Vol. 3, J.C. Williams, A.F. Belov (Hrsg.) Plenum Publishing Corp. (1982) 1919
- [232] Bowen, A.W.: Omega Phase Formation in Metastable β -Titanium Alloys, in: *Beta Titanium Alloys in the 80's*, The Metallurgical Society of AIME, Warrendale, USA (1984) 85
- [233] Krupp, U.; Chang, S.Y.; Christ, H.-J.: Modelling Internal Corrosion Processes as a Consequence of Oxide Scale Failure, Proc. *EFC-Workshop Life Time Modelling of High-Temperature Corrosion Processes*, M. Schütze, W.J. Quadackers, J.R. Nichols (Hrsg.), ECF Publications No. 34 (2001) 148
- [234] Evans, H.E.: *Mechanisms of Creep Fracture*, Elsevier, London 1984
- [235] Fisher, J.C.: Calculation of Diffusion Penetration Curves for Surface and Grain Boundary Diffusion, *Journal of Applied Physics*, **22** (1951) 74
- [236] Min, B.K.; Raj, R.: A Mechanism for Intergranular Fracture during High Temperature Fatigue, ASTM STP 675 (1979) 569
- [237] Fujita, F.E.: Dislocation Theory of Fracture of Crystals, *Acta Metallurgica*, **6** (1958) 543
- [238] Varvani, A.; Topper, T.H.: Crack Growth and Closure Mechanisms of Shear Cracks under Constant Amplitude Biaxial Straining and Periodic Compressive Overstraining in 1945 Steel, *International Journal of Fatigue*, **7** (1997) 589
- [239] Mott, N.F.: A Theory of the Origin of Fatigue Cracks, *Acta Metallurgica*, **6** (1958) 195
- [240] Olson, G.B.; Cohen, M.: Kinetics of Strain-Induced Martensite Nucleation, *Metallurgical Transactions A*, **6** (1975) 791.
- [241] Miller, K.J.; Mohamed, H.J.; de los Rios, E.R.: Fatigue Damage Accumulation Above and Below the Fatigue Limit, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, K.J. Miller, (Hrsg.) ESIS Publ., London (1986) 491-511
- [242] Radhakrishnan, V.M.; Mutoh, Y.: On Fatigue Crack Growth in Stage I, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.) ESIS Publ., London (1986) 87
- [243] Miller, K.J.; O'Donnell, W.J.: The Fatigue Limit and its Elimination, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **22** (1999) 545
- [244] Miller, K.J.: The Two Thresholds of Fatigue Behaviour, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **16** (1993) 931
- [245] Bathias, C.: There is no Infinite Fatigue Life in Metallic Materials, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **22** (1999) 559
- [246] Laird, C.: Strain Localization in Cyclic Deformation and How Environments Affect it, Proc. *Fatigue 2002*, A.F. Blohm (Hrsg.), Stockholm (2002) 1
- [247] Ohrndorf, A.; Krupp, U.; Christ, H.-J.: Fatigue Behaviour of Open and Closed Cell Al Foams, Proc. *MetFoam 2001*, J. Bahnhart, M.F. Ashby, N.A. Fleck (Hrsg.), MIT-Verlag Bremen (2001) 311
- [248] Ohrndorf, A.; Krupp, U.; Christ, H.-J.: Charakterisierung der mechanischen Eigenschaften geschlossener Aluminiumschäume, *Materialprüfung*, **3** (2002) 78
- [249] Stolarz, J.: Multicracking in Low Cycle Fatigue - a Surface Phenomenon?, *Materials Science and Engineering*, **A234-236** (1997) 861

- [250] Suresh, S.; Ritchie, R.O.: Propagation of Short Fatigue Cracks, *International Metals Reviews*, **29** (1984) 445
- [251] Tokaji, K.; Ogawa, T.: The Growth Behaviour of Microstructurally Small Fatigue Cracks in Metals, Proc. *Short Fatigue Cracks*, ESIS 13, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.), Mechanical Engineering Publications, London (1992) 85
- [252] Hussain, K.: Short Fatigue Crack Behaviour and Analytical Models. A Review, *Engineering Fracture Mechanics*, **58** (1997) 327
- [253] Pippan, R.: Definition kleiner Risse, Tagungsband Deutsch-Polnische Sommerschule, Dresden (2000) keine durchgängigen Seitenzahlen
- [254] Taylor, D.; Knott, J.F.: Fatigue Crack Propagation Behaviour of Short Cracks; The Effect of Microstructure, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **4** (1981) 147
- [255] Rodopoulus, C.A.; de los Rios, E.R.: Theoretical Analysis on the Behaviour of Short Fatigue Cracks, *International Journal of Fatigue*, in Druck
- [256] Okazaki, M.; Yamada, H.; Nohmi, S.: Temperature Dependence of the Intrinsic Small Fatigue Crack Growth Behaviour in Ni-Base Superalloys Based on the Measurement of Crack Closure, Proc. *Fatigue under Thermal and Mechanical Loading*, J. Bressers, L. Remy (Hrsg.) (1996) 119
- [257] Newman Jr., J.C.: FASTRAN II - A Fatigue Crack Growth Structural Analysis Program, NASA TM 104159 (1992) 1
- [258] Miller, K.J.; de los Rios E.R. (Hrsg.): Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, Mechanical Engineering Publications Ltd., London 1986
- [259] Miller, K.J. (Hrsg.): Proc. *Short Fatigue Cracks*, in: *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures* (special issue) **14** (1991) 143
- [260] Miller, K.J.; de los Rios E.R. (Hrsg.): Proc. *Short Fatigue Cracks*, ESIS Publication 13, Engineering Publications Ltd., London 1992
- [261] Ravichandran, K.S.; Ritchie, R.O.; Murakami, Y. (Hrsg.): Proc. *Small Fatigue Cracks: Mechanics, Mechanisms and Applications*, Elsevier 1999
- [262] Hudak, S.J.: Small Crack Behavior and the Prediction of Fatigue Life, *Journal of Engineering Materials Technologies*, **103** (1981) 26
- [263] Ritchie, R.O.; Peters, J.O.: Small Fatigue Cracks: Mechanics, Mechanisms and Engineering Applications, *Materials Transactions*, **42** (2001) 58
- [264] Miller, K.J.: The Short Crack Problem, *Fatigue of Engineering Materials*, **5** (1982) 223
- [265] Dubey, S.; Soboyejo, A.B.O.; Soboyejo, W.O.: An Investigation of Stress Ratio and Crack Closure on the Mechanism of Fatigue Crack Growth in Ti-6Al-4V, *Acta Materialia*, **45** (1997) 2777
- [266] Ravichandran, K.S.; Li, X.D.: Fracture Mechanical Character of Small Cracks in Polycrystalline Materials: Concept and Numerical K Calculations, *Acta Materialia*, **48** (2000) 525
- [267] Cottrell, A.H.: Theory of Crystal Dislocations, Gordon and Breach, New York London, 1964
- [268] Blom, A.F.; Hedlund, A.; Zhao, W.; Fathulla, A.; Weiss, B.; Stickler, R.: Short Fatigue Crack Growth in Al2024 and Al 7475, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, Miller, K.J.; de los Rios E.R. (Hrsg.), Mechanical Engineering Publications Ltd., London (1986) 37.
- [269] Ruppen, J.; Bhowal, P.; Eylon, D.; McEvily, A.J.: On the Process of Subsurface Fatigue Crack Initiation in Ti-6Al-4V, Proc. *Fatigue Mechanisms*, ASTM STP 675 (1979) 47
- [270] Blochwitz, C.; Richter, R.: Plastic Strain Amplitude Dependent Surface Path of Microstructurally Short Fatigue Cracks in Face-Centred Cubic Metals, *Materials Science and Engineering*, **A267** (1999) 120
- [271] Turnbull, A.; de los Rios, E.R.: The Effect of Grain Size on Fatigue Crack Growth in an Aluminium Magnesium Alloy, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **18** (1995) 1355
- [272] Zhang, Y.H.; Edwards, L.: On the Blocking Effect of Grain Boundaries on Small Crystallographic Fatigue Crack Growth, *Materials Science and Engineering*, **A188** (1994) 121
- [273] Wilkinson, A.J.; Roberts, S.G.; Hirsch, P.B.: Modelling of the Threshold Conditions for Propagation of Stage I Fatigue Cracks, *Acta Materialia*, **46** (1998) 379
- [274] Weertman, J.: Crack Tip Stress Intensity Factor of the Double Slip Plane Crack Model: Short Cracks and Short Short Cracks, *International Journal of Fracture*, **26** (1984) 31

- [275] Caracostas, C.A.; Shodja, H.M.; Weertman, J.: The Double Slip Plane Model for the Study of Short Cracks, *Mechanics of Materials*, **20** (1995) 195
- [276] Forsyth, P.J.E: A Two Stage Process of Fatigue Crack Growth, Proc. *Crack Propagation, Cranfield-Symposium*, Her Majesty's Stationery Office, London (1962) 76
- [277] Neumann, P.: New Experiments Concerning the Slip Processes at Propagating Fatigue Cracks-I, *Acta Metallurgica*, **22** (1974) 1155
- [278] Pippan, R.: Threshold and Effective Threshold of Fatigue Crack Propagation in ARMCO Iron I: The Influence of Grain Size and Cold Working, *Materials Science and Engineering*, **138** (1991) 1
- [279] Briggs, R.D.; Taggart, R.; Polonis, D.H.: Crack Growth in the Ti-15-3 Beta Titanium Alloy, Proc. *Effect of Microstructure on Fracture Toughness and Fatigue Crack Growth in Titanium Alloys*, A.K. Chakrabarti, J.S. Chesnutt (Hrsg.) Denver (1987) 65
- [280] Pippan, R.; Flechsig, K.; Riemelmoser, F.O.: Fatigue Crack Propagation Behavior in the Vicinity of an Interface Between Materials with Different Yield Stresses, *Materials Science and Engineering*, **A283** (2000) 225
- [281] Pippan, R.; Riemelmoser, F.O.: Fatigue of Bimaterials. Investigation of the Plastic Mismatch in Case of Cracks Perpendicular to the Interface, *Computational Materials Science*, **13** (1998) 108
- [282] Krupp, U.; Düber, O.; Christ, H.-J.; Künkler, B.; Schick, A.; Fritzen, C.-P.: Application of the EBSD Technique to Describe the Initiation and Growth Behaviour of Microstructurally Short Fatigue Cracks in a Duplex Steel, *Journal of Microscopy*, **213** (2004) 313
- [283] Stolarz, J.; Focht, J.: Specific Features of Two Phase Alloy Response to Cyclic Deformation, *Materials Science and Engineering A*, **319-321** (2001) 501
- [284] Stolarz, J.; Baffle, N.: Microstructural Barriers to the Short Crack Propagation in Two Phase Materials and Low Cycle Fatigue Behaviour of Duplex Steels, Proc. *Fatigue 2002*, A.F. Blohm (Hrsg.), Stockholm (2002) 2831
- [285] Johansson, J.; Odén, M.: Load Sharing between Austenite and Ferrite in a Duplex Stainless Steel during Cyclic Loading, *Metallurgical and Materials Transactions*, **31A** (1999) 1557
- [286] Llanes, L.; Mateo, A.; Violan, P.; Méndez, J.; Anglada, M.: On the High-Cycle Fatigue Behavior of Duplex Stainless Steels: Influence of Thermal Aging, *Materials Science and Engineering*, **A234-236** (1997) 850
- [287] Fissolo, A.; LeRoux, J.C.; Mottot, M.; Maillot, V.; Jayet-Gendrot, S.; Degallaix, S.; Francois, D.: Fatigue Behaviour of Aged Austeno-Ferritic Steels, Proc. *13th European Conference on Fracture*, Elsevier, Amsterdam (2000) auf CD-ROM
- [288] Hornbogen, E.; Zum Gahr, K.-H.: Microstructure and Fatigue Crack Growth in a γ -Fe-Ni-Al Alloy, *Acta Metallurgica*, **24** (1976) 581
- [289] Elber, W.: Fatigue Crack Closure under Cyclic Tension, *Engineering Fracture Mechanics*, **2** (1979) 37
- [290] Ritchie, R.O.; Suresh, S.: Mechanics and Physics of the Growth of Small Cracks, Proc. *AGARD 55th SMP Meeting*, Toronto (1982) 1.1
- [291] Schijve, J.: Fatigue Crack Closure: Observations and Technical Significance, Proc. *Mechanics of Fatigue Crack Closure*, ASTM STP 982, J.C. Newman Jr., W. Elber (Hrsg.), Philadelphia (1988) 5
- [292] Liaw, P.K.: Overview of Crack Closure at near-Threshold Fatigue Crack Growth Levels, Proc. *Mechanics of Fatigue Crack Closure*, ASTM STP 982, J.C. Newman Jr., W. Elber (Hrsg.), Philadelphia (1988) 62
- [293] Fleck, N.A.: Fatigue Crack Growth – the Complications, Proc. *Fatigue Crack Growth*, Cambridge 1984, R.A. Smith (Hrsg.), Pergamon (1986) 75
- [294] Kaynak, C.; Ankara, A.; Baker, T.J.: A Comparison of Short and Long Fatigue Crack Growth in Steel, *International Journal of Fatigue*, **18** (1996) 17
- [295] Shin, C.S.; Cai, C.Q.: A Model for Evaluating the Effect of Fatigue Crack Repair by the Infiltration Method, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 835
- [296] Vasudevan, A.K.; Sadananda, K.; Louat, N.: A Review of Crack Closure, Fatigue Crack Threshold and Related Phenomena, *Materials Science and Engineering*, **A188** (1994) 1-22

- [297] Pippan, R.; Riemelmoser, F.O.: Visualization of the Plasticity-Induced Crack Closure under Plane Strain Conditions, *Engineering Fracture Mechanics*, **3** (1998) 315
- [298] Pippan, R.; Riemelmoser, F.O.; Weinhandl, H.; Kreuzer, H.: Plasticity Induced Crack Closure under Plane Strain Condition in the Near Threshold Regime, *Philosophical Magazine*, eingereicht.
- [299] Pippan, R.; Riemelmoser, F.O.; Motz, Ch: Plasticity-Induced Crack Closure Under Plane Strain Condition: A Simple Explanantion, Proc. *Fatigue '99*, Vol. 1, X.-R. Wu and Z.-G. Wang (Hrsg.), Peking (1999) 521
- [300] Riemelmoser, F.O.; Pippan, R.: Investigation of a Growing Fatigue Crack by Means of a Discrete Dislocation Model, *Materials Science and Engineering*, **A234-236** (1997) 135
- [301] Pippan, R.: Risssschließen von kurzen und langen Rissen, Tagungsband Deutsch-Polnische Sommerschule, Dresden (2000) keine durchgängigen Seitenzahlen
- [302] Gall, K.; Sehitoglu, H.; Kadioglu, Y.: FEM Study of Fatigue Crack Closure under Double Slip, *Acta Materialia*, **44** (1996) 3955
- [303] Pippan, R.; Kolednik, O.; Lang, M.: A Mechanism for Plasticity-Induced Crack Closure under Plane Strain Conditions, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **17** (1994) 721
- [304] Nicholas, T.; Palazotto, A.N.; Bednarz, E.: An Analytical Investigation of Plasticity Induced Closure Involving Short Cracks, Proc. *Mechanics of Fatigue Crack Closure*, ASTM STP 982, J.C. Newman Jr., W. Elber (Hrsg.), Philadelphia (1988) 361-379
- [305] Newman Jr., J.C.: A Finite Element Analysis of Fatigue Crack Closure, in: Proc. *Mechanics of Crack Growth*, ASTM STP590, Philadelphia (1976) 280
- [306] Newman, J.C.; Wu, X.R.; Swain, M.H.; Zhao, W.; Phillips, E.P.; Ding, C.F.: Small Crack Growth and Fatigue Life Predictions for High-Strength Aluminium Alloys. Part II: Crack Closure and Fatigue Analyses, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 59
- [307] Daniewicz, S.R.; Bloom, J.M.: An Assessment of Geometry Effects on Plane Stress Fatigue Crack Closure Using a Modified Strip Yield Model, *International Journal of Fatigue*, **18** (1996) 483
- [308] Xu, Y.; Gregson, P.J.; Sinclair, I.: Systematic Assessment and Validation of Compliance-Based Crack Closure Measurements in Fatigue, *Materials Science and Engineering*, **A284** (2000) 114
- [309] Ritchie, R.O.; Zaiken, E.; Blom, A.F.: Is the Concept of Fatigue Threshold Meaningful in the Presence of Compression Cycles?, Proc. *Workshop on Fundamental Questions and Critical Experiments on Fatigue*, J. Fong, R.J. Fields (Hrsg.) ASTM STP 924 (1988) 337
- [310] Liaw, P.K.; Leax, T.R.; Donald, J.K.: Fatigue Crack Growth Behavior of 4340 Steels, *Acta Metallurgica*, **35** (1987) 1415
- [311] Lang, M.; Marci, G.: The Influence of Single and Multiple Overloads on Fatigue Crack Propagation, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **22** (1999) 257
- [312] Ellyin, F.; Wu, J.: A Numerical Investigation on the Effect of an Overload on Fatigue Crack Opening and Closure Behaviour, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **22** (1999) 835
- [313] Lang, M.: A Model for Fatigue Crack Growth, Part I: Phenomenology, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 587
- [314] Lang, M.: A Model for Fatigue Crack Growth, Part II: Modelling, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 603
- [315] Petit, J.; Zeghloul, A.: On the Effect of Environment on Short Crack Growth Behaviour and Threshold, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.) ESIS Publ., London (1986) 163
- [316] Wang, S.-H.; Müller, C.: Fracture Surface Roughness and Roughness-Induced Fatigue Crack Closure in Ti-2.5 wt% Cu, *Materials Science and Engineering*, **A255** (1998) 7
- [317] Habertz, K.; Pippan, R.; Stüwe, H.P.: The Threshold of Stress Intensity Range of Iron, Proc. *Fatigue '93*, J.-P. Bailon, Dickson, J.I. Dickson (Hrsg.), Montreal (1993) 525
- [318] Jung, H.Y.; Antolovich, S.D.: Fatigue Crack Closure as a Function of Crack Length in Al-Li Alloys, *Engineering Fracture Mechanics*, **3** (1996) 307
- [319] Suresh, S.: Fatigue Crack Deflection and Fracture Surface Contact: Micromechanical Models, *Metallurgical Transactions A*, **16A** (1985) 249

- [320] Suresh, S.; Ritchie, R.O.: A Geometrical Model for Fatigue Crack Closure Induced by Fracture Surface Roughness, *Metallurgical Transactions A*, **13A** (1982) 1627
- [321] Pokluda, J.; Sandera, P.; Hornikova, J.: Statistical Model of Roughness-Induced Crack Closure, Proc. *13th European Conference on Fracture*, San Sebastian, Spanien 2000 (CD-ROM)
- [322] Petit, J.; Mendez, J.; Berata, W.; Legendre, L.; Müller, C.: Influence of Environment on the Propagation of Short Fatigue Cracks in a Titanium Alloy, Proc. *Short Fatigue Cracks*, ESIS 13, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.), Mechanical Engineering Publications, London (1992) 235
- [323] Ma, L.; Chang, K.-M.; Mannan, S.K.: Oxide-Induced Crack Closure: An Explanation for Abnormal Time-Dependent Fatigue Crack Propagation Behavior in INCONEL Alloy 783, *Scripta Materialia*, **48** (2003) 583
- [324] Liaw, P.K.; Leax, T.R.; Williams, R.S.; Peck, M.G.: Influence of Oxide-Induced Closure on Near Threshold Fatigue Crack Growth, *Acta Metallurgica*, **30** (1982) 2071
- [325] Hornbogen, E.: Martensitic Transformation at a Propagating Crack, *Acta Metallurgica*, **26** (1978) 147
- [326] Mayer, H.R.; Stanzl-Tschegg, S.E.; Sawaki, Y.; Huhner, M.; Hornbogen, E.: Influence of Transformation-Induced Crack Closure on Slow Fatigue Crack Growth Under Variable Amplitude Loading, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **18** (1995) 935
- [327] Mei, Z.; Morris Jr., J.W.: Analysis of Transformation-Induced Crack Closure, *Engineering Fracture Mechanics*, **39** (1991) 569
- [328] Vasudevan, A.K.; Sadananda, K.: Application of Unified Fatigue Damage Approach to Compression-Tension Region, *International Journal of Fatigue*, **21** (1999) 263
- [329] Sadananda, K.; Vasudevan, A.K.; Holtz, R.L.; Lee, E.U.: Analysis of Overload Effects and Related Phenomena, *International Journal of Fatigue*, **21** (1999) 233
- [330] Krenn, C.R.; Morris Jr., J.W.: The Compatibility of Crack Closure and K_{\max} Dependent Models of Fatigue Crack Growth, *International Journal of Fatigue*, **21** (1999) 147
- [331] Anthes, R.J.: Ein neuartiges Kurzrißfortschrittsmodell zur Anrißlebensdauer vorhersage bei wiederholter Beanspruchung, Veröffentlichung des Instituts für Stahlbau und Werkstoffmechanik der TH Darmstadt, Heft 57, Darmstadt 1997
- [332] Larsen, J.M.; Williams, J.C.; Thompson, A.W.: Crack-Closure Effects on the Growth of Small Surface Cracks in Titanium-Aluminum Alloys, Proc. *Mechanics of Fatigue Crack Closure*, ASTM STP 982, J.C. Newman Jr., W. Elber (Hrsg.), Philadelphia (1988) 149
- [333] James, M.N.; Sharpe Jr., W.N.: Closure Development and Crack Opening in the Short Crack Regime for Fine and Coarse Grained A533B Steel, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **12** (1989) 347
- [334] James, M.N.; Graz, R.E.: Relating Closure Development in Long Cracks to the Short Crack Regime, *International Journal of Fatigue*, **13** (1991) 169
- [335] Jira, J.R.; Nicholas, T.; Larsen, J.M.: Crack Closure Development and its Relation to the Small-Crack Effect in Titanium Alloys, Proc. *4th Intl. Conf. On Fatigue and Fatigue Thresholds*, Fatigue '90, Vol. 2, Honolulu (1990) 1295
- [336] Ritchie, R.O.; Suresh, S.: Some Considerations on Fatigue Crack Closure at Near Threshold Stress Intensities due to Fracture Surface Morphology, *Metallurgical Transactions A*, **13A** (1982) 937
- [337] Dowson, A.L.; Halliday, M.D.; Beevers, C.J.: In-Situ SEM Studies of Short Crack Growth and Crack Closure in a Near-Alpha Ti Alloy, *Materials and Design*, **14** (1993) 57
- [338] Morris, W.L.; Buck, O.: Crack Closure Load Measurements for Microcracks Developed During the Fatigue of Al2219-T851, *Metallurgical Transactions A*, **8** (1977) 597
- [339] Blochwitz, C.; Tirschler, W.; Weidner, A.: Crack Opening Displacement and Propagation of Microstructurally Short Cracks, *Materials Science and Engineering A*, **357** (2003) 264
- [340] McDowell, D.L.: An Engineering Model for Propagation of Small Cracks in Fatigue, *Engineering Fracture Mechanics*, **56** (1997) 357
- [341] Nisitani, H.; Takao, K.-I.: Significance of Initiation, Propagation and Closure of Microcracks in High Cycle Fatigue of Ductile Metals, *Engineering Fracture Mechanics*, **3-4** (1981) 445
- [342] Tanaka, K.; Nakai, Y.: Propagation and Non-Propagation of Short Cracks at a Sharp Notch, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **6** (1983) 315

- [343] Lee, S.-Y.; Song, J.-H.: Crack Closure and Growth of Physically Short Fatigue Crack under Random Loading, *Engineering Fracture Mechanics*, **66** (2000) 321
- [344] Yoder, C.A.; Cooley, L.A.; Crooker, T.W.: On Microstructural Control of Near Threshold Fatigue Crack Growth in 7000-Series Aluminium Alloys, *Scripta Materialia*, **16** (1982) 1021
- [345] Stolarz, J.; Kurzydowski, K.J.: Stereological Analysis of Fatigue Short Crack Propagation in Zircaloy-4, Proc. *Low Cycle Fatigue and Elasto Plastic Behaviour of Materials LCF4*, K.T. Rie, P.D. Portella (Hrsg.) Garmisch-Partenkirchen (1998)
- [346] Ravichandran, K.S.; Larsen, J.M.: An Approach to Measure the Shapes of Three-Dimensional Surface Cracks During Fatigue Crack Growth, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **16** (1993) 909
- [347] Fett, T.: The Crack Opening Displacement Field of Semi-Elliptical Surface Cracks in Tension for Weight Functions Applications, *International Journal of Fracture*, **36** (1988) 55
- [348] Newman Jr., J.C.; Raju, I.S.: Stress Intensity Factor for Cracks in Three-Dimensional Finite Bodies, Proc. *Fracture Mechanics, 14th Symp.*, Vol.1: Theory and Analysis, ASTM STP791, J.C. Lewis, G. Sines (Hrsg.) Philadelphia (1983) 238
- [349] Ravichandran, K.S.; Larsen, J.M.; Li, X.-D.: Significance of Crack Shape or Aspect Ratio to the Behavior of Small Fatigue Cracks in Titanium Alloys, in: Proc. *Small Fatigue Cracks: Mechanics, Mechanisms and Applications*, K.S. Ravichandran, R.O. Ritchie, Y. Murakami (Hrsg.), Elsevier (1999) 95
- [350] Ravichandran, K.S.; Li X.-D.: Fracture Mechanics Character of Small Cracks in Polycrystalline Materials: Concept and Numerical K Calculations, *Acta Materialia*, **48** (2000) 525
- [351] Bayley, C.J.; Bell, R.: Parametric Investigation into the Coalescence of Coplanar Fatigue Cracks, *International Journal of Fatigue*, **21** (1999) 355
- [352] Meyer, S.; Diegele, E.; Brückner-Foit, A.; Möslang, A.: Crack Interaction Modelling, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **23** (2000) 315
- [353] Ochi, Y.; Ishii, A.; Sasaki, S.: An Experimental and Statistical Investigation of Surface Fatigue Crack Initiation and Growth, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **8** (1985) 327
- [354] Künkler, B.: unveröffentlichte Forschungsarbeit, Universität Siegen 2003
- [355] Chang, K.-M.; Henry, M.F.; Benz, M.G.: Metallurgical Control of Fatigue Crack Propagation in Superalloys, *JOM*, **12** (1990) 29
- [356] Floreen, S.; Kane, R.H.: Effects of Environment on High Temperature Fatigue Crack Growth in a Superalloy, *Metallurgical Transactions A*, **10** (1979) 1745
- [357] Andersson, H.; Persson, C.; Hansson, T.: Crack Growth in IN718 at High Temperature, *International Journal of Fatigue*, **23** (2001) 817
- [358] Wanhill, R.J.H.: Significance of Dwell Cracking for IN718 Turbine Discs, *International Journal of Fatigue*, **24** (2002) 545
- [359] Goswami, T.: Low Cycle fatigue – Dwell Effects and Damage Mechanisms, *International Journal of Fatigue*, **21** (1999) 55
- [360] Molins, R.; Hochstetter, G.; Chassigne, J.C.; Andrieu, E.: Oxidation Effects on the Fatigue Crack Growth Behaviour of Alloy 718 at High Temperatures, *Acta Materialia*, **45** (1997) 663
- [361] Sadananda, K.; Shahinian, P.: High-Temperature Time-Dependent Crack Growth, Proc. *Micro and Macro Mechanics of Crack Growth*, K. Sadananda et al. (Hrsg.), The Metallurgical Society of AIME, Warrendale (1981) 119
- [362] Ghonem, H.; Zheng, D.: Depth of Intergranular Oxygen Diffusion during Environment-Dependent Fatigue Crack Growth in Alloy 718, *Materials Science and Engineering*, **A150** (1992) 151
- [363] Zheng, D.; Ghonem, H.: Oxidation-Assisted Fatigue Crack Growth Behavior in Alloy 718 – Part II: Applications, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **14** (1991) 761
- [364] Lynch, S.P.; Radtke, T.C.; Wicks, B.J.; Byrnes, R.T.: Fatigue Crack Growth in Nickel-Based Superalloys at 500-700°C. II: Direct-Aged Alloy 718, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **17** (1994) 313
- [365] Lynch, S.P.; Radtke, T.C.; Wicks, B.J.; Byrnes, R.T.: Fatigue Crack Growth in Nickel-Based Superalloys at 500-700°C. I: Waspaloy, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **17** (1994) 297

- [366] Ghonem, H.; Nicholas, T.; Pineau, A.: Elevated Temperature Fatigue Crack Growth in Alloy 718 - Part I: Effects of Mechanical Variables, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **16** (1993) 565
- [367] Ghonem, H.; Nicholas, T.; Pineau, A.: Elevated Temperature Fatigue Crack Growth in Alloy 718 - Part II: Effects of Environmental and Material Variables, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **16** (1993) 577
- [368] Carpenter, W.; Kang, B. S.-J.; Chang K. M. : SAGBO Mechanism on High Temperature Cracking Behavior of Ni-base Superalloys; Proc.: *Superalloys 718, 625,706 and Various Derivatives*, Loria E.A. (Hrsg.), TMS (1997) 679
- [369] Gourgues, A.F.; Andrieu, E.: High-Temperature, Oxidation Assisted Intergranular Cracking of a Solid-Solution Strengthened Nickel-Base Alloy, *Materials Science and Engineering*, **A351** (2003) 39
- [370] Osinkolu, G.A.; Onofrio, G.; Marchionni, M.: Fatigue Crack Growth in Polycrystalline IN718 Superalloy, *Materials Science and Engineering*, in Druck
- [371] Browning, M.F.; Henry, M.F.: Oxidation Mechanisms in Relation to High-Temperature Crack Propagation Properties in H₂/H₂O/Inert Environments, Proc. *Superalloys 718, 625 and Various Derivatives*, E.A. Loria (Hrsg.), TMS (1997) 665
- [372] Hayes, R.W.; Smith, D.F.; Wanner, E.A.; Earthmann, J.C.: Effect of Environment on the Rupture Behavior of Alloys 909 and 718, *Materials Science and Engineering*, **A000** (1993) 43
- [373] Rösler, J.; Müller, S.: Protection of Ni-Base Superalloys Against Stress Accelerated Grain Boundary Oxidation (SAGBO) by Grain Boundary Chemistry Modification, *Scripta Materialia*, **40** (1998) 257
- [374] Lyons, J.S.; Reynolds, A.P.; Clawson, J.D.: Effect of Aluminide Particle Distribution on the High-Temperature Crack Growth Characteristics of a Co-Ni-Fe Superalloy, *Scripta Materialia*, **37** (1997) 1059
- [375] Wei, R.P.; Huang, Z.-F.; Miller, C.F.; Simmons, G.W.: Mechanistic Considerations of Oxygen Enhanced Crack Growth in Inconel 718, Proc. *Superalloys 718, 625 and Various Derivatives*, E.A. Loria (Hrsg.), TMS (2001) 691
- [376] Miller, C.F.; Simmons, G.W.; Wei, R.P.: High Temperature Oxidation of Nb, NbC, Ni₃Nb and Oxygen Enhanced Crack Growth, *Scripta Materialia*, **42** (2000) 227
- [377] Miller, C.F.; Simmons, G.W.; Wei, R.P.: Mechanism for Oxygen Enhanced Crack Growth in Inconel 718, *Scripta Materialia*, **44** (2001) 2405
- [378] Chen, S.-F.; Wei, R.P.: Environmentally Assisted Crack Growth in a Ni-18Cr-18Fe Ternary Alloy at Elevated Temperatures, *Materials Science and Engineering*, **A256** (1998) 197
- [379] Huang, Z.-F.; Iwashita, C.; Chou, I.; Wei, R.P.: Environmentally Assisted, Sustained-Load Crack Growth in Powder Metallurgy Nickel-Based Superalloys, *Metallurgical and Materials Transactions A*, **33** (2002) 1681
- [380] Krupp, U.; Kane, W. M.; Liu, X.; Pfaendtner, J.A.; Laird, C.; McMahon Jr., C.J.: Oxygen-Induced Intergranular Fracture of the Nickel-Base Superalloy IN718 during Mechanical Loading at High Temperatures, *Materials Research*, in Druck
- [381] Birks, N.; Maier, G.H.: Introduction to High-Temperature Oxidation of Metals, Edward Arnold, London 1983
- [382] Connolly, T.; Reed, P.A.S.; Starink, M.J.: Short Crack Initiation and Growth at 600°C in Notched Specimens of Inconel 718, *Materials Science and Engineering*, in Druck
- [383] Krupp, U.: Dynamic Embrittlement – Time-Dependent Brittle Intergranular Fracture at High Temperatures, *International Materials Reviews*, zur Publikation angenommen
- [384] Liu, C.T.; White, C.L.: Dynamic Embrittlement of Boron-Doped Ni₃Al Alloys at 600°C, *Acta Metallurgica*, **35** (1987) 643
- [385] Bika, D.: Dynamic Embrittlement in Metallic Alloys, Dissertation, University of Pennsylvania, Philadelphia 1992
- [386] Birnbaum, H.K.; Sofronis, P.: Hydrogen-Enhanced Localized Plasticity - A Mechanism for Hydrogen-Related Fracture, *Materials Science and Engineering*, **A176** (1994) 191
- [387] Lange, G.: Schäden durch Wasserstoff, in: Systematische Beurteilung technischer Schadensfälle, 3. Auflage, DGM Informationsgesellschaft, Oberursel 1992

- [388] Kameda, J.; Jokl, M.L.: Dynamic Model of Hydrogen-Induced Intergranular Fracture, *Scripta Metallurgica*, **16** (1982) 325
- [389] McMahon Jr., C.J.: Hydrogen-Induced Intergranular Fracture of Steels, *Engineering Fracture Mechanics*, **86** (2000) 773
- [390] Gordon, P.; An, H.H.: The Mechanisms of Crack Initiation and Crack Propagation in Metal-Induced Embrittlement of Metals, *Metallurgical Transactions A*, **13A** (1982) 157
- [391] Lynch, S.P.: Mechanisms of Intergranular Fracture, *Materials Science Forum*, **46** (1989) 1
- [392] Lynch, S.P.: Environmentally Assisted Cracking: Overview of Evidence for an Adsorption-Induced Localized Slip Process, *Acta Metallurgica*, **36** (1988) 3295
- [393] Woodfine, B.C.: Temper-Brittleness: A Critical Review of the Literature, *Journal of the Iron and Steel Institute*, **3** (1953) 229
- [394] Shin, J.; McMahon, Jr., C.J.: Mechanism of Stress-Relief Cracking in a Ferritic Steel, *Acta Metallurgica*, **32** (1984) 1535
- [395] Hull, D.; Rimmer, D.E.: The Growth of Grain Boundary Voids under Stress, *Philosophical Magazine*, **4** (1959) 673
- [396] Bika, D.; Pfaendtner, J.A.; Menyhard, M.; McMahon Jr., C.J.: Sulfur-Induced Dynamic Embrittlement in a Low Alloy Steel, *Acta Metallurgica et Materialia*, **43** (1995) 1895
- [397] Misra, R.D.; Prasad, V.S.: On the Dynamic Embrittlement of Copper Chromium Alloys by Sulphur, *Journal of Materials Science*, **35** (2000) 3321
- [398] Misra, R.D.; McMahon Jr., C.J.; Guha, A.: Brittle Behavior of a Dilute Copper Beryllium Alloy at 200°C in Air, *Scripta Metallurgica et Materialia*, **31** (1994) 1471
- [399] Pfaendtner, J.A.: Oxygen-Induced Diffusion-Controlled Cracking of Structural Alloys, Dissertation, University of Pennsylvania 1998
- [400] Pfaendtner, J.A.; McMahon Jr., C.J.: Oxygen-Induced Intergranular Cracking of a Ni-Base Alloy at Elevated Temperatures - An Example of Dynamic Embrittlement, *Acta Materialia*, **49** (2001) 3369
- [401] Krupp, U.; Kane, W.M.; Liu, X.; Laird, C.; McMahon Jr., C.: The Effect of Grain-Boundary Engineering-Type Processing on Oxygen-Induced Cracking of IN718, *Materials Science and Engineering*, **A349** (2003) 213
- [402] Hipsley, C.A.; Rauh, H.; Bullogh, R.: Stress-Driven Solute Enrichment of Crack-Tips during Low-Ductility Intergranular Fracture of Low-Alloy Steel, *Acta Metallurgica*, **32** (1984) 1381
- [403] Rauh, H.; Hipsley, C.A.; Bullough, R.: The Effect of Mixed-Mode Loading on Stress-Driven Solute Segregation during High-Temperature Brittle Intergranular Fracture, *Acta Metallurgica*, **37** (1989) 269
- [404] Chen, I.-W.: Quasi-Static Intergranular Brittle Fracture at 0.5 T_m : A Non-Equilibrium Segregation Mechanism of Sulphur Embrittlement in Stress-Relief Cracking of Low Alloy Steels, *Acta Metallurgica*, **34** (1986) 1335
- [405] White, C.L.; Schneibel, J.H.; Padgett, R.A.: High Temperature Embrittlement of Ni and Ni-Cr Alloys by Trace Elements, *Metallurgical Transactions A*, **14** (1983) 595
- [406] Henry, M.F.: persönliche Mitteilung, General Electric Research Laboratory Schenectady 2002
- [407] Watanabe, T.: An Approach to Grain Boundary Design for Strong and Ductile Polycrystals, *Res Mechanica*, **11** (1984) 47
- [408] Thaveprungsriporn, V.; Was G. S.: The Role of Coincidence-Site-Lattice Boundaries in Creep of Ni-16Cr-9Fe at 360°, *Metallurgical and Materials Transactions A*, **28A** (1997) 2101
- [409] Was, G.S.; Thaveprungsriporn, V.; Crawford, D.C.: Grain Boundary Misorientation Effects on Creep and Cracking in Ni-Based Alloys, *JOM*, **2** (1998) 44
- [410] Lehockey, E.M.; Palumbo, G.: On the Creep Behaviour of Grain Boundary Engineered Nickel, *Materials Science and Engineering*, **A237** (1997) 168
- [411] Lim, L.C.; Raj, R.: Effect of Boundary Structure on Slip-Induced Cavitation in Polycrystalline Nickel, *Acta Metallurgica*, **32** (1984) 1183
- [412] Lehockey, E.M.; Palumbo, G.; Lin, P.: Improving the Weldability and Service Performance of Nickel- and Iron-Based Superalloys by Grain Boundary Engineering, *Metallurgical and Materials Transactions A*, **29A** (1998) 3069

- [413] Alexandreanu, B.; Sencer, B.H.; Thaveeprungsriporn, V.; Was, G.S.: The Effect of Grain Boundary Character Distribution on High Temperature Deformation Behavior of Ni-16Cr-9Fe Alloys, *Acta Materialia*, **51** (2003) 3831
- [414] Palumbo, G.; Aust, K.T.: Structure Dependence of Intergranular Corrosion in High Purity Nickel, *Acta Metallurgica*, **38** (1990) 2343
- [415] Lin, P.; Palumbo, G.; Erb, U.; Aust, K.T.: Influence of Grain Boundary Character Distribution on Sensitization and Intergranular Corrosion of Alloy 600, *Scripta Metallurgica et Materialia*, **33** (1995) 1387
- [416] Lehocky, E.M.; Palumbo, G.; Brennenstuhl, A.M.: On the Relationship Between Grain Boundary Character and Intergranular Corrosion, *Scripta Materialia*, **36** (1997) 1211
- [417] Shimada, M.; Kokawa, H.; Wang, Z.J.; Sato, Y.S.; Karibe, I.: Optimization of Grain Boundary Character Distribution for Intergranular Corrosion Resistant 304 Stainless Steel by Twin-Induced Grain Boundary Engineering, *Acta Materialia*, **50** (2002) 2331
- [418] Yamaura, S.; Tsurekawa, S.; Watanabe, T.: The Control of Oxidation-Induced Intergranular Embrittlement by Grain Boundary Engineering in Rapidly Solidified Ni-Fe Ribbons, *Materials Transactions*, **44** (2003) 1494
- [419] Yamaura, S.; Igarashi, Y.; Tsurekawa, S.; Watanabe, T.: Structure of Intergranular Oxidation in Ni-Fe Polycrystalline Alloy, *Acta Materialia*, **47** (1999) 1163
- [420] Kaur, I.; Gust, W.: Fundamentals of Grain and Interphase Boundary Diffusion, Ziegler-Press, Stuttgart 1989
- [421] Mishin, Y.; Herzig, C.: Grain Boundary Diffusion: Recent Progress and Future Research, *Materials Science and Engineering*, **A260** (1999) 55
- [422] Lim, L.C.; Watanabe, T.: Fracture Toughness and Brittle-Ductile Transition Controlled by Grain Boundary Character Distribution (GBCD) in Polycrystals, *Acta Metallurgica et Materialia*, **38** (1990) 2507
- [423] Lim, L.C.; Watanabe, T.: Grain Boundary Character Distribution Controlled Toughness of Polycrystals - A Two-Dimensional Model, *Scripta Metallurgica*, **23** (1989) 489
- [424] Watanabe, T.: The Impact of Grain Boundary Character Distribution on Fracture in Polycrystals, *Materials Science and Engineering A*, **176** (1994) 39
- [425] Fortier, P.; Miller, W.A.; Aust, K.T.: Triple Junctions and Grain Boundary Character Distributions in Metallic Materials, *Acta Materialia*, **45** (1997) 3459
- [426] Aust, K.T.; Erb, U.; Palumbo, G.: Interface Control for Resistance to Intergranular Cracking, *Materials Science and Engineering A*, **176** (1994) 329
- [427] Schuh, C.; Kumar, M.; King, W.E.: Analysis of Grain Boundary Networks and their Evolution during Grain Boundary Engineering, *Acta Materialia*, **51** (2003) 687
- [428] Minich, R.W.; Schuh, C.A.; Kumar, M.: The Role of Topological Constraints on the Statistical Properties of Grain Boundary Networks, *Physical Reviews*, eingereicht
- [429] Kumar, M.; Schwartz, A.J.; King, W.E.: Microstructural Evolution during Grain Boundary Engineering of Low Medium Stacking Fault Energy fcc Materials, *Acta Materialia*, **50** (2002) 2599
- [430] Palumbo, G.; King, P.J.; Aust, K.T.; Erb, U.; Lichtenberger, P.C.: Grain Boundary Design and Control for Intergranular Stress Corrosion Resistance, *Scripta Metallurgica et Materialia*, **25** (1991) 1775
- [431] Kumar, M.; King, W.E.; Schwartz, A.J.: Modifications to the Microstructural Topology in F.C.C. Materials Through Thermomechanical Processing, *Acta Materialia*, **48** (2000) 2081
- [432] Randle, V.: Refined Approaches to the Use of the Coincidence Site Lattice, *JOM*, **2** (1998) 56
- [433] Palumbo, G.; Aust, K.T.: Structure Dependence of Intergranular Corrosion in High Purity Nickel, *Acta Metallurgica et Materialia*, **11** (1990) 2343
- [434] Muthiah, R.C.; Pfaendtner, J.A.; Ishikawa, S.; McMahon Jr., C.J.: Tin-Induced Dynamic Embrittlement of Cu-7%Sn Bicrystals with $\Sigma 5$ Boundary, *Acta Materialia*, **47** (1999) 2797
- [435] Kitagawa, H.; Takahashi, S.: Applicability of Fracture Mechanics to Very Small Cracks or the Cracks in the Early Stage, Proc. 2nd Int. Conf. Mechanical Behavior of Materials, Boston (1976) 627
- [436] Taylor, D.: Fatigue of Short Cracks: The Limitations of Fracture Mechanics, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.) ESIS Publ., London (1986) 479

- [437] Brown, M.W.: Interfaces Between Short, Long, and Non-Propagating Cracks, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.) ESIS Publ., London (1986) 423
- [438] el Haddad, M.H.; Dowling, N.E.; Topper, T.H.; Smith, K.N.: J Integral Applications for Short Fatigue Cracks at Notches, *International Journal of Fatigue*, **16** (1980) 15
- [439] el Haddad, M.H.; Topper, T.H.; Smith, K.N.: Fatigue Crack Propagation of Short Cracks, *Journal of Engineering Materials Technology, Transactions ASME*, **101** (1979) 42
- [440] Schick, A.: Ein neues Modell zur mechanismenorientierten Simulation der mikrostrukturbestimmten Kurzrissausbreitung, Fortschritt-Berichte VDI, Nr. 292, VDI-Verlag, Düsseldorf 2004
- [441] Vehoff, H.; Neumann, P.: Life Prediction based on the Propagation of Short Cracks, *Steel Research*, **63** (1992) 372
- [442] Mc Evily, A.J.; Eifler, D.; Macherauch, E.: An Analysis of the Growth of Short Fatigue Cracks, *Engineering Fracture Mechanics*, **40** (1991) 571
- [443] Chan, K.S.; Lankford, J.: A Crack Tip Strain Model for the Growth of Small Fatigue Cracks, *Scripta Metallurgica*, **17** (1983) 529
- [444] de los Rios, E.R.; Mohamed, H.J.; Miller, K.J.: A Micromechanics Analysis for Short Fatigue Crack Growth, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **8** (1985) 49
- [445] Hobson, P.D.; Brown, M.W.; de los Rios, E.R.: Two Phases of Short Crack Growth in a Medium Carbon Steel, Proc. *The Behaviour of Short Fatigue Cracks*, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.) ESIS Publ., London (1986) 441
- [446] Murtaza, G.; Akid, R.: Modelling Short Fatigue Crack Growth in a Heat-Treated Low-Alloy Steel, *International Journal of Fatigue*, **17** (1995) 207
- [447] Taira, S.; Tanaka, K.; Nakai, Y.: A Model Crack-Tip Slip Band Blocked by Grain Boundary, *Mechanics Research Communications*, **5(6)** (1978) 375
- [448] Akiniwa, Y.; Tanaka, K.; Kimura, H.: Microstructural Effects on Crack Closure and Propagation Thresholds of Small Fatigue Cracks, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **24** (2001) 817
- [449] Tanaka, K.; Akiniwa, Y.: Mechanics of Small Fatigue Crack Propagation, in: Proc. *Small Fatigue Cracks: Mechanics, Mechanisms and Applications*, K.S. Ravichandran, R.O. Ritchie, Y. Murakami (Hrsg.), Elsevier (1999) 59
- [450] Tanaka, K.; Akiniwa, Y.; Nakai, Y.; Wie, R.P.: Modelling of Small Fatigue Crack Growth Interacting With Grain Boundary, *Engineering Fracture Mechanics*, **24** (1986) 803
- [451] Tanaka, K.; Akiniwa, Y.: A Model for the Propagation of Small Fatigue Cracks Interacting with Grain Boundary, *Journal of the Society of Materials Science Japan*, **34** (1985) 1310
- [452] Otsuka, A.; Mori, K.; Tohgo, K.: Mode II Fatigue Cracks in Aluminum Alloys, Proc. *Current Research on Fatigue Cracks*, T. Tanaka, M. Jono, K. Komai (Hrsg.), The Society of Materials Science Japan (1985) 127
- [453] Navarro, A.; de los Rios, E.R.: An Alternative Model of the Blocking of Dislocations at Grain Boundaries, *Philosophical Magazine A*, **57** (1988) 37
- [454] Xin, X.J.; de los Rios, E.R.; Navarro, A.: Modelling Strain Hardening at Short Fatigue Cracks, Proc. *Short Fatigue Cracks, ESIS 13*, K.J. Miller, E.R. de los Rios (Hrsg.), Mechanical Engineering Publications, London (1992) 369
- [455] James, M.N.; de Los Rios, E.R.: Variable Amplitude Loading of Small Fatigue Cracks in 6261-T6 Aluminium Alloy, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **19** (1996) 413
- [456] de Los Rios, E.R.; Rodopoulos, C.A.; Yates, J.R.: Prediction of FCG Behaviour Under Variable Amplitude Loading in MMC's, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **19** (1996) 349
- [457] de los Rios, E.R.; Xin, X.J.; Navarro, A.: Modelling Microstructurally Sensitive Fatigue Crack Growth, *Proc. of the Royal Society*, **447** (1994) 111
- [458] Wilkinson, A.J.: Modelling the Effects of Texture on the Statistics of Stage I Fatigue Crack Growth, *Philosophical Magazine A*, **81** (2001) 841

- [459] Schick, A.: Modellierung des Kurz- und Langrisswachstums in metallischen Werkstoffen unter Berücksichtigung der Mikrostruktur zur Vorhersage der Ermüdungslebensdauer, Diplomarbeit, Universität Siegen 1998
- [460] Navarro, A.; de Los Rios, E.R.: A Model for Short Fatigue Crack Propagation with an Interpretation of the Short-Long Crack Transition, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **10** (1987) 169
- [461] Navarro, A.; de Los Rios, E.R.: A Microstructurally-Short Fatigue Crack Growth Equation, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **11** (1988) 383
- [462] Riemelmoser, F.O.; Gumbsch, P.; Pippan, R.: Plastic Deformation of Short Edge Cracks under Fatigue Loading, *Engineering Fracture Mechanics*, **66** (2000) 357
- [463] Blomerus, P.M.; Hills, D.A.: Modelling Plasticity in Finite Bodies Containing Stress Concentrations by a Distributed Dislocation Method, *Journal of Strain Analysis*, **33** (1998) 315-326
- [464] Künkler, B.: Simulation eines Dualphasenwerkstoffs – Gefügeeerstellung und mikrostrukturelle Kurzzrissausbreitung, Diplomarbeit, Universität Siegen 2002
- [465] Schick, A.; Fritzen, C.-P.; Floer, W.; Krupp, U.; Christ, H.-J.: Microstructural Short Fatigue Crack Growth – Effect of Mixed Mode Conditions and Crack Closure, Proc. *European Conference on Fracture – ECF14*, Krakau, Polen (2002) auf CD-ROM
- [466] de los Rios, E.R.; Hussain, K.; Miller, K.J.: A Micro-Mechanics Analysis for Short Fatigue Crack Growth, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, **8** (1985) 49
- [467] Olfe, J.; Zimmermann, A.; Rie, K.-T.: Simulation der Mikrorissentwicklung bei zyklischer Belastung unter besonderer Berücksichtigung mikrostruktureller Vorgänge, Proc. *DFG-Kolloquium Mechanismenorientierte Lebensdauervorhersage für zyklische beanspruchte metallische Werkstoffe*, Bremen (2000) 55
- [468] Ahamadi, A; Zenner, H.: Simulation des Mikrorisswachstums bei zyklischer Beanspruchung, *MP Materialprüfung*, **45** (2003) 189
- [469] Weinhandl, H.: Über die Computer-Simulation von Nachbarschaftsverhältnissen in Zweiphasengefügen, Dissertation, Montan-Universität Leoben 1996
- [470] Voronoi, G.F.: Nouvelles Applications des Paramètres Continus à la Théorie des Formes Quadratiques, *Journal für reine angewandte Mathematik*, **134** (1908) 198
- [471] Werner, E.; Stüwe, H.P.: Phase Boundaries as Obstacles to Dislocation Motion, *Materials Science and Engineering*, **68** (1984-1985) 175
- [472] Fan, Z.; Tsakiroopoulos, P.; Smith, P.A.; Miodownik, A.P.: Extension of the Hall-Petch Relation to Two-Ductile-Phase Alloys, *Philosophical Magazine A*, **67** (1993) 515
- [473] Bjerken, C.; Melin, S.: A Tool to Model Short Crack Fatigue Growth Using a Discrete Dislocation Formulation, *International Journal of Fatigue*, **25** (2003)559
- [474] Woodford, D.A.; Coffin Jr., L.F.: The Role of Grain Boundaries in High-Temperature Fatigue, Proc. *Grain Boundaries in Engineering Materials, 4th Bolton Landing Conf.*, J.H. Walter et al. (Hrsg.), Claitor's Publishing (1975) 421
- [475] Ostergreen, W.J.: A Damage Function and Associated Failure Equations for Predicting Hold Time and Frequency Effects in Elevated Temperature Low Cycle Fatigue, *Journal of Testing and Evaluation*, **4** (1976) 327
- [476] Saxena, A.: A Model for Predicting the Environmental Enhanced Fatigue Crack Growth Behavior at High Temperature, Proc. *Thermal and Environmental Effects in Fatigue Research-Design Interface*, Vol. 71, C.E. Jaske, S.J. Hudak, M.E. Mayfield (Hrsg.), New York (1983) 171
- [477] Bika, D.; McMahon Jr., C.J.: A Model for Dynamic Embrittlement, *Acta Metallurgica et Materialia*, **43** (1995) 1909
- [478] Xu, Y.: Crack Propagation Associated with Stress-Assisted Diffusion of Impurities under Creep Conditions, Dissertation, University of Pennsylvania, Philadelphia 1999
- [479] Xu, Y.; Bassani, J.L., A Steady-State Model for Diffusion-Controlled Fracture, *Materials Science and Engineering*, **A260** (1999) 48
- [480] Chen, I.-W.; Argon, A.S.: Diffusive Growth of Grain-Boundary Cavities, *Acta Metallurgica*, **29** (1981) 1759

- [481] Shin, K.S.; Meshii, M.: Effect of Sulfur Segregation and Hydrogen Charging on Intergranular Fracture of Iron, *Acta Metallurgica*, **31** (1983) 1559
- [482] Lárche, F.; Cahn, J.W.: The Interactions of Composition and Stress in Crystalline Solids, *Acta Metallurgica*, **33** (1985) 331
- [483] Herring, C.: Diffusional Viscosity of a Polycrystalline Solid, *Journal of Applied Physics*, **21** (1950) 437
- [484] McClintock, F.A.; Bassani, J.L.: Problems in Environmentally-Affected Creep Crack Growth, in: Proc. *Three-Dimensional Constitutive Relations and Ductile Fracture*, J. Zarka, S. Nemat-Nasser (Hrsg.), North Holland (1981) 123
- [485] Xu, Y, Bassani, J.L.: unpublizierte Forschungsarbeit, University of Pennsylvania, Philadelphia 1998
- [486] Bricknell, R.H.; Woodford, D.A.: Reply to Comments on “ The Mechanism of Cavity Formation on High-Temperature Oxidation of Nickel”, *Scripta Metallurgica*, **16** (1982) 761
- [487] Caplan, D.; Woodford, D.A.; Sproule, G.I.; Graham, M.J.: Effect of Carbon on Cavity Formation during High-Temperature Oxidation of Ni, *Oxidation of Metals*, **14** (1980) 279
- [488] Bakker, H.: A Curvature in the $\ln D$ versus $1/T$ Plot for Self-Diffusion in Nickel at Temperatures from 980 to 1400°C, *Physica Status Solidi*, **28** (1968) 569
- [489] Needleman, A.: A Continuum Model for Void Nucleation by Inclusion Debonding, *Journal of Applied Mechanics*, **54** (1987) 525
- [490] Vitek, V.: Yielding on Inclined Planes at the Tip of a Crack Loaded in Uniform Tension, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, **24** (1976) 263
- [491] Muthiah, R.C.: Diffusion-Controlled Brittle Intergranular Fracture in Cu-Alloy and Polycrystals, Dissertation, University of Pennsylvania, Philadelphia 1997