

LCF/HCF-Wechselwirkungen in einer Nickelbasis-Gusslegierung bei erhöhter Temperatur

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

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

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Domnin Gelmedin

aus Saarbrücken

Tag der mündlichen Prüfung:

26.07. 2013

Hauptreferent:

Prof. Dr.rer.nat. A. Wanner

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. T. Beck

Danksagung

Für die Einstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Werkstoffkunde I der Universität Karlsruhe (TH) möchte ich mich bei Prof. Detlef Löhe bedanken, der schon in den Grundvorlesungen mein Interesse an der Werkstoffkunde weckte.

Ein Großteil dieser Arbeit entstand im Rahmen des von der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV, Frankfurt) gestellten Projekts „Ermüdungsverhalten von Hochtemperaturwerkstoffen bei hohen Grundlasten“. Dieses Projekt wurde durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen e.V. (AiF), (AiF-Nr. 14245 N, FVV-Nr. 867) finanziell gefördert, wofür ich mich herzlich bedanken möchte.

Mein Dank gilt auch dem Karlsruhe House of Young Scientists (KHYS), das meinen Auslandsaufenthalt am Department of Aero Space Engineering der Mississippi State University in den Vereinigten Staaten gefördert hat. Hierbei bedanke ich mich herzlich bei Prof. James C. Newman Jr. für die dortige Betreuung und Prof. Arthur J. McEvily für die Vermittlung.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Alexander Wanner. Nach meiner bei Ihm abgelegten Hauptfachprüfung hat er mich wesentlich dazu ermutigt, eine Promotion anzustreben. Des Weiteren danke ich Ihm für die Übernahme des Hauptreferats und für die Ermöglichung des Auslandsaufenthalts. Bei Prof. Tilmann Beck möchte ich mich für die Übernahme des Korreferats und seine lebhaften Vorlesungen, die mein werkstoffkundliches Interesse förderten, herzlich bedanken.

Bei Dr. Karl-Heinz Lang möchte ich mich besonders bedanken. Durch Ihn konnte ich über das FVV-Projekt hinaus weitere Untersuchungen für die Promotion durchführen, wobei ich meine Ideen verwirklichen konnte. Dies hat neben seinen zahlreichen Anregungen und den Diskussionen mit Ihm wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Des Weiteren danke ich Ihm für die Ermöglichung des Auslandsaufenthalts, der eine wesentliche Lebensbereicherung für mich darstellt.

Ganz herzlich möchte ich mich bei den Mitarbeitern des Instituts für Werkstoffkunde I bzw. des Instituts für Angewandte Materialien – Werkstoffkunde bedanken. Sie haben mich mit Rat und Tat unterstützt und mir eine sehr schöne Zeit am Institut ermöglicht.

Ein großes Dankeschön gebührt den Studierenden, die als wissenschaftliche Hilfskräfte oder durch Studien- oder Diplomarbeiten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Besondere Leistungen haben hierbei Stefan Guth, Hendrik Lindel und Florian Dittmann erbracht.

Schließlich möchte ich mich von ganzem Herzen bei meinen Eltern und meiner Schwester für die Unterstützung und den Rückhalt bedanken. Meine Eltern haben mir durch viel Verzicht ihrerseits eine hervorragende Ausbildung ermöglicht.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|------------|
| Danksagung | iii |
| Inhaltsverzeichnis | v |
| 1 Einleitung | 1 |
| 2 Kenntnisstand | 3 |
| 2.1 Phasen und Gefüge von Nickelbasis-Superlegierungen | 3 |
| 2.2 Hochtemperaturermüdung | 5 |
| 2.2.1 Schädigungsmechanismen | 5 |
| 2.2.2 Gleitverhalten, Rissbildung- und Rissausbreitung | 5 |
| 2.2.3 Temperatur- und Zeiteinfluss auf die Ermüdungslebensdauer | 7 |
| 2.3 Hochtemperaturermüdung von Nickellegierungen | 9 |
| 2.3.1 Mikrostruktur und zyklisches Verformungsverhalten..... | 9 |
| 2.3.2 Ermüdungsrissbildung..... | 10 |
| 2.3.3 Ermüdungsrissausbreitung in Nickellegierungen..... | 11 |
| 2.3.4 Ausbreitungsmechanismen von Ermüdungsrissen in Einkristallen | 13 |
| 2.4 Niederzyklische Ermüdung (LCF) von Nickellegierungen bei hoher Temperatur ... | 14 |
| 2.4.1 Schädigungs- und Lebensdauerverhalten..... | 14 |
| 2.4.2 Niederzyklische Ermüdung bei 650 °C..... | 14 |
| 2.4.3 Niederzyklische Ermüdung von MAR-M247 | 15 |
| 2.4.4 Übergang der Risseinleitung von der Oberfläche ins Volumen..... | 16 |
| 2.4.5 Rissbildung ohne Defekte | 17 |
| 2.5 Hochzyklische Ermüdung (HCF) von Nickellegierungen bei erhöhter Temperatur. | 18 |
| 2.5.1 Einfluss der Mittelspannung und der Mitteldehnung | 18 |
| 2.5.2 Schädigungsverhalten..... | 18 |
| 2.6 LCF/HCF-Wechselwirkungen..... | 20 |
| 2.6.1 Nomenklatur..... | 20 |
| 2.6.2 Lebensdauer- und Schädigungsverhalten bei CCF | 21 |
| 2.6.3 Kurze Risse und das Kitagawa-Diagramm | 22 |
| 2.6.4 Einfluss von LCF-Vorbeanspruchungen auf die HCF-Festigkeit | 24 |
| 2.6.5 Schwellenwertverhalten beim Wachstum langer Risse | 25 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.6.6 | Vorhersage des einsetzenden HCF-Risswachstums bei CCF | 26 |
| 2.6.7 | Beschreibung des Risswachstums mittels linearer Schadensakkumulation..... | 28 |
| 2.6.8 | Einflüsse von Zug- und Drucküberlasten auf die Ermüdungsrisssausbreitung ... | 29 |
| 2.6.9 | Rissbildungs- und Kurzrisswachstumsverhalten bei CCF | 32 |
| 2.6.10 | Bruchflächenmorphologie | 34 |
| 2.7 | Kombinierte nieder- und hochzyklische Ermüdung bei erhöhter Temperatur | 35 |
| 2.7.1 | Lebensdauer- und Schädigungsverhalten | 35 |
| 2.7.2 | Einfluss der Temperatur auf das CCF-Langrisswachstum..... | 43 |
| 2.7.3 | Vorhersage des einsetzenden HCF Risswachstums | 43 |
| 2.7.4 | Ermüdungsrissswachstum ohne Schwellenwertverhalten | 44 |
| 2.7.5 | Rissbildungs- und Kurzrisswachstumsverhalten bei erhöhter Temperatur..... | 45 |
| 2.7.6 | Bruchflächenmorphologie bei erhöhter Temperatur | 46 |
| 3 | Versuchswerkstoff und Proben..... | 47 |
| 3.1 | Lieferant und Lieferabmessungen | 47 |
| 3.2 | Chemische Zusammensetzung | 47 |
| 3.3 | Wärmebehandlung..... | 47 |
| 3.4 | Gefügeanalyse | 48 |
| 3.5 | Proben..... | 49 |
| 3.5.1 | Ermüdungsversuche | 49 |
| 3.5.2 | Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde..... | 49 |
| 3.6 | Probenpräparation..... | 50 |
| 3.6.1 | Untersuchung der Oberflächenschädigung | 50 |
| 3.6.2 | Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde..... | 50 |
| 4 | Versuchseinrichtungen, -durchführungen und- auswertung..... | 52 |
| 4.1 | Versuchsaufbau | 52 |
| 4.1.1 | Ermüdungsversuche | 52 |
| 4.1.2 | Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde..... | 53 |
| 4.2 | Versuchsdurchführung..... | 53 |
| 4.2.1 | Niederzyklische Ermüdung (LCF)..... | 53 |
| 4.2.2 | Hochzyklische Ermüdung (HCF)..... | 54 |
| 4.2.3 | Kombinierte nieder- und hochzyklische Ermüdung (CCF) | 54 |
| 4.2.4 | Untersuchungen zur Oberflächenschädigung..... | 55 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4.2.5 | Lastmarkierungstechnik bei LCF-Beanspruchung..... | 55 |
| 4.2.6 | Lastmarkierungstechnik bei CCF-Beanspruchung..... | 56 |
| 4.2.7 | Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde..... | 58 |
| 4.3 | Versuchsauswertung..... | 59 |
| 4.3.1 | Zyklisches Verformungsverhalten und Schädigungsparameter..... | 59 |
| 4.3.2 | Lebensdauerverhalten..... | 59 |
| 4.3.3 | Vermessung von Lastmarkierungen und Blockstreifen..... | 59 |
| 4.3.4 | Zuordnung der Lastmarkierungen und Blockstreifen zu den Zyklen..... | 60 |
| 4.3.5 | Korrektur bei Verwendung der Lastmarkierungstechnik..... | 60 |
| 4.3.6 | Gleichstrompotentialsondenmessung..... | 61 |
| 4.3.7 | Bruchmechanische Auswertung..... | 61 |
| 4.3.8 | Fraktographische Untersuchungen..... | 61 |
| 4.4 | Quasistatische mechanische Eigenschaften..... | 62 |
| 5 | Niederzyklische Ermüdung..... | 63 |
| 5.1 | Zyklisches Verformungsverhalten..... | 63 |
| 5.1.1 | Hysteresisschleifen..... | 63 |
| 5.1.2 | Wechselverformungskurven..... | 64 |
| 5.1.3 | Zyklische Spannungs-Dehnungskurve..... | 65 |
| 5.2 | Lebensdauerverhalten..... | 66 |
| 5.2.1 | Einfluss der Haltezeit..... | 68 |
| 5.2.2 | Einfluss von Markierungslasten..... | 68 |
| 5.3 | Schädigungsentwicklung..... | 70 |
| 5.3.1 | Oberflächenschädigung..... | 70 |
| 5.3.2 | Fraktographie..... | 71 |
| 5.3.3 | Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten..... | 75 |
| 5.4 | Diskussion..... | 80 |
| 6 | Hochzyklische Ermüdung..... | 86 |
| 6.1 | Zyklisches Verformungsverhalten..... | 86 |
| 6.2 | Fraktographie..... | 87 |
| 6.3 | Lebensdauer- und Schädigungsverhalten..... | 89 |
| 6.3.1 | Wöhlerdiagramme..... | 89 |
| 6.3.2 | Haigh-Diagramme..... | 91 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 6.4 | Normalspannungskontrollierte HCF-Rissausbreitung..... | 92 |
| 6.4.1 | Fraktographie | 93 |
| 6.4.2 | Quantitatives Rissausbreitungsverhalten..... | 95 |
| 6.5 | Diskussion | 97 |
| 7 | Kombinierte nieder- und hochzyklische Ermüdung..... | 100 |
| 7.1 | Zyklisches Verformungsverhalten..... | 100 |
| 7.1.1 | Hysteresisschleifen..... | 100 |
| 7.1.2 | Wechselverformungskurven..... | 101 |
| 7.2 | Lebensdauerverhalten | 102 |
| 7.2.1 | Einfluss überlagerter Schwingungen auf die LCF- und HCF-Lebensdauer | 102 |
| 7.2.2 | Einfluss der Lastmarkierungstechnik auf die CCF-Lebensdauer..... | 104 |
| 7.3 | Schädigungsentwicklung | 105 |
| 7.3.1 | Oberflächenschädigung | 105 |
| 7.3.2 | Fraktographie | 105 |
| 7.3.3 | Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten | 111 |
| 7.4 | Diskussion | 119 |
| 8 | Lebensdauermodellierung unter Berücksichtigung von LCF/HCF- Wechselwirkungen bei erhöhter Temperatur | 127 |
| 8.1 | Bewertung der Schädlichkeit überlagerter HCF-Zyklen bei erhöhter Temperatur . | 127 |
| 8.1.1 | Modellansatz | 127 |
| 8.1.2 | Beispiel zur Beschreibung verzögerten CCF-Risswachstums | 130 |
| 8.2 | Beschreibung des Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhaltens unterhalb des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum | 132 |
| 8.2.1 | Anpassung der Modellparameter | 132 |
| 8.2.2 | Beschreibung des Rissausbreitungsverhaltens | 134 |
| 8.2.3 | Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens..... | 135 |
| 8.3 | Beschreibung des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum | 136 |
| 8.3.1 | Ansatz..... | 136 |
| 8.3.2 | Parameteranpassung und Ergebnis..... | 138 |
| 8.4 | Beschreibung der Ermüdungslebensdauer von MAR-M247 LC | 139 |
| 8.5 | Diskussion und Ausblick..... | 142 |

| | | |
|-----------|-----------------------------|------------|
| 9 | Zusammenfassung..... | 151 |
| 10 | Literatur..... | 155 |

1 Einleitung

Generell sind Beanspruchungsspektren von Bauteilen im Betrieb komplex. Es gibt jedoch Betriebsbedingungen, die durch Zwei-Frequenzbeanspruchungen angenähert werden können. Von großer praktischer Bedeutung sind dabei Bedingungen, bei denen hochfrequente Schwingungen mit einer kleinen Amplitude mit niederfrequenten Schwingungen mit einer großen Amplitude überlagert werden. Diese Betriebsbedingungen treten z.B. im Zylinderkopf eines Verbrennungsmotors oder in den Schaufeln und Scheiben von stationären Turbinen und Flugtriebwerken auf. In Turbinenschaufeln erzeugt eine Kombination von Wärmespannungen und durch Fliehkräfte verursachten Spannungen eine niederfrequente Beanspruchung, die hoch genug ist um ein Versagen durch niederzyklische Ermüdung (low cycle fatigue, LCF) zu verursachen. Zusätzlich werden diesen LCF-Beanspruchungen hochfrequente Schwingungen, die aus Resonanzen, rotierenden Abreißströmungen und Eigenanregung resultieren, überlagert. Die Spannungsamplitude, die mit diesen Vibrationen verbunden ist, ist in der Regel relativ niedrig und kann daher zu einem Versagen durch hochzyklische Ermüdung (high cycle fatigue, HCF) führen [Pow87].

Um das Versagen durch hochzyklische Ermüdung zu vermeiden, muss bei der Dimensionierung beachtet werden, dass die HCF-Festigkeit zeit- und zyklenabhängig degradieren kann [Mil99, Nic06]. Daher muss bei einer Dimensionierung von Bauteilen neben der auftretenden LCF-Beanspruchung auch die Verminderung der HCF-Festigkeit berücksichtigt werden. Die LCF-Beanspruchung kann - wie z.B. in der Turbinenschaufel - gleichzeitig mit HCF-Beanspruchungen auftreten oder der HCF-Beanspruchung vorausgehen. Auch transiente Spannungsamplituden oberhalb der Dauerfestigkeit können die HCF-Festigkeit erniedrigen [Mor03]. Alle Beanspruchungsbedingungen, bei denen Beanspruchungsamplituden oberhalb der Dauerfestigkeit entstehen, können als LCF/HCF-Beanspruchungen bezeichnet werden [Nic06]. Die Wirkung von überlagerten LCF/HCF-Beanspruchungen kann dabei nicht einfach als Summe der einzelnen Effekte von LCF und HCF behandelt werden, weil Wechselwirkungen zwischen beiden Beanspruchungskomponenten bestehen [Mil99]. Aufgrund von unterschiedlichen Lastwechselwirkungen zwischen LCF und HCF gibt es derzeit keine allgemein gültigen Ansätze, um eine hinreichend genaue Lebensdauerberechnung der betroffenen Bauteile zu gewährleisten.

Ziel dieser Arbeit ist es, die LCF/HCF-Wechselwirkungen in einer für Turbinenschaufeln eingesetzten Nickelbasis-Gusslegierung bei betriebsnahen Beanspruchungen abzuleiten. Daraus soll eine optimierte Lebensdauerbeschreibung erfolgen. Damit soll die Möglichkeit geschaffen werden, die Schädlichkeit der im Betrieb auftretenden überlagerten HCF-Beanspruchung zu bewerten.

2 Kenntnisstand

2.1 Phasen und Gefüge von Nickelbasis-Superlegierungen

Im Bereich heißgasbeaufschlagter Komponenten von stationären als auch von Fluggasturbinen finden vor allem Nickelbasis-Superlegierungen Verwendung, da sie die günstigste Kombination von mechanischen Eigenschaften, Korrosionsbeständigkeit und Verarbeitbarkeit besitzen [Bür01]. Im Wesentlichen werden Schmiede- bzw. Knetlegierungen für Scheiben, Ringe und Gehäuse sowie Gusslegierungen für Lauf- und Leitschaufeln eingesetzt [Ess04]. Um die Festigkeitseigenschaften zu verbessern, werden gezielte Maßnahmen, wie z.B. eine Erhöhung des Volumenanteils von Ausscheidungsphasen, eingesetzt, um die Versetzungsbewegung im Kristallgitter zu behindern und die Versetzungslaufwege zu begrenzen [Don02]. Die wichtigsten Verfestigungsmechanismen sind Ausscheidungs-, Karbid- und Mischkristallverfestigung. Die Mischkristallverfestigung wird hauptsächlich durch die Elemente Al, W, Mo und Cr erreicht, wobei vor allem die diffusionsträgen Elemente W und Mo bei hohen Temperaturen zur Festigkeitssteigerung beitragen [Heu93].

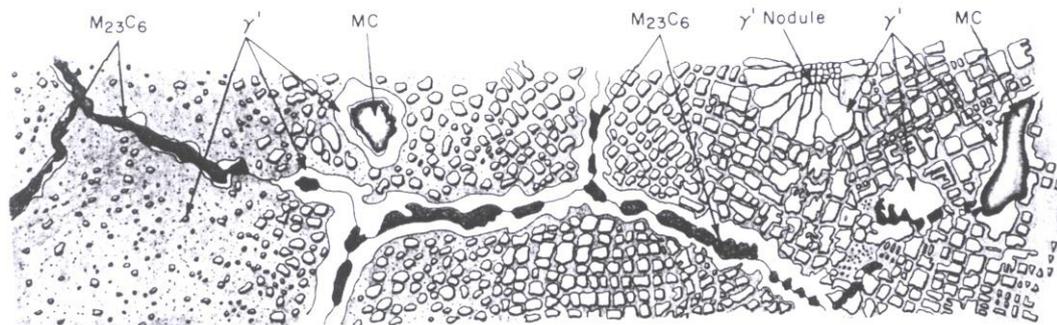


Abb. 2.1: Mögliche Gefügeausbildungen in einer Nickel-Basis-Superlegierung [Don02]

Die schematische Darstellung des Gefüges in Abb. 2.1 gibt einen Überblick über die möglichen Phasen, die sich in Nickel-Basis-Gusslegierungen ausbilden können [Don02]. Die geordnete intermetallische Phase γ' (Nennstöchiometrie Ni_3Al) scheidet sich während der Abkühlung und der Wärmebehandlung zumeist fein verteilt aus einer an Al übersättigten kubisch-flächenzentrierten γ -Matrix kohärent aus. In der γ' -Phase kann Ni hauptsächlich durch Co ersetzt werden, und Al vorwiegend durch Ti, Nb, Ta, Mo, W und Hf. Der Volumenanteil der γ' -Ausscheidungen beträgt zwischen 25 und 50 %, wobei modernere Legierungen höhere Anteile besitzen [Pin09]. Neben dem Volumenanteil und der Größenverteilung der γ' -Ausscheidungen ist die Gitterfehlpassung zwischen der γ -Matrix und γ' -Teilchen

$$\delta = \frac{2(a_{\gamma'} - a_{\gamma})}{a_{\gamma'} + a_{\gamma}} \quad \text{Gl. 2.1}$$

mit den Gitterkonstanten a_{γ} und $a_{\gamma'}$ der Ni-Matrix bzw. der γ' -Teilchen eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung der γ' -Phase [Don02]. Die Gitterparameter hängen von der Legierungszusammensetzung ab. Bei Fehlpassungen zwischen 0 und +/- 0,2 % haben die ausgeschiedenen Teilchen eine sphärische Form. Liegt die Fehlpassungen zwischen 0,5 % und 1 % neigen sie zu der für die Kriechfestigkeit günstigsten kubischen Form. Nimmt die Fehlpassung noch höhere Werte an, bilden sich plattenförmige Teilchen [Don02]. Die Fehlpassung beeinflusst das Verformungsverhalten und die Ausscheidungsstabilität [Pin09]. Kleine Fehlpassungen begünstigen eine planare Gleitung, wohingegen hohe Fehlpassungen mikrostrukturelle Veränderungen aufgrund einer erhöhten thermodynamischen Triebkraft erleichtern [Pin09].

In Nickellegierungen kommen hauptsächlich Karbide der Typen MC, $M_{23}C_6$ und M_6C vor [Bür01, Don02, Heu93, Ada86, Köh01], die die Festigkeit durch Behinderung von Versetzungsbewegung und Korngrenzengleiten erhöhen. Die Primärkarbide des Typs MC entstehen während der Erstarrung vorwiegend in interdendritischen Bereichen [Tie89, Ros87]. Die metallischen Partner sind meist Ti, Ta und Nb, oft handelt es sich dabei auch um Karbonitride M(C, N). Fein verteilte MC-Teilchen können die Versetzungsbewegung stärker behindern und tragen somit zur Kriechfestigkeitssteigerung stärker bei als gröbere Ausscheidungen [Bür01]. Die Sekundärkarbide vom Typ $M_{23}C_6$ spielen eine wichtigere Rolle für das mechanische Verhalten [Tie89, Ros87]. Sie entstehen durch Umwandlung der MC-Karbide und lagern sich durch gezielte Wärmebehandlung auf Korngrenzen an, wo sie durch Behinderung von Korngrenzengleiten die Kriechfestigkeit wirksam erhöhen. Globulare, heterogen verteilte Teilchen erzielen dabei die günstigste Wirkung, durchgehende Karbidfilme können jedoch versprödetend wirken. Zudem kann frühzeitiges Versagen durch zelluläre Strukturen auf den Korngrenzen hervorgerufen werden. Die Metalle der $M_{23}C_6$ -Karbide sind hauptsächlich Chrom und Molybdän [Bür01, Heu93, Ada86, Köh01, Ros87, Sim72]. Ausscheidungen vom Typ M_6C entstehen hauptsächlich in Legierungen mit hohem Mo- und W-Gehalt ($Mo+W/2 > 6 \text{ Ma-\%}$). Sie erhöhen ebenfalls die Korngrenzenfestigkeit. Zusätzlich kann über diesen Ausscheidungstyp die Korngröße kontrolliert werden [Ant96]. Große Körner verbessern die Kriechresistenz, führen jedoch zu verringerten Zugfestigkeiten und können die Bildung von Mikrorissen fördern [Ant96].

2.2 Hochtemperaturermüdung

2.2.1 Schädigungsmechanismen

Bei Hochtemperaturermüdung wechselwirken überwiegend Kriech- und Ermüdungsmechanismen miteinander, die sehr stark von Temperatur, Haltezeit, Mittelspannung, Frequenz und Umgebung abhängig sind [Gel73]. Die umgebungsbedingte Schädigung (Korrosion) kann als zusätzlicher Schädigungsmechanismus angesehen werden [Mai09]. Bei der reinen Ermüdungsschädigung erfolgt die Rissbildung gewöhnlich an der Oberfläche, die durch die lokal auftretende plastische Verformung gesteuert wird. Die Bildung und das Wachstum von Poren an Korngrenzen ist der für die reine Kriechschädigung typische Schädigungsmechanismus. Die Hochtemperaturkorrosion erfolgt meist über die Korngrenzen und ist zeitabhängig. Daher nehmen Umgebungseffekte mit steigender Versuchsfrequenz ab. [Mai09].

2.2.2 Gleitverhalten, Rissbildung- und Rissausbreitung

Die einzelnen Schädigungsmechanismen sind in Abhängigkeit mehrerer Einflussgrößen unterschiedlich stark ausgeprägt. Der Anteil der Kriechschädigung nimmt mit zunehmender Temperatur, Haltezeit, Mittelspannung und abnehmender Frequenz zu, so dass der Anteil der Ermüdungsschädigung abnimmt. Demnach ändern sich die Mechanismen der Risseinleitung und Rissausbreitung mit zunehmendem Anteil der Kriechschädigung nach folgendermaßen [Gel73]:

1. Transkristalline Risseinleitung - Transkristalline Rissausbreitung
2. Interkristalline Risseinleitung - Stadium I Rissausbreitung
3. Interkristalline Risseinleitung - Stadium II Rissausbreitung
4. Interkristalline Risseinleitung - Interkristalline Rissausbreitung

Allerdings gibt es Ausnahmen von dieser Reihenfolge. Zum einen können Korngrenzen auch ohne Kriechschädigung aufreißen, falls sie spröde Phasen enthalten [Gel73], so dass zuerst eine interkristalline Risseinleitung mit anschließend transkristalliner Rissausbreitung beobachtet wird. Zum anderen wurde auch eine transkristalline Risseinleitung mit anschließender umgebungsbedingter interkristalliner Rissausbreitung beobachtet [Gay83]. Generell erfolgt die interkristalline Rissausbreitung schneller als die transkristalline Rissausbreitung [Gel73].

Die Rissbildung und das Kurzrisswachstum werden stark durch das Gleitverhalten der Versetzungen in einem Werkstoff beeinflusst [Mai09]. Grundsätzlich wird das Gleitverhalten in planar und wellig unterteilt [Chr09]. Ein planares Gleitverhalten wird durch eine niedrige

Stapelfehlerenergie, das Vorhandensein kohärenter Ausscheidungen, niedrige Temperaturen und kleine Dehnungen gefördert. Austenitische Stähle und Nickelbasis-Superlegierungen sind Beispiele von Werkstoffen, die dieses Gleitverhalten bei Raumtemperatur zeigen [Gel73]. Das wellige Gleitverhalten wird durch eine hohe Stapelfehlerenergie, inkohärente Ausscheidungen oder Teilchen und große Dehnungen begünstigt. Generell nimmt die Fähigkeit von Versetzungen querzugleiten mit zunehmender Temperatur, Haltezeit und abnehmender Frequenz zu, so dass die Verformung welliger wird [Gel73, War83, Mai09]. Bei einem planaren Gleitcharakter bleiben die Versetzungen überwiegend in einer Gleitebene. An der Oberfläche entstehen geradlinige Gleitstufen und die Rissausbreitung erfolgt bevorzugt kristallographisch im Stadium I entlang der Gleitebene. Bei welligem Gleitcharakter sind die Versetzungen nicht mehr streng an eine Gleitebene gebunden und die plastische Verformung erfolgt homogener. Dies fördert die Bildung trans- oder interkristalliner Risse, die senkrecht zur äußeren Spannungsachse entstehen [Mai09]. Ermüdungsrissausbreitung unter welliger Gleitung kann transkristallin senkrecht zur Hauptspannungsachse im Stadium II der Rissausbreitung oder interkristallin erfolgen [Gel73]. Die Rissbildung wird bei welliger Gleitung verzögert, die Rissausbreitung wird hingegen aufgrund der höheren lokalen Spannungen beschleunigt [Pin09]. Für Werkstoffe mit planarem Gleitcharakter beeinflusst der Grad an Gleithomogenität die Geschwindigkeit der Gleitbandrissbildung und -ausbreitung [Gel73].

Neben der Beeinflussung von Rissbildung und Rissausbreitung gibt es weitere Effekte des Gleitverhaltens [Wel68]. Bei planarem Gleitverhalten erfolgt eine heterogene Gleitung, welche in der Kontinuumsplastizität mit einer reversiblen kinematischen Verfestigung verbunden ist [Kad58]. Zudem werden keine zyklische Verfestigung, kein Abfall der Mittelspannung bei dehnungskontrollierter Beanspruchung und eine Zunahme der Lebensdauer mit abnehmender Korngröße erwartet. Hingegen sind bei welligem Gleitverhalten eine homogene plastische Verformung und irreversible Versetzungsbewegung durch die Bildung gleichachsiger Zellstrukturen zu erwarten [Wel68]. Dies entspricht einer isotropen Verfestigung in der Kontinuumsplastizität [Hil50]. Zusätzlich zeigt sich eine schnelle unidirektionale zyklische Verfestigung und zyklisches Kriechen bzw. Mittelspannungsrelaxation je nach Versuchsführung [Wel68].

2.2.3 Temperatur- und Zeiteinfluss auf die Ermüdungslebensdauer

Mit zunehmender Haltezeit, Mittelspannung und Temperatur werden thermisch aktivierte Verformungsprozesse, Porenbildung und Oxidation gefördert. Dadurch wird die interkristalline Rissausbreitung begünstigt, so dass sich die Ermüdungseigenschaften mit abnehmender Frequenz verschlechtern [Pin83, Ell69, Gel73, War83]. Jedoch können auch mit zunehmender Temperatur unter bestimmten Umständen Lebensdauererlängerungen auftreten [Gel73]. Dies kann durch dynamische Reckalterung oder die Ausscheidung von Phasen an Versetzungen hervorgerufen werden. Beides führt sowohl zu einer Verteilung der planaren Gleitung auf mehrere Gleitbänder, so dass die Gleitung zwar planar bleibt, aber insgesamt homogener erfolgt, als auch zu einem erhöhten Widerstand gegen plastische Verformung [Gel73]. Dadurch erhöht sich die Versetzungs- und Gleitbanddichte [Ant89]. Die homogenere Gleitverteilung kann verbesserte Ermüdungseigenschaften hervorrufen, wenn der Bruch komplett transkristallin verläuft. Dies wurde an einigen einkristallinen Superlegierungen über einen breiten Temperaturbereich gezeigt [Duq72]. Der erhöhte Widerstand gegen plastische Verformung kann die Lebensdauer unter Dehnungskontrolle erniedrigen bzw. unter Spannungsregelung erhöhen [Gel73, Mai09]. Ein weiterer Effekt ist die Abnahme des welligen Gleitens [Sur03, Mun71, Pin09, Kle92].

Der Werkstoff Udimet 700, der bei niedriger Temperatur einen planaren Gleitcharakter besitzt, weist bei 760 °C den Frequenzeinfluss in Abb. 2.2 auf. Die Lebensdauer nimmt von

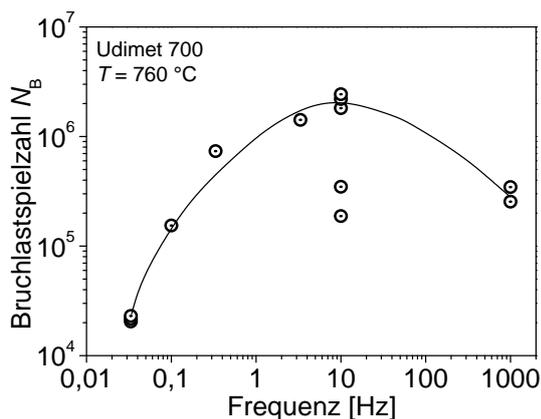


Abb. 2.2: Frequenzeinfluss auf die Lebensdauer von Udimet 700 bei 760 °C [Org71]

0,03 Hz auf 10 Hz zu und sinkt wiederum bei einer weiteren Zunahme auf 1000 Hz. Bei niedrigen Frequenzen bis zu 0,33 Hz erfolgt die Risseinleitung interkristallin an Korngrenzen, die mit der Oberfläche verbunden sind. Nimmt die Frequenz zu, nimmt die interkristalline Rissausbreitung, die durch Oxidation und Kriechschädigung erfolgt, ab. Die abnehmende Oxidation und Kriechschädigung führt zu einem Übergang der Risseinleitung von der Oberfläche

ins Volumen. Die Risseinleitung erfolgt bei Frequenzen von 3 und 10 Hz an harten Phasen, die an Korngrenzen oder an kohärenten Zwillingsgrenzen liegen. Die Rissausbreitung verläuft nahezu komplett transkristallin und anfänglich im Stadium I. Mit zunehmender Frequenz reduziert sich die Lebensdauer, da die Verformung sich in einer geringeren Anzahl an Gleitbän-

dern konzentriert, so dass die Risseinleitung und Rissausbreitung im Stadium I beschleunigt wird [Org71].

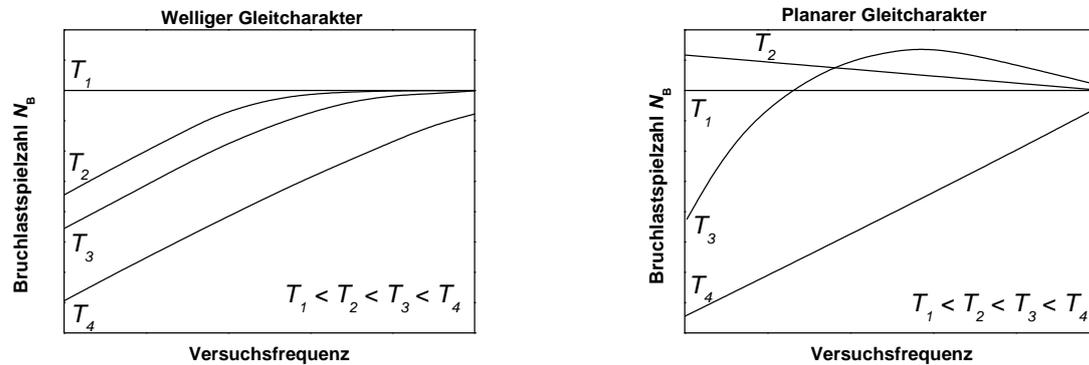


Abb. 2.3: Einfluss von Temperatur- und Frequenz auf die Bruchlastspielzahl N_B bei unterschiedlichem Gleitcharakter [Gel73, Mai09]

Die Wirkung von Temperatur und Frequenz für Werkstoffe, die bei Raumtemperatur einen welligen oder planaren Gleitcharakter besitzen, wird in Abb. 2.3 gezeigt. Bei niedrigen Temperaturen T_1 , z.B. Raumtemperatur, gibt es, abgesehen von Prüffrequenzen im VHCF-Bereich [Ber08], im Vergleich zu erhöhter Temperatur keinen signifikanten Frequenzeinfluss. Für Werkstoffe mit welligem Gleitcharakter nimmt mit abnehmender Frequenz und zunehmender Temperatur die Ermüdungslebensdauer ab [Gel73, Mai09]. Erfolgt eine Temperaturerhöhung eines Werkstoffs mit planarem Gleitverhalten auf T_2 , nimmt die Lebensdauer mit abnehmender Frequenz aufgrund eines welligeren Gleitverhaltens zu [Mai09]. Bei einer weiteren Temperaturerhöhung auf T_3 , verhält sich der Werkstoff in Abhängigkeit der Frequenz so, wie zuvor für Udimet 700 bei 760 °C geschildert. Bei einer weiteren Temperaturerhöhung auf eine sehr hohe Temperatur T_4 ist der Frequenzeinfluss wie für einen Werkstoff mit welligem Gleitverhalten [Mai09].

Bei hoher Temperatur können zudem Gefügeänderungen stattfinden, so dass sich das zyklische Spannungs- Dehnungs-Verhalten während der Beanspruchung stark ändert. So kann beispielsweise eine Überalterung ähnlich derjenigen bei ausscheidungsgehärteten Aluminiumlegierungen während der Beanspruchung auftreten. Dieser Entfestigungsprozess hängt nicht nur von der Temperatur und der Zeit ab, sondern auch vom Ausmaß der plastischen Verformung. [Mai09]

2.3 Hochtemperaturermüdung von Nickellegierungen

2.3.1 Mikrostruktur und zyklisches Verformungsverhalten

Zahlreiche Superlegierungen verfestigen zyklisch bei erhöhter Temperatur [Min82, Ler84, Boi90, Pin09]. Diese Verfestigung ist Folge eines Anstiegs der Versetzungsdichte, ausgehnter Quergleitung bei hohen Temperaturen, und der Bildung komplizierter Versetzungsnetzwerke, so dass mobile Versetzungen in ihrer Bewegung behindert werden. Die Verfestigung bei niedrigeren Temperaturen, wo planare Gleitung auf primären $\{111\}$ Ebenen dominiert, wird durch eine Konkurrenz zwischen Ausscheidungsschneiden und erhöhter Gleitbanddichte erklärt [Ler84, Pin09]. Eventuell wird eine Gleichgewichtsanzahl an Gleitbändern gebildet und die Verfestigung endet. Der Werkstoff entfestigt dann durch Schneiden der Ausscheidungen entlang der $\{111\}$ Ebenen wie es z.B. bei IN718 [Fou77], Waspaloy [Ler84] und Nimonic 80 A [Ler85] beobachtet wurde.

Nickellegierungen, die eine homogenere Versetzungsstruktur zeigen, verfestigen zügiger. Eine homogene Versetzungsstruktur wird durch sehr große γ' -Ausscheidungen und einen hohen Volumenanteil an γ' -Ausscheidungen gefördert [Min82, War83, Pin09]. So zeigt Waspaloy im Gegensatz zu anderen Superlegierungen bei 650 °C aufgrund seines geringen γ' -Anteils sogar zyklische Entfestigung bei höheren plastischen Dehnungsamplituden [Min82].

In mehreren Superlegierungen tritt dynamische Reckalterung während der zyklischen Verformung im mittleren Temperaturbereich auf [Wel67, Ler84, Mer89, Val94, Kaa09, Pin09]. Beispielsweise verfestigt Waspaloy bei 500 °C während des gesamten Versuchs und baut dabei eine ungewöhnlich hohe Versetzungsdichte auf [Ler84]. Die Verfestigung in Waspaloy bei 538 °C wurde mit dem Portevin-Le Chatelier Effekt erklärt [Hay82], jedoch durch Berechnungen zur Mobilität der Kohlenstoffatome widerlegt [Kou82]. Andere Autoren weisen den dynamischen Reckalterungseffekt anderen Fremdatomen zu, die bei dieser Temperatur hinreichend mobil sind [Llo75, Chu76]. Bei 600 und 700 °C wurde auch beobachtet, dass Karbide auf als Keimstellen dienenden Gleitbändern ausgeschieden werden [Ler84, Mer89, Pin09]. Ausscheidungen an Versetzungen immobilisieren diese und fördern die Versetzungsneubildung, um die plastische Verformung zu tragen [Pin09]. Die Auswirkungen der dynamischen Reckalterung und der Ausscheidungsbildung an Versetzungen auf die Lebensdauer und das Gleitverhalten wird im Abschnitt 2.2.3 beschrieben.

2.3.2 Ermüdungsrisssbildung

Die Ermüdungsrisssbildung wird durch die zyklische plastische Verformung gesteuert. Daher werden Risse dort eingeleitet, wo lokal die plastische Verformung erhöht ist [Luk96]. Dementsprechend erfolgt die transkristalline Risssbildung in Nickellegierungen an Gleitbändern oder spannungsüberhöhenden Defekten, wobei die Defekte sich in Einschlüsse, Mikrolunker und Poren unterteilen [Gel73, Moo73, Son95, Pin09]. Poren und Mikrolunker können die Risssbildung unter der Oberfläche fördern [Gel73]. Das Nachverdichten reduziert die Größe der Poren und führt nach der zur Verfügung stehenden Literatur zu einer erhöhten Lebensdauer [Don02, Kun12]. Das Versagen kann nach dem Nachverdichten immer noch an Poren und Mikrolunkern, wie in [Kun12] beobachtet, oder an anderen Defekten wie Karbideinschlüssen eingeleitet werden. So wurde bei Temperaturen zwischen 400 und 760 °C im gegossenen IN 713C, die Risseinleitung meist an Mikrolunkern und Poren und selten an Karbideinschlüssen beobachtet [Son95]. Im nachverdichteten MAR-M247 LC wurden hingegen fast alle Risse von Karbideinschlüssen ausgehend eingeleitet [Son92, Heu96]. In Schmiedelegerungen erfolgt die transkristalline Risssbildung auch an Einschlüssen [Gay83], jedoch wird in diesen Legierungen aufgrund der kleineren Karbide oft die Risssbildung an Gleitbändern oder Zwillingsgrenzen beobachtet [Moo73]. Allerdings wird auch Risssbildung ohne Defekteinwirkung in beiden Legierungstypen beobachtet (siehe Abschnitte 2.4.5 und 2.5.2).

Die Risseinleitung wird in gegossenen und geschmiedeten Legierungen im kristallographisch und nichtkristallographisch beobachtet. Die kristallographische Risseinleitung wird durch niedrige Temperaturen und hohe Frequenzen gefördert, während niedrige Frequenzen und hohe Temperaturen die nichtkristallographische Risseinleitung begünstigen [Gel73]. Ein Modell für das Stadium I Risswachstum entlang kristallographischer Gleitebenen wird in Abschnitt 2.3.4 vorgestellt. So erfolgte beispielsweise im einkristallinen MAR-M200 bei einer Frequenz von 5 Hz bei 760 °C die Rissausbreitung komplett im Stadium I während bei 927°C die Risssbildung im Stadium II beginnt [Duq72].

Eine umgebungsbedingte Risseinleitung nahe und unter der Oberfläche wurde in der einkristallinen Nickelbasis-Superlegierung MAR-M200 bei 5 Hz festgestellt. Bei Temperaturen um 760 °C wurden Risse an Luft im Innern eingeleitet, während unter Vakuum die Risse an der Oberfläche eingeleitet wurden. Es wird vermutet, dass die Bildung von dünnen Oxidfilmen auf Gleitstufen zu einer größeren Oberflächenverfestigung führt und somit die beobachtete homogenere Oberflächengleitung an Luft erzwingt, die die Risssbildung verzögert [Duq72,

Gel73]. Dieser Mechanismus ist wohl auf niedrige Dehnungsschwingbreiten beschränkt, bei denen die Oxidschicht nicht aufbricht [Ach67, Hyz82b]. Der Übergang der Rissbildung ins Innere bei höheren Dehnungsschwingbreiten wird ebenfalls beobachtet und wird in Abschnitt 2.4.4 aufgegriffen.

Die Einleitung von interkristallinen Rissen erfolgt oft an der Grenzfläche zwischen Sekundärphasenteilchen auf den Korngrenzen und den benachbarten Körnern [Org71, Gel73]. Die $M_{23}C_6$ -Karbide sind kohärent mit einem benachbarten Korn und inkohärent mit einem anderen Korn verbunden [Sin68, Gel73]. Daher ist es wahrscheinlich, dass der Riss an der inkohärenten Karbid-Matrix Grenzfläche startet [Wil69, Gel73]. $M_{23}C_6$ Karbide behindern zwar die Porenbildung an Korngrenzen, aber dafür kann das Karbid als Risseinleitungsstelle dienen [Gel73].

2.3.3 Ermüdungsrissausbreitung in Nickellegierungen

Die primären Faktoren, die die Ermüdungsrissausbreitung beeinflussen, sind das Gleitverhalten und die Umgebung [Pin09]. Die Umgebung zählt dabei neben der Temperatur, der Probengeometrie und den Beanspruchungsbedingungen, die Frequenz, K_{\max} , K_{\min} , ΔK , R und das Überlastverhältnis einschließen, zu den extrinsischen Parametern [Bai83, Ant96]. Die einzelnen Effekte der extrinsischen Parameter sind schwer zu separieren, da sie sich gegenseitig beeinflussen [Ant96]. Das Gleitverhalten wird neben extrinsischen auch durch intrinsische Parameter beeinflusst, welche die physikalische Metallurgie, mechanische Metallurgie sowie die Mikrostruktur der Legierung einschließen [Ant96].

Die Rissausbreitungsrate in Nickellegierungen ist am geringsten, wenn ein planares, reversibles Gleitverhalten vorliegt [Pin09, Ant89]. Dieses Gleitverhalten wird seitens der Mikrostruktur u.a. durch eine niedrige Stapelfehlerenergie, eine geringe Fehlpassung, kleine γ' -Ausscheidungen und große Körner gefördert [Pin09, Ant96]. Hingegen begünstigen kleine Körner mit großen Ausscheidungen die Bildung von Versetzungsringen um die Ausscheidungen und somit eine weniger reversible und welligere Gleitung [Pin09]. Diese Einflüsse wurden an den in der Praxis eingesetzten Nickellegierungen IN718 [Kru87], Waspaloy [Ant85], Astroloy [Mer78] und René 95 [Bar77] sowie an Modelllegierungen gezeigt [Ler89, Bus06].

Versuche an Nickellegierung mit gleicher Festigkeit, jedoch mikrostrukturell unterschiedlich eingestelltem Gleitverhalten zeigten, dass die Rissausbreitungsgeschwindigkeit nicht nur vom E-Modul und der Fließgrenze abhängen [Pin09]. Der Zusammenhang zwischen einer planaren, reversiblen Gleitung und niedrigen Risswachstumsraten kann dabei ohne die Einbeziehung des Riss-schließkonzepts [Elb70, Elb71] erklärt werden [Pin09]. Des Weiteren ist das Gleitverhalten sehr eng mit der Bruchflächenmorphologie verbunden [Bus06, Pin09].

Umgebungseinflüsse können die Rissausbreitung sowohl verzögern als auch beschleunigen [Pin09, Ant96]. Beide Effekte können sich gegenseitig kompensieren, so dass scheinbar kein Umgebungseinfluss auftritt, obwohl er tatsächlich sehr groß ist [Pin09]. Eine Verzögerung kann durch einen mikrostrukturellen Effekt erfolgen, indem die Morphologie der Bruchfläche verändert wird und sich damit die Rauigkeit der Bruchfläche erhöht [Pin09]. Dies kann zum rauigkeitsinduziertem Riss-schließen [Wal79] führen, wenn die Rauigkeitswerte im Bereich der Riss-spitzenöffnungsverschiebung CTOD (crack tip opening displacement) liegen [Sur82]. Zudem kann oxidinduziertes Riss-schließen [Sur81] aufgrund von oxidischen Ablagerungen auftreten, wenn deren Abmessungen ebenfalls im Bereich der CTOD liegen [Sur82]. Beide Riss-schließmechanismen treten daher eher im schwellenwertnahen Bereich auf [Sur81, Sur82]. Neben diesen Riss-schließeffekten kann auch die Verhinderung des Wiederanscharfens der Riss-spitze beim Entlasten aufgrund des Oxidfilms die Rissausbreitungsrate erniedrigen [Duq72, Gel73, Hof82]. Für eine umgebungsbedingte erhöhte Rissausbreitung kommen ebenfalls mehrere Ursachen in Frage. Der Sauerstoff kann zu einem Übergang zur Rissausbreitung entlang oxidierteter Korngrenzen führen [Hof82, Pfa01, Gou03]. Die Gleit-reversibilität kann durch Sauerstoff reduziert werden und eine Verarmung an Aluminium in der γ' -Phase die Festigkeit nahe der Riss-spitze mindern [Hof82, Kin90]. Eine tabellarische Übersicht der Effekte ist in [Hof82, Kin90] zu finden.

Wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, verändern die Temperatur und die Frequenz das Gleitverhalten sowie den Umgebungseinfluss und somit auch das Risswachstum [Ant96]. Zudem kann bei hohen Temperaturen ein Mikrokriechen an der Riss-spitze stattfinden, so dass diese abstumpft und die Spannungsüberhöhung abnimmt [Ant82].

2.3.4 Ausbreitungsmechanismen von Ermüdungsrissen in Einkristallen

Die Ermüdungsrissausbreitung in einkristallinen Nickellegierungen kann sowohl kristallographisch als auch nichtkristallographisch erfolgen. Kristallographisch erfolgt die Rissausbreitung in Einkristallen [Gel68a, Gel68b, Duq71, Duq72, Ler90, Tel89, Cha05] und Vielkristallen [Gay83, Kun06, Kun09, Kun10] durch zyklisches Spalten. Nickellegierungen sind Vertreter des kfz Gitters, in dem die $\{111\}$ Ebenen sowohl Gleit als auch Spaltebenen sind. Das Modell von Gell basiert auf Merkmalen von Bruchflächen [Gel68a] und geht davon aus, dass die Atombindungen entlang der $\{111\}$ Ebenen durch Versetzungsbewegungen geschwächt werden und dann nach einer hinreichenden Schwächung durch Normalspannungen aufgebrochen werden. Ein Parameter aus dem Produkt der Normalspannung zu der Ebene, die den Burgersvektor enthält, und der aufgeprägten Schubspannung in Richtung des Burgersvektors kann die risstreibende Kraft beschreiben [Gel68b, Ant96].

Bei nichtkristallographischer Rissausbreitung, die makroskopisch senkrecht zur Beanspruchungsrichtung erfolgt, werden zwei Typen beobachtet. Beim einen sind die γ^2 -Ausscheidungen und die dendritische Struktur auf der Bruchfläche deutlich sichtbar, beim anderen nicht [Ant89, Ant96]. Einflüsse, die die wellige Gleitung fördern, begünstigen auch das nichtkristallographische Risswachstum [Cha05]. Dies wird auch durch ein hohes Verhältnis von Normal- zur Schubspannung begünstigt [Pin09]. Dadurch wird die Sauerstoffdiffusion in das Material aufgrund eines hohen hydrostatischen Anteils des Spannungstensors erleichtert, während Versetzungsschneiden aufgrund der kleinen Schubspannung erschwert wird [Pin09]. Die interdendritischen Gebiete können Sauerstoff als Diffusionspfad dienen und somit zu einem bevorzugten Rissausbreitungspfad werden [Ant96].

2.4 Niederzyklische Ermüdung (LCF) von Nickellegierungen bei hoher Temperatur

2.4.1 Schädigungs- und Lebensdauerverhalten

Bei einer niederfrequenten, dehnungskontrollierten Beanspruchung von Nickelbasis-Superlegierungen bei Temperaturen von bis zu 760 °C bleibt das Gefüge stabil, induzierte Spannungen hoch und schädigende Umgebungseinflüsse werden mit zunehmender Temperatur wichtiger. Oberhalb 760 °C vergrößern die Ausscheidungen und die Spannungsantwort nimmt ab [Pin09]. Zwar nimmt die Oxidation absolut gesehen weiter zu, wird aber aufgrund der geringeren Spannungen wegen der γ' -Vergrößerung leichter toleriert [Pin09]. Dieses unterschiedliche Schädigungsverhalten in Abhängigkeit der Temperatur wurde an Rene 80 demonstriert [Bou81]. Dabei nimmt die Lebensdauer unter konstanter Totaldehnungsamplitude bis zum Minimum bei 760 °C ab. Oberhalb dieser Temperatur erfolgt bei konstanter plastischer Dehnungsschwingbreite ein Anstieg der Lebensdauer mit der Temperatur [Pin09].

Der Anteil der Rissbildungs- und der Rissausbreitungsphase variiert ebenfalls in Abhängigkeit der Temperatur. Die Risseinleitungsphase der gegossenen γ' -verfestigten Superlegierung IN 100 [Reg88] beträgt im Ermüdungsbereich zwischen 100 und 10.000 Versagenszyklen 20 bis 80 % der Lebensdauer bei Temperaturen zwischen 20 bis 650 °C. Dies wurde auch bei anderen Gusswerkstoffen beobachtet [McM70, Reu82, Bre86, Reg88]. Der Anteil der Rissbildungsphase nimmt mit zunehmender Gesamtlebensdauer und somit abnehmender Totaldehnungsamplitude zu. In [Reg88] wurde bei 1000 °C beobachtet, dass die Rissbildungsphase mit 10 bis 20 % der Lebensdauer unabhängig von der Totaldehnungsamplitude war

2.4.2 Niederzyklische Ermüdung bei 650 °C

Bei der niederzyklischen Ermüdung von geschmiedeten Nickellegierungen bei 650 °C werden Risse überwiegend transkristallin an Poren oder an Einschlüssen von höherfesten Legierungen eingeleitet [Gay83]. Anschließend erfolgt meist ein umgebungsbedingter Übergang zur interkristallinen Rissausbreitung, der für Anrisse unterhalb der Oberfläche geschieht, sobald der Riss zur Atmosphäre durchbricht. Dieser Übergang findet schnell statt bei Legierungen mit Korngrößen unter 15 μm , jedoch nicht bei den grobkörnigen Legierungen wie z.B. Waspaloy und HIP Astroloy, mit Korngrößen von 40-150 μm bzw. 50-100 μm [Gay83].

Das Einfügen von Zughaltezeiten bei 650 °C begünstigt die interkristalline Rissbildung sowie das interkristalline Risswachstum. So führten eingefügte Zughaltezeiten von 900 s in den von Gayda untersuchten Nickellegierungen zum interkristallinen Versagen und zur Lebensdauerverkürzung. Das Versagen wurde nur noch in wenigen Fällen an Poren oder Einschlüssen eingeleitet, sondern erfolgte überwiegend durch das Aufreißen von Korngrenzen. Ebenso konnten mehrere Sekundärrisse an den Korngrenzen festgestellt werden [Gay83]. Der Anteil der Kriechschädigung aufgrund der eingefügten Haltezeit ist bei 650 °C im Vakuum bis zu $\Delta K = 45 \text{ MPam}^{0.5}$ vernachlässigbar [Pel80]. Damit hat die Umgebung bei diesen Temperaturen einen starken Einfluss auf das Versagensverhalten der untersuchten Schmiedelegierungen (vgl. Abschnitt 2.4.3).

2.4.3 Niederzyklische Ermüdung von MAR-M247

Niederzyklische Ermüdungsversuche bei 400, 600 und 760 °C und einem Dehnungsverhältnis $R_\epsilon = 0$ wurden an der Gusslegierung MAR-M247 LC FK HIP durchgeführt [Ber92, Heu94, Heu96]. In dieser mittels Heiisostatischer Presse (HIP) nachverdichteten Feinkorn (FK) Variante mit niedrigem Kohlenstoffgehalt (LC, low carbon), lag die Mikroporosität unter 1 % und die mittlere Korngröße bei 170 bis 200 μm , wobei einzelne Körner bis zu 3 mm lang waren [Heu96]. Die induzierten Mittelspannungen ändern sich bei konstantem Dehnungsverhältnis in Abhängigkeit der Totaldehnungsamplitude, so dass ein Schädigungsparameter zur Beschreibung verwendet wurde, um den Einfluss der Mittelspannung auf die Ermüdungslebensdauer wiederzugeben [Nih86]. Hierzu wurde der Schädigungsparameter nach Smith, Watson und Topper [Smi79] in der Form

$$P_{SWT} = \sqrt{\sigma_{\max} \epsilon_{a,t} E} \quad \text{Gl. 2.2}$$

herangezogen. Die Schwingfestigkeitswerte stehen hierbei bei 400, 600 und 760 °C in einem Verhältnis von 1: 0,88: 0,83 und reduzieren sich mit zunehmender Temperatur, wie es für Nickellegierungen typisch ist (vgl. Abschnitt 2.4.1). Das Versagen wurde überwiegend an block- bzw. plattenförmigen Karbiden eingeleitet. Nur in Einzelfällen erfolgte die Rissbildung an Mikroporen. Mit steigender Temperatur wurde eine Tendenz zur Anrissbildung an Defekten im Innern beobachtet. Bei 600 °C hatte eine Haltezeit von 60 s noch keinen Einfluss auf die Lebensdauer, jedoch reduzierte sich bei 760 °C die Lebensdauer um den Faktor 4 [Heu94].

Die niederzyklische Ermüdung von MAR-M247 mit Korngrößen von 0,2 bis 2 mm wurde bei 500 und 871 °C bei zwei um den Faktor 100 unterschiedlichen Dehnraten untersucht. Die Lebensdauer reduzierte sich dabei mit zunehmender Temperatur und abnehmender Dehnraten. Keinen signifikanten Einfluss hatte die Dehnraten auf die zyklische Verfestigung bei 500 °C, während bei 871 °C die mit der γ' -Vergrößerung verbundene zyklische Entfestigung bei der höheren Dehnraten weniger stark ausgeprägt war. Die Rissbildung wurde bei 500 °C transkristallin an Primärkarbiden eingeleitet, während bei 871 °C die Risse umgebungsbedingt interkristallin gebildet wurden. Die interkristallin eingeleiteten Risse wichen schnell von den Korngrenzen ab, so dass die Rissausbreitung anschließend in allen Fällen transkristallin verlief [Boi90].

2.4.4 Übergang der Risseinleitung von der Oberfläche ins Volumen

In Nickellegierungen wird bei erhöhter Temperatur und bei geringen Totaldehnungsschwingbreiten ein Übergang der Risseinleitung von Defekten an oder nahe der Oberfläche ins Innere beobachtet [Gay83, Hyz82a, Hyz82b, Bus94, Heu96]. Der Übergang lag bei der Legierung AF2-1DA bei einer Totaldehnungsschwingbreite von 0,64 % und zwischen 0,7 und 0,6 % bei der Legierung AF-115. Der Übergang kann die Steigung der Wöhlerlinie reduzieren, verändert die Steigung aber nicht zwingend [Hyz82a]. Die risseinleitenden Defekte an der Oberfläche sind kleiner als die im Innern [Gay83, Bus94]. Der Übergang zur Risseinleitung ins Volumen wird jedoch nicht bei Raumtemperatur und 150°C festgestellt [Hyz82a, Bus94]. Dies wird zum Teil dem unterschiedlichen Gleitverhalten bei niedriger und erhöhter Temperatur zugeschrieben [Hyz82a]. Mit steigender Temperatur und abnehmender Totaldehnungsschwingbreite nahm der Anteil der Proben, die Rissbildung im Innern zeigten, bis 650 °C zu. Ab 750 °C sank wiederum der Anteil an Proben, bei denen Rissbildung im Innern stattfand [Bus94]. Aus ergänzenden Untersuchungen von Hyzak lassen sich keine Indizien ableiten, nach denen die Defektverteilung, Eigenspannungen, die Mittelspannung oder die Umgebungseinflüsse diesen Übergang steuern [Hyz82b].

Der Übergang wurde daher mit den Begriffen der Defektgröße und des Defektortes rationalisiert. Bei hohen Dehnungsschwingbreiten ist die spannungsüberhöhende Wirkung der meisten Defekte groß genug, um Risse nach kleinen Anteilen der Gesamtermüdungslebensdauer einzuleiten. Dadurch steuert die Rissausbreitung die Lebensdauer [Hyz82b]. Im Allgemeinen ist diese in Nickelbasis-Legierungen an Luft größer als in Vakuum [Hyz82b]. Die höhere Spannungsintensität von Oberflächenrissen trägt ebenso zu einer höheren Wachstumsrate bei

[Tad73, Hyz82b]. Hingegen bestimmt bei niedrigen Dehnungsschwingbreiten die Rissbildungsphase den Versagensort, weil nur an wenigen Defekten ein Riss entstehen kann. Die Wahrscheinlichkeit, dass einer von diesen Defekten im kleinen Volumen nahe der Oberfläche sitzt, ist verhältnismäßig klein [Gay83]. In diesem Fall, wird unterstützt durch Berechnungen in [Har74] vermutet, dass die Defektform bestimmend für die Rissbildung ist [Hyz82b]. Dennoch bleiben Defektgröße und -ort wichtige Parameter, um die Lebensdauer zu bestimmen. Zudem nimmt die Rissausbreitung immer noch einen großen Anteil der Gesamtlebensdauer ein [Hyz82b].

De Bussac stellt ein probabilistisches Modell vor, um den Wettbewerb zwischen der Rissbildung an der Oberfläche und im Innern zu beschreiben. Der Wettbewerb zwischen beiden Versagensmechanismen wird mit einem einzelnen experimentellen Parameter, der die Versuchstemperatur und die Totaldehnungsschwingbreite repräsentiert, beschrieben. Hierbei wurde jedoch nicht die Defektform, sondern nur die Defektgröße berücksichtigt. Die Berechnungen korrelieren gut mit einer umfassenden Menge an experimentellen Daten [Bus94].

2.4.5 Rissbildung ohne Defekte

Neben der Rissbildung an Defekten wurde bei 650 °C in den zwei wenig festen Nickellegierungen Waspaloy und HIP Astroloy eine Rissbildung beobachtet, bei denen keine Defekte festgestellt wurden [Gay83]. Ursache dafür könnte zum einen die niedrigere Streckgrenze sein, die Spannungskonzentration nahe den Defekten reduziert und somit die Rissbildung an diesen Stellen verzögert [Gay83]. Zum anderen können einzelne Körner als intrinsische Schwachstellen von Werkstoffen, die eine kristallographische Rissbildung zeigen, angesehen werden. Da die Länge von persistenten Gleitbändern, die zur Rissbildung führen, durch die Korngröße limitiert ist, nimmt die Defektgröße mit zunehmender Korngröße zu [Jab81]. Daher begünstigen Werkstoffe mit größeren Körnern die kristallographische Rissbildung eher als die Rissbildung, die an Defekten eingeleitet wird [Gay83]. Eine Rissbildung ohne Defekteinwirkung wird auch unter HCF-Beanspruchung beobachtet (s. Abschnitt 2.5.2).

2.5 Hochzyklische Ermüdung (HCF) von Nickellegierungen bei erhöhter Temperatur

2.5.1 Einfluss der Mittelspannung und der Mitteldehnung

Abgesehen von den ersten Entwurfsüberlegungen wurden HCF-Eigenschaften bisher als weniger relevant für die Zuverlässigkeit von Gasturbinen eingestuft [Don02]. Daher sind HCF Daten bei erhöhter Temperatur auch für Superlegierungen, die oft eingesetzt werden, schwer in der Literatur zu finden [Kun09]. Studien über den Einfluss der Mittelspannung auf die HCF-Festigkeit von polykristallinen γ' -verfestigten Superlegierungen bei erhöhter Temperatur finden sich in [Moo73, Hof82, Kun06, Kun09] und lassen keine eindeutige Aussage zu. Zum einen kann die HCF-Festigkeit kontinuierlich mit zunehmender Mittelspannung abfallen. Zum anderen gibt es Bereiche, in denen mit zunehmender Mittelspannung die HCF-Festigkeit nicht beeinflusst wird. So nimmt in der konventionell gegossen Legierung IN713LC bei Mittelspannungen zwischen 0 und 700 MPa die HCF-Festigkeit bei 800 °C mit zunehmender Mittelspannung ab, allerdings streuen die Messergebnisse relativ stark [Kun06]. Hingegen bleibt die HCF-Festigkeit der Gusslegierungen IN 738LC und IN 939 bei 850°C zwischen 100 und 200 MPa Mittelspannung wie in Udimet 710 bei 538 °C zwischen 221 und 837 MPa Mittelspannung konstant [Hof82, Moo73]. Mögliche Ursachen für dieses Lebensdauerverhalten werden im folgenden Abschnitt 2.5.2 vorgestellt. Zum Einfluss von Mitteldehnungen auf die HCF-Festigkeit glatter Proben aus Nickelbasislegierungen ist in der allgemein zugänglichen Literatur nichts zu finden. Untersuchungen an Kerbproben aus IN 718 bei 550 °C weisen jedoch auf eine geringe Mitteldehnungsempfindlichkeit dieses Werkstoffs hin [Gue88].

2.5.2 Schädigungsverhalten

Die Unabhängigkeit der Mittelspannung auf die HCF-Festigkeit von Udimet 710 wurde durch zwei miteinander konkurrierende Faktoren begründet. Zum einen wird die kristallographische Risseinleitung durch zunehmende Mittelspannungen beschleunigt und ein geringerer Anteil an Risswachstum im Stadium II wird benötigt, um den verbleibenden Probenquerschnitt zu trennen. Zum anderen wird bei höheren Mittelspannungen die Verformung auf mehrere planare Gleitbänder verteilt, so dass eine homogenere planare Verformung auftritt. Dadurch werden wiederum mehr Zyklen benötigt, bis eine hinreichend große Versetzungsdichte erreicht wird, damit eine Gleitbandablösung auftritt [Moo73].

Hingegen konnte der Einfluss der Mittelspannung für IN 738LC und IN 939 bei 850°C mit einem einfachen bruchmechanischen Modell bis zu einer Mittelspannung von 200 MPa beschrieben werden. Bei höheren Mittelspannungen bis 300 MPa war die Beschreibung jedoch unzureichend. Dies wurde den zunehmenden Kriecheffekten zugeschrieben, die nicht im Modell berücksichtigt wurden [Hof82].

Für IN 713 LC scheint die Kriechkomponente während der hochzyklischen Ermüdung bei 800 °C jedoch nicht entscheidend für die Lebensdauer zu sein. Kleine überlagerte Spannungsamplituden von 50 MPa konnten sogar die Zeit bis zum Kriechbruch von IN 713 LC bei 800 °C erhöhen. Die Zeit bis zum Bruch nimmt ab, wenn ein Übergang vom Kriech- zum Ermüdungsbruch erfolgt [Kun06]. Die starken Streuungen bei der HCF-Festigkeit von IN 713LC wurden mit zwei unterschiedlichen Mechanismen der Ermüdungsrisssbildung begründet. Zum einen erfolgt die Risssbildung an großen Gussdefekten mit anschließender nicht-kristallographischer Rissausbreitung. Zum anderen werden Risse kristallographisch eingeleitet, woraus große kristallographische Facetten resultieren [Kun09, Kun10]. Beide Mechanismen wurden in einem breiten Intervall von Spannungsamplitude und Mittelspannung beobachtet [Kun10]. Dabei können die Gussdefekte zwar die Entwicklung von Gleitbändern aufgrund ihrer spannungsüberhöhenden Wirkung fördern, jedoch kann in günstig orientierten Körnern die Gleitbandaktivität auch ohne diese Wirkung stattfinden. Aktive Gleitbänder schneiden dabei kleinere Poren, so dass die Aktivität im Gleitband und dessen Dimension, die durch die Korngröße limitiert wird, für die Risssbildung entscheidend sind. Kleinere Gussdefekte sind in diesem Fall irrelevant für die Risssbildung und damit auch für die Lebensdauer [Kun09]. Neben dem von in Abschnitt 2.3.4 erwähnten Modell nach Gell [Gel68b] schlägt Kunz einen alternativen Mechanismus für die Gleitbandablösung und Bildung der damit verbundenen Facetten vor. Dabei entwickelt die HCF-Beanspruchung „geschwächte“ Gleitbänder, die das gesamte Korn durchkreuzen. Der Werkstoff trennt sich entlang der „geschwächten“ Gleitbänder, die aufgrund von zyklischem Gleiten auch auf nicht koplanaren Gleitsystemen in Nachbarkörnern entstehen. Dieser Mechanismus wird durch das Auftreten von gleichmäßig durchtrennten Oberflächen entlang von Gleitebenen unterstützt [Kun10].

2.6 LCF/HCF-Wechselwirkungen

2.6.1 Nomenklatur

Da in der Literatur die LCF/HCF-Beanspruchungsbedingungen unterschiedlich beschrieben

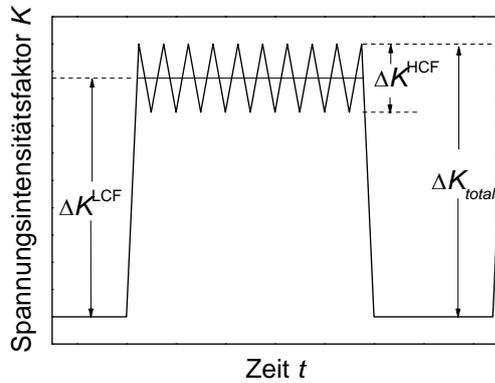


Abb. 2.4: LCF/HCF-Beanspruchung

werden, wird zunächst für die folgenden Abschnitte eine Nomenklatur vorgestellt. Diese Nomenklatur geht überwiegend auf Powell zurück [Pow82] und wird am Beispiel des Spannungsintensitätsfaktors als Funktion der Zeit in Abb. 2.4 schematisch veranschaulicht. Die Hauptbeanspruchungskomponente wird mit LCF indiziert und die Nebenbeanspruchungskomponente mit HCF. Damit ergibt

sich die totale Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors aus

$$\Delta K_{total} = \Delta K^{HCF} + \Delta K^{LCF} \quad \text{Gl. 2.3}$$

oder aus

$$\Delta K_{total} = \Delta K^{LCF} + \frac{\Delta K^{HCF}}{2}, \quad \text{Gl. 2.4}$$

falls keine HCF-Überlagerung bei minimalem Spannungsintensitätsfaktor der LCF-Beanspruchung erfolgt. Die Anzahl an HCF-Zyklen pro LCF-Zyklus wird als Zyklenverhältnis oder Frequenzverhältnis n bezeichnet. Das Amplitudenverhältnis Q charakterisiert das Verhältnis der Spannungsamplituden von HCF zu LCF-Beanspruchung gemäß

$$Q = \frac{\Delta K^{HCF}}{\Delta K^{LCF}} = \frac{\sigma_a^{HCF}}{\sigma_a^{LCF}}. \quad \text{Gl. 2.5}$$

Das Lastverhältnis der HCF-Beanspruchung R_{HCF} kann als Funktion von Q und dem Lastverhältnis der LCF-Beanspruchung R_{LCF} nach

$$R_{HCF} = \frac{2 - Q(1 - R_{LCF})}{2 + Q(1 - R_{LCF})} \quad \text{Gl. 2.6}$$

berechnet werden, wenn Gl. 2.4 gilt [Pow82]. Die Überlagerung oder die Kombination von LCF und HCF wird als CCF (combined cycle fatigue) bezeichnet [Ouy88]. Die Kombination von einem LCF-Zyklus und n HCF-Zyklen wird wie in der Betriebsfestigkeit als Block oder CCF-Block bezeichnet.

2.6.2 Lebensdauer- und Schädigungsverhalten bei CCF

Trufyakov gibt einen Überblick über die erfolgten Studien zum Lebensdauerverhalten bei CCF-Beanspruchung. Generell wird eine Lebensdauerreduktion bezogen auf die LCF-Lebensdauer mit steigendem Amplitudenverhältnis und Frequenzverhältnis festgestellt [Tru82a]. Untersuchungen an U-Bootstahl [Sha90, Sha91], an Zylinderkopfwerkstoffen GG-30 und GG-30 [Lan91] und an Ti-6Al-4V [Gue88, Dun04] bestätigen diesen Zusammenhang. Bei kleinen Amplitudenverhältnissen von $Q < 0,1$ folgert Guedou jedoch, dass die Lebensdauer von der maximal angelegten Spannung während des Zyklus gesteuert wird [Gue88] und somit nicht von Amplituden- und Frequenzverhältnis beeinflusst wird. Dennoch gibt es Studien, in denen eine Erhöhung der Lebensdauer bei kleinen Frequenzverhältnissen und kleinen Amplitudenverhältnissen beobachtet wurde. So wird beispielsweise bei $n = 12,5$ und einem Amplitudenverhältnis Q zwischen 0,15 und 0,4 eine erhöhte Lebensdauer in einem Stahl mit niedrigem Kohlenstoffgehalt beobachtet [Tan68]. Diese Tendenz verstärkte sich mit steigender Maximalspannung. Eine Ursache für die Lebensdauererhöhung wird nicht angegeben [Tan68]. Als Ursache für die überwiegend festgestellte Lebensdauerreduktion bei CCF-Beanspruchung gilt das durch die überlagerte Beanspruchung gegenüber reiner LCF-Beanspruchung beschleunigte Wachstum von Ermüdungsrissen. Damit kann auch die mit steigender Frequenz der überlagerten Beanspruchung abnehmende Lebensdauer erklärt werden [Lan91]. Dies führt dazu, dass der Anteil der Rissinitiierung an der Gesamtlebensdauer zunimmt, wie es in Ti6-Al4V festgestellt wurde [Gue88].

Zur Beschreibung der Lebensdauerreduktion und zur Bewertung der überlagerten HCF-Beanspruchung stellt Trufyakov ein Modell vor und vergleicht die berechnete Lebensdauer [Tru82b] mit der Lebensdauer von 300 untersuchten Proben bei CCF-Beanspruchung. Er folgte, dass die Veränderung der Lebensdauer unter CCF bezogen auf die LCF-Lebensdauer über einen Faktor χ gemäß

$$\chi = \frac{N_f^{LCF}}{N_f^{CCF}} \quad \text{Gl. 2.7}$$

erfasst wird. Der Faktor hängt vom Amplitudenverhältnis Q und dem Zyklus- bzw. Frequenzverhältnis n gemäß

$$\chi = n^{v \cdot Q} \quad \text{Gl. 2.8}$$

ab, wobei v ein Werkstoffkoeffizient ist, dessen Wert für die untersuchten Werkstoffe zwischen 1,3 und 1,7 liegt. Der Faktor ist unabhängig von der Spannungskonzentration, den Ei-

genspannungen, dem Lastverhältnis, der Temperatur, der Beanspruchungsart und dem Versagenskriterium. Damit kann die Lebensdauer unter CCF-Beanspruchung gemäß

$$N_f^{CCF} = \frac{N_f^{LCF}}{n^{v_Q}} \quad \text{Gl. 2.9}$$

berechnet werden. Das Verhältnis von berechneten zu experimentellen Lebensdauern liegt meistens in der Nähe von eins und weicht nur in einzelnen Fällen von eins ab. Das Verhältnis bleibt dabei in einem Bereich von 0,75 bis 1,5 [Tru82b].

Der Vergleich der Lebensdauer bei CCF-Beanspruchungen und HCF-Beanspruchung wurde in mehreren Untersuchungen durchgeführt. Dabei wurden erhöhte, erniedrigte und unbeeinflusste Lebensdauern bezogen auf die HCF-Lebensdauer festgestellt. Eine Reduktion der HCF-Anrisslebensdauer bei $R^{\text{HCF}} = -1$ von gekerbten Proben aus ferritisch-perlitischem Stahl wurde bei Zyklenverhältnissen $n = 10^3$ bzw. $n = 10^4$ durch die LCF-Beanspruchung in Form von Zug- und Drucküberlasten beobachtet, wobei Drucküberlasten und das geringere Zyklenverhältnis einen stärkeren Effekt hatten. Dabei wird vermutet, dass die LCF-Beanspruchung für die Überwindung von mikrostrukturellen Hindernissen durch nicht wachsende Kurzrisse sorgt und somit die Lebensdauer reduziert [Bid08]. Hingegen wurde kein Effekt der LCF-Beanspruchung auf die HCF-Lebensdauer bei $R^{\text{HCF}} = 0$ festgestellt. Die Korrosionsermüdungszeitfestigkeit eines U-Bootstahls war unter reinen HCF-Bedingungen nicht signifikant anders als bei CCF-Beanspruchungen [Sha91]. In Ti-6Al-4V wurde hingegen bei kleinen überlagerten HCF-Amplituden bei $R^{\text{HCF}} = 0,2$ eine Zunahme der Ermüdungslebensdauer gegenüber der HCF-Lebensdauer bei konstanter Mittelspannung festgestellt. Vermutlich tritt bei CCF verstärktes Riss schließen aufgrund der durch die LCF-Zyklen erhöhten Risspitzenöffnungsverschiebung auf, so dass die Risswachstumsrate sinkt [Dun04].

2.6.3 Kurze Risse und das Kitagawa-Diagramm

Bei vielen Untersuchungen zu LCF/HCF-Wechselwirkungen wird von einem Schwellenwertverhalten ausgegangen, bei dem die HCF-Beanspruchung erst zum Risswachstum beiträgt, wenn durch sie eine höhere Schwingbreite des Spannungsintensitätsfaktors als ΔK_{th} induziert wird [Nic06]. Dabei wird berücksichtigt, dass das Ausbreitungsverhalten kurzer Risse von dem langer Risse abweicht und daher als abnormal bezeichnet wird (Kurzrisseffekte) [Tay81, Mil82, Rit86, McC96]. So sind kurze Risse weit unter dem Schwellenwert für lange Risse $\Delta K_{\text{th,L}}$ wachstumsfähig und sie wachsen häufig schneller als anhand von Langrissdaten zu erwarten wäre [Pea75, Kru04]. Eine einheitliche Definition kurzer Risse ist nicht vorhanden

[Kru04]. Die Unterteilung in mikrostrukturell, mechanisch, physikalisch und chemisch kurze Risse ist allerdings allgemein anerkannt [Sur84, Sur03]. Risse sind mikrostrukturell kurz, wenn ihre Länge klein gegenüber mikrostrukturellen Abmessungen sind (Kontinuumsmechanische Einschränkung). Mechanisch kurze Risse werden durch ihre kleine Länge gegenüber den Abmessungen der lokalen Plastizität charakterisiert (Einschränkung der linear-elastischen Bruchmechanik). Risse von 0,5 bis 1 mm Länge werden als physikalisch kurze Risse bezeichnet [Sur84]. Bei chemisch kurzen Rissen treten Anomalien bei der Rissausbreitung aufgrund chemischer Reaktionen mit der Umgebungsatmosphäre auf [Sur03]. Nach Miller dürften die HCF-Zyklen keine Wirkung auf die Ermüdungsfestigkeit haben, bis die LCF-Zyklen einen Riss von hinreichender Größe oberhalb der dominierenden mikrostrukturellen Barriere erzeugt haben [Mil99]. Hinsichtlich der Korngröße als mikrostrukturelles Merkmal ist mit einer stärkeren Ausprägung des Kurzrissverhaltens mit steigender Korngröße zu rechnen [Tay81, Mil82, Rod02]. Theoretische Untersuchungen basierend auf dem Modell von Navarro und de los Rios [Nav88] zeigen im Einklang mit experimentellen Daten, dass die Ausprägung dieses Verhaltens auch von dem Verhältnis w von Wechselfestigkeit zu zyklischer Streckgrenze abhängt. Ein geringes Verhältnis w zwischen 0,1 und 0,3 begünstigt das Kurzrissverhalten auch über das Mehrfache von mikrostrukturelle Abmessungen hinaus, wohingegen Werkstoffe mit einem hohen Wert von w zwischen 0,7 und 1,0 minimale oder keine Kurzrisseffekte zeigen. Bei mittleren Werten von w treten zwar Kurzrisseffekte auf, dies ist jedoch auf einen gewissen Bereich von Risslängen und Belastungsbedingungen beschränkt [Rod02]. Des Weiteren treten Kurzrisseffekte betont bei Beanspruchungen mit veränderlicher Amplitude auf [McC96].

Das in Abb. 2.5 gezeigte Diagramm nach Kitagawa und Takahashi [Kit76] ist eine praktische Möglichkeit zur Bewertung der Reduktion der HCF-Festigkeit aufgrund eines kurzen oder langen Risses [Nic06]. Darin werden zwei Schwellenwerte für Rissausbreitung definiert. Zum einen der Schwellenwert in Form einer Spannungsamplitude, nämlich der Dauerfestigkeit R_D , die für glatte Proben unter einstufiger Beanspruchung gilt. Zum anderen ein Schwellenwert für lange Risse $\Delta K_{th,L}$. Die Brücke zwischen diesen Extremen schließt der Korrekturansatz nach El Haddad [ElH79]. Dabei wird angenommen, dass der Schwellenwert eines kurzen Risses mit der Länge a dem Schwellenwert eines langen Risses mit der Länge $a + a_0$ entspricht. Die Korrekturrisslänge a_0 ergibt sich aus dem Schnittpunkt von Dauerfestigkeit und Spannung als Funktion der Risslänge bei gegebenen Langrisswellenwert und Geometriefaktor Y .

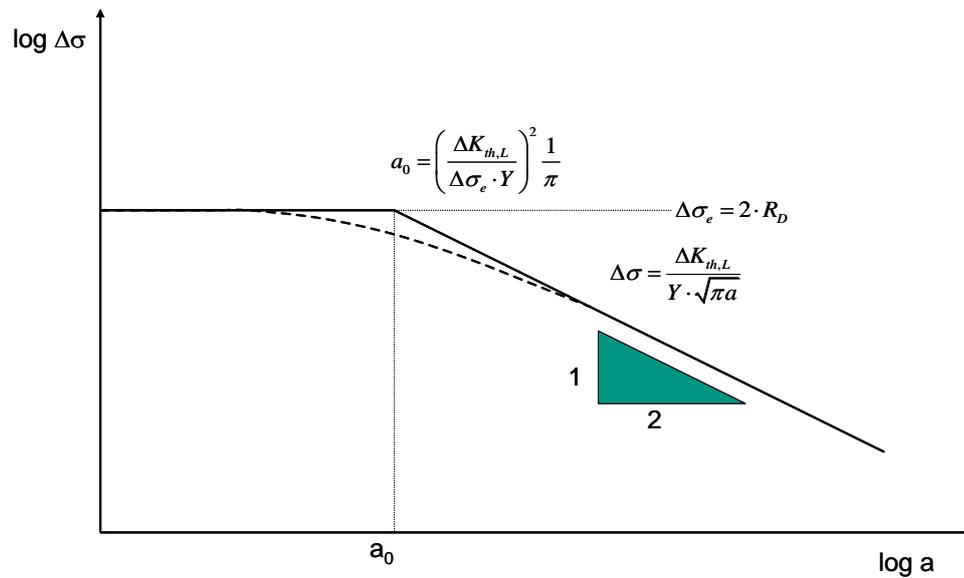


Abb. 2.5: Kitagawa –Diagramm

2.6.4 Einfluss von LCF-Vorbeanspruchungen auf die HCF-Festigkeit

Bei sequentieller Abfolge von LCF- und HCF-Beanspruchungen wird mit einer zunehmenden Anzahl an LCF-Zyklen und mit steigender Amplitude der LCF-Beanspruchung eine stärkere Schädigung des Werkstoffs beobachtet [Won01]. Diese Schädigung kann in Form von Rissen erfolgen [Mos00], oder indem durch LCF die Risseinleitung und Rissausbreitung bei nachfolgender HCF-Beanspruchung erleichtert wird [Ren02]. Allerdings kann die HCF-Festigkeit sogar ansteigen, wenn Werkstoffe nur wenigen LCF-Zyklen ausgesetzt werden. Dies wurde in gekerbten Proben aus Ti-6Al-4V beobachtet und durch die Spannungsumverteilung nahe der Kerbe aufgrund der LCF-Zyklen begründet [Lan01]. Sind die aufgrund von LCF-Zyklen entstandenen Risse hinreichend kurz, kann die HCF-Festigkeit unverändert bleiben. So konnten zwar Risstiefen im Bereich von 25 bis 35 μm nach 75 % der erwarteten LCF-Lebensdauer in glatten und nach 25 % der LCF-Lebensdauer in gekerbten Proben aus Ti-6Al-4V detektiert werden, aber diese Risse hatten keine signifikante Wirkung auf die HCF-Festigkeit [Lan01]. Die HCF-Festigkeit von Ti-6Al-4V wurde auch in anderen Untersuchungen durch LCF-Vorbeanspruchungen bis zu 75 % der erwarteten LCF-Lebensdauer nicht erniedrigt [Nic99, Nic06]. Ebenso wurde für Ti-6Al-4V weder eine verminderte Dauerfestigkeit noch eine Rissbildung nach einer LCF-Beanspruchung von bis zu 50 % der erwarteten LCF-Lebensdauer trotz möglicher Unter- und Überlasteffekte beobachtet [Mal03]. Hingegen wurde nach einer LCF-Vorbelastung von 10 % der LCF-Lebensdauer die HCF-Festigkeit von Udimet 720 um 33 % vermindert. Dabei wurden keine Risse gebildet, sondern aufgrund der LCF-

Beanspruchung Gleitsysteme in der γ -Phase aktiviert, die die Risseinleitung und Rissausbreitung bei nachfolgender HCF erleichterten [Ren02].

Haben sich Risse gebildet, kann der Schwellenwert gegen Rissausbreitung durch eine LCF-Beanspruchung, die als Zugüberlasten oder Drucküberlasten wirken können, erhöht bzw. erniedrigt werden. Gerade nach Drucküberlasten wurde Risswachstum unterhalb der Schwellenwerte beobachtet. Dies kann zu nicht-konservativen Abschätzungen der Ermüdungslbensdauer führen [Gea92]. So wurden nach LCF-Beanspruchungen bei $R = -1$ und $R = 0,1$ die nachfolgend ermittelten HCF-Festigkeiten von Ti-6Al-4V über den jeweiligen detektierten Risstiefen in ein Kitagawa-Diagramm aufgetragen. Ein Vergleich mit Schwellenwerten für lange Risse $\Delta K_{th,L}$ zeigte, dass Drucküberlasten bei $R = -1$ den Schwellenwert erniedrigten, während Zugüberlasten bei $R = 0,1$ ihn erhöhten [Mos00]. Daher können Risswachstumsschwellenwerte nicht eindeutig der Risstiefe zugeordnet werden, da sie auch von der Belastungsvorgeschichte abhängen können. Hierauf wird auch in den Abschnitten 2.6.6 und 2.6.8 eingegangen.

2.6.5 Schwellenwertverhalten beim Wachstum langer Risse

In Abb. 2.6 wird die Risswachstumskurve bei CCF-Beanspruchung nach Powell gezeigt [Pow92a]. Die Kurve ist in zwei Bereiche eingeteilt, wobei die CCF-Risswachstumsrate im

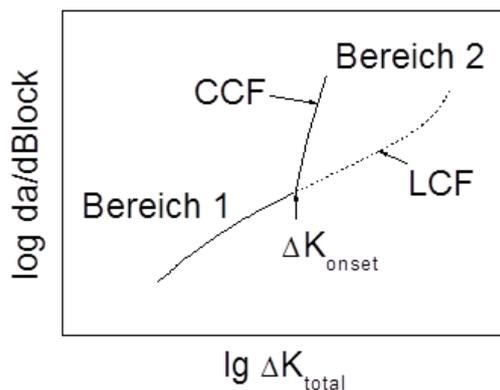


Abb. 2.6: CCF-Risswachstumskurve [Pow92a]

Bereich 1 der Wachstumsrate bei LCF-Beanspruchung entspricht. Mit steigender Risslänge erhöht sich ΔK_{total} bis ein kritischer Wert bei ΔK_{onset} erreicht ist, ab dem zusätzliches Risswachstum aufgrund der HCF-Zyklen einsetzt. Dieses zusätzliche Risswachstum im Bereich 2 der Risswachstumskurve entsteht, weil die HCF-Beanspruchungskomponente ΔK^{HCF} einen Schwellenwert für Langrisswachstum ΔK_{th}

bei ΔK_{onset} übersteigt. Dieses für lange Risse typische Schwellenwertverhalten wurde in Proben aus Titanlegierungen [Pow82, Pow86, Pow87, Gue88, Pow92a, Pow95, Haw96, Pow97, Hal02, Byr03, Din07] und Nickellegierungen [Gue88, Pow92a, Pow92b] sowie in einkristallinen Turbinenschaufeln [Wal97] beobachtet. Im Bereich 2 der Risswachstumskurve wird die

Risswachstumsrate mit steigendem Zyklenverhältnis n [Pow82, Pow86, Gue88, Sha94] und steigendem Amplitudenverhältnis Q [Goo82, Pow86, Pow87, Sha94, Pow97, Hal02] erhöht. Dieses Schwellenwertverhalten kann hingegen bei erhöhter Temperatur ausbleiben, wie es im Abschnitt 2.7.4 beschrieben wird.

2.6.6 Vorhersage des einsetzenden HCF-Risswachstums bei CCF

Das effektive Ende der Ermüdungslebensdauer wird bei CCF-Beanspruchungen, die ein hohes Zyklenverhältnis aufweisen, durch das Erreichen von ΔK_{onset} gekennzeichnet [Pow92a]. Daher wurden einige Untersuchungen durchgeführt, um das vorhergesagte $\Delta K_{\text{onset, pred}}$ mit dem experimentellen ermittelten ΔK_{onset} zu vergleichen. Zur Vorhersage muss der Schwellenwert ΔK_{th} für die HCF-Beanspruchung ermittelt werden, so dass - wenn Gl. 2.3 gilt - das HCF Risswachstum bei

$$\Delta K_{\text{onset, pred}} = \Delta K_{\text{th}}^{\text{HCF}} \left(1 + \frac{1}{Q} \right) \quad \text{Gl. 2.10}$$

bzw. wenn Gl. 2.4 gilt, bei

$$\Delta K_{\text{onset, pred}} = \Delta K_{\text{th}}^{\text{HCF}} \left(\frac{2+Q}{2Q} \right) \quad \text{Gl. 2.11}$$

einsetzt [Pow86]. Meistens wird ΔK_{onset} durch die Vorhersage überschätzt [Pow82, Pow86]. Die Vorhersage wird dabei durch das angewandte Verfahren zur Schwellenwertermittlung beeinflusst. In Abb. 2.7 werden zwei verschiedene Verfahren zur Schwellenwertermittlung veranschaulicht, die unter verschiedenen Bedingungen zur Schwellenwertermittlung von Ti-6Al-4V und IN 617 verwendet wurden [Mar89].

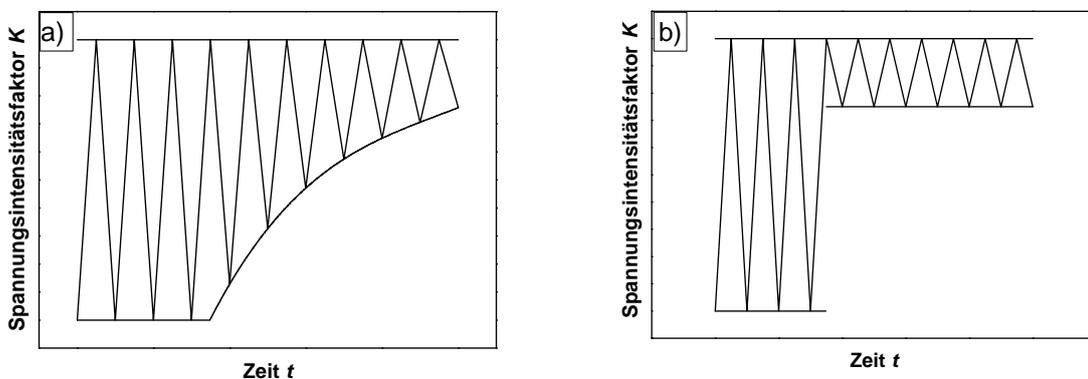


Abb. 2.7: (a) Lastabsenkungsverfahren und (b) Stufenwechselverfahren zur Bestimmung von Rissausbreitungsschwellenwerten [Mar89, Pow92a]

Beim Lastabsenkungsverfahren wird bei konstantem K_{\max} die Schwingbreite solange reduziert bis kein Risswachstum mehr festgestellt wird. Die Reduktion der Schwingbreite erfolgt beim Stufenwechselverfahren hingegen sprunghaft. So wird bei einer Belastungsstufe mit hoher Schwingbreite direkt auf die Belastungsstufe gewechselt, bei deren Lastverhältnis der Schwellenwert bestimmt werden soll. Die Größe der zyklischen plastischen Zone steigt mit ΔK an, daher ist die Größe der zyklischen plastischen Zone beim Stufenwechselverfahren größer als beim Lastabsenkungsverfahren. Nach [Mar89] hat die zyklische plastische Zone nur einen minimalen Einfluss auf den Schwellenwert von Ti-6Al-4V. Hingegen ist der Einfluss auf den Schwellenwert für IN 617 bedeutend. Für IN 617 wurde mit dem Stufenwechselverfahren ein um bis zu 35 % reduzierter Schwellenwert gegenüber dem Lastabsenkungsverfahren ermittelt [Mar89]. Das Lastabsenkungsverfahren bei konstantem K_{\max} liefert die gleichen Schwellenwerte wie das konventionelle Lastabsenkungsverfahren bei konstantem Lastverhältnis R [AST05], falls das zugehörige K_{\max} gleich ist [Mar89]. Der Schwellenwert nimmt generell mit zunehmendem K_{\max} , also mit zunehmender monotoner plastischer Zone, ab [Mar89].

Im Einklang mit den Schlussfolgerungen von Marci ist die Überschätzung des einsetzenden Risswachstums anhand der zur Verfügung stehenden Literatur meistens beim Lastabsenkungsverfahren am größten und beim Stufenwechselverfahren am geringsten [Pow92a, Pow92b, Pow97, Haw99]. So wurde für Ti-6Al-4V unter Verwendung des Lastabsenkungsverfahrens eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellem und vorhergesagtem ΔK_{onset} erreicht [Pow86], während für die Nickellegierung Waspaloy durch die Verwendung des Stufenwechselverfahrens das einsetzende HCF-Risswachstum deutlich besser vorhergesagt wurde [Pow92a, Pow92b] (siehe Abschnitt 2.7.3). Allerdings wurde in Ti-5331S ΔK_{onset} unterschätzt [Pow86, Pow95], wobei zur Vorhersage ein Mittelwert aus verfügbaren Werten von ΔK_{th} mittels linearer Regression bestimmt wurde [Pow86]. Zwei verschiedene Versuchsführungen wurden in [Pow86] angewandt, um ΔK_{onset} experimentell zu bestimmen. Das verzögerte Risswachstum wurde dabei durch die Wechselwirkungen zwischen streifenbildendem LCF-Risswachstum und zyklischem Spalten bei HCF begründet [Pow95]. Denn neben den Wechselwirkungsmechanismen, die auf der Plastizität beruhen, existieren auch andere Mechanismen, welche die Vorhersage erschweren (siehe Abschnitt 2.6.8).

2.6.7 Beschreibung des Risswachstums mittels linearer Schadensakkumulation

Die lineare Schadensakkumulation ist der einfachste Ansatz zur Vorhersage der Risswachstumsraten bei CCF-Beanspruchung. Es wird angenommen, dass keine Wirkungen der Belastungsvorgeschichte und der Belastungsfolge auf die Rissausbreitung bestehen [Pow97]. Die Risswachstumsrate aufgrund der LCF-Beanspruchung und die Risswachstumsrate der einzelnen HCF-Zyklen werden für einen CCF-Block gemäß

$$\left[\frac{da}{dN} \right]_{CCF-Block} = \left[\frac{da}{dN} \right]_{LCF} + n \cdot \left[\frac{da}{dN} \right]_{HCF} \quad \text{Gl. 2.12}$$

addiert. Oder die Rissfortschrittsrate wird aus dem zu ΔK_{total} gehörenden Risswachstumsinkrement und der mit ΔK^{HCF} verbundenen Risswachstumsrate nach

$$\left[\frac{da}{dN} \right]_{CCF-Block} = \left[\frac{da}{dN} \right]_{total} + \left(n - \frac{1}{2} \right) \cdot \left[\frac{da}{dN} \right]_{HCF} \quad \text{Gl. 2.13}$$

berechnet. Da ein halber HCF-Zyklus benötigt wird, um ausgehend von ΔK^{LCF} die totale Schwingbreite ΔK_{total} zu erreichen, wird die Risswachstumsrate während eines HCF-Zyklus mit einem um einen halben Zyklus verringertem Zyklenverhältnis multipliziert. Dazu müssen die einzelnen Risswachstumsraten als Funktion der jeweiligen Beanspruchung bzw. Beanspruchungskomponente bekannt sein. Die lineare Schadensakkumulation konnte in einigen Arbeiten, in denen bestimmte Zyklen- und Amplitudenverhältnissen gewählt wurden, das CCF-Risswachstumsverhalten gut beschreiben [Pow82, Pow87, Pow95, Pow92b, Wal97]. Z.B. gelang für Ti-6Al-4V eine gute Beschreibung bei $R^{LCF} = 0,1$ und Werten für Q von 0,12 ($R^{HCF} = 0,9$), 0,22 ($R^{HCF} = 0,82$) und 0,32 ($R^{HCF} = 0,75$) in Kombination mit Werten für n von 1.000 und 10.000 [Pow87], wohingegen bei $R^{HCF} = 0,85$, $Q = 0,08$ und 1.800 HCF-Zyklen während der Haltezeit die experimentelle Risswachstumsrate doppelt so hoch war als nach der linearen Schadensakkumulation vorhergesagt [Gue88]. Damit hängt die erfolgreiche Vorhersage mittels linearer Summenbildung nicht allein vom Werkstoff, sondern auch von den Beanspruchungsbedingungen ab. Generell ist zu erwarten, dass die lineare Schadensakkumulation versagen wird, wenn Werkstoffe sensitiv gegenüber der Belastungsvorgeschichte reagieren [Haw96].

2.6.8 Einflüsse von Zug- und Drucküberlasten auf die Ermüdungsrissausbreitung

Während des Ermüdungsrisswachstums unter mehrstufiger Beanspruchung werden gewöhnlich Lastwechselwirkungen beobachtet [Sko98]. Überwiegend wurde zur Analyse von Lastwechselwirkungen der Einfluss einer einzelnen Zugüberlast auf das folgende Risswachstum untersucht. Deutlich weniger ausgeprägt waren die Bestrebungen, den Effekt einer Drucküberlast auf das Risswachstum herauszufinden. Zug- und Drucküberlasten verändern die stationären Risswachstumsbedingungen. Meistens führen Zugüberlasten zu einer Verzögerung und Drucküberlasten zu einer Beschleunigung des Risswachstums [Gea92]. Selten wird auch von Verzögerungen bei Drucküberlasten berichtet wie z.B. in [Bus96]. Der Charakter und das Ausmaß dieser Lastwechselwirkungen hängen von den Beanspruchungsbedingungen, der Probengeometrie, den Werkstoffeigenschaften, der Mikrostruktur und der Umgebung ab [Sko98]. Eine bestimmte Kombination von Parametern dieser Faktoren kann entweder zu einer transienten Beschleunigung oder Verzögerung des Risswachstums führen [Sko98]. Verantwortlich für diese transienten Veränderungen sind nach Suresh unterschiedliche Mechanismen [Sur98]:

- das plastizitätsinduzierte Riss schließen (PICC) [Elb70, Elb71]
- die Risspitzenabstumpfung [Chr59, Ric67]
- Druckeigenspannungen nahe der Risspitze [Sch60, Hud61]
- Rissablenkung oder Rissverzweigung [Sch74, Lan81, Sur83]
- Rauigkeits- [Wal79] oder oxidinduziertes Riss schließen [Sur81] (s. Abschnitt 2.3.3)

Die Mechanismen, die mit der plastischen Verformung nahe der Risspitze verbunden sind wie das PICC und die lokalen Eigenspannungen, ermöglichen eine qualitative Interpretation der meisten experimentellen Ergebnisse [Sko99]. Das PICC wird durch die rückbleibende plastische Verformung im Nachlauf des ausbreitenden Risses verursacht [New81]. Tritt verstärktes PICC aufgrund einer Zugüberlast auf, so führt dies zum verspäteten verzögerten Risswachstum [Sur83]. Das Eintreten des verspäteten verzögerten Risswachstums nach Zugüberlasten kann jedoch nicht mit den Druckeigenspannungen erklärt werden [Sur98]. Die vergrößerte plastische Zone bei einer Zugüberlast verursacht ein erhöhtes Druckeigenspannungsfeld an der Risspitze bei der elastischen Entlastung. Dies führt unmittelbar zu einer lokalen Mittelspannungsrelaxation an der Risspitze, wodurch das Risswachstum sofort verzögert wird. Die geometrische Wirkung von Unregelmäßigkeiten an der Rissfront aufgrund von Risspitzenabstumpfung, Rissablenkung und Rissverzweigung führt zu einer direkt verzöger-

ten Rissausbreitung. Jedoch kann die Rissablenkung entlang eines Rissausbreitungspfades mit geringer Bruchresistenz wie z.B. entlang schwacher Grenzflächen eher zu einer Beschleunigung führen [Sur98].

Zur Bewertung der LCF/HCF-Wechselwirkungen bei der angenäherten Betriebsbeanspruchung einer Turbinenschaufel ist der Einfluss der LCF-Zyklen auf das HCF-Wachstum langer Risse von besonderer Bedeutung. Die LCF-Zyklen stellen dabei bezogen auf die HCF-Zyklen keine Zugüberlast, sondern eine Überlast in Richtung Druck dar. Im Folgenden wird daher von Drucküberlast gesprochen, auch wenn in manchen Untersuchungen, die Last durch den LCF-Zyklus nicht in den Druckbereich abgesenkt wurde. Überwiegend wird ein beschleunigtes Risswachstum aufgrund der Drucküberlast beobachtet, wie in einer Übersichtstabelle in [Bus96] gezeigt wird. Diese Tendenz wird auch durch nachfolgende Untersuchungen bestätigt [Lan98, Rus05, Zit07, Kal08]. Topper konnte zudem zeigen, dass mit abnehmendem Zyklenverhältnis auch der Schwellenwert ΔK_{th} reduziert und die Risswachstumsrate in einer Aluminiumlegierung erhöht wird [Top85]. Dennoch gibt es mehrere Untersuchungen bei denen eine Verzögerung [Zui91, Car94, Pow95, Bus96,] bzw. keine Beeinflussung des Risswachstums bei bestimmten R_{HCF} , R_{LCF} und n aufgrund einer eingefügten Drucküberlast festgestellt wurde [Pow87, Zai85]. Unter den in [Bus96] gewählten Beanspruchungsbedingungen wurde mittels des auf PICC basierenden Programms FASTRAN [New81] beschleunigtes Risswachstum vorhergesagt, jedoch verzögertes beobachtet, so dass andere Mechanismen als PICC wirksamer sein müssen [Bus96]. Der Einfluss der Drucküberlasten ist nach Suresh streng abhängig von den Mikromechanismen des Risswachstums, insbesondere die Entwicklung der Rissflächenmorphologie und des rauigkeitsinduzierten Risssschließens. Da beide Einflüsse einen dominanten Einfluss eher im Bereich des Schwellenwertes haben, wirken Drucküberlasten dort stärker als bei höheren Risswachstumsraten [Sur98]. So wurde die Verzögerung des Risswachstums in Ti-5331S [Pow95], das beschleunigte Risswachstum in einer 8090 Aluminiumlegierung [Zit07] und das Weiterwachsen eines gestoppten Risses in einem bainitischen Stahl [Asw88] aufgrund veränderter Rissflächenmorphologie begründet. Der Anteil der Beschleunigung aufgrund verringerten PICC beträgt bei einer 8090-Aluminiumlegierung etwa 30 % und kann daher die experimentell beobachtete Beschleunigung um das Zwölfwache nicht erklären. Das Einfügen von periodischen Drucküberlasten bewirkt eine glatte Morphologie der Bruchfläche und damit das Ausbleiben von rauigkeitsinduziertem Risssschließen. Die Änderung in der Bruchmorphologie ist wahrscheinlich umgebungsbedingt und beinhaltet daher eher eine Zeit- oder Frequenzabhängigkeit als eine reine Zyklenabhängigkeit [Zit07]. Bei ei-

nem bainitischen Stahl wurde das Weiterwachsen des Risses einer Glättung der Bruchflächen aufgrund des mit der Druckunterlast verbundenen Abriebs zugeschrieben [Asw88]. Das gegenüber der linearen Schadensakkumulation verzögerte CCF-Risswachstum in Ti-5331S entsteht nach Powell aufgrund der Wechselwirkung zwischen den bei HCF und LCF unterschiedlichen Risswachstumsmechanismen, die sich abwechseln. Unter LCF erfolgt ein streifenbildendes Risswachstum, wobei es zur Rissspitzenabstumpfung oder Rissverzweigung kommen kann, so dass das anschließende HCF-Risswachstum über den Mechanismus des zyklischen Spaltens verzögert wird [Pow95].

2.6.9 Rissbildungs- und Kurzrisswachstumsverhalten bei CCF

Der Einfluss überlagerter HCF-Zyklen auf das Wachstum kurzer Risse [Pow92a, Pow92b, Pow95, Din07, Sch10] bzw. die Rissinitiierung bei CCF-Beanspruchung [Gue88, Sch10] wurde nur in wenigen Arbeiten quantitativ erfasst. Dabei wurde in mehreren Arbeiten kein Schwellenwertverhalten beobachtet, was auf Kurzrisseffekte zurückgeführt wurde. Untersucht wurde das Verhalten von kurzen Rissen, die durch einen sog. Fremdobjektschaden (FOD) [Din07] verursacht wurden und deren Länge im Bereich der Korngröße lag [Pow95, Pow92] bzw. vom Kerbgrund ausgehend mit max. 50 μm sehr klein war [Gue88]. Als Beispiel wird in Abb. 2.8 die mittels linearer Schadensakkumulation vorhergesagte mit der experimentellen CCF-Risswachstumsrate von Ti-5331 S verglichen. Dabei wird experimentell kein ΔK_{onset} beobachtet. Die gemessene CCF-Risswachstumsrate ist unterhalb des vorhergesagten $\Delta K_{\text{onset, pred}}$ höher als die berechnete. Dagegen wird oberhalb von $\Delta K_{\text{onset, pred}}$ ein verzögertes Risswachstum beobachtet, welches mit der Wechselwirkung zwischen streifigem Risswachstum bei LCF und zyklischem Spalten bei HCF begründet wurde [Pow92a, Pow92b, Pow95] (vgl. Abschn. 2.6.8).

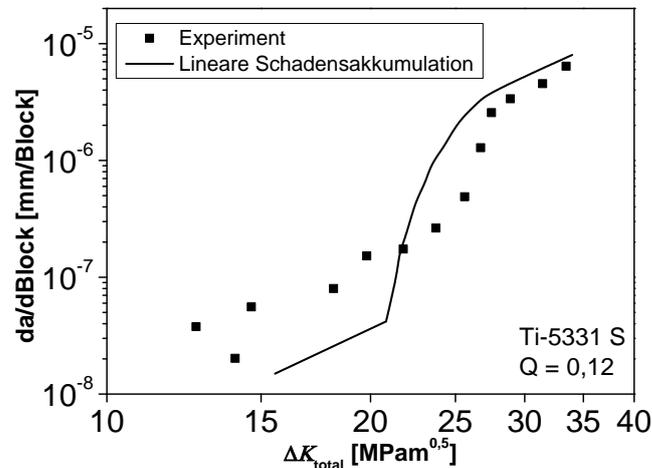


Abb. 2.8: Vergleich der experimentellen und der mittels linearer Schadensakkumulation vorhergesagten CCF-Risswachstumsrate in Ti-5331 S [Pow92b]

In gekerbten Eckproben aus Ti-6Al-4V erfolgte das Wachstum der FOD-induzierten Kurzrisse deutlich schneller als das Wachstum langer Risse unter gleichen Beanspruchungsbedingungen [Din07]. Zudem wurde Kurzrisswachstum bei ΔK -Werten von 2 $\text{MPam}^{1/2}$ und damit unterhalb des geringsten Schwellenwerts für lange Risse von $\Delta K_{\text{th,L}} = 2,1 \text{ MPam}^{1/2}$ bei $R = 0,9$ beobachtet [Byr03]. Das Verschwinden von ΔK_{onset} wurde durch einen reduzierten Risswachstumsschwellenwert für FOD-initiierte Kurzrisse erklärt. [Din07]. Daher wurde gefolgert, dass

die HCF-Zyklen bei den angelegten Lastverhältnissen von Anbeginn der Ermüdungslebensdauer zur Rissausbreitung beitragen [Din07]. Die ist im Einklang mit den Untersuchungen von Guedou, nach denen HCF-Zyklen bei $R^{\text{HCF}} = 0,85$, $Q = 0,08$ und $n = 3.600$ die Dauer bis zur Initiierung eines $50 \mu\text{m}$ langen Risses in gekerbten Rundproben aus Ti-6Al-4V bei $20 \text{ }^\circ\text{C}$ um Faktor 2 bis 3 reduzieren [Gue88]. Hingegen wurde in zylindrischen Rundproben aus einem mit 10 Ma.-% Chrom legierten Stahl bei einer HCF-Dehnungsamplitude $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,05 \%$ Schwellenwertverhalten beobachtet. Bei einer Risslänge von $a_{\text{onset}} = 100 \mu\text{m}$ wurde ein beschleunigtes Risswachstum festgestellt und daraus ein effektiver Schwellenwert $\Delta K_{\text{eff,th}}$ zur Beschreibung des Rissausbreitungsverhaltens basierend auf dem Riss-schließkonzept abgeleitet. Dennoch wurde bemerkt, dass für weitere Arbeiten ein Zyklenverhältnis von $n > 1.000$ notwendig ist, um einsetzendes Risswachstum klar zu identifizieren. Zudem wurden während der LCF-Beanspruchung keine Haltezeiten eingefügt, so dass bei hohen Mittelspannungen nur wenige HCF-Zyklen überlagert wurden [Sch10].

2.6.10 Bruchflächenmorphologie

Anhand von fraktographischen Untersuchungen an Ti-6Al-4V nach LCF, HCF und CCF wurden unterschiedliche Rissausbreitungsmechanismen in Abhängigkeit der Risswachstumsrate und der Aktivität der HCF-Zyklen abgeleitet. Tab. 2.1 fasst die gewonnenen Erkenntnisse zusammen [Pow87]. Eine Korrelation zwischen den Beanspruchungsprofilen und der Bruchmorphologie wird auch von Shah Khan bestätigt [Sha90]. Unter bestimmten Randbedingungen werden bei überlagerter Beanspruchung sogenannte Blockstreifen beobachtet, wenn Risswachstum durch die HCF-Komponente einsetzt [Pow87]. Bei einem U-Bootstahl überlagern sich die Blockstreifen den Spaltfacetten [Sha90]. Dort wo die Blockstreifen die Bruchfläche ausgedehnt überdecken, können diese verwendet werden, um den durchschnittlichen Rissfortschritt pro LCF-Zyklus abzuschätzen [Pow87]. Teilweise werden die Blockstreifen auch als Rastlinien bezeichnet [Wal97]. Die Blockstreifen wurden auch zur Überprüfung eines bruchmechanischen Modells für die CCF-Rissausbreitung in einkristallinen Turbinenschaufeln verwendet. Das erstellte Modell sagt für zwei verschiedene LCF/HCF-Bedingungen bei gleicher Spannungsschwingbreite der LCF-Zyklen von 875 MPa vier und 103 CCF-Blöcke bis zum Bruch voraus. Zum einen wurde eine nicht resonante HCF-Schwingung mit einer Amplitude von 175 MPa mit LCF-Zyklen kombiniert. Zum anderen wurden abwechselnd eine nicht resonante HCF-Schwingung bei einer Amplitude von 87,5 MPa und eine resonante HCF-Schwingung mit einer Amplitude von 147,5 MPa den LCF-Zyklen überlagert. In den entsprechenden Experimenten wurden 3-5 bzw. 95 Blockstreifen oder Rastlinien auf der Bruchfläche gefunden [Wal97].

Tab. 2.1: Fraktographische Beobachtungen von Ti-6Al-4V nach LCF, HCF und CCF [Pow87]

| Beanspruchung | Risswachstumsbereich | Rissausbreitungsmechanismus |
|-----------------------|--------------------------------|--|
| LCF | Niedrige Risswachstumsrate, I | Überwiegend zyklisches Spalten |
| | Mittlere Risswachstumsrate, II | Schwingstreifen und zyklisches Spalten |
| | Hohe Risswachstumsrate, III | Wabenbruch und zyklisches Spalten |
| HCF | Niedrige Risswachstumsrate | Überwiegend zyklisches Spalten |
| LCF+HCF; $n = 1.000$ | HCF inaktiv | Wie LCF |
| | HCF aktiv | Blockstreifen und zyklisches Spalten mit Übergang zu Wabenbruch und zyklischem Spalten wenn ΔK_{total} ansteigt |
| LCF+HCF; $n = 10.000$ | HCF inaktiv | Wie LCF |
| | HCF aktiv | Überwiegend zyklisches Spalten |

2.7 Kombinierte nieder- und hochzyklische Ermüdung bei erhöhter Temperatur

2.7.1 Lebensdauer- und Schädigungsverhalten

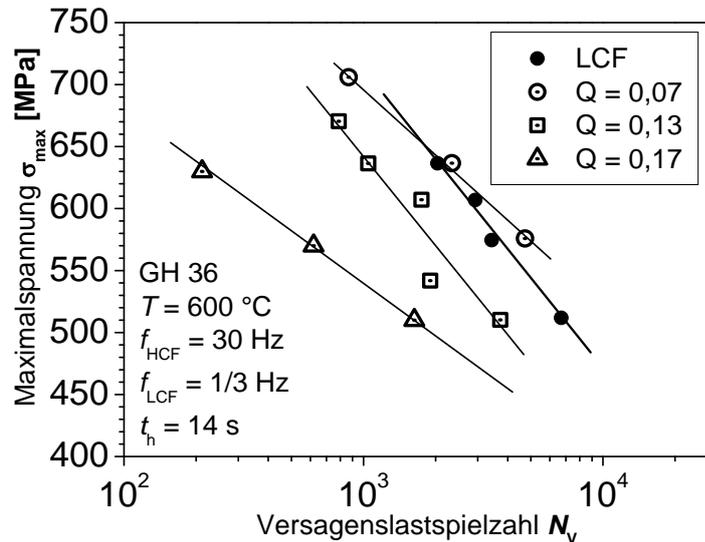


Abb. 2.9: Wöhlerdiagramm für GH36 bei 600 °C unter LCF- und CCF-Beanspruchung [Ouy88]

Die wohl bedeutendste Arbeit zum Einfluss von HCF auf das LCF-Verhalten bei erhöhter Temperatur stammt von Ouyang, in der die Eisen-Nickel-Superlegierung GH36 bei 600 °C untersucht wurde. Neben den im Abschnitt 2.6 behandelten Wechselwirkungen zwischen LCF und HCF treten bei erhöhter Temperatur weitere Wechselwirkungen mit den Schädigungsmechanismen des Kriechens und der Oxidation auf. Das Ausmaß und die Art des Einflusses von überlagerten HCF-Zyklen hängt dabei vom Amplitudenverhältnis Q ab [Ouy88]. Mit zunehmendem Amplitudenverhältnis verlagert sich die Schädigung aufgrund von Wechselwirkungen zwischen Kriechen, Ermüdung und Oxidation zur Schädigung durch reine CCF. Dies wird auch anhand der Bruchflächenmorphologie, auf die im Abschnitt 2.7.6 genauer eingegangen wird, deutlich. Die unterschiedlich starke Ausprägung der einzelnen Schädigungsmechanismen beeinflusst dabei das Lebensdauerverhalten, das Abb. 2.9 für GH 36 bei 600 °C zeigt. So wurde zwar bei einer maximalen Spannung von 630 MPa bei $Q = 0,07$ die gleiche Lebensdauer unter LCF wie CCF beobachtet, jedoch war die CCF-Lebensdauer bei geringeren maximalen Spannungen bei gleichem Amplitudenverhältnis sogar größer als die LCF-Lebensdauer. Daher kann HCF nach Ouyang sowohl positive als auch negative Auswirkungen auf die LCF-Lebensdauer haben. Hierzu zählen die Einschränkung der Kriech- und Oxidationsschädigung, die Förderung der Schädigung durch LCF, die Verursachung von Verfes-

tigung und Versprödung sowie die eigenständige Schädigung durch HCF. Durch eine Aufteilung des CCF-Beanspruchungsspektrums in eine Kriech-, LCF- und HCF-Beanspruchung werden diese Auswirkungen erörtert. Die gegenüber LCF kleinere Amplitude der HCF-Beanspruchung bedeutet zwar eine geringere Schädigung pro Zyklus, jedoch häuft sich aufgrund der sehr hohen Frequenz eine beträchtliche Ermüdungsschädigung an. Die hohe Frequenz führt zudem zu sehr hohen Dehnraten vor der Rissspitze, wodurch der Werkstoff verfestigt und versprödet. Hingegen wird die kriech- und oxidationsfördernde Spannung während der Haltezeit um die HCF-Amplitude reduziert. Die Oxidation als Form der Hochtemperaturkorrosion wird durch Zugspannungen begünstigt. Der durch Zugspannungen hervorgerufene hochenergetische Zustand des beanspruchten Metalls senkt die Energieschranke für die Ionisierung [Sha05]. Bei gleicher LCF-Amplitude bei LCF und CCF führt die Überlagerung zu einer Zunahme der totalen Lastamplitude, wodurch die Schädigung durch LCF gefördert wird. Daher dürfen die einzelnen Schädigungsanteil durch Kriechen, HCF, LCF und Oxidation nicht separat betrachtet, sondern die Wechselwirkungen zwischen ihnen müssen berücksichtigt werden.

Das Ausmaß des Einflusses von HCF auf die LCF-Lebensdauer hängt dabei vom Amplitudenverhältnis Q ab. Für einen bestimmten Wert Q bei einer vorgegebenen maximalen Spannung wird die erhöhte Schädigung aufgrund von HCF ungefähr durch die Abnahme von Kriechen und Oxidation kompensiert. Damit besteht kein wahrzunehmender Effekt auf die Lebensdauer, so dass dieses Amplitudenverhältnis als kritisches Amplitudenverhältnis Q_c definiert wird. Nimmt Q weiter ab, reduziert sich die Ermüdungsschädigung mehr als die Kriech- und Oxidationsschädigung verstärkt wird, so dass insgesamt positive Auswirkungen auf die Lebensdauer bestehen. Daher wird bei einem Wert von $Q < Q_c$ die maximale CCF-Lebensdauer erreicht. Bei einer weiteren Abnahme von Q nimmt die Ermüdungsschädigung weiter ab, wohingegen die Schädigung durch Kriechen und Oxidation progressiv zunehmen, so dass die CCF-Lebensdauer wieder abnimmt und sich der reinen LCF-Lebensdauer annähert. Diese Zusammenhänge werden auch durch Rissausbreitungsuntersuchungen bei CCF-Beanspruchungen bestätigt [Niu86] (siehe Abschnitt 2.7.4). Für Werte oberhalb von Q_c nimmt die Ermüdungsschädigung stärker zu als die Schädigung aufgrund von Kriechen und Oxidation abnimmt, so dass die Lebensdauer reduziert wird. Je mehr die Ermüdungsschädigung dominiert, desto stärker hängt die Lebensdauer von der Zyklenzahl ab und desto weniger von der Zeit [Ouy88].

Die Feststellung von Ouyang, dass bei CCF-Beanspruchung bei erhöhter Temperatur ein kritisches Amplitudenverhältnis existiert, wird durch weitere Untersuchungen bestätigt, bei denen bestimmte überlagerte HCF-Amplituden keinen Einfluss auf die Lebensdauer besitzen oder diese erhöhen. So wurde in der Nickellegierung MAR-M002 während der LCF-Beanspruchung bei 870°C kein Einfluss einer überlagerten HCF-Amplitude von 100 MPa bei $f = 10$ Hz auf die Lebensdauer festgestellt [Fil09]. Hallstein untersuchte den Einfluss überlagerter HCF-Amplituden auf die thermisch mechanische Ermüdung (TMF) von Gusseisenwerkstoffen. Dabei erhöhten kleine überlagerte Dehnungsamplituden bis etwa 0,04 % die Lebensdauer von GG-30 gegenüber der reinen TMF [Hal91]. Dies ist im Einklang mit Ouyang, da bei TMF auch Kriech- und Oxidationsschädigungen auftreten.

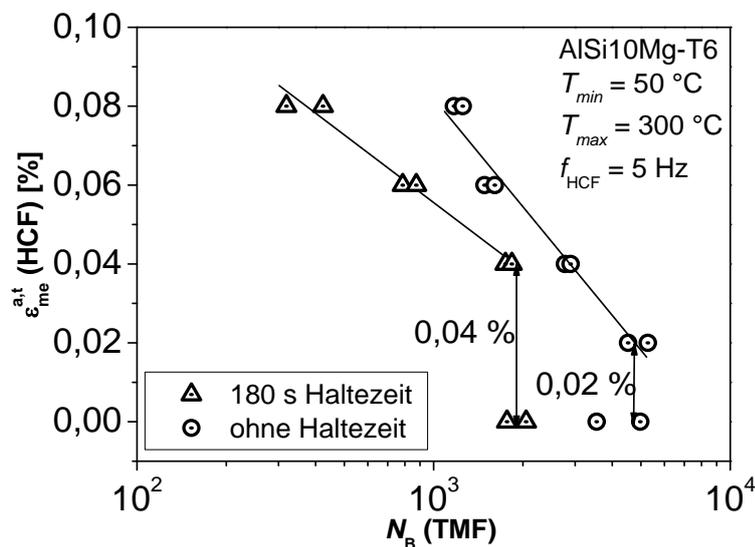


Abb. 2.10: Einfluss überlagerter HCF-Amplituden auf die TMF-Lebensdauer von AlSi10Mg-T6 [Hen06]

Einige weitere Arbeiten beschäftigten sich mit dem Einfluss einer überlagerten HCF-Beanspruchung auf die TMF-Lebensdauer. Dabei wurde die HCF-Amplitude, die keinen Einfluss auf die TMF-Lebensdauer hat, als Schwellenwert bezeichnet [Hen06, Luf07, Bec07, Bec08, Uih11]. Z.B. leitete Henne aus den Untersuchungen an AlSi10Mg-T6 unter TMF/HCF-Beanspruchung bei einer Maximaltemperatur von 300 °C Schwellenwerte in Abhängigkeit der Haltezeit ab. Der Schwellenwert liegt ohne Haltezeit bei 0,02 %, während er mit Haltezeit auf 0,04 % ansteigt, wie Abb. 2.10 zeigt. Aufgrund der Analysen von Ouyang ist jedoch davon auszugehen, dass dieser Schwellenwert nicht auf eine ausbleibende Wirkung der HCF-Beanspruchungskomponenten, sondern durch die Kompensation von negativen und positiven Effekten der HCF-Beanspruchung auf die Lebensdauer resultiert. Daher werden in

Anlehnung an Ouyang diese Schwellenwerte im Folgenden als kritische HCF-Amplituden bezeichnet. Die kritische HCF-Amplitude steigt mit zunehmender Maximaltemperatur und Haltezeit (vgl. Abb. 2.10) an [Hen06, Uih11]. Dabei nimmt nach Henne die kritische HCF-Amplitude umso mehr zu, je schneller die Werkstoffe überaltern, weil die Überalterung mit steigender Haltezeit und Maximaltemperatur schneller erreicht wird [Hen06]. Die kritische Spannungsamplitude wird dabei mit einem erhöhten Schwellenwert ΔK_{th} im überalterten Zustand in Verbindung gebracht [Hen06]. Allerdings kann ein reiner Schwellenwert keine längere TMF-Lebensdauer durch überlagerte HCF-Beanspruchung erklären, wie es z.B. in [Uih11] festgestellt wurde.

Der Effekt des mit steigender Maximaltemperatur und zunehmender Haltezeit schnelleren Überaltens von AlSi10Mg-T6 wird im zyklischen Verformungsverhalten sichtbar, das im Folgenden kurz beschrieben wird. Die beim ersten Zyklus und bei halber Bruchlastspielzahl aufgezeichneten Hysteresisschleifen bei TMF-Versuchen ohne Haltezeit zeigt Abb. 2.11. Während im ersten Zyklus bei der höchsten Maximaltemperatur $T_{max} = 300$ °C die größte Spannungsamplitude induziert wird, ist bei $T_{max} = 300$ °C aufgrund der schnelleren Überalterung die Spannungsamplitude bei halber Bruchlast am geringsten. Die mit steigender Maximaltemperatur zunehmende zyklische Entfestigung zeigt sich auch anhand der Wechselverformungskurven in Abb. 2.12. Bei $T_{max} = 300$ °C erfolgt ein früherer Abfall der Maximalspannung, ein Anstieg der Minimalspannung und eine Zunahme der plastischen Dehnungsamplitude als bei $T_{max} = 250$ °C. Das Einfügen einer Haltezeit bei T_{max} beschleunigt die Überalterung, wie die Hysteresisschleifen in Abb. 2.13 zeigen. Die 180 s lange Haltezeit bei T_{max} führt dazu, dass im ersten Zyklus bei $T_{max} = 300$ °C nicht mehr die größte Spannungsamplitude, sondern bei $T_{max} = 250$ °C induziert wird. Bei halber Bruchlastspielzahl wird bei $T_{max} = 300$ °C trotz der größten Totaldehnungsamplitude die geringste Spannungsamplitude induziert. Die Wechselverformungskurven in Abb. 2.14 zeigen ebenfalls die beschleunigte Überalterung bei eingefügter Haltezeit. Der Abfall der Spannungsamplitude und die Zunahme der plastischen Dehnungsamplitude erfolgen früher als ohne Haltezeit (vgl. Abb. 2.12) und setzen mit zunehmender Maximaltemperatur früher ein.

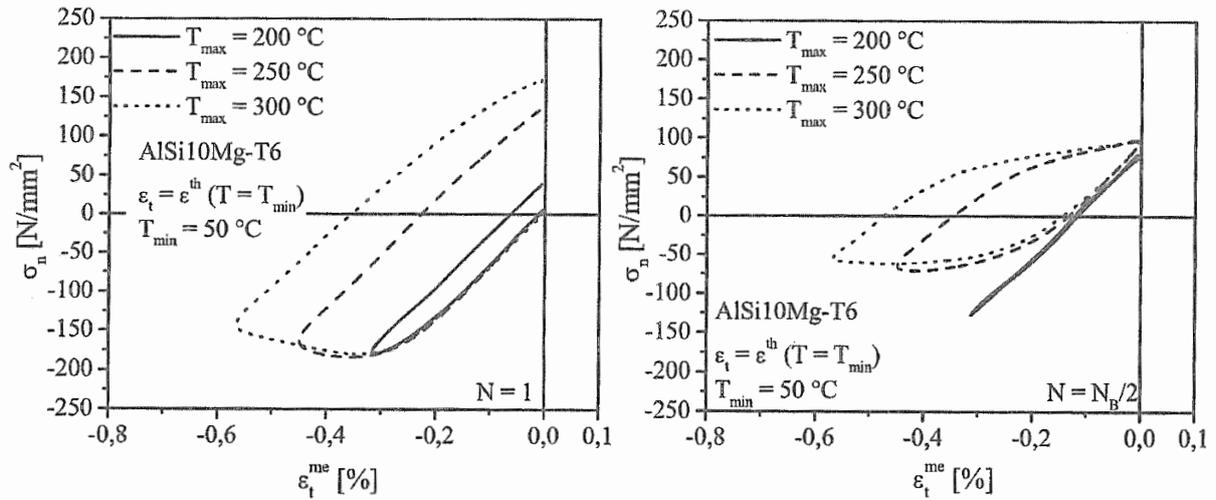


Abb. 2.11: Hysteresisschleifen für $N = 1$ und $N = N_B/2$ für TMF-Versuche ohne Haltezeit bei T_{max} an AlSi10Mg-T6 [Hen06]

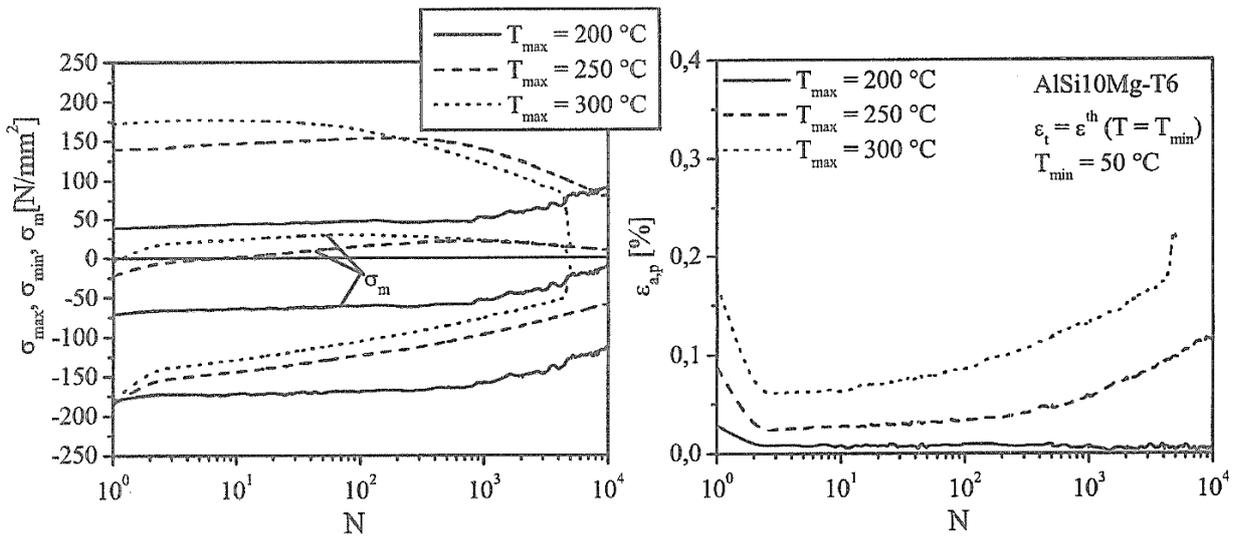


Abb. 2.12: Wechselverformungskurven für TMF-Versuche ohne Haltezeit bei T_{max} an AlSi10Mg-T6 [Hen06]

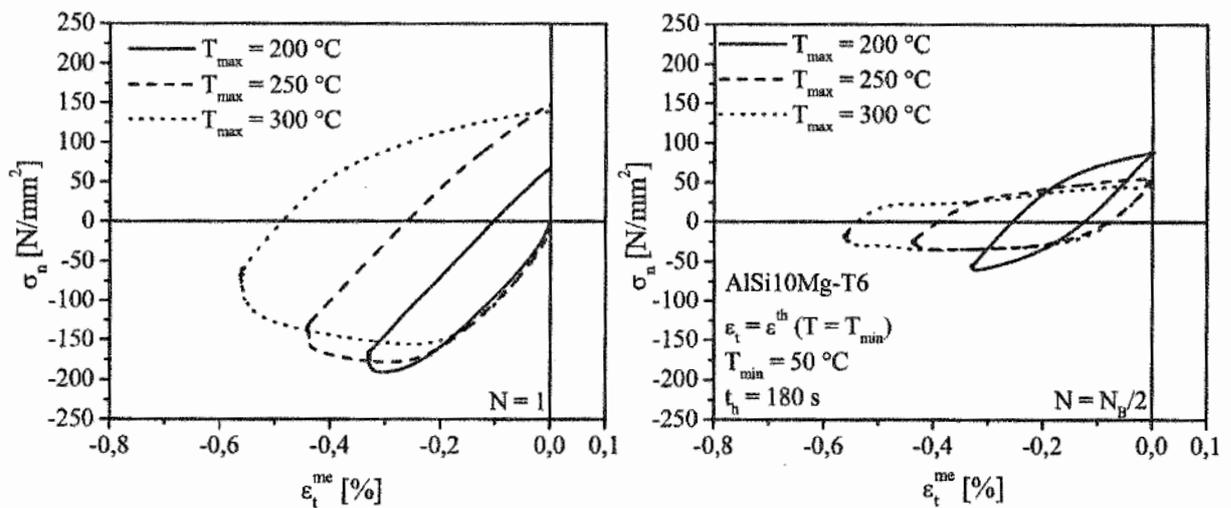


Abb. 2.13: Hysteresisschleifen für $N = 1$ und $N = N_B/2$ für TMF-Versuche mit 180 s Haltezeit bei T_{max} an AlSi10Mg-T6 [Hen06]

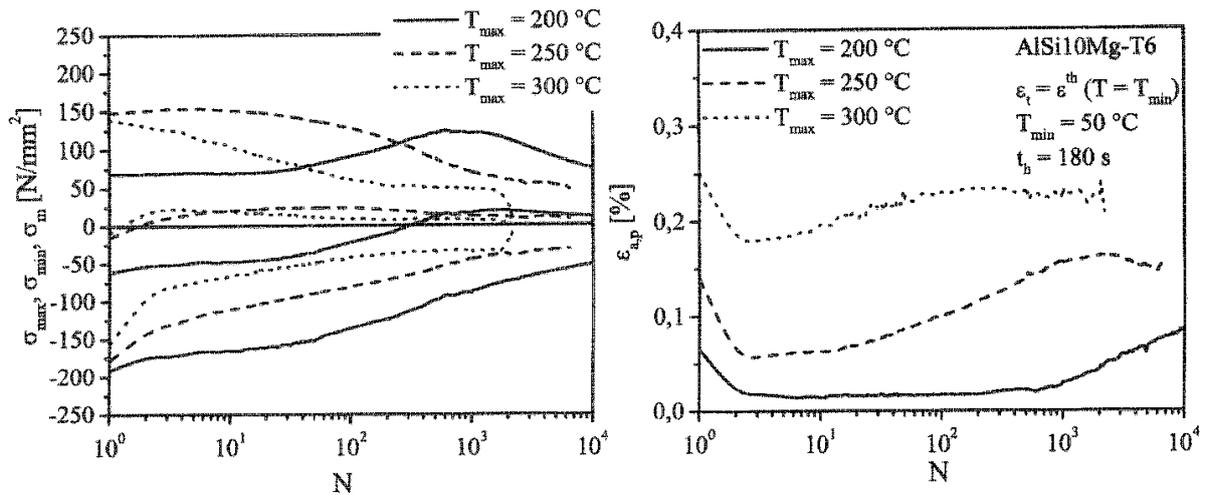


Abb. 2.14: Wechselverformungskurven für TMF-Versuche mit 180s Haltezeit bei T_{\max} an AlSi10Mg-T6 [Hen06]

Der Einfluss überlagerter HCF-Zyklen auf die OP-TMF-Lebensdauer von den Eisensugwerkstoffen EN GJL 250, EN GJV 450 und EN GJS 700 wurde in [Uih11] untersucht. Bei der Gusseisensorte EN GJV 450 wurde eine ausgeprägte Abhängigkeit der kritischen HCF-Amplitude von der Maximaltemperatur beobachtet. In Abb. 2.15 wird der Einfluss überlagerter HCF-Amplituden auf die TMF-Lebensdauer ohne Haltezeit bei den Maximaltemperaturen T_{\max} von 400 und 450 °C für EN GJV 450 gezeigt. Bei $T_{\max} = 450$ °C wird erst ab einer HCF-Amplitude $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,06$ % eine Lebensdauerreduktion festgestellt. Bei $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,03$ % werden bei dieser Maximaltemperatur sogar geringfügig höhere TMF-Lebensdauern festgestellt. Hingegen treten bei $T_{\max} = 400$ °C und einer HCF-Amplitude $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,06$ % erheblich größere Lebensdauerabnahmen und bei $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,03$ % leichte Lebensdauerreduzierungen auf.

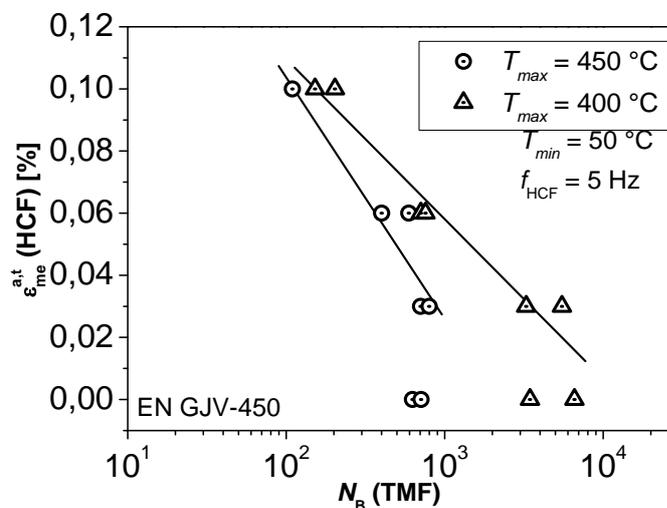


Abb. 2.15: Einfluss überlagerter HCF-Amplituden auf die TMF-Lebensdauer von EN GJV-450 [Uih11]

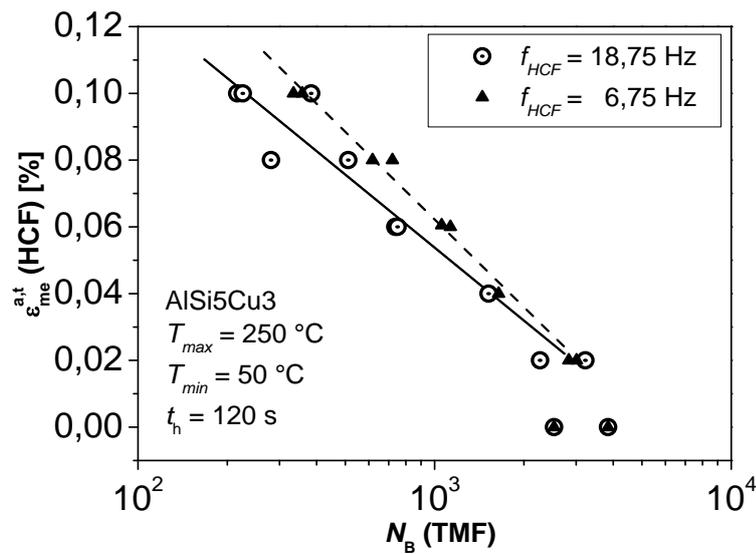


Abb. 2.16: Einfluss verschiedener HCF-Amplituden und –Frequenzen auf die TMF-Lebensdauer [Luf07]

Der Einfluss überlagerter HCF-Zyklen auf die OP-TMF-Lebensdauer der Zylinderkopfliegierungen AlSi7Mg und AlSi5Cu3 bei einer Minimaltemperatur von 50 °C und Maximaltemperaturen T_{max} von 225 und 250 °C wurde in [Luf07] untersucht. Hierbei wurde neben der HCF-Amplitude auch die HCF-Frequenz variiert. In beiden Werkstoffen wurde mit zunehmender HCF-Amplitude $\varepsilon_{a,t}^{HCF} > 0,02$ % eine kontinuierliche Abnahme der Lebensdauer festgestellt. Die Lebensdauerabnahme war bei der höheren Frequenz der HCF-Zyklen von 18,75 Hz ausgeprägter als bei 6,25 Hz. Exemplarisch zeigt Abb. 2.16 den Einfluss der HCF-Amplitude und –Frequenz auf die TMF-Lebensdauer von AlSi5Cu3 bei $T_{max} = 250$ °C.

Eine signifikante Beeinflussung der Schädigungsentwicklung wurde bei überlagerten TMF/HCF-Beanspruchungen erst bei hinreichend hohen HCF-Amplituden festgestellt. So erhöhte sich die Gleitbanddichte und Versetzungsdichte in Aluminiumlegierungen und in der Nickellegierung IN 617 erst ab $\varepsilon_{a,t}^{HCF} = 0,06$ % bzw. $\varepsilon_{a,t}^{HCF} = 0,2$ % [Hen06, Moa01]. Dies führt in den Aluminiumlegierungen dazu, dass die Rissausbreitung bei $\varepsilon_{a,t}^{HCF} > 0,05$ % entlang von Gleitbändern stattfindet, während bei reiner TMF die Risse entlang von Grenzflächen wachsen [Luft07, Hen06]. Für die Nickellegierung IN 617 ist bei 850 °C unter CCF-Bedingungen mit $\varepsilon_{a,t}^{HCF}$ zwischen 0,05 % und 0,2 % die zyklische Verfestigung mit einer diffusen planaren Versetzungsstruktur mit zahlreichen Gleitbändern und hoher Karbiddichte verbunden [Moa01].

Der Einfluss von LCF-Zyklen auf die HCF-Lebensdauer verstärkt sich nach Ouyang ebenfalls mit dem Amplitudenverhältnis Q . Dabei nimmt die HCF-Lebensdauer mit zunehmendem Amplitudenverhältnis ab [Ouy88]. Hingegen konnte kein Einfluss von überlagerten LCF-Zyklen mit $R = 0$ und einer Schwingbreite von 300 MPa auf die HCF-Festigkeit von IN 713 LC bei 800 °C festgestellt werden [Kun11]. Dabei muss bemerkt werden, dass die Zyklenverhältnisse sehr hoch waren ($n = 105.000$ und $n = 1.050.000$), so dass die LCF-Zyklen mit einer für Nickelbasis-Superlegierungen geringen Spannungsschwingbreite nur selten überlagert wurden. Damit ist die Wahrscheinlichkeit gering, dass eine hinreichende Schädigung aufgrund von LCF erfolgt, die zur Degradation der HCF-Festigkeit führt. Daher kann angenommen werden, dass die sich die HCF-Lebensdauer nur mit zunehmendem Amplitudenverhältnis reduziert, falls eine hinreichende Schädigung durch LCF-Zyklen verursacht wird.

Untersuchungen zum Lebensdauerverhalten von Gasturbinenschaufeln unter CCF wurden in Rahmen des EU-Projekt PREMECCY von europäischen Flugtriebwerksherstellern und wissenschaftlichen Einrichtungen durchgeführt. Ziel des Projektes ist die Weiterentwicklung der Methoden zur Lebensdauervorhersage bei Überlagerung von hochzyklischer (HCF) und niederzyklischer Ermüdung (LCF) bei Temperaturen im Kriechbereich. Hierzu erfolgten Werkstoffuntersuchungen, Entwicklung von schaufelähnlichen Proben und Untersuchungen an diesen unterbetriebsnahen Beanspruchungen sowie die Entwicklung von Lebensdauervorhersagemethoden. Der Anwendungsbereich der Methoden reicht von verbesserten Lebensdauermethoden basierend auf linear elastischen Berechnungen bis zu fortgeschrittenen Simulationen unter Berücksichtigung von Verformungsmodellierungen, wie z.B. von Chaboche, oder Methoden zur Homogenisierung der Zeit für die Überlagerung von HCF und LCF. Weiterführende Informationen finden sich hierzu in einer öffentlich zugänglichen Version des Abschlussberichts in [PRE12].

2.7.2 Einfluss der Temperatur auf das CCF-Langrisswachstum

Der Einfluss der Temperatur auf das Risswachstumsverhalten bei CCF-Beanspruchung wurde an Ti-5331 S (IMI 829) bei 20 °C und 550 °C studiert [Hal96]. Die Temperaturerhöhung hatte auf die Rissausbreitungslebensdauer sowohl positive als auch negative Effekte, wobei in Summe die negativen überwogen. Die Rissausbreitung wurde dabei aufgrund von umgebungsbedingten Effekten, die im Bereich 1 der CCF-Risswachstumskurve (siehe Abb. 2.6) bedeutsam sind, erhöht. Die temperaturbedingte Erniedrigung von E-Modul und Fließgrenze führt zu größeren Risspitzenöffnungsverschiebungen und damit zu höheren Risswachstumsraten. Hingegen werden die Schwellenwerte für Rissausbreitung erhöht, so dass eine temperaturbedingte Verzögerung in den Bereich 2 der CCF-Risswachstumskurve erfolgt.

2.7.3 Vorhersage des einsetzenden HCF Risswachstums

Eine sichere Vorhersage des einsetzenden HCF Risswachstums bei CCF-Beanspruchung kann basierend auf der Ermittlung von Schwellenwerten nicht erreicht werden. Dies wurde aus Untersuchungen an Ti-5331 S (IMI829) bei 550 °C gefolgert, so dass nach Hall für eine sichere Bauteildimensionierung die experimentelle Bestimmung von ΔK_{onset} entscheidend ist [Hal02]. Dabei war für Ti-5331 S bei $R^{\text{HCF}} = 0,9$ der abgeleitete Schwellenwert geringfügig kleiner als nach dem Stufenwechselverfahren bzw. größer als nach dem Lastabsenkungsverfahren, so dass eine sichere Vorhersage mit beiden Verfahren gelang. Allerdings wurde bei $R^{\text{HCF}} = 0,82$ ΔK_{onset} mit beiden Verfahren unterschätzt [Hal02], so dass das Stufenwechselverfahren nicht immer die Methode der Wahl ist, wie es für Waspaloy zunächst gezeigt wurde [Pow92b]. Dabei wurde für die Nickelbasis-Superlegierung bei 500 °C bei $R = 0,9$ durch Verwendung des Stufenwechselverfahrens eine bessere Vorhersage als mittels Lastabsenkungsverfahren erreicht. Der Schwellenwert lag bei Verwendung der Lastabsenkungsmethode bei $4,5 \text{ MPam}^{1/2}$, beim Stufenwechselverfahren bei $3,9 \text{ MPam}^{1/2}$ und abgeleitet aus ΔK_{onset} bei $3,0 \text{ MPam}^{1/2}$ [Pow92a]. Zudem wurde bei dem Stufenwechselverfahren für $\Delta K < 3,4 \text{ MPam}^{1/2}$ kein Risswachstum festgestellt, während für $\Delta K > 3,9 \text{ MPam}^{1/2}$ fortgesetztes Risswachstum erfolgte. Zwischen diesen beiden Werten wurde vorübergehendes Risswachstum beobachtet, wobei Risse sich mehrere 1000 Zyklen ausbreiteten und dann stehen blieben. Das Stufenwechselverfahren führte dabei nicht nur zu einer besseren Vorhersage von ΔK_{onset} , sondern auch zu einer besseren Beschreibung im Bereich 2 der CCF-Risswachstumskurve [Pow92a]. Allerdings wurde unter CCF bei erhöhter Temperatur auch Ermüdungsrisswachstum ohne Schwellenwertverhalten festgestellt.

2.7.4 Ermüdungsrisswachstum ohne Schwellenwertverhalten

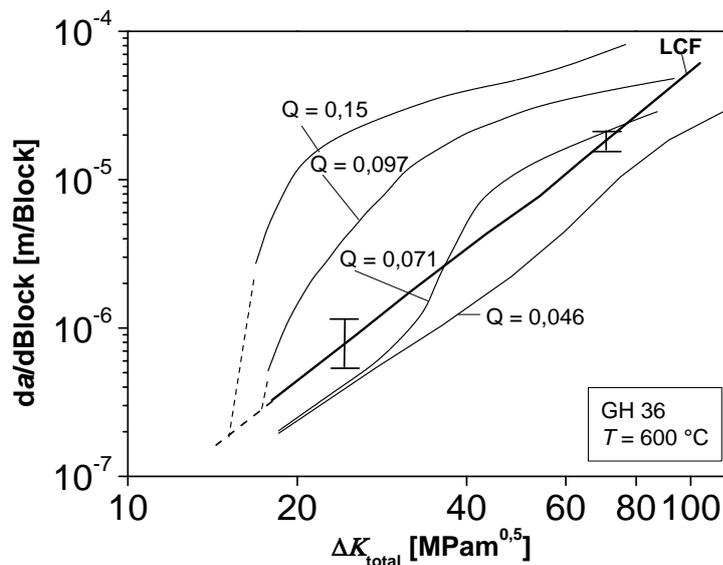


Abb. 2.17: Vergleich des LCF- und CCF-Rissausbreitungsverhaltens von GH36 bei verschiedenen Amplitudenverhältnissen bei 600 °C [Niu86, Ouy88]

Bei Untersuchungen zum Langrisswachstum bei erhöhter Temperatur unter CCF-Beanspruchung wurde sowohl ein Schwellenwertverhalten beobachtet, wie es nach Powell [Pow92a] beschrieben wird (siehe Abschnitt 2.6.5), als auch erhöhte und erniedrigte Rissausbreitungsgeschwindigkeiten weit unterhalb eines erwarteten ΔK_{onset} . Bei erhöhter Temperatur können Prozesse wie dynamische Reckalterung, Oxidation und Kriechen das Risswachstumsverhalten deutlich beeinflussen [Pow92b]. So tritt im Stahl EN24T bei 400°C eine im Vergleich zur LCF-Beanspruchung beschleunigte CCF-Rissausbreitung deutlich unterhalb eines erwarteten ΔK_{onset} auf [Pow92b]. Das experimentelle Risswachstumsverhalten im Vergleich zu dem über eine lineare Schadensakkumulation abgeschätzten war dabei qualitativ ähnlich dem von Ti-5331 S wie es in Abb. 2.8 gezeigt wird. Das beschleunigte Risswachstum wurde durch dehnratenabhängige dynamische Reckalterungseffekte im Stahl EN24T erklärt, die als Folge der überlagerten hochfrequenten HCF-Beanspruchung auftreten können. Die verspröde Wirkung der dynamischen Reckalterung könnte höhere Risswachstumsraten bei gleichem ΔK_{total} verursachen [Pow92b]. In der Eisen-Nickellegierung GH36 wurde bei 600 °C und bei kleinen Amplitudenverhältnissen Q von 0,046 und 0,071 sogar eine verminderte Risswachstumsgeschwindigkeit gegenüber der LCF-Rissausbreitung festgestellt [Niu86, Ouy88], wie Abb. 2.17 zeigt. Dies wurde dadurch erklärt, dass die überlagerte HCF-Beanspruchung Oxidations- und Kriechschädigungen minimiert, da die Einwirkungszeit der Maximalspannung im Vergleich zur reinen LCF-Belastung verkürzt ist [Ouy88] (siehe auch

Abschnitt 2.7.1). Ein beschleunigtes Risswachstum vor dem vorhergesagten ΔK_{onset} in der einkristallinen Nickelbasislegierung PWA 1484 bei 593 °C wurde nicht dem HCF-Einfluss, sondern Haltezeiteffekten zugeschrieben. Dabei wurden für die Vorhersage des CCF-Rissausbreitungsverhaltens mittels linearer Schadensakkumulation LCF-Rissausbreitungsdaten verwendet, die ohne die Wirkung von Haltezeiten ermittelt wurden [Gal05].

2.7.5 Rissbildungs- und Kurzrissswachstumsverhalten bei erhöhter Temperatur

Das Risseinleitungs- und Kurzrissswachstumsverhalten unter CCF-Bedingungen bei erhöhter Temperatur wurde nur in wenigen Arbeiten quantitativ erfasst. In gekerbten Rundproben aus IN718 bei 550 °C wurde bei $R^{\text{HCF}} = 0,85$, $Q = 0,08$ und $n = 3.600$ die Dauer bis zur Initiierung eines 50 µm langen Risses im Gegensatz zu Ti-6Al-4V bei RT (vgl. Abschnitt 2.6.9) nicht signifikant durch HCF beeinflusst. Dies wurde mit einer geringeren Mitteldehnungsempfindlichkeit von IN718 gegenüber Ti-6Al-4V erklärt [Gue88]. Hingegen wurde in SEN (single edge notch) Proben aus GH36 bei 600 °C, $Q = 0,11$ und $n = 600$ eine von der Kerbe ausgehende signifikante Rissausbreitung schon nach der halben Anzahl an LCF-Zyklen wie unter reiner LCF beobachtet. Bis zum Erreichen einer Risslänge von 500 µm wurde bei $Q = 0,11$ die Anzahl an LCF-Zyklen auf 40 % der Zyklenzahl unter rein LCF reduziert [Ouy88].

2.7.6 Bruchflächenmorphologie bei erhöhter Temperatur

Wie im Abschnitt 2.6.10 beschrieben, werden unter CCF-Beanspruchungen bei erhöhter Temperatur auch Blockstreifen auf den Bruchflächen festgestellt. So wurden in IMI 829 Blockstreifen bei 550 °C gebildet, die zyklischen Spaltfacetten überlagert wurden. Die Blockstreifen korrelieren gut mit ΔK_{onset} -Werten zwischen 13 und 17 MPam^{1/2} [Hal02]. Der verstärkte Einfluss der Oxidation bei erhöhter Temperatur wurde in Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses auf der Bruchfläche von GH36 bei 600 °C registriert. So besitzen die Bruchflächen dieser Eisen-Nickellegierung nach LCF und CCF bei $Q = 0,11$ und maximalen Spannungen von 350 MPa unterschiedliche Merkmale. Die Bruchfläche nach LCF ist sehr rau und braun gefärbt aufgrund der starken Oxidation, während die Bruchfläche nach CCF ziemlich eben und leicht gelblich ist aufgrund der geringeren Oxidation [Ouy88]. Die Merkmale der CCF Bruchfläche mit verschiedenen Werten von Q zeigen, dass mit steigendem Q der Modus von Rissinitiierung und Risswachstum von einer Mischung aus inter- und transkristallin zu vollständig transkristallin übergeht. War $Q > 0,13$, dann bildeten sich deutliche Blockstreifen nahe der Risseinleitungsstelle. Mit einem weiteren Anstieg von Q steigt der Abstand zwischen den Blockstreifen an [Ouy88]. Das Ausmaß und das Gebiet der plastischen Verformung des Werkstoffs sind zudem bei reiner LCF viel größer als unter CCF-Bedingungen bei $Q = 0,11$. Ebenso ist das Ausmaß der Rissöffnung bei reiner LCF größer als bei CCF [Ouy88]. Ähnliche Feststellungen wurden auch aus Experimenten mit Proben aus der Nickel-Schmiedelegerung IN 718 bei 650 °C abgeleitet. Untersucht wurde der Einfluss von ΔK_{HCF} auf die Rissausbreitung bei unterschiedlichen Werten von ΔK_{LCF} mit Haltezeiten von 180 s bei Maximallast. Dabei wurde die Rissausbreitungskurve in einen zyklenabhängigen Ermüdungsbereich und einen zeitabhängigen Kriechbereich unterteilt. Die Bruchmorphologie korrespondiert mit diesen Bereichen. Unter Kriechbedingungen tritt eine ausgeprägte plastische Verformung um den Riss auf, die zu einer abgestumpften Rissspitze führt, während der Ermüdungsbereich mit Ermüdungsrissen mit scharfer Rissspitze verbunden ist [Goo82].

3 Versuchswerkstoff und Proben

3.1 Lieferant und Lieferabmessungen

Die Untersuchungen wurden an der Nickelbasis-Gusslegierung MAR-M247 LC durchgeführt. Diese Legierung wurde von Doncasters Precisions Castings-Bochum GmbH nach dem Feingussverfahren hergestellt. Dabei erstarrte die Legierung in Form von Rundstäben, die eine Länge von 170 mm und einen Durchmesser von 12 mm besitzen.

3.2 Chemische Zusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der Superlegierung MAR-M247 LC zeigt Tab. 3.1. Die massenmäßig am stärksten vertretenen Legierungselemente der LC (low carbon)-Variante sind Cr, W, Co, Al und Ta.

Tab. 3.1: Chemische Zusammensetzung von MAR-M247 LC

| | | | | | | | | |
|---------|-------|-------|------|-------|------|------|------|------|
| Element | Ni | C | Si | Mn | Cr | Mo | W | Co |
| Ma.-% | Rest | 0,07 | 0,03 | <0,01 | 8,19 | 0,5 | 9,44 | 9,24 |
| Element | V | Cu | Ti | Nb | Al | Fe | Zr | Ta |
| Ma.-% | <0,01 | <0,01 | 0,67 | <0,02 | 5,60 | 0,04 | 0,02 | 3,18 |

3.3 Wärmebehandlung

Nach dem Feinguss wurden die Rundstäbe aus MAR-M247 LC zur Verringerung der Porosität heißisostatisch gepresst (HIP), anschließend lösungsgeglüht und abschließend ausgelagert. Die einzelnen Schritte der Wärmebehandlung sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Die Wärmebehandlung wurde vom Lieferanten Doncasters Precision Castings-Bochum GmbH durchgeführt.

Tab. 3.2: Wärmebehandlung von MAR-M247 LC

| Behandlung | Temperatur [°C] | Haltezeit | Atmosphäre bzw. Druck | Abkühlbedingungen |
|-----------------|-----------------|------------|------------------------|---|
| HIP | 1185 ± 15 | 4h ± 10min | 172,5 ± 5 MPa in Argon | Beliebige Abkühlrate |
| Lösungsgeglühen | 1185 ± 15 | 2-4 h | Schutzgas oder Vakuum | ≥ 30°C/min auf 900 °C; Weiter ≥ 20°C/min auf 650 °C Weiter beliebig |
| Auslagern | 870 | 20-24h | Argon oder Luft | Argon oder Luft |

3.4 Gefügeanalyse

Zur Charakterisierung der Legierungen im Ausgangszustand wurde der mittlere sekundäre Dendritenarmabstand ermittelt. Dazu wurden bei MAR-M247 LC in sechs lichtmikroskopische Aufnahmen Messlinien entlang der primären Dendritenarme mit einer Gesamtlänge von 4779 μm gelegt. Entlang dieser Messlinien wurde der Abstand zwischen den sekundären Dendritenarmen gemessen. Eine repräsentative Aufnahme zeigt Abb. 3.1. Der mittlere Dendritenarmabstand der Legierung beträgt 32,24 μm .



Abb. 3.1: Repräsentative lichtmikroskopische Aufnahme zur Ermittlung des sekundären Dendritenarmabstands

MAR-M247 LC zeigt ein insgesamt heterogenes Ausscheidungsgefüge wie Abb. 3.2 belegt. Sehr kleine würfelförmige γ' -Ausscheidungen mit Abmessungen, die im Bereich von nm liegen, sind fein verteilt zwischen großen würfelförmigen und plattenförmigen γ' -Ausscheidungen, deren Abmessungen im Bereich eines μm liegen bzw. deutlich darüber hinausgehen.

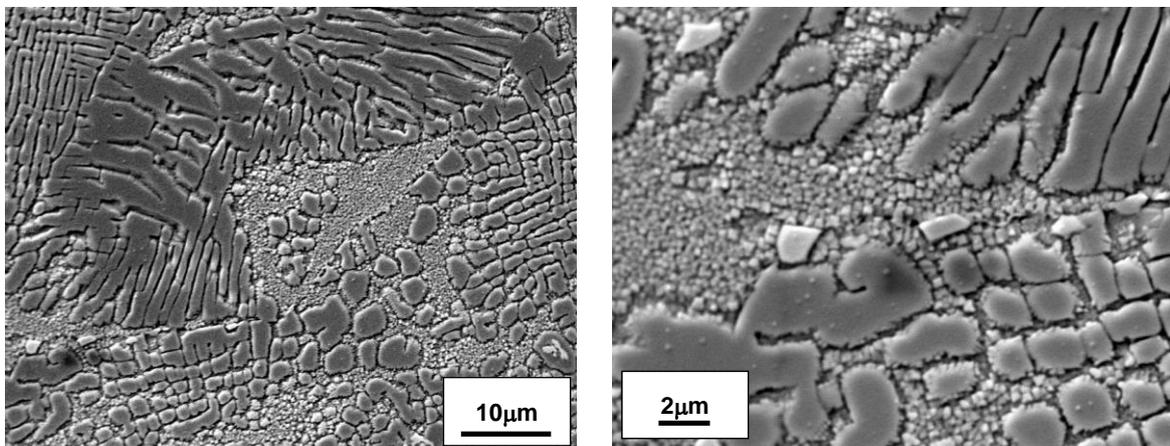


Abb. 3.2: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen des Gefüges von MAR-M247 LC

3.5 Proben

3.5.1 Ermüdungsversuche

Für Ermüdungsversuche wurden Rundproben verwendet, deren technische Zeichnung in Abb. 3.3 gezeigt wird. Die Geometrie und die Abmessungen wurden durch Drehen erreicht. Die Probe stellt eine nutzbare Messstrecke von 17 mm bei einem Durchmesser von 7 mm zur Verfügung. Der Durchmesser im Einspannbereich der Proben beträgt 11,5 mm.

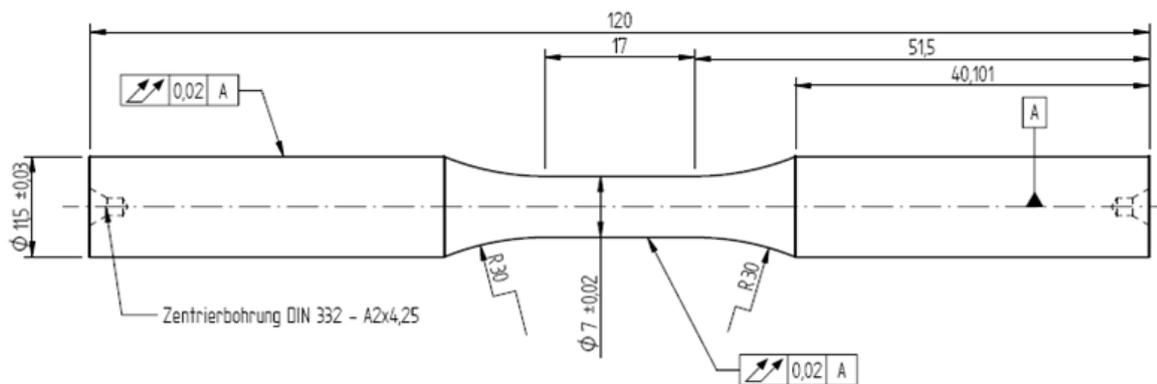


Abb. 3.3: Geometrie und Abmessungen der Rundprobe für Ermüdungsversuche

3.5.2 Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde

Zur Durchführung von Rissausbreitungsexperimenten mittels Gleichstrompotentialsonde wurde, die in Abb. 3.3 gezeigte Probenform modifiziert, indem im Einspannbereich zwei ebene Flächen gefräst wurden. Auf diese Fläche wurden Schraubenbolzen aufgeschweißt, um einen Gleichstrom einleiten zu können. Die zugehörige technische Zeichnung zeigt Abb. 3.4. Die Anbringung der Potentialsondendrähte wird im Abschnitt 3.6.2 beschrieben.

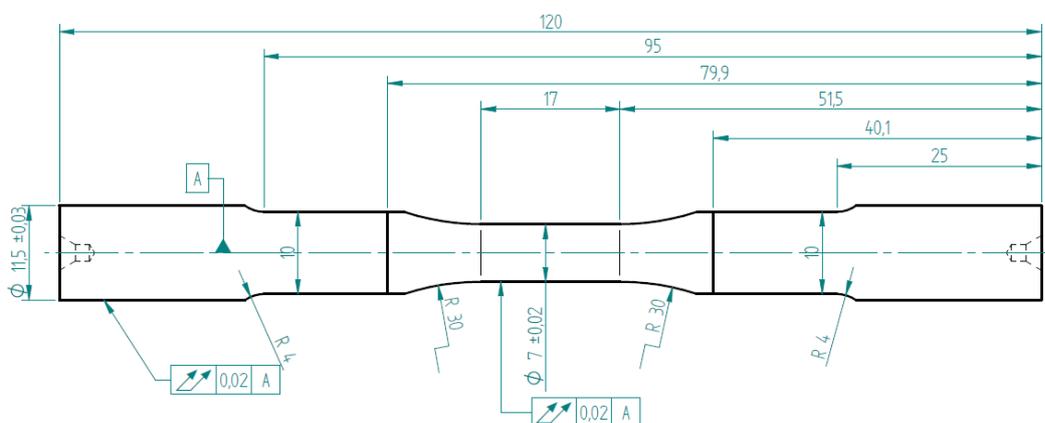


Abb. 3.4: Geometrie und Abmessungen der Probe für Rissausbreitungsversuche

3.6 Probenpräparation

3.6.1 Untersuchung der Oberflächenschädigung

Zur Untersuchung der Oberflächenschädigung wurden die Proben, deren technische Zeichnung in Abb. 3.3 gezeigt ist, poliert. Hierbei wurden die Proben in eine Tischdrehmaschine eingespannt und von Hand mit verschiedenen mechanischen Schleif- und Poliermitteln behandelt. So konnten die R_z -Werte der Probenoberfläche von größer als $3\ \mu\text{m}$ auf unter $0,2\ \mu\text{m}$ reduziert werden. Eine detaillierte Beschreibung des Polierverfahrens befindet sich in [Gut09]. Ein Vergleich zwischen gedrehter und polierter Probenoberfläche zeigt Abb. 3.5.

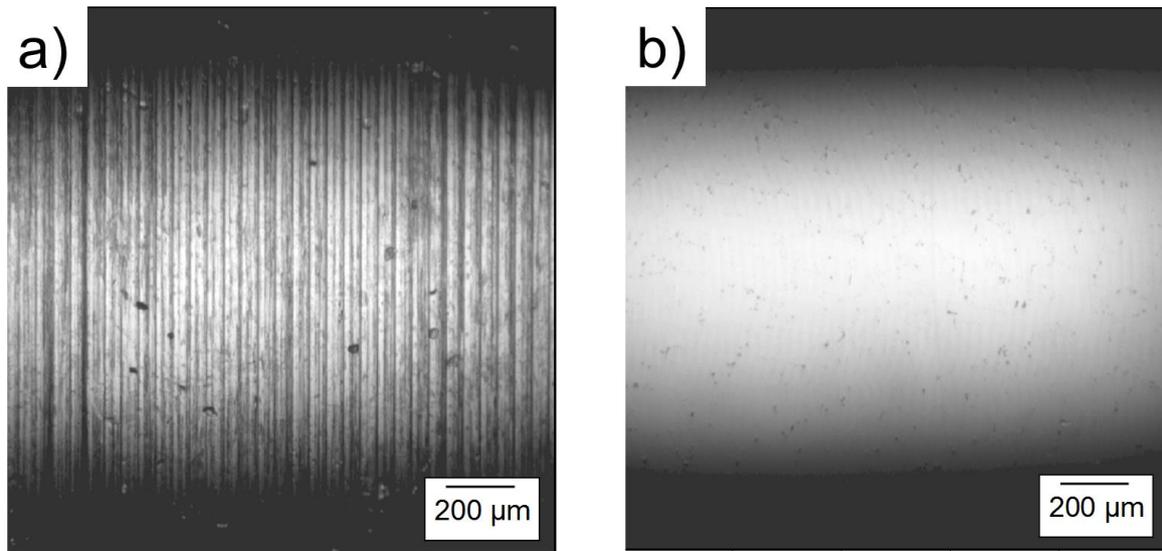


Abb. 3.5: Lichtmikroskopische Aufnahmen der (a) gedrehten und der (b) polierten Probenoberfläche

3.6.2 Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde

Zur Erzeugung eines definierten künstlichen Anfangsdefekts wurde am Institut für Produktionstechnik wbk¹ des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) im Zentrum der Messtrecke eine Kerbe mittels Mikrosenkerodieren eingebracht. Dabei lag die in Abb. 3.4 gezeigte Probe auf den gefrästen Ebenen auf, so dass die Kerbe auf der gegenüberliegenden Seite mittig zur Probenachse erzeugt wurde. Hierbei wurde beachtet, dass eine reproduzierbare Kerbe mit einer Tiefe von $150\ \mu\text{m}$ und einer Höhe von $100\ \mu\text{m}$ erreicht wird und dass deren Form möglichst einem Halbkreis ähnelt. Hierzu wurde eine beidseitig abgeflachte Stabelektrode verwendet, die in Abb. 3.6 (a) gezeigt wird. Details zur Herstellung der Stabelektrode finden sich in [Dit12].

¹Die Herstellung am wbk erfolgte durch die Zusammenarbeit mit Christoph Ruhs und Rolf Philipps.

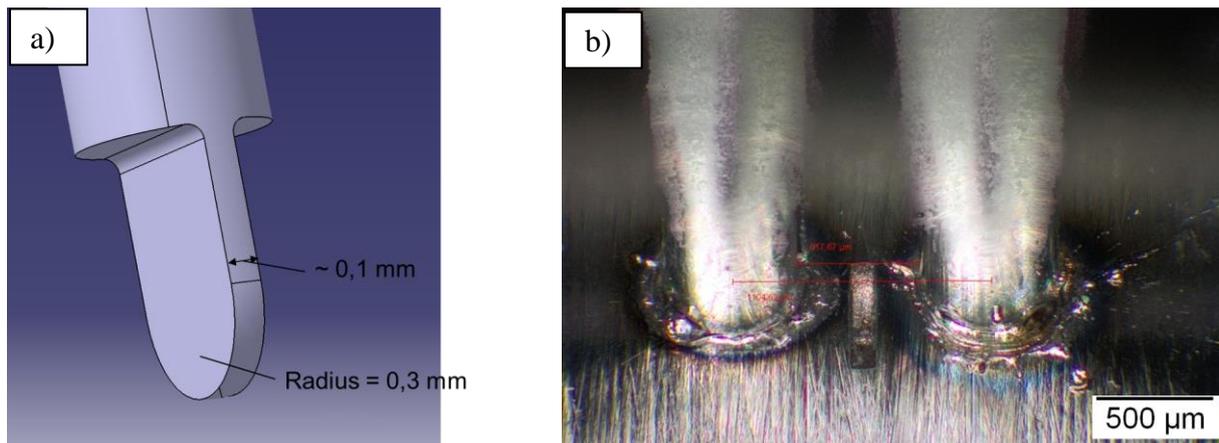


Abb. 3.6: (a) Stabelektrode und (b) die damit erzeugte Mikrokerbe zwischen den Potentialsonden

Zur Erfassung des elektrischen Potentials während der Rissausbreitung wurde der hochtemperaturbeständige Vacromium80-Draht (NiCr 8020) mit einem Durchmesser von 0,46 mm mittels Widerstandsschweißen auf die Probenoberfläche aufgebracht. Eine makroskopische Aufnahme, die die Anordnung der Potentialsondendrähte zur Kerbe verdeutlicht, zeigt Abb. 3.6 (b). Weitere Details finden sich in [Dit12].

4 Versuchseinrichtungen, -durchführungen und- auswertung

4.1 Versuchsaufbau

4.1.1 Ermüdungsversuche

Sämtliche Versuche, bei denen hochfrequente Schwingungen mit einer Frequenz von 60 Hz erforderlich waren, wurden an einem servohydraulischen Prüfstand der Bauart Schenck mit einer maximalen Prüfkraft von 100 kN durchgeführt. Ein schematischer Versuchsaufbau wird in Abb. 4.1 gezeigt. Die Proben wurden induktiv mittels Hochfrequenzgenerator der Bauart Hüttinger und wassergekühlter Kupferspule erwärmt. Die Temperaturregelung gewährleistete ein separater Digitalregler der Firma Jumo. Die dazu notwendige Temperaturmessung erfolgte mit Hilfe eines NiCr-Ni-Bandthermoelements (Typ K), welches im Zentrum der Probenmessstrecke angelegt wurde. Die Proben wurden im Einspannbereich mit Hilfe von wasserdurchströmten Probenfassungen gekühlt. Zur Messung der Dehnung diente ein kapazitiver Dehnungsaufnehmer, welcher über Keramikschnitten reibschlüssig auf der Probe befestigt wurde. Die Messstrecke betrug dabei 15 mm und entspricht dem Abstand der etwa 100 mm langen Keramikschenkel mit einem Durchmesser von 5,2 mm zu Versuchsbeginn. Zur Kraftmessung wurde eine handelsübliche Kraftmessdose der Firma Interface verwendet. Die Sollwertvorgabe der Signale für LCF-Beanspruchungen und die Messwerverfassung erfolgte rechnergesteuert. Signale bei hochfrequenten Beanspruchungen wurden durch einen Funktionsgenerator vorgegeben. Für die Versuche unter reiner LCF-Beanspruchung wurden elektromechanische Prüfmaschinen der Firma Zwick verwendet, die sich im Versuchsaufbau nur durch den Antrieb zu den servohydraulischen Prüfmaschinen unterscheiden.

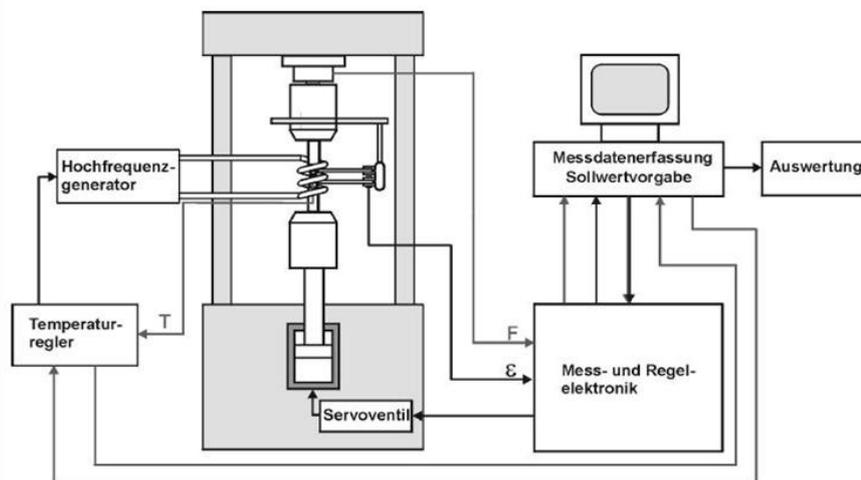


Abb. 4.1: Schematischer Versuchsaufbau der servohydraulischen Prüfmaschine

4.1.2 Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde

Zur Rissausbreitungsmessung mittels Gleichstrompotentialsonde wurde anstatt der induktiven Heizung ein Widerstandsofen verwendet. Die Temperatur wurde dabei mit einem NiCr–Ni-Bandthermoelement (Typ K) auf der Probenoberfläche direkt oberhalb der Potentialsonde gemessen. Der Temperaturunterschied zwischen der Messstelle an der Kerbe und an der Position, wo die Potentialsonden angebracht werden, wurde ohne Potentialsonden überprüft und lag unter 1 °C bei 650 °C. Die Messwerverfassung erfolgt extern mit einem System Spider8 der Firma HBM. Bilder zum Versuchsaufbau finden sich in [Dit12].

4.2 Versuchsdurchführung

Sämtliche Versuche wurden isotherm bei einer Temperatur von 650 °C durchgeführt.

4.2.1 Niederzyklische Ermüdung (LCF)

Die schematische Darstellung eines trapezförmigen LCF-Zyklus zeigt Abb. 4.2. (a). Die vorgegebene Maximaldehnung wurde innerhalb von 5 Sekunden angefahren, anschließend 60 Sekunden gehalten und innerhalb von 5 Sekunden wieder auf Dehnung Null gefahren. Ergänzend wurden auch LCF-Versuche ohne Haltezeiten durchgeführt. Bei den Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta\varepsilon_t = 0,6\%$ und $\Delta\varepsilon_t = 0,4\%$ wurde ohne Haltezeit die Grenzlastspielzahl N_G auf 50.000 bzw. 400.000 gesetzt, während diese bei den Versuchen mit Haltezeit bei 20.000 lag.

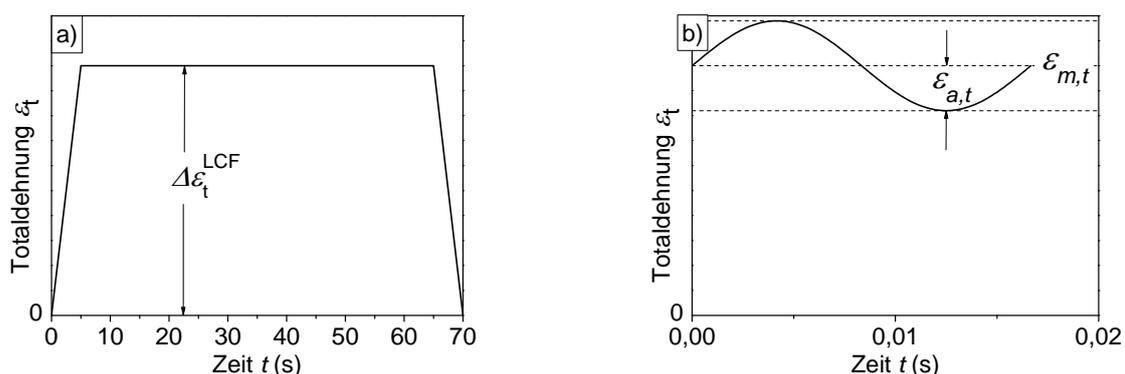


Abb. 4.2: Form und Dauer eines (a) LCF-Zyklus und eines (b) HCF-Zyklus

4.2.2 Hochzyklische Ermüdung (HCF)

Unter dehnungsgeregelter HCF-Beanspruchung wurden die Proben mit einer Totaldehnungsamplitude $\varepsilon_{a,t}$ bei einer vorgegebenen totalen Mitteldehnung $\varepsilon_{m,t}$ mit einer Frequenz von 60 Hz hochzyklisch beansprucht (vgl. Abb. 4.2 (b)). Die Grenzlastspielzahl, bei deren Erreichen ein Versuch abgebrochen und die Probe als wechsel- bzw. dauerfest eingestuft wurde, betrug 10^7 Lastspiele. Aus Zeit- und Kostengründen konnten die Wechsel- bzw. Dauerfestigkeit bei den unterschiedlichen Mitteldehnungen nicht statistisch abgesichert werden. Bei der jeweiligen Mitteldehnung wurde der entsprechende Kennwert aus 6 bis 8 Versuchen im Übergangsbereich abgeschätzt. Ergänzend wurden kraftkontrollierte Versuche unter HCF-Beanspruchung bei Mittelspannungen von 0, 300 und 600 MPa durchgeführt. Dabei betrug die Frequenz ebenfalls 60 Hz. Die Grenzlastspielzahl wurde auch auf 10^7 Lastspiele gesetzt, wobei zwei Versuche mit einer vorgegebenen Grenzlastspielzahl von 10^8 Lastspielen durchgeführt wurden.

4.2.3 Kombinierte nieder- und hochzyklische Ermüdung (CCF)

Das CCF-Beanspruchungsprofil setzt sich aus der Kombination von LCF- und HCF-Beanspruchung zusammen und wird schematisch in Abb. 4.3 dargestellt. Die totale Dehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_t$ ergibt sich dabei aus der Summe der totalen Schwingbreite der LCF-Beanspruchung $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}}$ und HCF-Beanspruchung $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$. Aufgrund der unterschiedlichen Frequenzen ergibt sich ein Zyklenverhältnis $n = 4.200$, wobei 3.600 HCF-Zyklen während der Haltezeit ablaufen.

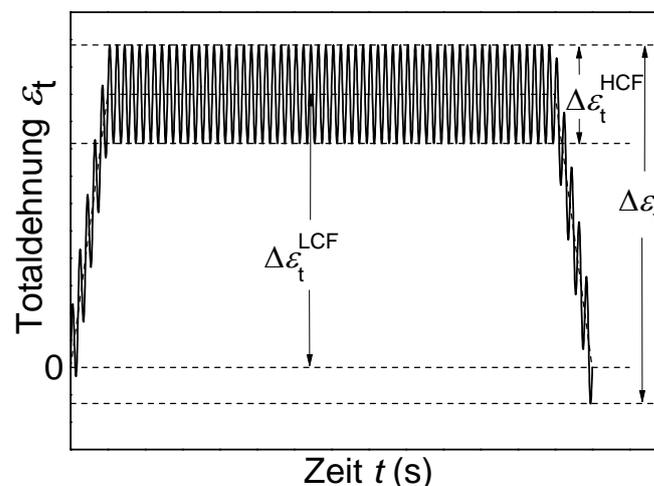


Abb. 4.3: Schema zum CCF-Beanspruchungsprofil

4.2.4 Untersuchungen zur Oberflächenschädigung

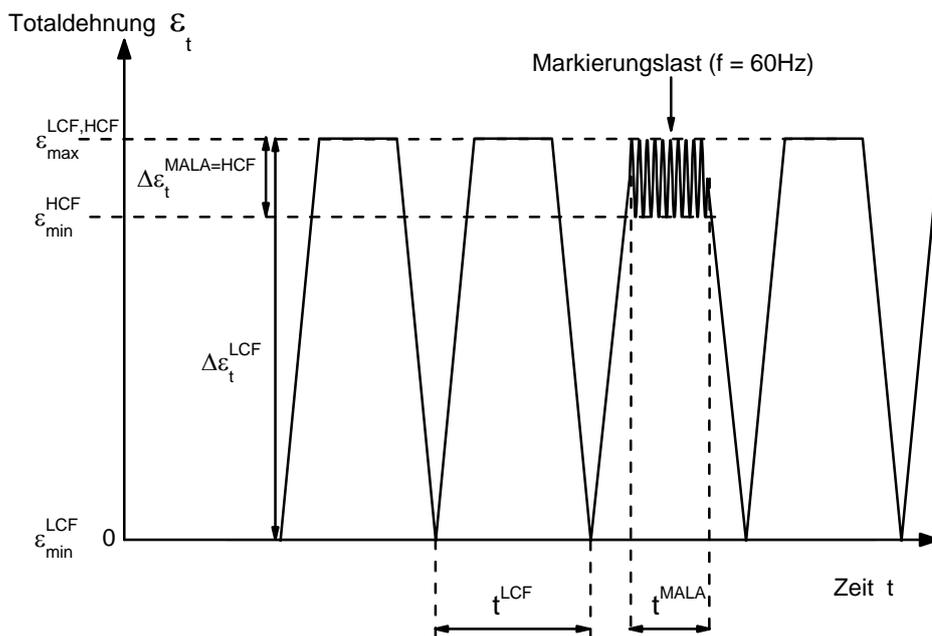
Die polierten Proben wurden nach Erreichen einer vorgegebenen Anzahl an LCF-Zyklen aus den Probenfassungen ausgebaut und mit einem konfokalen Weißlichtmikroskop untersucht, welches in Funktion eines Lichtmikroskops genutzt wurde. Aufgrund einer im Bezug zum Tisch des Mikroskops festgelegten Probenposition konnten Aufnahmen der Probenoberfläche immer an der gleichen Stelle vorgenommen werden. Nach der Untersuchung wurden die Proben bis zu einer vorgegebenen Lastspielzahl erneut beansprucht und untersucht. Nach Probenbruch wurden fraktographische Analysen mittels Makroskop und Rasterelektronenmikroskop durchgeführt.

4.2.5 Lastmarkierungstechnik bei LCF-Beanspruchung

In Abb. 4.4 wird schematisch das Profil der LCF-Beanspruchung mit zusätzlichen Markierungslasten gezeigt. Eine Markierungslast (MALA) bestand aus in regelmäßigen Intervallen von LCF-Zyklen eingefügten HCF-Zyklen mit einer Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_t^{\text{MALA} = \text{HCF}} = 0,2 \%$ und einer Frequenz von 60 Hz. Diese Totaldehnungsschwingbreite wurde anhand der vorausgegangen dehnungskontrollierten HCF-Versuche gewählt, da diese bis etwa 10^7 Lastspiele ertragen werden kann. Dadurch soll gewährleistet werden, dass das Risseinleitungsverhalten nicht signifikant durch die eingefügten Markierungslasten beeinflusst wird. Die Rampe bis zum Erreichen der Mitteldehnung der Markierungslast wurde zusammen mit der abfallenden Rampe als LCF-Zyklus gezählt. Die Mitteldehnung während der Markierungslast wurde so gewählt, dass die Maximaldehnung im Vergleich zum LCF-Zyklus nicht verändert wurde. Die Zyklusdauer jeder Markierungslast t^{MALA} blieb bis auf den Versuch bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 1 \%$ während jedes Versuchs bei 50 s. Das Markierungslastintervall als auch der Beginn der Markierungslast wurde jedoch in Abhängigkeit von $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}}$ variiert. Dies wurde getan, um einen akzeptablen Kompromiss zwischen Detektierbarkeit und zusätzlicher Schädigung zu erreichen. Die Versuchsparameter sind in Tab. 4.1 zusammengefasst.

Tab. 4.1: Dauer, Beginn und Intervall der Markierungslasten bei LCF-Bedingungen

| $\Delta\varepsilon_t$ [%] | Markierungslastintervall [LCF-Zyklen] | Markierungslastbeginn nach [LCF-Zyklen] | Dauer der Markierungslast t^{MALA} [s] |
|---------------------------|---------------------------------------|---|--|
| 1 | 40 | 40 | 2x150; 3x100; Rest 50 |
| 0,9 | 100 | 100 | 50 |
| 0,8 | 200 | 200 | 50 |
| 0,7 | 300 | 2000 | 50 |

**Abb. 4.4:** LCF-Beanspruchungsprofil mit Markierungslasten [Lin11]

4.2.6 Lastmarkierungstechnik bei CCF-Beanspruchung

Die Schädigungsentwicklung bei CCF-Beanspruchung wurde bei $\Delta\varepsilon_t^{LCF} = 0,8 \%$ und unterschiedlichen $\Delta\varepsilon_t^{HCF}$ mit Hilfe der Lastmarkierungstechnik untersucht. Die Markierungslastzyklen wurden ohne (Typ A) und mit Haltezeit $t_H = 50$ s (Typ B) in das CCF-Beanspruchungsprofil eingefügt. Die Maximaldehnung der Markierungslast entsprach der Maximaldehnung bei CCF-Beanspruchung. Schematische Darstellungen von Ausschnitten der beiden CCF-Versuchsführungen sind in Abb. 4.5 dargestellt. Die Anzahl an Markierungslastzyklen zwischen den CCF-Blöcken und die Anzahl an CCF-Blöcken zwischen den Markierungslasten sind in Tab. 4.2 angegeben.

Tab. 4.2: Typ, Intervall und Anzahl an Markierungslastzyklen bei CCF-Bedingungen

| $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} [\%]$ | Typ | Anzahl an Markierungslastzyklen Zwischen den CCF-Blöcken | Markierungslastintervall [CCF-Blöcke] |
|---|-----|---|--|
| 0,15 | A | 5 | 5 |
| 0,09 | B | 15 | 20 |
| 0,06 | B | 20 | 40 |

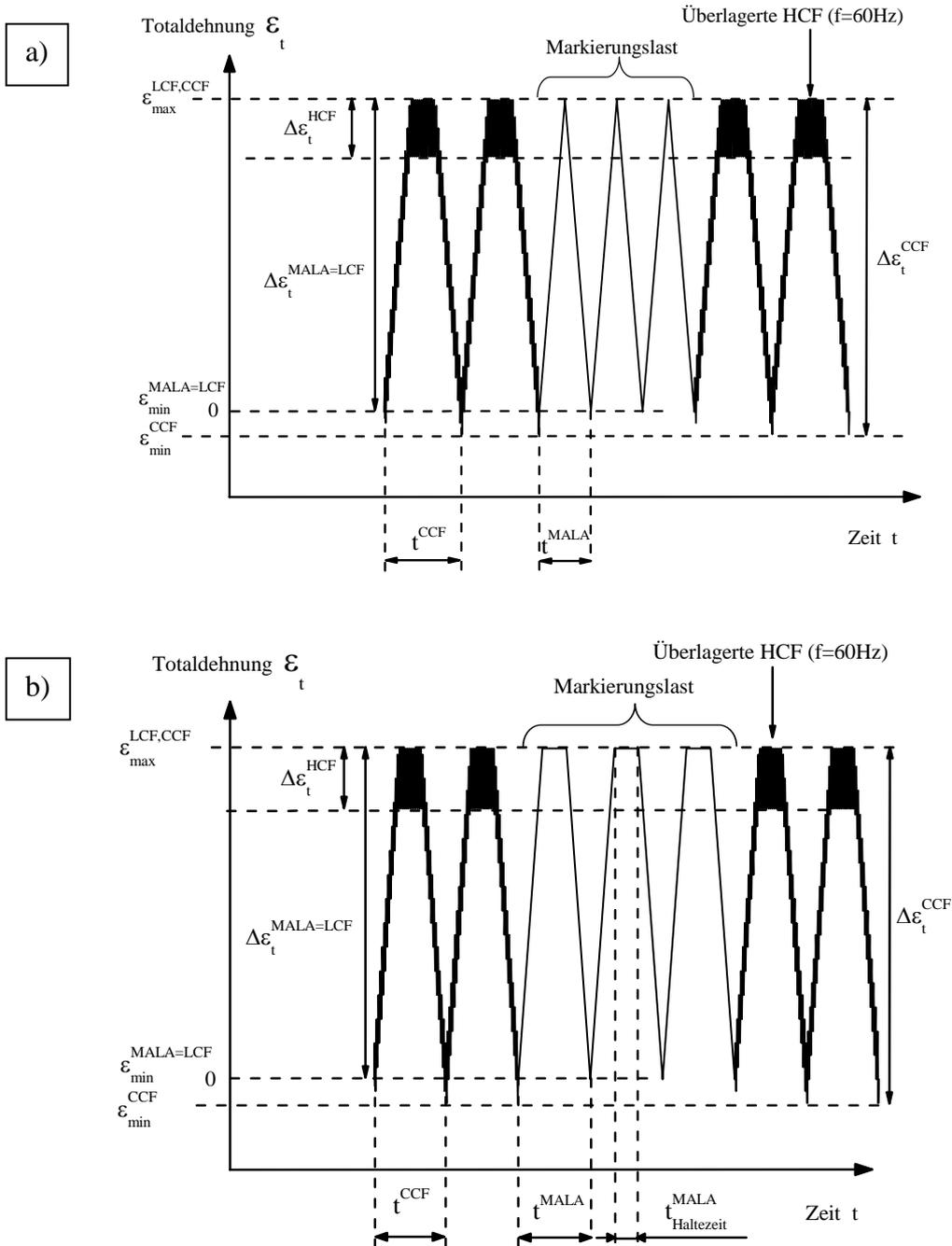


Abb. 4.5: Schematische Darstellung der Versuchsführung bei CCF-Beanspruchung mit Markierungslasten (a) vom Typ A und (b) vom Typ B [Lin11]

4.2.7 Rissausbreitungsmessungen mittels Gleichstrompotentialsonde

Die mikrogekerbten Proben (vgl. Abb. 3.4 und Abb. 3.6 (b)) wurden bei einer Spannungsamplitude $\sigma_a = 600$ MPa und einer Frequenz $f = 1$ Hz bei $R = -1$ angeschwungen. Die Parameter wurden gewählt um ein normalspannungskontrolliertes Risswachstum ohne zyklisches Kriechen und Mehrfachrissinitiierung zu erreichen. Zur Kalibrierung der Gleichstrompotentialsonde wurde die Lastmarkierungstechnik nach dem Anschwingen angewandt. Hierzu wurden zunächst periodisch nach 10.000 HCF-Zyklen mit einer Frequenz $f = 60$ Hz und einer Spannungsschwingbreite $\Delta\sigma = 240$ MPa fünf LCF-Zyklen bei $R^{\text{LCF}} = 0$ als Markierungslast eingebracht, wobei die Maximalspannung konstant bei 800 MPa blieb. Bei weiteren Versuchen trat zyklisches Kriechen auf, so dass die Kalibrierung unter den gewählten Versuchsbedingungen nicht erfolgreich beendet werden konnte. Daher wurden für weitere Versuche die Maximalspannung auf 750 MPa und das Lastverhältnis auf $R^{\text{LCF}} = 0,8$ gesenkt, um zyklisches Kriechen zu vermeiden. Nach der erfolgten Kalibrierung der Gleichstrompotentialsonde wurde bis zu einer Anrisstiefe von etwa 360 μm angeschwungen. Nach dem Anschwingen wurde das Stufenwechselverfahren nach Marci [Mar89] (s. Abschn. 2.6.6) angewandt. Im Gegensatz zu Marci wurde hierbei jedoch die Spannung und nicht der Spannungsintensitätsfaktor geregelt. Dieses Belastungsprofil wurde gewählt, weil es dem Belastungsprofil bei CCF-Beanspruchung sehr nahe kommt. In Abb. 4.6 ist die beschriebene Vorgehensweise anschaulich dargestellt. Nach dem Anschwingen werden 10 bis 20 Zyklen bei $R = 0$ und $\sigma_{\text{max}} = 750$ MPa aufgebracht. Die anschließende HCF-Stufe hatte Lastverhältnisse von $R^{\text{HCF}} = 0,7$ und $0,75$. Die Mittelspannung wurde in Abhängigkeit von der Spannungsamplitude so gewählt, dass die Maximalspannung bei 750 MPa konstant blieb.

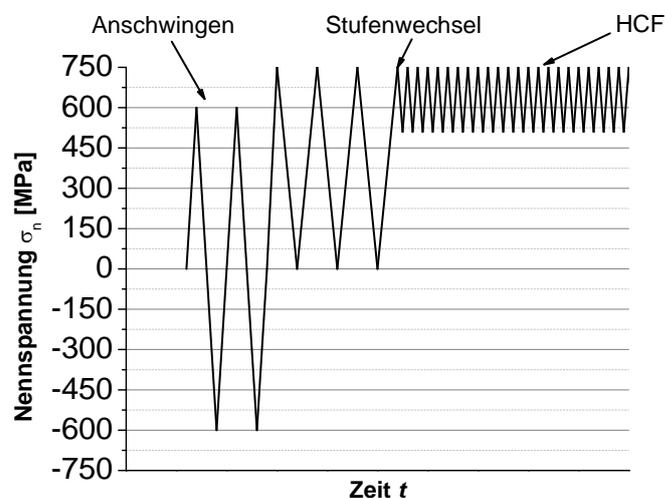


Abb. 4.6: Anschwingen und anschließende Stufenwechselmethode nach [Mar89]

4.3 Versuchsauswertung

4.3.1 Zyklisches Verformungsverhalten und Schädigungsparameter

Aus den aufgenommenen Hysteresis-Schleifen wurden mittels des institutseigenen Auswerteprogramms AWNEU die charakteristischen Kennwerte wie Maximal- (σ_{\max}), Minimal- (σ_{\min}), Mittelspannung (σ_m), Spannungsamplitude (σ_a) E-Modul (E) sowie die Totaldehnungsamplitude ($\varepsilon_{a,t}$) und die plastischen Dehnungsamplitude ($\varepsilon_{a,p}$) ausgewertet. Dadurch konnten Wechselverformungskurven und der Schädigungsparameter P_{SWT} nach Gl. 2.2 bestimmt werden. Der Schädigungsparameter P_{SWT} wurde aus den Kennwerten bei halber Versagenslastspiel bestimmt.

4.3.2 Lebensdauerverhalten

Als Versagenkriterium wurde unter LCF und CCF der makroskopische Anriss definiert. Das Anrisskriterium wurde über einen Lastabfall der induzierten Maximalspannung festgelegt. Als Anrisslastspielzahl N_A wurde die Lastspielzahl betrachtet, bei der die Abweichung des Verlaufes der Maximalspannung gegenüber dem als stabilisiert erkannten Verlauf 10 % beträgt. Dies entspricht bei der verwendeten Probengeometrie einer Risstiefe von etwa 1,5 mm, wenn keine Nebenrisse vorhanden sind. Für HCF-Beanspruchung wurde als Versagenslastspielzahl die Bruchlastspielzahl definiert.

4.3.3 Vermessung von Lastmarkierungen und Blockstreifen

Die Aufnahmen der auf der Bruchfläche sichtbaren Lastmarkierungen wurden am Rechner mittels der Bildanalysesoftware Olympus Stream vermessen. Die Vermessungsverfahren sind [Lin11] entnommen und sind für einen Oberflächen- und Innenanriss in Abb. 4.7 veranschaulicht. Der Rissfortschritt während der i -ten Markierungslast Δa_i^{LAMA} wurde aus der Differenz der Risstiefe nach a_{i+1} und vor a_i der Markierungslast bestimmt. Im Fall der Vereinigung zwei Anrisse während der Rissausbreitung wurde das in Abb. 4.7(c) dargestellte Vermessungsverfahren angewandt. Dabei wurden zuerst die beiden Anrisse (a) und (b) separat vermessen. Nach der Vereinigung wurde ein imaginärer Ursprung des Risses für die weitere Vermessung herangezogen. Der Rissursprung befindet sich an der Oberfläche der Probe, auf einer imaginären Linie in radialer Richtung.

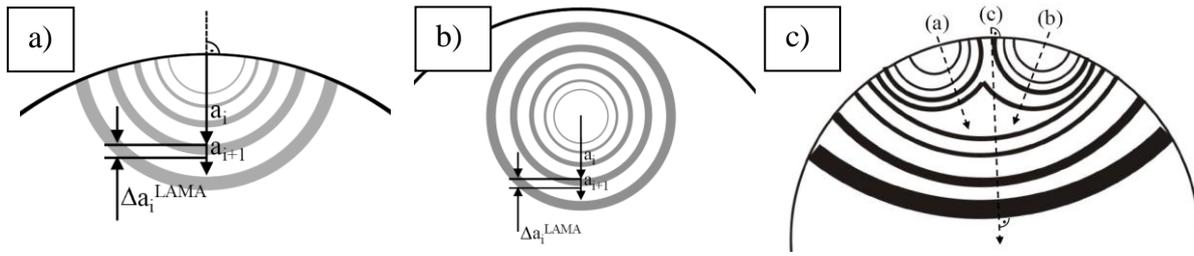


Abb. 4.7: Schematische Darstellung des Vermessungsverfahrens der Lastmarkierungen bei (a) Außenanriss und (b) Innenanriss und (c) bei doppeltem Anriss und anschließender Rissvereinigung [Lin11]

4.3.4 Zuordnung der Lastmarkierungen und Blockstreifen zu den Zyklen

Der Lastmarkierung mit der größten Risstiefe wurde der entsprechende LCF-Zyklus bzw. CCF-Block vor und nach der letzten Markierungslast zugeordnet. Ausgehend von der letzten Markierungslast wurden aufgrund des definierten Beanspruchungsprofils die weiteren Lastmarkierungen den entsprechenden LCF-Zyklen bzw. CCF-Blöcke vor und nach den Markierungslasten zugeordnet. Unter CCF-Beanspruchung ohne Markierungslast wurde dem unmittelbar vor Probenbruch gebildeten Blockstreifen der vorletzte CCF-Block zugeordnet.

4.3.5 Korrektur bei Verwendung der Lastmarkierungstechnik

Die unter Verwendung der Lastmarkierungstechnik bestimmten Anrisslastspielzahlen und die Risstiefenverläufe unter LCF wurden beim Auftreten von Lastmarkierungen nach [Wei91] korrigiert. Hierbei wird gemäß

$$\left(N_{LCF-Mark}\right)_i = \frac{\Delta a_i^{LAMA}}{\left(\frac{da}{dN}\right)_{i-1}^{LCF}} \quad \text{Gl. 4.1}$$

anhand der durchschnittlichen LCF-Risswachstumsrate vor der i -ten Markierungslast, die Anzahl an LCF-Zyklen $N_{LCF-Mark}$ berechnet, die erforderlich gewesen wäre, um den Rissfortschritt während der i -ten Markierungslast Δa_i^{LAMA} zu erreichen. Da die LCF-Risswachstumsrate nur zwischen den Lastmarkierungen bestimmt werden kann, wurde zur Korrektur der ersten Lastmarkierung die LCF-Rissfortschrittsrate zwischen der ersten und der zweiten Lastmarkierung verwendet. Eine Korrektur wurde erst ab $\Delta a_i^{LAMA} > 5 \mu\text{m}$ durchgeführt. Analog erfolgte eine Korrektur unter CCF-Bedingungen. Die LCF-Markierungslastzyklen wurden unter CCF mitgezählt. Folglich ist unter LCF die korrigierte Anrisslastspielzahl $N_{A,korrigiert}$ stets höher als N_A , während unter CCF $N_{A,korrigiert}$ kleiner als N_A ist, wenn die Rissausbreitungsrate unter CCF höher ist als während der LCF-Markierungslastzyklen.

4.3.6 Gleichstrompotentialsondenmessung

Das Potential wurde auf das Anfangspotential V_n (n für notch) normiert, welches vor dem Anschwingen an der gekerbten Probe anliegt. Das normierte Potential wurde aufgrund unterschiedlicher Verhältnisse von Risstiefe a zur halben Rissbreite b der Lastmarkierungen zunächst der Rissfläche zugeordnet. Die Rissfläche wurde aus der Summe der Flächeninhalte einer halben Ellipse und eines Kreissegments anhand der vermessenen charakteristischen Größen dieser Geometrien berechnet. Die Kalibrierkurve stellt daher einen Verlauf des normierten Potentials als Funktion der Rissfläche dar. Für verschiedene Verhältnisse von a/b zwischen 0,7 und 1,2 in einem Intervall von 0,1 erfolgte eine Zuordnung des normierten Potentials zur Risstiefe. Das Verhältnis a/b wurde bei den einstufigen Versuchen aus der Rissgeometrie unmittelbar vor dem Gewaltbruch bestimmt. Für die bruchmechanische Auswertung wurde ein Zykleninkrement $\Delta N = 6.000$ verwendet. Eine detailliertere Beschreibung findet sich in [Dit12].

4.3.7 Bruchmechanische Auswertung

Die mittels Lastmarkierungstechnik und Gleichstrompotentialsonde erfassten Risstiefenverläufe wurden bruchmechanisch ausgewertet. Für die Berechnung der Rissfortschrittsrate da/dN wurde die Sekantenmethode nach ASTM-Norm [AST05] angewandt. Zur Berechnung des Spannungsintensitätsfaktors K wurde für Oberflächenrisse die Lösung von Forman und Shivakumar [For86] und für kreisförmige Innenrisse die Lösung in [Hah76] verwendet.

4.3.8 Fraktographische Untersuchungen

Die Bruchflächen wurden mittels Makroskop der Firma Wild, Lichtmikroskop (LM) der Firma Zeiss und Rasterelektronenmikroskop (REM) Evo40 der Firma Zeiss aufgenommen. Die Beschleunigungsspannung lag zwischen 10 und 15 kV.

4.4 Quasistatische mechanische Eigenschaften

Zur Grundcharakterisierung des Versuchswerkstoffes wurden sieben Warmzugversuche bei 650 °C und einer Dehnrates von 10^{-3} s^{-1} an Proben der gleichen Messstreckengeometrie wie in Abb. 3.3 gezeigt, durchgeführt. Die Versuche wurden mit einer Universalprüfmaschine der Bauart Zwick durchgeführt. Zur Erfassung der Dehnung wurden ein kapazitives System, mit dem die Dehnung in der Messstrecke der Probe erfasst wurde und ein induktives System, mit dem die Probendehnung aus der Querhauptverschiebung abgeschätzt wird, eingesetzt. Das kapazitive System liefert in Anfangsbereich der Verfestigungskurven die sehr genauen Dehnungswerte, reicht aber wegen des beschränkten Messbereiches nicht aus, die gesamte Verfestigungskurve bis zum Probenbruch aufzunehmen. Große Totaldehnungen wurden daher aus dem Signal des induktiven Wegmesssystems abgeleitet. Beispielhaft sind in Abb. 4.8 die Zugverfestigungskurven dargestellt, die mit dem kapazitiven und dem induktiven Messsystem ermittelt wurden. Die Proben schnüren nicht signifikant ein. Die Zugfestigkeit R_m entspricht damit der Nennspannung, bei der der Bruch erfolgt. Die dazugehörige Dehnung bei Höchstkraft A_{gt} wurde aus den Zugverfestigungskurven ermittelt. Die Mittelwerte und die Standardabweichung der Zugversuchskennwerte sind in Tab. 4.3 zusammengefasst.

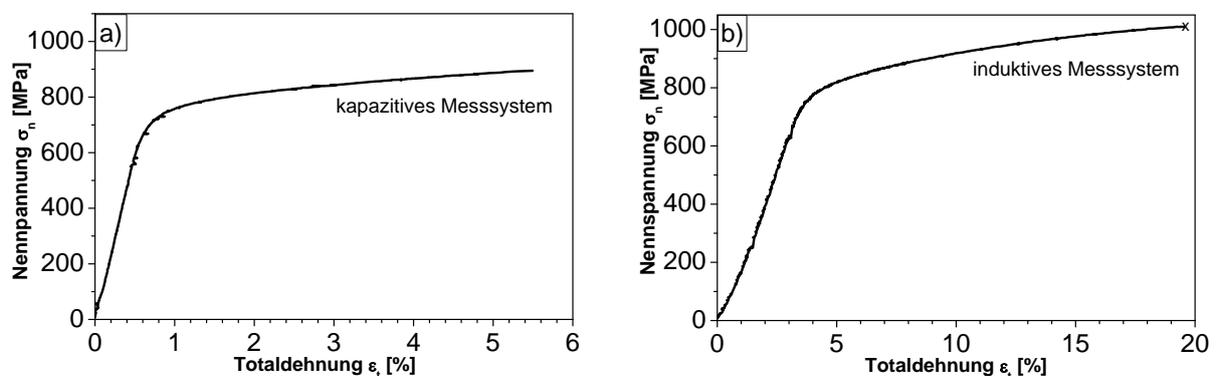


Abb. 4.8: Warmzugversuche von MAR-M247LC mittels (a) kapazitivem und (b) induktivem Messsystem

Tab. 4.3: Zugversuchskennwerte von MAR-M247 LC bei 650 °C

| | E -Modul [GPa] | $R_{p0,2}$ [MPa] | R_m [MPa] | A_{gt} [%] |
|-------------------------|---------------------|---------------------|----------------|-----------------|
| Mittelwert | 152 | 754 | 1005 | 15,30 |
| Standard- abweichung | 6,53 | 26,9 | 12,3 | 2,46 |

5 Niederzyklische Ermüdung

5.1 Zyklisches Verformungsverhalten

5.1.1 Hysteresisschleifen

Als Beispiele für das zyklische Verformungsverhalten während eines Zyklus werden in Abb. 5.1 zwei Hysteresisschleifen gezeigt, die bei einer Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ aufgezeichnet wurden. Im ersten Zyklus setzt eine deutliche plastische Verformung bis zur maximalen Dehnung ein, wie Abb. 5.1 (a) zeigt. Während der Rückverformung treten deutlich geringere plastische Verformungen auf, so dass bei der Ausgangsdehnung die Druckspannungen betragsmäßig nur um knapp 200 MPa kleiner sind als die Maximalspannung. Die Werte der Mittelspannung liegen trotz der hohen totalen Mitteldehnung $\varepsilon_{m,t} = 0,5\%$ mit etwa 100 MPa nur leicht im Zugbereich. Zum Vergleich wird in Abb. 5.1 (b) eine Hysteresisschleife bei halber Anrisslastspielzahl gezeigt. Die eingeschlossene Fläche und damit die plastische Dehnungsamplitude $\varepsilon_{a,p}$ abgenommen und die Beträge von Maximal- und Minimalspannung sind im Vergleich zum ersten Zyklus angestiegen. Die Minimalspannung σ_{\min} hat dabei stärker abgenommen als die Maximalspannung σ_{\max} zugenommen hat, so dass die Mittelspannung σ_m abgesunken ist. Trotz der hohen Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ zeigt der Werkstoff nach wenigen Zyklen makroskopisch ein nahezu elastisches Werkstoffverhalten. Dies wird im Folgenden anhand der Wechselverformungskurven gezeigt.

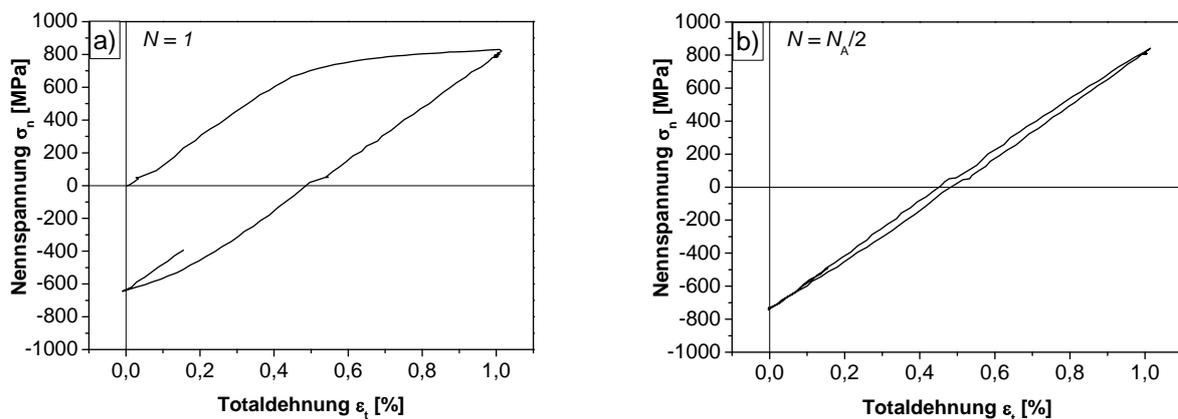


Abb. 5.1: Hysteresisschleifen bei $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ (a) im ersten Zyklus und (b) bei halber Anrisslastspielzahl

5.1.2 Wechselverformungskurven

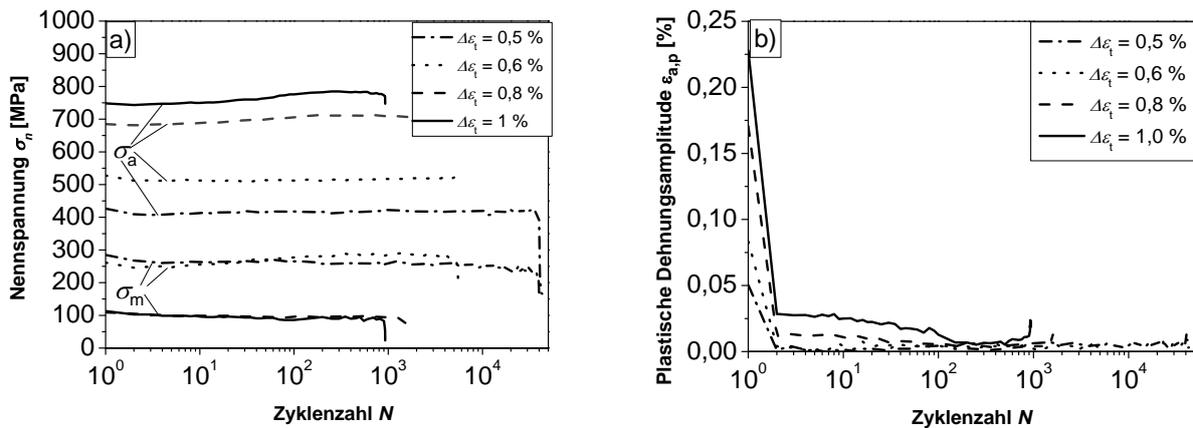


Abb. 5.2: (a) Spannungsamplitude σ_a und Mittelspannung σ_m und (b) plastische Dehnungsamplitude $\epsilon_{a,p}$ als Funktion der Zyklenzahl N bei verschiedenen Totaldehnungsschwingbreiten

In Abb. 5.2 werden charakteristische Kenngrößen der aufgezeichneten Hysteresisschleifen in Abhängigkeit der Zyklenzahl N gezeigt. Die Kenngrößen zeigen dabei unterschiedliche Verläufe in Abhängigkeit der gewählten Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\epsilon_t$. Bei $\Delta\epsilon_t \geq 0,8\%$ nimmt die Spannungsamplitude σ_a zunächst mit zunehmender Zyklenzahl zu, bevor diese in den letzten Zyklen abfällt, wie Abb. 5.2 (a) zeigt. Der mit der zyklischen Verfestigung verbundene leichte Anstieg der Spannungsamplitude ist bei der höheren Totaldehnungsschwingbreite ausgeprägter. Hingegen bleibt die Spannungsamplitude bei $\Delta\epsilon_t \leq 0,6\%$ nahezu konstant. Während im ersten Zyklus bei allen Beanspruchungsbedingungen plastische Dehnungsamplituden vorliegen, werden nach dem ersten Zyklus plastische Dehnungsamplituden nur bei $\Delta\epsilon_t \geq 0,8\%$ festgestellt, wie in Abb. 5.2 (b) zu sehen ist. Die Spannungsamplituden σ_a bei $\Delta\epsilon_t \leq 0,6\%$ liegen daher stets unterhalb der zyklischen Streckgrenze. Die plastischen Dehnungsamplituden sind bei $\Delta\epsilon_t = 1,0\%$ größer als bei $\Delta\epsilon_t = 0,8\%$, so dass mehr plastische Dehnungsanteile in elastische umgewandelt werden können. Dies erklärt die stärkere zyklische Verfestigung bei $\Delta\epsilon_t = 1,0\%$ als bei $\Delta\epsilon_t = 0,8\%$. Mit zunehmender Totaldehnungsschwingbreite nimmt unter den gewählten Beanspruchungsbedingungen die Mittelspannung ab. Aufgrund des Verformungsverhaltens im ersten Zyklus (s. Abb. 5.1 (a)) werden bei hohen Totaldehnungsschwingbreiten nur leicht höhere Maximalspannungen, jedoch deutlich kleinere Minimalspannungen während der Rückverformung erreicht. Die Mittelspannungen bleiben bei $\Delta\epsilon_t \leq 0,6\%$ nahezu konstant, wohingegen bei $\Delta\epsilon_t \geq 0,8\%$ ein Abfall der Mittelspannung zu beobachten ist. Dieser Mittelspannungsabfall ist bei $\Delta\epsilon_t = 1,0\%$ etwas ausgeprägter als bei $\Delta\epsilon_t = 0,8\%$.

5.1.3 Zyklische Spannungs-Dehnungskurve

Zur Beschreibung des stabilisierten zyklischen Spannungs-Dehnungs-Verhaltens wurden zwei ergänzende Versuche bei einer Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta\varepsilon_t = 1,2\%$ und $1,4\%$ durchgeführt. Zur Beschreibung der zyklischen Spannungs-Dehnungskurve (ZSDK) wird die Ramberg-Osgood-Beziehung

$$\varepsilon_{a,t} = \frac{\sigma_a}{E'} + \left(\frac{\sigma_a}{K'} \right)^{1/n'} \quad \text{Gl. 5.1}$$

verwendet. Der zyklische Verfestigungskoeffizient K' , der zyklische Verfestigungsexponent n' und der zyklischen E-Modul E' werden in Abb. 5.3 zusammen mit der ZSDK gezeigt. Der zyklische E-Modul E' entspricht dem Mittelwert des E-Moduls bei halber Anrisslastspielzahl, der aus den zur Erstellung der ZSDK verwendeten Versuche. Die Abweichung der Punkte zur ZSDK wird hauptsächlich durch den unterschiedlichen E-Modul der verwendeten Proben verursacht. Bei einer Totaldehnungsamplitude $\varepsilon_{a,t} = 0,3\%$ treten keine plastischen Dehnungsamplituden bei halber Anrisslastspielzahl (vgl. Abb. 5.2 (b)) auf, so dass diese Abweichung nur durch unterschiedliche elastische Eigenschaften hervorgerufen werden kann. Als Ersatz für die zyklische Streckgrenze $R_{eS,zykl}$ wird eine zyklische Feindehngrenze $R_{p0,01,zykl}$ bei einer plastischen Dehnungsamplitude $\varepsilon_{a,p} = 0,01\%$ verwendet. Die zyklische Feindehngrenze $R_{p0,01,zykl}$ entspricht dabei einer Spannungsamplitude von 685 MPa.

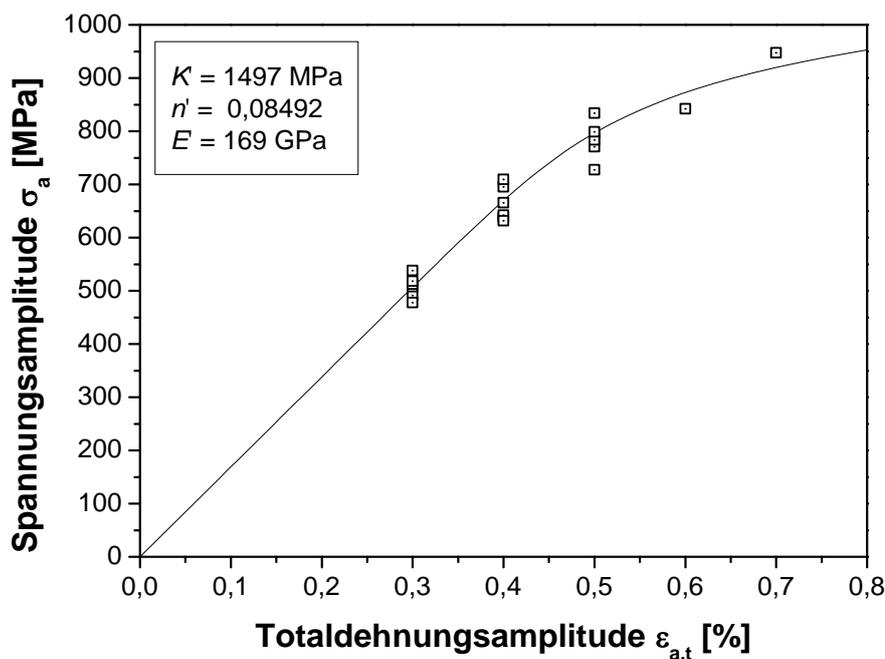


Abb. 5.3: Zyklische Spannungs-Dehnungs-Kurve

5.2 Lebensdauerverhalten

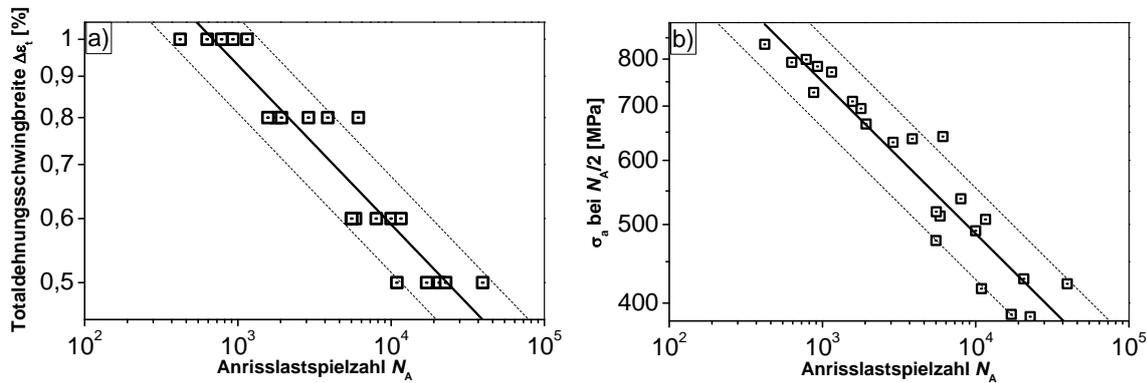


Abb. 5.4: Wöhlerdiagramme: (a) $\Delta \epsilon_t - N_A$ und (b) $\sigma_a - N_A$

Das Lebensdauerverhalten bei LCF mit Haltezeit $t_h = 60$ s und ohne Markierungslasten zeigt Abb. 5.4. In Abb. 5.4. (a) wird das Dehnungs-Wöhlerdiagramm vorgestellt, in dem die unterschiedlichen Anrisslastspielzahlen N_A bei den vorgegebenen Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta \epsilon_t$ zu sehen sind. Die Ermüdungslebensdauer zeigt in dieser Auftragung deutliche Streuungen. Zur Bewertung der Streuung wurde eine Wöhlerlinie, die durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann, mittels linearer Regression an die Versuchsdaten angepasst. Zu der Wöhlerlinie wurden zwei weitere Linien hinzugefügt, die bei gleicher Totaldehnungsschwingbreite, die doppelte bzw. die halbe Anrisslastspielzahl der Wöhlerlinie wiedergeben. Bei $\Delta \epsilon_t \geq 0,8$ % liegen die jeweiligen Lebensdauern der einzelnen Proben tendenziell oberhalb der Wöhlerlinie, während diese bei $\Delta \epsilon_t \leq 0,6$ % eher darunter liegen. Zwei Datenpunkte liegen sogar außerhalb des Bereichs, der durch die äußeren Linien eingegrenzt wird. Zum Vergleich wird in Abb. 5.4 (b) die Spannungsamplitude σ_a bei halber Anrisslastspielzahl als Funktion der Anrisslastspielzahl gezeigt. Dabei wurden die Anfangs- und Endwerte der Skala der Ordinatenachse aus den Anfangs- und Endwerten der Skala der Ordinatenachse der Dehnungs-Wöhlerlinie berechnet, indem Dehnungswerte mit der Hälfte des zyklischen E-Moduls multipliziert wurde. Dadurch können die Wöhlerlinien in beiden Diagrammen verglichen werden. Die Steigungen der Wöhlerlinien sind fast gleich, weil bei halber Anrisslastspielzahl sich der Werkstoff makroskopisch praktisch rein elastisch verformt (vgl. Abschn. 5.1.2). Es wird keine Übergangslastspielzahl, bei der die plastische Dehnungsschwingbreite $\epsilon_{a,p}$ der elastischen Dehnungsschwingbreite $\epsilon_{a,e}$ entspricht, im untersuchten Lebensdauerbereich beobachtet. Daher kann die Wöhlerlinie im Dehnungs-Wöhlerdiagramm quasi wie im Spannungs-Wöhlerdiagramm durch die Basquin-Beziehung beschrieben werden. Im Spannungs-Wöhlerdiagramm zeigen

sich bei hohen Spannungsamplituden $\sigma_a > 600$ MPa im Vergleich zum Dehnungs-Wöhlerdiagramm geringere Streuungen. Hingegen sind die Streuungen bei Spannungsamplituden $\sigma_a < 600$ MPa etwa so groß wie im Dehnungs-Wöhlerdiagramm. Wie im Dehnungs-Wöhlerdiagramm liegt die Lebensdauer der einzelnen Proben bei hohen Beanspruchungsamplituden eher oberhalb und bei geringen Beanspruchungsamplituden eher unterhalb der Basquin-Gerade.

Wie in Abschn. 5.1.2 besprochen, stellen sich bei kleinen Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6$ % höhere Mittelspannungen ein als bei den hohen Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta\varepsilon_t \geq 0,8$ %. Zur Berücksichtigung der unterschiedlichen Mittelspannungen wurde der Schädigungsparameter nach Smith-Watson-Topper P_{SWT} als Funktion der Anrisslastspielzahl N_A in Abb. 5.5 aufgetragen. Die Streuung der Lebensdauer ist im Vergleich zum Spannungswöhler-Diagramm etwas geringer. Die Lebensdauer der einzelnen Proben liegt innerhalb des Streubands mit Faktor 4 mit Ausnahme der Lebensdauer, die bei $\Delta\varepsilon_t = 0,5$ % ermittelt wurde. Hier streut die Lebensdauer wie in den zuvor gezeigten Wöhler-Diagrammen etwa gleich stark. Die Lücke im Spannungs-Wöhlerdiagramm, die entlang der Wöhlerlinie für die Versuche bei $\Delta\varepsilon_t = 0,6$ % und $\Delta\varepsilon_t = 0,8$ % sichtbar ist, wird durch die Verwendung von P_{SWT} deutlich geringer. Hingegen bleibt die Lücke zwischen den Versuchen bei $\Delta\varepsilon_t = 0,6$ % und $\Delta\varepsilon_t = 0,5$ % aufgrund ähnlich großer Mittelspannungen (vgl. Abschn. 5.1.2) bestehen.

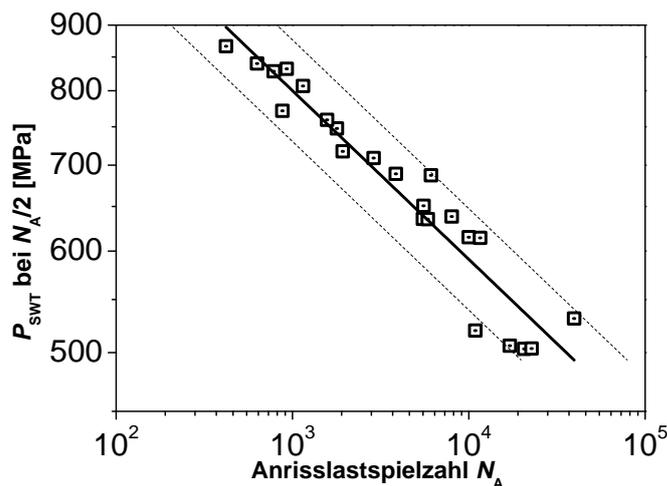


Abb. 5.5: Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm

5.2.1 Einfluss der Haltezeit

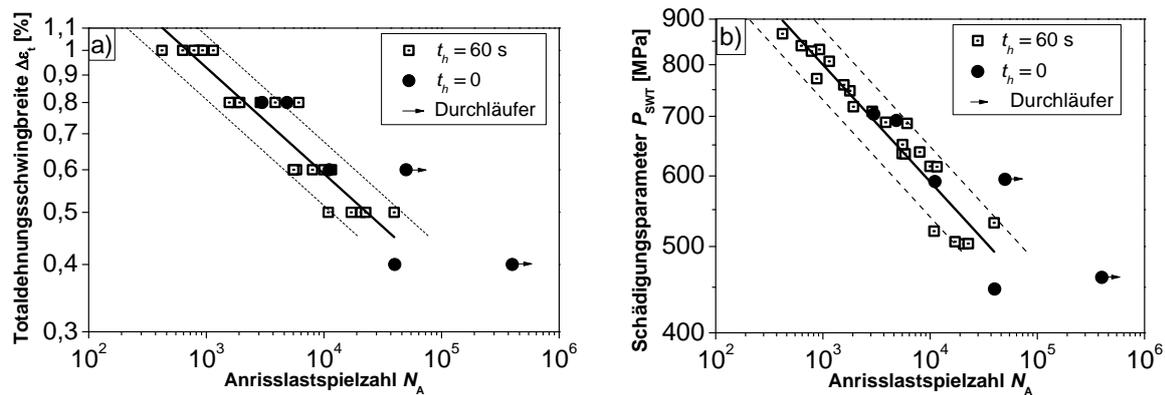


Abb. 5.6: Wöhlerdiagramme zum Einfluss der Haltezeit auf die Lebensdauer: (a) $\Delta \varepsilon_t - N_A$ und (b) $P_{SWT} - N_A$

Zur Bewertung des Haltezeiteinflusses auf die Lebensdauer werden in Abb. 5.6 zwei Wöhler-Diagramme gezeigt. Im Dehnungs-Wöhlerdiagramm in Abb. 5.6 (a) ist die Lebensdauer, die ohne Haltezeiten ermittelt wurde, tendenziell höher als mit Haltezeit. Je ein Versuch bei $\Delta \varepsilon_t = 0,6$ % und $\Delta \varepsilon_t = 0,4$ % erreichte die Grenzlastspielzahl und wurde ohne Versagen abgebrochen. Die tendenziell geringere Lebensdauer der Versuche mit Haltezeit gibt auch das Schädigungsparameter P_{SWT} -Wöhlerdiagramm unter Berücksichtigung unterschiedlicher E-Moduln und Mittelspannungen in Abb. 5.6 (b) wieder. Der Einfluss der Haltezeit auf die Lebensdauer kann aufgrund der wenigen Versuche mit z.T. erheblicher Streuung jedoch nicht quantifiziert werden.

5.2.2 Einfluss von Markierungslasten

Durch die Korrektur der Anrisslastspielzahlen N_A nach Abschnitt 4.3.5 ist eine Bewertung des Einflusses der Markierungslasten auf die LCF-Lebensdauer möglich. Hierzu zeigt Abb. 5.7 zwei Wöhlerdiagramme. In Abb. 5.7 (a) sind die korrigierten Lebensdauern unter dem Einfluss der Markierungslast tendenziell höher als die Lebensdauer ohne Markierungslasten. Hingegen liegt die korrigierte Lebensdauer bei $\Delta \varepsilon_t = 0,9$ % fast auf der Wöhlerlinie der Versuche ohne Markierungslast. Im Schädigungsparameter P_{SWT} -Wöhlerdiagramm in Abb. 5.7 (b) zeigt sich kein signifikanter Einfluss der Markierungslast auf die Lebensdauer. Zum Vergleich wurden hierbei nur Versuchsdaten bei ähnlichen Werten des Schädigungsparameters P_{SWT} wie mit Markierungslast verwendet.

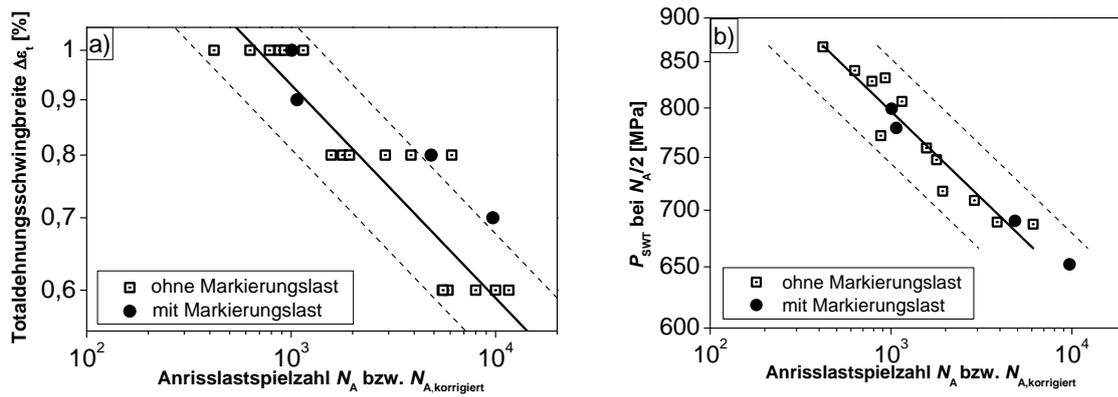


Abb. 5.7: Einfluss der Markierungslast auf die Lebensdauer: (a) $\Delta \varepsilon_t - N_A$ und (b) $P_{\text{SWT}} - N_A$

Die Wöhlerlinie wurde an diese Versuchsdaten angepasst, so dass sich eine andere Wöhlerlinie als in den zuvor gezeigten P_{SWT} -Wöhlerdiagrammen ergibt. Die korrigierten Lebensdauern sind gegenüber der Wöhlerlinie ohne Markierungslasten mit Ausnahme der korrigierten Lebensdauer bei $\Delta \varepsilon_t = 0,9$ % tendenziell leicht erhöht. Dennoch liegen die korrigierten Lebensdauern im Streubereich der Lebensdauer und nahe der Wöhlerlinie, so dass sich kein signifikanter Einfluss der Lastmarkierungstechnik auf die Lebensdauer feststellen lässt.

5.3 Schädigungsentwicklung

5.3.1 Oberflächenschädigung

Abb. 5.8 zeigt lichtmikroskopische Aufnahmen einer Probenoberfläche nach 250 und 450 Zyklen bei einer Beanspruchung von $\Delta\varepsilon_t = 1\%$. Nach 250 Zyklen sind mehrere Mikrorisse zu sehen, die an den interdendritisch gelegenen Primärkarbiden eingeleitet werden. Die Risse wachsen an der Oberfläche transkristallin bevorzugt entlang der Primärkarbide im Stadium II der Rissausbreitung. Die Belastungsrichtung ist mit dem Pfeil eingezeichnet. Nach 450 Zyklen (vgl. Abb. 5.8 (b)) haben sich die im oberen und mittleren Bereich der Abb. 5.8 (a) zu sehenden Mikrorisse vereinigt. Bei einer Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ wurden ebenfalls an Primärkarbiden Mikrorisse gebildet, die sich anschließend ebenfalls transkristallin ausbreiteten. Im Vergleich zu $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ wurden bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ mehr Zyklen für die Rissbildung benötigt und eine geringere Anzahl an Rissen auf den Oberflächenaufnahmen festgestellt. Die Verfolgung von langen und damit vermutlich versagenskritischen Oberflächenrissen wurde versucht, jedoch führten vorher nicht dokumentierte Risse, die an anderen Stellen der Probe entstanden sind, zum Versagen. Bei Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6\%$ konnte keine Schädigung der Oberfläche beobachtet werden, da das Versagen unterhalb der Oberfläche eingeleitet wurde. Um die für das Versagen entscheidende Risstiefe erfassen zu können, wurde daher die Lastmarkierungstechnik angewandt. Weitere Aufnahmen und Ergebnisse zur Oberflächenschädigung finden sich in [Gut09, Gel10a, Gel12].

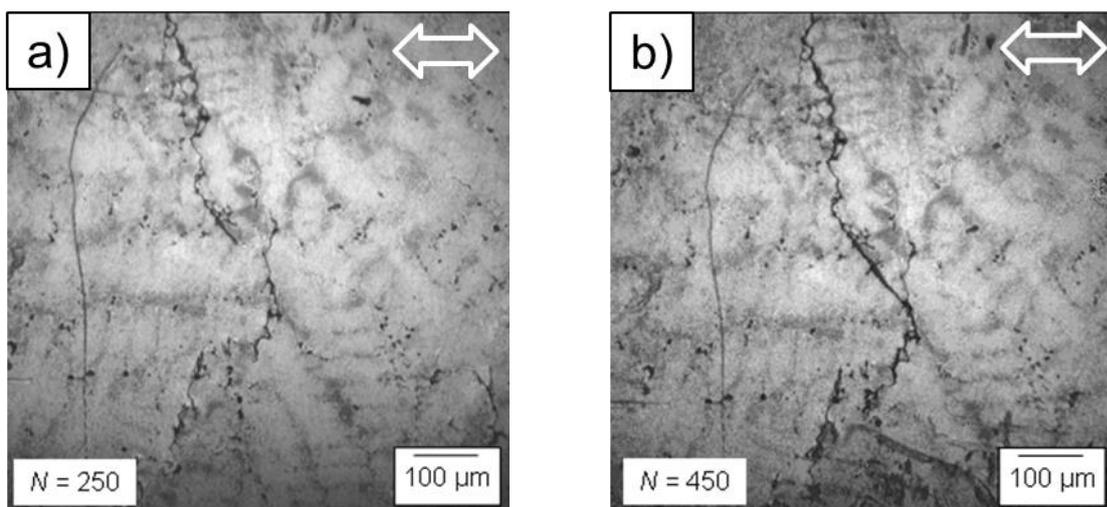


Abb. 5.8: Aufnahmen der Oberfläche nach (a) 250 und (b) 450 Zyklen bei $\Delta\varepsilon_t = 1,0\%$

5.3.2 Fraktographie

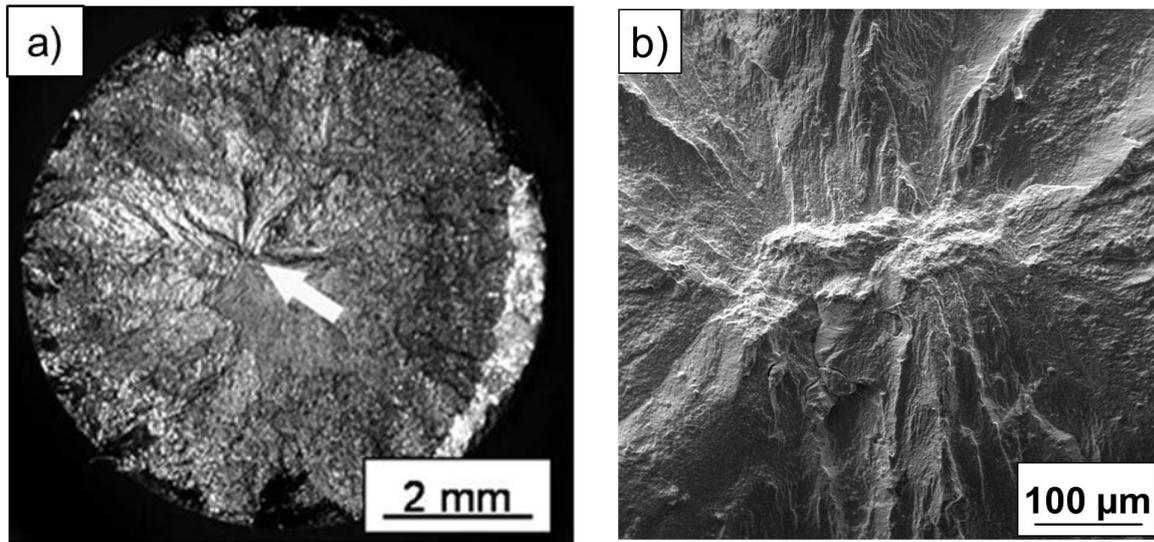


Abb. 5.9: (a) Bruchfläche und (b) Risseinleitungsstelle nach dem Versagen bei $\Delta\varepsilon_t = 0,6 \%$

Wie schon im vorigen Abschn. 5.3.1 erwähnt, ist der Ort der Risseinleitung abhängig von der Beanspruchung, da eine Rissbildung an der Oberfläche nicht bei $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6 \%$ beobachtet wurde. Die bei einer Beanspruchung von $\Delta\varepsilon_t = 0,6 \%$ im Volumen liegende versagenseinleitende Stelle einer Probe wird in Abb. 5.9 gezeigt. Ein Pfeil deutet in Abb. 5.9 (a) auf die fast im Zentrum des Probenquerschnitts liegende Risseinleitungsstelle hin. Auch auf anderen Bruchflächen der Proben, die bei $\Delta\varepsilon_t = 0,6 \%$ und $\Delta\varepsilon_t = 0,5 \%$ versagten, lag die Risseinleitungsstelle mit einem Abstand zur Oberfläche mit mehr als 1 mm deutlich im Volumen. Eine REM-Aufnahme der Risseinleitungsstelle zeigt Abb. 5.9 (b). Hierin ist zu erkennen, wie sich die Flusslinien strahlenförmig von der Versagensstelle nichtkristallographisch ausbreiten.

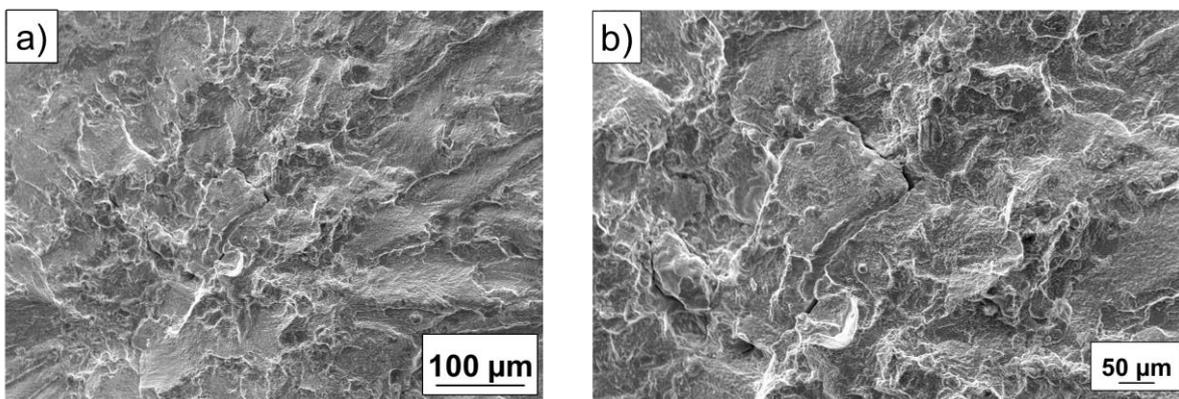


Abb. 5.10: (a) REM-Aufnahme der im Volumen liegende Risseinleitungsstelle bei $\Delta\varepsilon_t = 0,5 \%$ und (b) Detailaufnahme

Die gleiche Art der Risseinleitung und Rissausbreitung wurde auch bei $\Delta\varepsilon_t = 0,5\%$ beobachtet, wie Abb. 5.10 zeigt. Im Zentrum der Abb. 5.10 (a) liegt die Risseinleitungsstelle, die in einer vergrößerten Aufnahme in Abb. 5.10 (b) gezeigt wird. Nahe der Risseinleitungsstelle sind Sekundärrisse zu erkennen. Die Rissbildung im Volumen wurde auch bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ sowohl mit und ohne Markierungslasten beobachtet. Allerdings führten die Innenrisse nicht zum Versagen, sondern die an der Oberfläche eingeleiteten Risse. Lichtmikroskopische Aufnahmen eines in derselben Probe bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ entstandenen Oberflächen- und Innenanrisses mit Lastmarkierungen sind in Abb. 5.11 zu sehen. Der in Abb. 5.11 (a) gezeigte Oberflächenanriss zeigt halbkreisförmig ausgebildete Lastmarkierungen, die heller erscheinen als die restliche Bruchfläche. Auf dieser Aufnahme können nahe dem an der Oberfläche gelegenen Rissursprung keine Lastmarkierungen erkannt werden. Diese sind jedoch bei Aufnahmen mit höheren Vergrößerungen sichtbar, weil die Lastmarkierungen in diesem Bereich zu schmal sind, um in dieser Aufnahme erkannt zu werden. Die Lastmarkierungen sind noch bei Risstiefen oberhalb von 1,5 mm sichtbar, wohingegen die Risstiefen der in Abb. 5.11 (b) gezeigten kreisförmigen Lastmarkierungen des Innenrisses unterhalb von einem Millimeter bleiben. Die Bruchflächenuntersuchungen der Proben, die ohne Haltezeiten ermüdeten, zeigten auch, dass die versagensauslösende Rissbildung bei $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6\%$ im Volumen und bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ an der Oberfläche stattfindet. Während bei den Oberflächenuntersuchungen die Primärkarbide überwiegend als für die Rissbildung an der Oberfläche identifiziert wurden, konnte die Frage, welche Defekte für die Rissbildung im Volumen verantwortlich sind, im Rahmen dieser Arbeit nicht eindeutig geklärt werden.

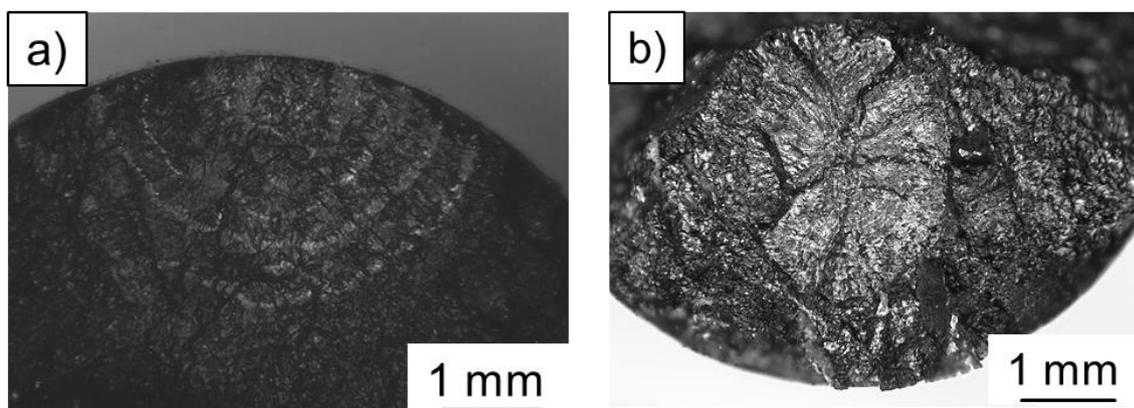


Abb. 5.11: (a) Oberflächenanriss und (b) Innenanriss nach Ermüdung bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ mit Markierungslasten

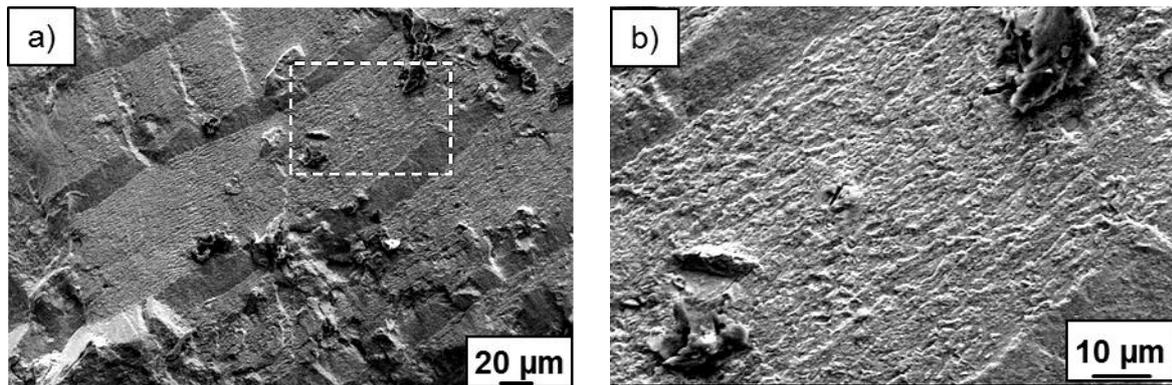


Abb. 5.12: (a) Schwingbruchfläche des Ermüdungsinnenrisses bei $\Delta\epsilon_t = 0,8\%$ mit Markierungslasten und (b) Vergrößerung des in (a) markierten Bereichs

In Abb. 5.12 wird deutlich, wie die Markierungslast die Bruchflächenmorphologie verändert. Zwei REM-Aufnahmen zeigen darin Ausschnitte der Schwingbruchfläche, die bei $\Delta\epsilon_t = 0,8\%$ mit zusätzlichen Markierungslasten erzeugt wurde. Die Ausschnitte liegen dabei etwa $500\ \mu\text{m}$ entfernt vom Rissursprung, der in Abb. 5.11 (b) zu sehen ist. Abb. 5.12 (b) zeigt eine vergrößerte Aufnahme des markierten Bereichs, der in Abb. 5.12 (a) zu sehen ist. Die niederfrequenten LCF-Zyklen mit hoher Amplitude führen dabei zu einem streifenbildenden Risswachstum senkrecht zur Normalspannung im Stadium II. Diese Schwingstreifen sind mit dem Auftreten der Mehrfachgleitung verbunden und in Abb. 5.12 (b) als überwiegendes Merkmal der Bruchfläche zu sehen. Die hochfrequenten Markierungslastzyklen mit kleiner Amplitude führen bei dem sich quasi im Vakuum ausbreitenden Ermüdungsinnenrisses zu einem Wechsel in das mit der Einfachgleitung verbundene schubspannungskontrollierte Stadium I der Rissausbreitung. Der Riss wächst dabei in eine Richtung die etwa 45° von der Risswachstumsrichtung unter LCF abweicht. Die dabei entstehenden glatten Schrägen trennen die Bruchflächenbereiche, die durch Schwingstreifen gekennzeichnet sind, voneinander (vgl. Abb. 5.12 (a)).

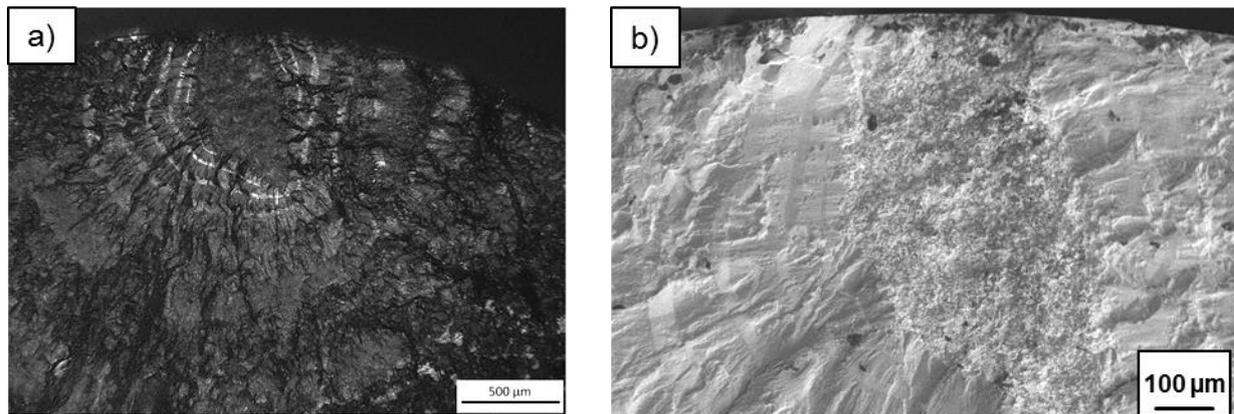


Abb. 5.13: (a) LM-Aufnahme und (b) REM-Aufnahme der oberflächennahen Risseinleitungsstelle nach Ermüdung bei $\Delta\varepsilon_t = 0,9\%$ mit Markierungslasten

Bei der Ermüdungsrissausbreitung unter dem Einfluss von Sauerstoff wurde bei den hochfrequenten Markierungslasten kein Wechsel in das Stadium I der Rissausbreitung beobachtet. Dennoch war die Morphologie der Lastmarkierungen stets glatter als die der restlichen Bruchfläche. Die aufgrund der hohen Frequenz zeitlich schnellere Rissausbreitung reduziert den Oxidationseinfluss und führt zu einer oft besseren Detektion der Lastmarkierungen mittels Lichtmikroskop als mittels REM. Die durch Markierungslasten entstandenen Bruchflächen sind goldfarben während die restliche Bruchfläche aufgrund der stärkeren Oxidation braun ist. Dies wird auch anhand von Abb. 5.13 deutlich. Die glatten und hellen Lastmarkierungen sind in Abb. 5.13 (a) deutlich auf der lichtmikroskopischen Aufnahme der Schwingbruchfläche, die bei $\Delta\varepsilon_t = 0,9\%$ entstanden ist, zu erkennen. Die Unterscheidung zwischen Lastmarkierung und der restlichen Schwingbruchfläche auf der REM-Aufnahme in Abb. 5.13 (b) ist schwieriger als in Abb. 5.13 (a). Dennoch kann anhand von Abb. 5.13 (b) aufgrund der geringeren Rauigkeit der Lastmarkierung eine Unterscheidung zur restlichen Schwingbruchfläche erfolgen. Die Rissausbreitung während der Markierungslastzyklen bleibt im Gegensatz zum Innenriss normalspannungskontrolliert im Stadium II. Der oberflächennahe Anriss wurde in dieser Probe ausnahmsweise nicht an einem Primärkarbid, sondern an einer senkrecht zur Beanspruchungsrichtung liegenden Korngrenze eingeleitet. Alle eingefügten Markierungslasten führten hierbei zur Bildung von Lastmarkierungen, so dass nach wenigen Zyklen ein Riss entstanden war.

5.3.3 Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten

Zur Untersuchung des Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhaltens wurde die Lastmarkierungstechnik angewandt. Die gemessenen Risstiefen der Lastmarkierungen bei unterschiedlichen Totaldehnungsschwingbreiten werden als Funktion der Lastspielzahl in Abb. 5.14 (a) bzw. als Funktion der korrigierten Lastspielzahl in Abb. 5.14 (b) gezeigt. Die Lastmarkierungstechnik ermöglichte zum Teil die Detektion von Risstiefen von weniger als 50 μm wie z.B. bei $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ und beim Innenriss (IR) bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$. Ab einer Risstiefe von 250 μm konnten bei allen Beanspruchungsbedingungen Lastmarkierungen auf der Bruchfläche auffindig gemacht werden. Bei $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ wurden zwei benachbarte Anrisse detektiert, welche sich im Laufe der Rissausbreitung vereinigten. Als Folge der Vereinigung zeigt sich ein steiler Anstieg der Risstiefe zwischen 300 und 400 Zyklen. Bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ kann die erste Lastmarkierung mit einer Risslänge von 35 μm dem 1.600. Zyklus zugeordnet werden, während der Außenriss mit einer Tiefe von etwa 200 μm erstmals dem 2.800. Zyklus zugeordnet werden kann. Der Innenriss erreicht die Länge von 200 μm nach etwa 300 Zyklen weniger als der Außenriss die Risstiefe von 200 μm . Der Außenriss wächst jedoch schneller als der Innenriss, so dass die Risstiefen des Außenrisses oberhalb von $N = 4.000$ größer sind als die Risslänge des Innenrisses. Generell nimmt, mit Ausnahme der Probe, die bei $\Delta\varepsilon_t = 0,9\%$ ermüdete, die Lastspielzahl bis zur Detektion erster Lastmarkierungen mit zunehmender Totaldehnungsschwingbreite ab. Bei $\Delta\varepsilon_t = 0,9\%$ wird bei der oberflächennahen Risseinleitung, die nicht an einem Primärkarbid stattfand, sondern an einer senkrecht zur Beanspruchungsrichtung gelegenen Korngrenze (vgl. Abschnitt 5.3.2), sogar eine deutlich frühere Risseinleitung als bei $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ beobachtet.

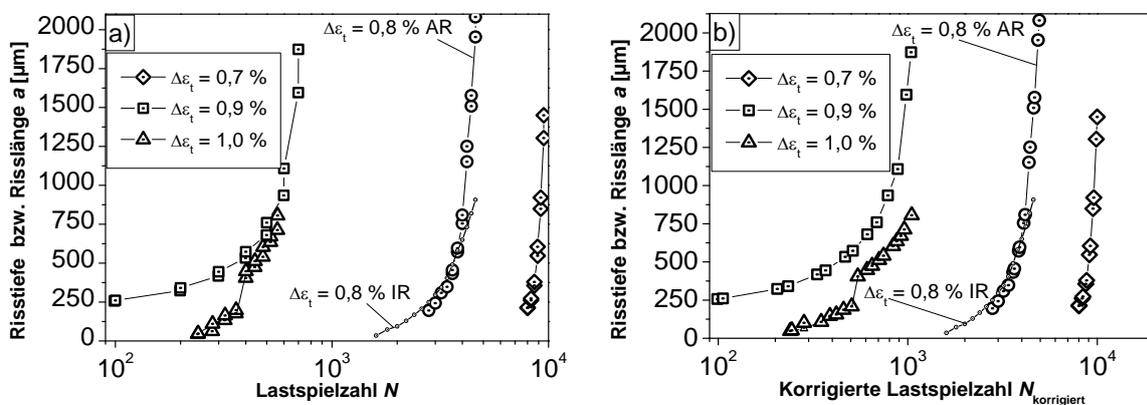


Abb. 5.14: Verlauf der Risstiefe der Außenrisse und Risslänge der Innenrisse als Funktion der (a) Lastspielzahl und der (b) korrigierten Lastspielzahl bei unterschiedlichen Totaldehnungsschwingbreiten

Die Auswertung des Rissausbreitungsverhaltens mittels der linear-elastischen Bruchmechanik wird in Abb. 5.15 gezeigt, wo die Risswachstumsrate da/dN als Funktion von ΔK aufgetragen ist. Bei $\Delta \varepsilon_t = 1\%$ und beim Innenriss bei $\Delta \varepsilon_t = 0,8\%$ zeigen sich bei Werten von $\Delta K \leq 25 \text{ MPam}^{0,5}$ ausgeprägte Kurzrisseffekte. Bei kleinen ΔK -Werten verlaufen die Kurven sehr flach bzw. bei $\Delta \varepsilon_t = 1\%$ tritt sogar eine negative Steigung auf. Bei $\Delta \varepsilon_t = 1\%$ wird jedoch nicht die zusätzliche spannungsüberhöhende Wirkung der benachbarten Anrisse durch den Korrekturfaktor nach [For86] berücksichtigt. Die Rissausbreitungskurve, die dem Innenriss bei $\Delta \varepsilon_t = 0,8\%$ zuzuordnen ist, wird tendenziell mit abnehmendem ΔK und damit abnehmender Risslänge flacher. Die Rissausbreitungskurve des Innenrisses liegt tendenziell unterhalb der Kurven der Außenrisse. Die Außenrisse zeigen ab $\Delta K \geq 20 \text{ MPam}^{0,5}$ und damit bei Risstiefen oberhalb von $250 \mu\text{m}$ eine Zunahme der Risswachstumsrate mit zunehmendem ΔK . Da sich Risswachstumskurven der Außenrisse gegenseitig schneiden, lässt sich kein Einfluss der Totaldehnungsschwingbreite auf das Rissausbreitungsverhalten erkennen. Wie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben, sind die Mittelspannungen bei den größeren Totaldehnungsschwingbreiten tendenziell geringer als bei den kleineren. Daher lässt sich anhand der durchgeführten Versuche kein deutlicher Einfluss der Mittelspannung auf das Rissausbreitungsverhalten erkennen.

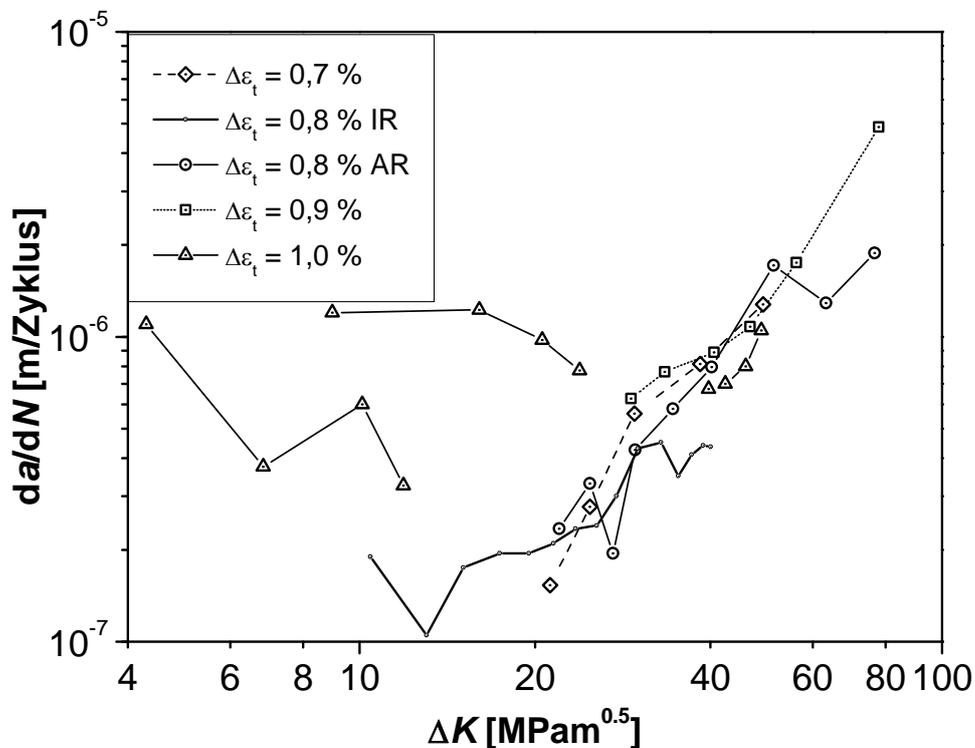


Abb. 5.15: Rissausbreitungsverhalten der Außen- und Innenrisse im da/dN - ΔK -Diagramm

Das Risswachstumsverhalten der Außenrisse bei $\Delta K \geq 20 \text{ MPam}^{0,5}$ wird in Abb. 5.16 (a) fokussiert dargestellt. Das relativ gut reproduzierbare Rissausbreitungsverhalten wird mittels der Paris-Beziehung

$$\frac{da}{dN} = C \cdot \Delta K^m \quad \text{Gl. 5.2}$$

beschrieben. Der Exponent bzw. Koeffizient der Beziehung, die an die Versuchsdaten mittels linearer Regression angepasst wurden, betragen $m = 1,963$ bzw. $C = 5,61 \cdot 10^{-10}$ (für da/dN in m pro Zyklus und ΔK in $\text{MPam}^{0,5}$). Die Streuung der Rissausbreitungsdaten liegt innerhalb eines Streubands mit Faktor 2 und $\frac{1}{2}$ zur Paris-Beziehung. Das durch die Paris-Beziehung repräsentierte mittlere Rissausbreitungsverhalten in den Rundproben zeigt Abb. 5.16 (a) im Vergleich zu dem Wachstumsverhalten langer Risse in MAR-M247 LC FK HIP nach [Heu94]. Das Langrisswachstum wurde dabei bei einer Temperatur $T = 600 \text{ °C}$ und bei einem Lastverhältnis $R = 0,01$ mit und ohne Haltezeit in CT-Proben untersucht, wobei kein Einfluss der Haltezeit festgestellt wurde. Im Vergleich zeigt sich, dass die kürzeren Risse in den Rundproben bei gleichem ΔK bis etwa $\Delta K = 50 \text{ MPam}^{0,5}$ schneller wachsen als die langen Risse in den CT-Proben. Dabei nimmt die Differenz zwischen beiden Risswachstumsraten mit zunehmendem ΔK und damit steigender Risslänge stetig ab, so dass trotz leicht unterschiedlicher Versuchsbedingungen von einem fließenden Übergang zum Langrisswachstum ausgegangen werden kann. Bei Werten von $\Delta K > 55 \text{ MPam}^{0,5}$ steigt die Risswachstumsrate in den CT-Proben deutlich an und liegt über der gemittelten Risswachstumsrate, die aus den Rundproben mittels Lastmarkierungstechnik bestimmt wurde.

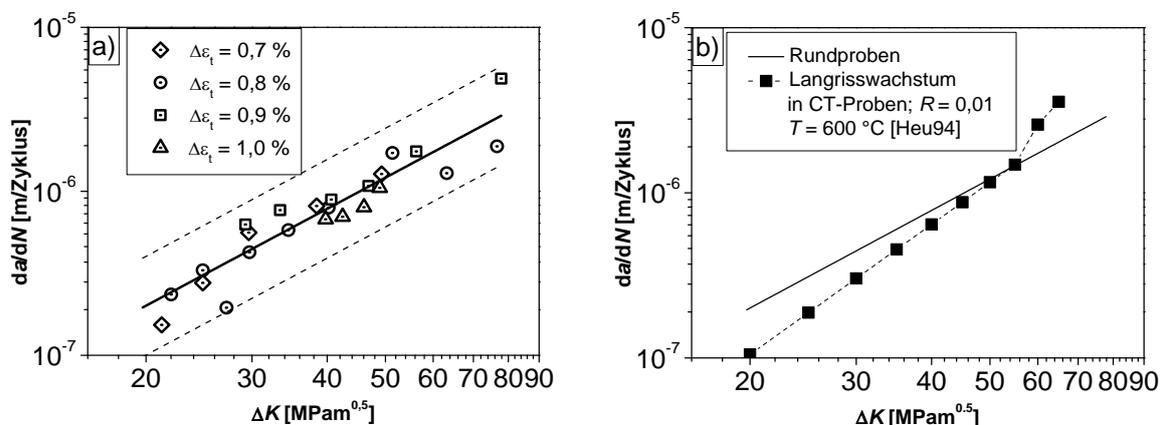


Abb. 5.16: (a) Beschreibung des Rissausbreitungsverhaltens der Außenrisse mittels Paris-Beziehung und (b) Vergleich des Rissausbreitungsverhaltens mit Langrisswachstumsdaten nach [Heu94]

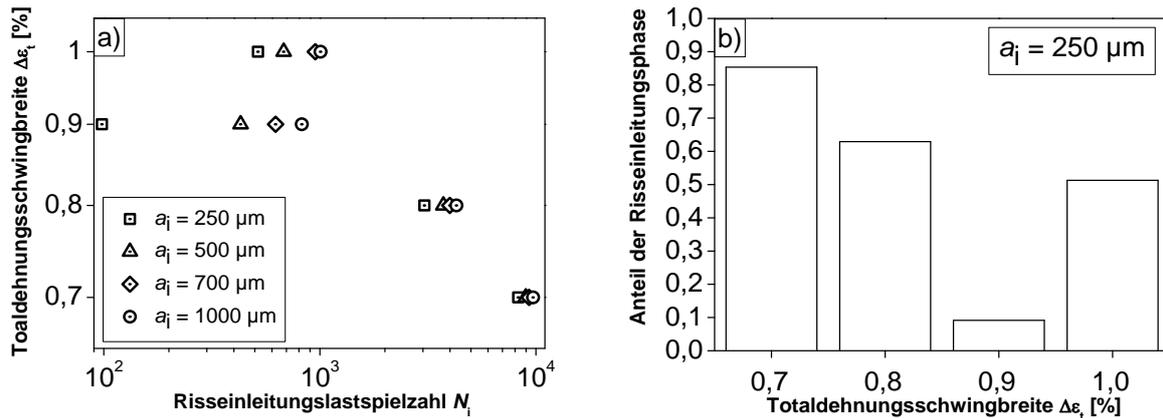


Abb. 5.17: Risseinleitungsverhalten: (a) Dehnungs-Wöhlerdiagramm und (b) Anteil der Rissbildungsphase an der Gesamtlebensdauer als Funktion der Totaldehnungsschwingbreite

Die in Abb. 5.14 (b) gezeigten Verläufe der Risstiefe als Funktion der korrigierten Lastspielzahl wurden verwendet, um das Risseinleitungsverhalten zu erfassen. Hierzu wurden bei verschiedenen gewählten Einleitungsrisstiefen a_i , die zwischen 250 und 1.000 μm liegen, die zugehörigen Risseinleitungslastspielzahlen N_i in Abhängigkeit der Totaldehnungsschwingbreite ermittelt. Das Ergebnis in Form eines Dehnungs-Wöhlerdiagramms zeigt Abb. 5.17 (a). Die Risseinleitungsdauer nimmt mit zunehmender Totaldehnungsschwingbreite, mit Ausnahme des Versuchs bei $\Delta \epsilon_t = 0,9 \%$, ab. Das Verhältnis der Risseinleitungslastspielzahl N_i bis zum Erreichen einer Risseinleitungsrisstiefe $a_i = 250 \mu\text{m}$ zur korrigierten Anrisslastspielzahl wird in Abhängigkeit von $\Delta \epsilon_t$ in Abb. 5.17 (b) aufgetragen. Der Anteil der Rissbildungsdauer nimmt mit zunehmender Totaldehnungsschwingbreite ab. Bei einer Totaldehnungsschwingbreite $\Delta \epsilon_t$ von 0,7 % vergehen 85 % der Gesamtlebensdauer, bis ein Riss mit einer Risstiefe von 250 μm entstanden ist, während bei $\Delta \epsilon_t = 1,0 \%$ nur 50 % der Gesamtlebensdauer dafür erforderlich sind. Der Anteil der Rissbildungsphase an der Gesamtlebensdauer mit 10 % bei dem Versuch bei $\Delta \epsilon_t = 0,9 \%$ weicht signifikant von dem Trend, der durch die anderen Versuche ermittelt wurde ab. Daher wird dieser Versuch für die Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens mittels des Schädigungsparameters P_{SWT} aufgrund der interkristallinen Risseinleitung nicht berücksichtigt. Die Beschreibung mittels P_{SWT} wird verwendet, weil dies, wie in Abschnitt 5.2 gezeigt, zu einer besseren Beschreibung der Lebensdauer führt. Die jeweiligen Werte von P_{SWT} bei halber Anrisslastspielzahl werden als Funktion der Risseinleitungslastspielzahl N_i in Abb. 5.17 (b) aufgetragen. Die Parameter A und b des Potenzgesetzes

$$P_{\text{SWT}} = A \cdot N_i^{-b} \quad \text{Gl. 5.3}$$

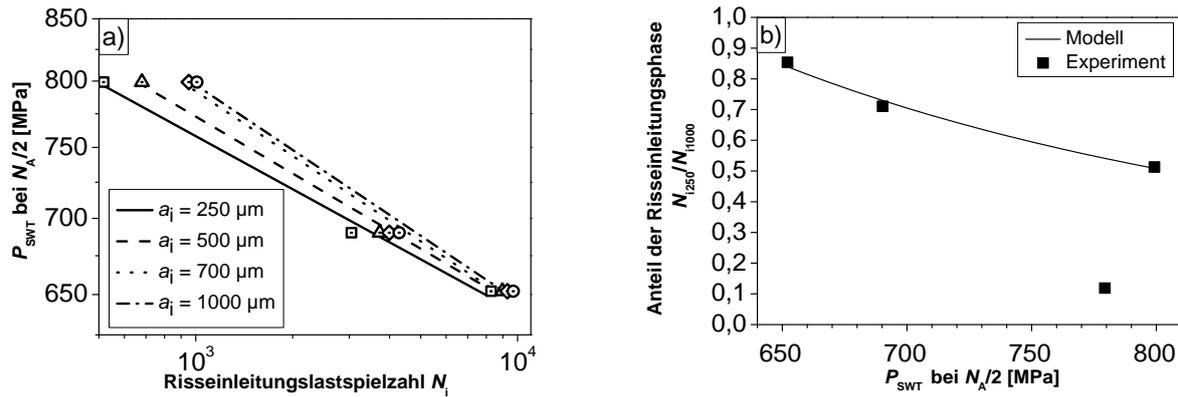


Abb. 5.18: (a) Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens für verschiedene Risseinleitungsrisstiefen mittels Schädigungsparameter P_{SWT} – Wöhlerlinie und (b) Anteil der Risseinleitungsphase als Funktion von P_{SWT}

wurden mittels linearer Regression an die Versuchsdaten angepasst und sind in Tab. 5.1 zusammengefasst. Die zu den verschiedenen Einleitungsrisstiefen a_i gehörigen Geraden, die über das Potenzgesetz beschrieben werden, sind in Abb. 5.18 (a) zu sehen. Das Gefälle der Geraden nimmt mit zunehmender Einleitungsrisstiefe a_i zu, da der Anteil der Rissbildung an der Gesamtlebensdauer mit abnehmender Beanspruchung zunimmt. Dies verdeutlicht Abb. 5.18 (b), in der das Verhältnis der zu den Einleitungsrisstiefen $a_i = 250$ und $1000 \mu\text{m}$ gehörenden Zyklenzahlen N_i als Funktion des Schädigungsparameters P_{SWT} aufgetragen ist. Über das Verhältnis der zu $a_i = 250$ und $1000 \mu\text{m}$ gehörenden P_{SWT} – Wöhlerlinien kann anhand des Schädigungsparameters die Risseinleitungsdauer abgeschätzt werden.

Tab. 5.1: Parameter zur Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens mittels Gl. 5.3 für verschiedene Risseinleitungsrisstiefen a_i

| a_i [μm] | 250 | 500 | 700 | 1000 |
|-------------------------|---------|---------|---------|----------|
| A [MPa] | 1268 | 1342 | 1482 | 1496 |
| b | 0,07743 | 0,07985 | 0,09064 | 0,091118 |

5.4 Diskussion

Das zyklische Verformungsverhalten von MAR-M247 LC bei 650 °C unter LCF-Beanspruchung ist durch eine wellige Gleitung der Versetzungen charakterisiert. Wie zahlreiche andere Superlegierungen [Min82, Ler84, Boi90, Pin09] verfestigt der Werkstoff zyklisch unter elastisch-plastischen Beanspruchungen bei erhöhter Temperatur. Die zyklische Verfestigung ist ein Indiz für das wellige Gleitverhalten [Wel68] (vgl. Abschn. 2.2.2). Die homogene Versetzungsstruktur bei welliger Gleitung wird durch die z. T. sehr großen γ' -Ausscheidungen und den hohen Volumenanteil an γ' -Ausscheidungen dieses Werkstoffs begünstigt. Anzeichen für das Auftreten von dynamischer Reckalterung, die planares Gleiten fördert, wurden wie erwartet bei dieser Temperatur nicht gefunden (vgl. Abschn. 2.3.1). Die zyklischen Verformungskurven liefern keine Hinweise für eine Veränderung der Mikrostruktur. Gefügestabilitäten sind erst oberhalb von 760 °C zu erwarten und führen zu einer Abnahme der Spannungsantwort [Pin09] (vgl. Abschnitt 2.4.1). Daher ist die festgestellte zyklische Verfestigung bei 650 °C im Einklang mit der zyklischen Verfestigung bei 500 °C [Boi90] und von MAR-M247 LC im Bereich von 400 bis 760 °C [Son92, Heu94] sowie der zyklischen Entfestigung von MAR-M247 bei 871 °C [Boi90]. Die unter welliger Gleitung stattfindende Bildung von inter- und transkristallinen Rissen, die senkrecht zur äußeren Spannungsachse stehen [Mai09], wurde ebenso beobachtet, während keine Risse kristallographisch eingeleitet wurden. Ein verändertes Gleitverhalten wurde nur während der HCF-Markierungslasten beobachtet. Unter LCF-Beanspruchung wächst der Riss normalspannungskontrolliert im Stadium II unter welliger Gleitung, gefördert durch die hohen Amplituden und die niedrige Frequenz. Beim Übergang zu den HCF-Markierungslastzyklen erfolgt das Risswachstum im Probeninneren ohne den Einfluss von Sauerstoff im Stadium I unter planarer Gleitung. Diese Gleitung wird dabei durch die kleine Amplitude und die hohe Frequenz begünstigt. (vgl. Abschn. 2.2.2).

Auch die überwiegend transkristalline Rissbildung und ausnahmslos transkristalline Rissausbreitung im Stadium II in MAR-M247 LC bei 650 °C ist Folge des welligen Gleitcharakters. Dieses im Vergleich zu niedriger Temperatur veränderte Gleitverhalten in Nickelbasis-Superlegierungen ist eine der Voraussetzungen, damit unter LCF-Bedingungen ein Übergang der Rissbildung von der Oberfläche ins Volumen stattfindet (vgl. Abschn. 2.4.4). Die Rissbildung erfolgt an der Oberfläche an den interdendritischen Primärkarbiden, wie es auch bei 500 °C in MAR-M247 [Boi90] festgestellt wurde. An welchen Defekten die Rissbildung im

Innern eingeleitet wird, konnte in dieser Arbeit nicht geklärt werden. Anhand der Untersuchungen von Heuler und Bergmann werden in MAR-M247 LC zwischen 400 und 760 °C fast alle Risse, sowohl an der Oberfläche als auch im Volumen, an Karbideinschlüssen eingeleitet. Nur in Einzelfällen erfolgt hierbei die Rissbildung an Mikroporen [Heu94] (vgl. Abschn. 2.4.3). Die interkristalline Rissbildung in der Probe, die bei $\Delta\varepsilon_t = 0,9\%$ und zusätzlichen Markierungslasten ermüdete, stellt hierbei eine Ausnahme zu der allgemeinen Feststellung dar. Der Anteil der Risseinleitungsphase an der Gesamtlebensdauer bei der Risseinleitung an Primärkarbiden ist vergleichbar mit dem Anteil der Risseinleitungsphase von IN 100 [Reg88]. Ebenso nimmt der Anteil der Rissbildungsphase mit zunehmender Gesamtlebensdauer und somit abnehmender Totaldehnungsschwingbreite zu. Der Anteil der Rissbildungsphase der Probe, die interkristalline Rissbildung zeigte, liegt dagegen mit etwa 10 % in einem für Temperaturen von 1000 °C typischem Bereich (vgl. Abschn. 2.4.1). In diesem Temperaturbereich werden Risse üblicherweise interkristallin eingeleitet. So zeigt auch MAR-M247 bei 871 °C eine umgebungsbedingte interkristalline Risseinleitung [Boi90] (vgl. Abschn. 2.4.3). Die bei 650 °C außergewöhnliche interkristalline Rissbildung in MAR-M247 LC war jedoch nicht umgebungsbedingt, sondern die senkrecht zur Beanspruchungsrichtung orientierte Korngrenze hielt der hohen mechanischen Beanspruchung nicht stand. Die Bildung dieses Mikrorisses wird durch große Körner bzw. große Korngrenzflächen gefördert [Ant96] (vgl. Abschn. 2.1) und erfolgt wohl an der Grenzfläche zwischen den $M_{23}C_6$ -Karbiden, an den Korngrenzen, und den benachbarten Körnern [Org71, Gel73] (vgl. Abschn. 2.3.2). Daher führte vermutlich die ungünstige Lage dieser Korngrenze in Kombination mit der versprödenden Wirkung dieser Karbide zu einer frühzeitigen Anrissbildung. Die großen Körner von MAR-M247 LC führen auch dazu, dass ein umgebungsbedingter Übergang zur interkristallinen Rissausbreitung, wie er bei feinkörnigeren, geschmiedeten Nickellegierungen bei 650 °C festgestellt wurde [Gay83], ausbleibt. Eher wird das Gegenteil beobachtet, wie es in Abb. 5.13 zu sehen ist. Nach der interkristallinen Risseinleitung, wächst der Riss transkristallin im Stadium II weiter. Dies wurde auch bei einer höheren Temperatur von 871 °C in MAR-M247 beobachtet [Boi90] (vgl. Abschn. 2.4.3).

Die Tendenz zu leicht höheren Lebensdauern bei fehlender Haltezeit ist im Einklang mit den Ergebnissen von [Heu94] und [Boi90] (vgl. Abschn. 2.4.3). Da sich bei 600 °C kein Haltezeiteinfluss zeigte, jedoch bei 760 °C die Lebensdauer um das Vierfache reduzierte, ist die tendenziell erhöhte Lebensdauer bei 650 °C verständlich. So bemerkt auch [Boi90], dass sich die Lebensdauer zwischen 500 °C und 871 °C mit zunehmender Temperatur und zunehmen-

der Frequenz erniedrigte. Die fehlende Haltezeit verringert thermisch aktivierte Verformungsprozesse und die Oxidation bei der oberflächennahen Risseinleitung bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$, so dass sich die Lebensdauer erhöhen kann (vgl. Abschn. 2.2.3). Der Ort des Versagens wird durch die Haltezeit nicht beeinflusst, so dass dadurch keine Lebensdaueränderungen entstehen.

Ebenso beeinflussen die Markierungslasten nicht den Ort des Versagens. Allerdings wird während der Markierungslasten die oberflächennahe Rissausbreitung entlang der interdendritischen Grenzflächen abgelenkt. Diese Grenzflächen können als Diffusionspfad für Sauerstoff dienen und daher zu einem bevorzugten Rissausbreitungspfad werden [Ant96] (vgl. Abschn. 2.3.4). Aufgrund der hohen Frequenz der Markierungslast reduziert sich der Sauerstoffeinfluss und die Rissausbreitung erfolgt senkrecht zur Beanspruchungsrichtung unbeeinflusst von der dendritischen Struktur. Durch die Ablenkung vom interdendritischen Rissausbreitungspfad kann die Risswachstumsrate nach den Markierungslasten reduziert werden. Hingegen kann die glattere Morphologie der Bruchfläche und die schärfere Rissfront aufgrund der HCF-Rissausbreitung die nachfolgende Rissausbreitungsgeschwindigkeit erhöhen. Die beiden möglichen Effekte auf die Risswachstumsrate sind entweder zu gering oder sie kompensieren sich so, dass sich kein signifikanter Einfluss auf das Lebensdauerverhalten feststellen lässt (vgl. Abb. 5.7 (b)).

Das Risswachstumsverhalten kann ab einer Risstiefe von $250\ \mu\text{m}$ zwar über ein Paris-Gesetz beschrieben werden, jedoch unterscheidet sich dieses Verhalten von dem langer Risse (vgl. Abb. 5.16). Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten dürfte das plastisch induzierte Riss-schließen sein. Die Lastverhältnisse, der in dieser Arbeit durchgeführten LCF-Versuche sind negativ, da die Spannungsamplitude höher ist als die Mittelspannung (vgl. Abschn. 5.1.2). Trotz der negativen Lastverhältnisse wachsen die Risse zunächst schneller als bei dem positiven Lastverhältnis in den von [Heu94] untersuchten CT-Proben (vgl. Abb. 5.16 (b)). Unter Langrisswachstumsbedingungen bei $R = 0,01$ [Heu94] ist davon auszugehen, dass plastizitäts-induziertes Riss-schließen (PICC) auftritt. Die Risse in den LCF-Rundproben sind bei einer Risstiefe von $250\ \mu\text{m}$ physikalisch und im Bezug zur Korngröße von MAR-M247 LC (vgl. Abschn. 2.4.3) mikrostrukturell kurz (vgl. Abschn. 2.6.3). Da erst im plastischen Nachlauf der Risspitze PICC auftritt, kann bei kurzen Rissen plastisch-induziertes Riss-schließen nach Elber [Elb70, Elb71] nur eine untergeordnete Rolle spielen. Mit zunehmender Risslänge nimmt der plastische Nachlauf und somit der Riss-schließeffekt zu [Kru04]. Dies führt dazu, dass die

Risswachstumsrate in den CT-Proben wegen des höheren Lastverhältnisses höher ist als in den Rundproben. Daher ist das risslängenabhängige plastisch-induzierte Riss-schließen für das transiente Verhalten kurzer Risse verantwortlich [Kru04].

Wie in anderen Nickellegierungen wird mit abnehmender Lastamplitude ein Übergang der Risseinleitung von Defekten an oder nahe der Oberfläche ins Volumen beobachtet [Gay83, Hyz82a, Hyz82b, Bus94, Heu96] (vgl. Abschn. 2.4.3). Der Übergang liegt bei einer Totaldehnungsschwingbreite zwischen 0,8 und 0,6 % und damit bei ähnlichen Werten wie bei den Legierungen AF2-1DA und AF-115 [Hyz82a]. Die Ergebnisse zum Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten unterstützen die Erklärung des Übergangs, die in Abschn. 2.4.3 gegeben ist. Bei hohen Dehnungsschwingbreiten von $\Delta\varepsilon_t \geq 0,8$ % steuert die Rissausbreitung die Lebensdauer. So wird bei $\Delta\varepsilon_t = 1$ % nach 240 Zyklen eine Risstiefe von etwa 50 μm festgestellt (vgl. Abb. 5.14). Dabei sind erst etwa 25 % der Gesamtlebensdauer von $N_A = 1.008$ vergangen (vgl. Abb. 5.7), so dass die Rissausbreitung den Großteil der Lebensdauer einnimmt. Die geringere Streuung der Lebensdauer der Versuche bei $\Delta\varepsilon_t \geq 0,8$ % als bei $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6$ % im Spannungs-Wöhlerdiagramm und im Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm (vgl. Abb. 5.4(b) bzw. Abb. 5.5) spricht auch dafür. Die Rissausbreitung wird überwiegend durch die Spannungsantwort beeinflusst, die im Spannungs-Wöhlerdiagramm und im Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm erfasst wird. Überwiegt hingegen die Rissbildung die Gesamtlebensdauer, wie es bei Versuchen bei $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6$ % der Fall ist, so beeinflussen die Defekte die Lebensdauer wesentlich. Daher wird die Streuung der Lebensdauer in den zuvor genannten Wöhlerdiagrammen bei $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6$ % weniger reduziert. Falls keine Defekte mit hinreichender spannungsüberhöhender Wirkung im Messvolumen vorhanden sind, können bei Beanspruchungen von $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6$ % auch Durchläufer beobachtet werden. Zudem kann die verringerte thermisch aktivierte Verformung bei fehlenden Haltezeiten die Rissbildung verzögern, so dass das Erreichen der Grenzlastspielzahl wahrscheinlicher wird. Die induzierte Spannungsamplitude liegt bei den Versuchen, die bei $\Delta\varepsilon_t \geq 0,8$ % durchgeführt wurden, nahe oder über der zyklischen Streckgrenze, so dass die meisten Defekte groß genug sind, um Risse nach kleinen Anteilen der Gesamttermüdungslebensdauer einzuleiten. Daher sind auch Mehrfachrissbildungen bei $\Delta\varepsilon_t \geq 0,8$ % plausibel, wie sie anhand des Verlaufs in Abb. 5.14 und der Oberflächenaufnahmen in Abb. 5.8 zu sehen sind. Die Vermutung, dass die Rissausbreitung in Nickelbasis-Legierungen an Luft schneller abläuft ist als in Vakuum [Hyz82b], wird durch die Untersuchungen bestätigt. Durch die Berücksichtigung der höheren Spannungsintensität von Oberflächenrissen durch Korrekturfaktoren zeigt sich eindeutig eine um-

gebungsbedingte höhere Rissausbreitungsgeschwindigkeit in Abb. 5.15. Die Einfachrissinitiationen im Volumen bei $\Delta\varepsilon_t \leq 0,6\%$ unterstützen die Erklärung, dass bei niedrigen Dehnungsschwingbreiten die Rissbildungsphase den Versagensort steuert, weil nur an wenigen Defekten ein Riss entstehen kann. Die Verläufe der Risstiefe des Außenrisses bzw. der Risslänge des Innenrisses bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8\%$ (vgl. Abb. 5.14) bekräftigen die Vermutung von Hyzak, dass diese wenigen Defekte eher im Volumen als an der Oberfläche liegen. Hierbei wird der Riss am Defekt im Volumen wesentlich früher eingeleitet als am oberflächennahen Defekt, so dass die spannungsüberhöhende Wirkung des Defekts im Volumen stärker ist. Wird die Beanspruchungsamplitude weiter gesenkt, so kann der Riss nur noch an den im Volumen liegenden Defekten eingeleitet werden. Ob die Größe oder die Form der Defekte im Volumen dabei die entscheidende Rolle spielt, wurde in dieser Arbeit nicht näher untersucht (vgl. Abschn. 2.4.3).

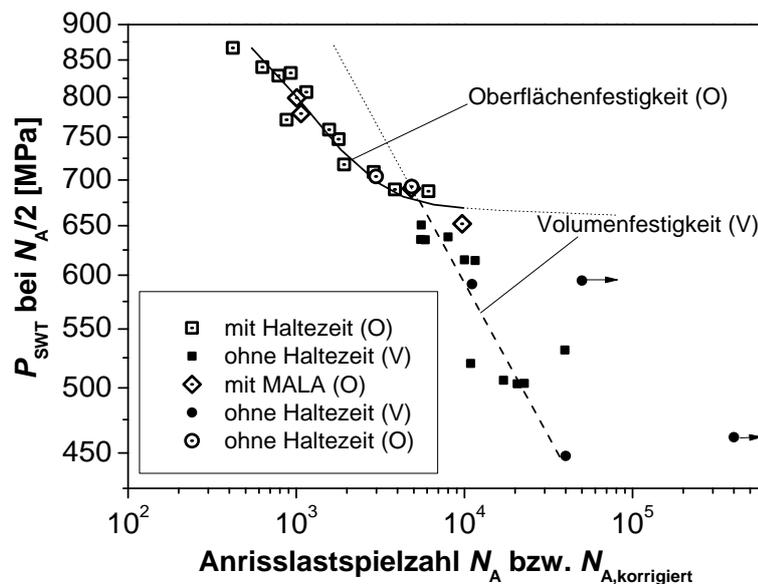


Abb. 5.19: Wöhlerdiagramm mit dem Übergang der Rissbildung von der Oberfläche ins Volumen

Der Übergang der Rissbildung von der Oberfläche ins Volumen in Abhängigkeit der Beanspruchung wird anhand des Schädigungsparameter P_{SWT} –Wöhlerdiagramms in Abb. 5.19 zusammengefasst. Die Oberflächenfestigkeit ist bei hoher Beanspruchung geringer als die Volumenfestigkeit, da die Beanspruchung hinreichend hoch ist, um Risse an den weniger spannungsüberhöhenden Defekten nahe der Oberfläche einzuleiten und die Rissausbreitungsgeschwindigkeit höher ist als im Volumen. Nimmt die Beanspruchung weiter ab, so werden immer mehr Zyklen für die Rissbildung an der Oberfläche und die Rissausbreitung bis zum Versagen benötigt. Bei weiterer Abnahme der Beanspruchung ist diese nicht mehr hinrei-

chend hoch, um Risse zu bilden, so dass die Oberflächenfestigkeit sich einem Plateauwert annähert. Bei diesem Plateauwert ist die Beanspruchung jedoch ausreichend hoch, um Risse an Defekten im Volumen einzuleiten. Der Wechsel des Versagensortes von der Oberfläche ins Volumen führt zu einer größeren Neigung der Wöhlerkurve. Die Versuche, die mit Markierungslast und ohne Haltezeit durchgeführt wurden bekräftigen die unterschiedliche Ermüdungsfestigkeit von Volumen und Oberfläche.

Die Beschreibung der Rissbildungsdauer an der Oberfläche für verschiedene Einleitungsrisstiefen anhand der Wöhlerlinie in Abb. 5.18 führt zu einer schlechteren Beschreibung als es mit einer Kurve, die die Oberflächenfestigkeit repräsentiert, möglich wäre. Ein Vergleich der zu $a_i = 1000 \mu\text{m}$ gehörenden P_{SWT} -Wöhlerlinie mit der Anrisswöhlerkurve der Oberflächenfestigkeit zeigt Abb. 5.20. Der Vergleich scheint gerechtfertigt, da sich die nach Abschn. 4.3.5 korrigierte Anrisslastspielzahl nur bei dem Versuch bei $\Delta\varepsilon_t = 0,8 \%$ um einige hundert Zyklen von der Risseinleitungszahl N_{i1000} unterscheidet. Die Beschreibung mittels Potenzgesetz bei P_{SWT} -Werten zwischen 790 und 675 MPa führt zu einer Überschätzung der Risseinleitungsdauer, während außerhalb dieses Bereichs die Risseinleitungsdauer unterschätzt wird.

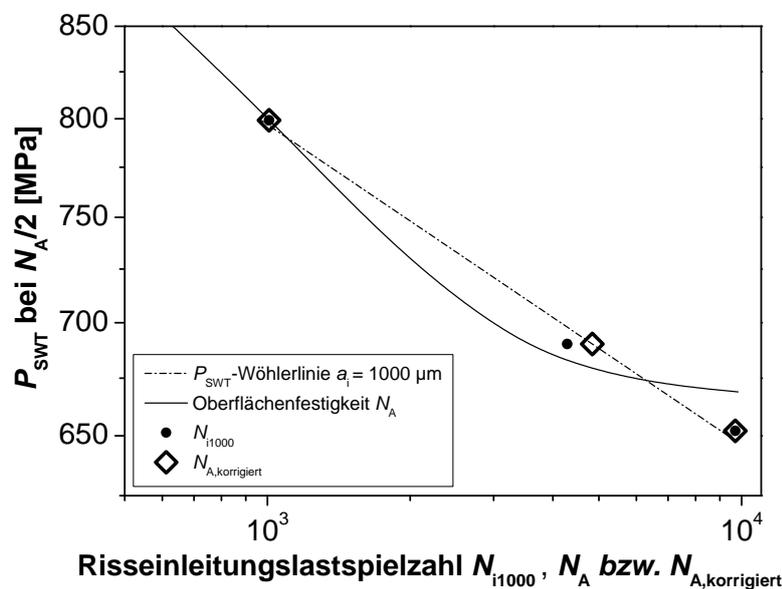


Abb. 5.20: Oberflächenfestigkeit und Schädigungsparameter-Wöhlerlinie

6 Hochzyklische Ermüdung

6.1 Zyklisches Verformungsverhalten

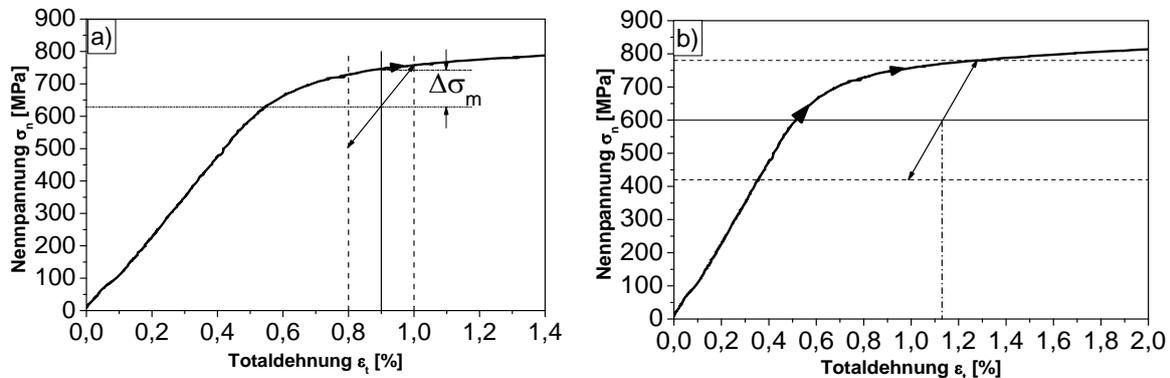


Abb. 6.1: Schemen zum zyklischen Verformungsverhalten bei HCF-Beanspruchung unter (a) Dehnungsregelung und (b) Spannungsregelung

In Abb. 6.1 wird das zyklische Verformungsverhalten bei hohen Grundlasten unter Dehnungs- bzw. Spannungsregelung beispielhaft aufgezeigt. Aufgrund der relativ kleinen Amplituden stellt sich – abgesehen vom der Erstbelastung – makroskopisch ein rein elastisches Verformungsverhalten und damit ein zyklisch neutrales Wechselverformungsverhalten ein. Deutliche Unterschiede stellen sich jedoch bei der Mittelspannung bzw. der totalen Mitteldehnung nach Erreichen der Sollamplitude bei den beiden Versuchsführungen ein. Bei einer totalen Mitteldehnung $\varepsilon_{m,t} = 0,9$ % beträgt die Nennspannung bei rein statischer Beanspruchung etwa 750 MPa, wie Abb. 6.1 (a) zeigt. Aufgrund der zusätzlichen dynamischen Beanspruchung mit $\varepsilon_{a,t} = 0,1$ % steigt die Totaldehnung ε_t auf 1 % an, wobei wegen der geringen Verfestigung in diesem Bereich die Nennspannung nur geringfügig ansteigt. Während der elastischen Entlastung fällt die Mittelspannung auf 630 MPa etwa um den Betrag ab, der sich aus dem Produkt von E-Modul und Dehnungsamplitude ergibt. Daher wurde die Mittelspannung von 600 MPa gewählt, um ähnliche Bedingungen wie unter Dehnungskontrolle bei hohen Mitteldehnungen $\varepsilon_{m,t}$ zwischen 0,6 und 1,2 % zu erreichen. Allerdings nimmt bei dieser Mittelspannung, die Mitteldehnung mit zunehmender Spannungsamplitude zu. In Abb. 6.1 (b) wird verdeutlicht, wie bei einer Spannungsamplitude von 180 MPa die Mitteldehnung unter Spannungsregelung zunimmt. Bei rein statischer Beanspruchung liegt $\varepsilon_{m,t}$ bei 0,5 % und steigt auf 1,15 % während der dynamischen Beanspruchung an. So stieg bei einer Spannungsamplitude von 240 MPa die totale Mitteldehnung auf 1,7 % an. Hingegen ist das Verformungsverhalten im elastischen Bereich bei mitteldehnungsfreier bzw. mittelspannungsfreier

sowie bei $\varepsilon_{m,t} = 0,2 \%$ bzw. $\sigma_m = 300 \text{ MPa}$ nahezu identisch. Unter Dehnungsregelung trat keine zyklische Spannungsrelaxation und unter Spannungsregelung kein zyklisches Kriechen auf. Die Spannungsänderung unter dehnungsgeregelter HCF-Beanspruchung bei überlagerten Mitteldehnungen wird an IN 713 C bei einer Temperatur von $600 \text{ }^\circ\text{C}$ unter sonst gleichen Versuchsbedingungen in [Gel10b] gezeigt. Hierbei blieben die induzierten Mittelspannungen unter HCF-Beanspruchung praktisch konstant. Es wurden nur leichte Schwankungen der Mittelspannung aufgrund von geringen Temperaturschwankungen und ein risswachstumsbedingter Mittelspannungsabfall beobachtet.

6.2 Fraktographie

Bei HCF-Beanspruchung wurden anhand von Bruchflächenanalysen drei verschiedene Arten der Rissbildung beobachtet. Insgesamt wurden die Bruchflächen von 41 gebrochenen Proben untersucht. Die am häufigsten aufgetretene Art ist die kristallographische Rissbildung im Probenvolumen, die 29 Mal festgestellt wurde. Nur in 4 Proben wurden Risse kristallographisch auch an der Oberfläche eingeleitet, die hier als zweite Art bezeichnet wird. Bei diesen beiden Arten der kristallographischen Rissbildung folgt anschließend das Risswachstum im Stadium I, welches anhand der Spaltfacetten auf der Bruchfläche zu erkennen ist. Die dritte Art ist die nichtkristallographische Rissbildung an der Oberfläche mit nachfolgendem Risswachstum im Stadium II, welche bei 8 Proben festgestellt wurde. Als Beispiel für die kristallographische Rissbildung im Volumen zeigt Abb. 6.2 Aufnahmen der Bruchfläche nach der Ermüdung bei einer Totaldehnungsamplitude $\varepsilon_{a,t} = 0,1 \%$, die einer totalen Mitteldehnung $\varepsilon_{m,t} = 0,9 \%$ überlagert wurde. In der Übersichtsaufnahme der Bruchfläche in Abb. 6.2 (a) ist zu erkennen, dass die mit der kristallographischen Rissbildung verbundenen Spaltfacetten sich im Volumen der Probe befinden. Dabei wird eine Vielzahl dieser Spaltfacetten beobachtet, die eine relativ hohe Fläche des Probequerschnitts überdecken. Eine vergrößerte Aufnahme der Rissbildungsstelle zeigt Abb. 6.2 (b). Auf der Spaltfacette, die in der Mitte der Aufnahme zu sehen ist, sind Flusslinien zu erkennen, die sich strahlenförmig von der Risseinleitungsstelle ausbreiten. Ein Defekt, wie z.B. ein Karbideinschluss, ist nahe der Risseinleitungsstelle nicht zu erkennen. Die Werkstofftrennung tritt entlang von nicht koplanaren Gleitbändern in benachbarten Körnern auf.

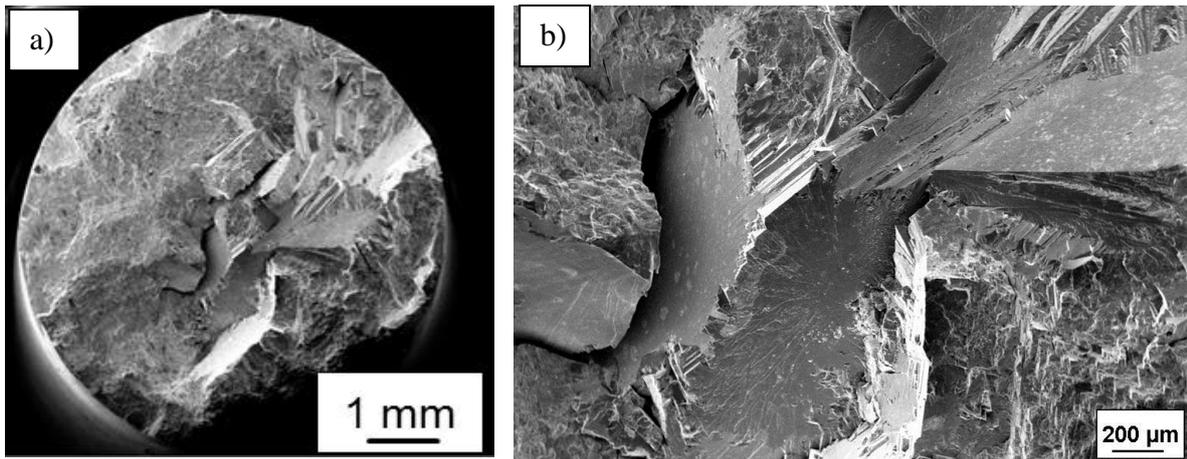


Abb. 6.2: (a) Übersichtsaufnahme und (b) Detailaufnahme der Bruchfläche nach Ermüdung bei $\varepsilon_{a,t} = 0.1 \%$ und $\varepsilon_{m,t} = 0.9 \%$

In Abb. 6.3 sind Beispiele für die Rissausbreitung der zweiten und dritten Art zu sehen. Nahe der Oberfläche sind in Abb. 6.3 (a) glatte Spaltfacetten zu erkennen, die bei einer Spannungsamplitude von 210 MPa und einer Mittelspannung von 300 MPa entstanden sind. Hingegen sind in Abb. 6.3 (b) keine Spaltfacetten auf der Bruchfläche nach Ermüdung bei $\varepsilon_{m,t} = 0,6\%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,4 \%$ festzustellen. Hier zeigt sich anhand der senkrecht zur Hauptspannungsachse liegenden Bruchfläche die von der Oberfläche ausgehende nichtkristallographische Rissbildung mit anschließendem Risswachstum im Stadium II. Auf der Bruchfläche sind ebenfalls Flusslinien zu erkennen, die die Rissausbreitung in Richtung der Probenmitte anzeigen. Die Bruchfläche ist weniger rau als die Bruchfläche, die durch mehrere Spaltfacetten gekennzeichnet ist (Abb. 6.2 (a)). Die Rauheit der Bruchfläche ist jedoch größer als die einer einzelnen Spaltfacette.

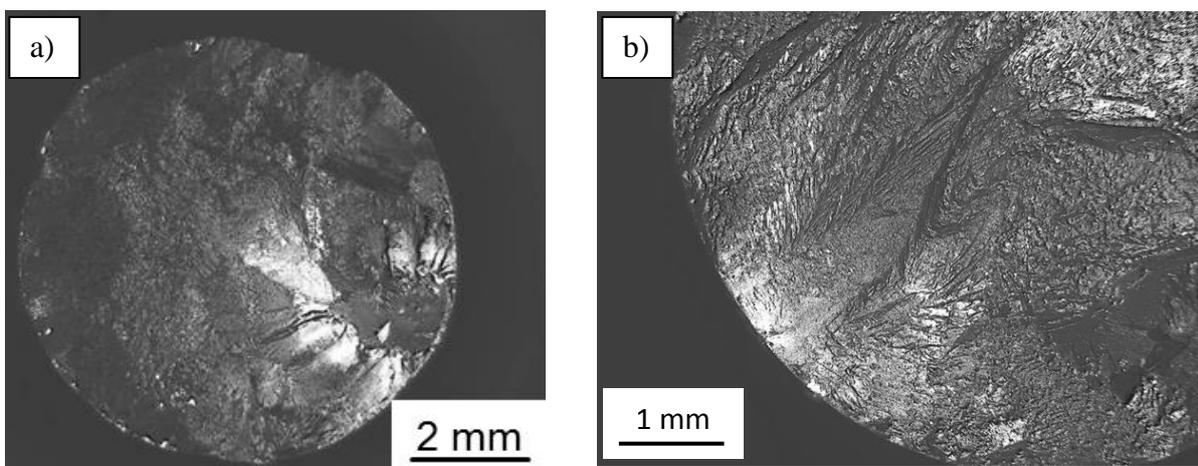


Abb. 6.3: Aufnahmen der Bruchflächen nach Ermüdung bei (a) $\sigma_m = 300 \text{ MPa}$ und $\sigma_a = 210 \text{ MPa}$ und (b) $\varepsilon_{m,t} = 0,6\%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,4 \%$

6.3 Lebensdauer- und Schädigungsverhalten

6.3.1 Wöhlerdiagramme

Zur Abschätzung des Einflusses einer Mittellast auf das Lebensdauerverhalten wurden spannungs- und dehnungskontrollierte Versuche durchgeführt. Allerdings standen hierfür nur eine stark begrenzte Anzahl von Proben und Versuchszeit zur Verfügung, so dass nur eine grobe Abschätzung der Dauerfestigkeit erfolgen konnte. Die ermittelten Wöhlerdiagramme werden in Abb. 6.4 gezeigt. Hierin wird auch die Art der Rissbildung, die im Abschn. 6.1 vorgestellt wurde, angegeben. Dabei wird die von der Oberfläche ausgehende nichtkristallographische Rissbildung mit nachfolgendem Stadium II Risswachstum mit der römischen Nummer „II“ und die oberflächennahe kristallographische Rissbildung mit anschließendem Stadium I Risswachstum mit „O.“ symbolisiert. Abgesehen von den Durchläufern weisen alle Punkte ohne Symbole auf die kristallographische Rissbildung im Volumen hin.

Im Dehnungs-Wöhlerdiagramm in Abb. 6.4 (a) zeigt sich die klare Tendenz, dass für eine gegebene Dehnungsamplitude die Lebensdauer mit zunehmender totaler Mitteldehnung bis zu $\varepsilon_{m,t} = 0,6\%$ abnimmt. Bei Mitteldehnungen $\varepsilon_{m,t} \geq 0,6\%$ wird bei der begrenzten Anzahl an Versuchen und bei den hohen Streuungen der Lebensdauer kein signifikanter Einfluss der Mitteldehnung auf die Lebensdauer festgestellt. Die große Streuung der Versuchsergebnisse ist zum Teil auf die Versuchsführung zurück zu führen. Je nach Lage des Anrisses zum Extensometer kann die Amplitude und der Mittelwert der induzierten Spannung unterschiedlich beeinflusst werden. Liegt der Anrissort auf der Seite der Probe an der auch der Extensometer aufgesetzt ist, dann nehmen mit steigender Risslänge die Spannungsamplitude und die Mittelspannung ab. Dadurch nimmt auch die Triebkraft für das weitere Risswachstum mit zunehmender Risslänge ab. Bei der groben Definition des Versagens über den Probenbruch (vgl. Abschnitt 4.3.2) kann deshalb auch eine makroskopisch angerissene Probe stabil weiterlaufen und die vorgegebene Grenzlastspielzahl erreichen. Anfänglich wurde auch bei einigen Proben beim Ausbau festgestellt, dass diese makroskopisch angerissen waren. Die zu diesen Versuchen gehörenden Lebensdauerpunkte werden nicht durch einen Pfeil gekennzeichnet, der das Durchlaufen ohne Bruch symbolisiert. Liegt der Anrissort der Probe aber auf der dem Extensometer gegenüber liegenden Seite, dann kann eine Anrissbildung auch zu einer Zunahme der induzierten Mittelspannungen und Spannungsamplituden führen. In diesem Fall wird die Lebensdauer der Probe durch das Risswachstum deutlich reduziert. Somit ist verständlich, dass z.B. bei $\varepsilon_{m,t} = 0,2\%$ und $\varepsilon_{a,t} = 0,2\%$ Bruchlastspielzahlen festgestellt wurden, die sich um fast

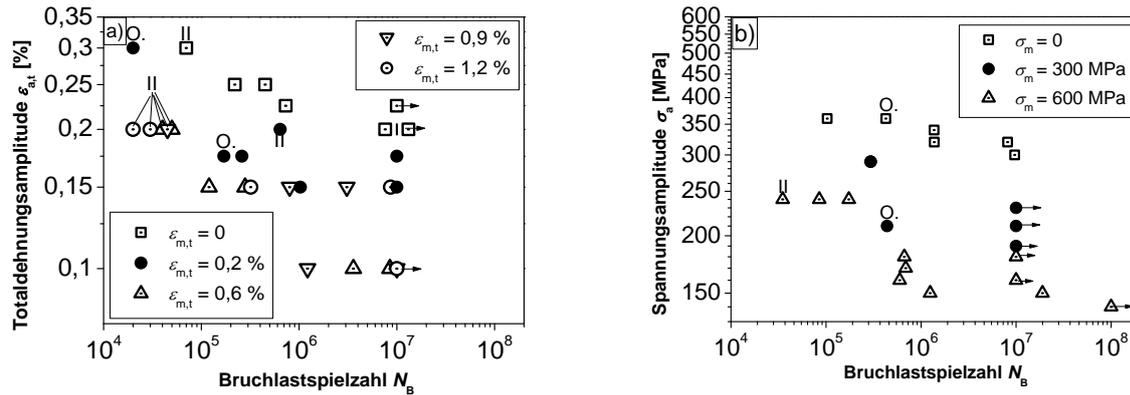


Abb. 6.4: (a) Dehnungs-Wöhlerdiagramm und (b) Spannungs-Wöhlerdiagramm

zwei Größenordnungen unterscheiden (vgl. Abb. 6.4 (a)). Unter Spannungskontrolle bei vergleichbaren Beanspruchungsbedingungen treten diese Effekte nicht auf und die Streuungen auf den jeweiligen Lasthorizonten sind deutlich kleiner (vgl. Abb. 6.4 (b)).

Die Skala des Dehnungs-Wöhlerdiagramms wurde mit dem E-Modul multipliziert, so dass die Lage der Lebensdauerpunkte in Abb. 6.4 (b) mit der Lage in Abb. 6.4 (a) bei den jeweiligen Mitteldehnungen bzw. -spannungen (vgl. Abschn. 6.1) vergleichbar ist. Die Lebensdauer nimmt mit zunehmender Mittelspannung ab, wobei diese generell unterhalb der Lebensdauer liegt, die unter Dehnungskontrolle ermittelt wurde. Es treten ebenfalls Streuungen der Lebensdauer auf, diese sind jedoch im Vergleich zu den Streuungen unter Dehnungskontrolle schwächer ausgeprägt. Neben der unterschiedlichen Versuchsführung können auch unterschiedliche Abgusschargen die Lebensdauer beeinflussen. Die Charge, die überwiegend für die mittelspannungsfreien Versuche verwendet wurde, zeigte auch unter anderen Bedingungen eine tendenziell geringere Lebensdauer als Proben anderer Chargen. Die zwei ergänzende Versuche, die mit $N_G = 10^8$ gefahren wurden, deuten auf einen Abfall der Schwingfestigkeit mit zunehmender Lastspielzahl hin.

Bei Bruchlastspielzahlen von $N_B \geq 10^6$ werden alle Risse kristallographisch im Volumen eingeleitet. Im Lebensdauerbereich zwischen $10^5 \leq N_B \leq 10^6$ wird die kristallographische Rissbildung sowohl im Volumen als auch an der Oberfläche beobachtet, wobei die oberflächennahe Rissbildung nur ohne Mittellast bzw. bei geringen Mittellasten von $\epsilon_{m,t} = 0,2\%$ und $\sigma_m = 300$ MPa festgestellt wurde. Bei hohen HCF-Amplituden im Bereich von $10^4 \leq N_B \leq 10^5$ überwiegt die nichtkristallographische Rissbildung. Dass diese Art der Rissbildung unter Dehnungsregelung bei $\epsilon_{m,t} = 0,2\%$ und $\epsilon_{a,t} = 0,2\%$ im Bereich von $10^5 \leq N_B \leq 10^6$, jedoch

nicht bei einer Mittelspannung von 300 MPa festgestellt wurde, liegt wohl an der unterschiedlichen Regelungsart Unter Dehnungskontrolle können bei zu Beginn des Versuches vergleichbaren Spannungsamplituden bei dem verwendeten Versagenskriterium des Probenbruchs höhere Bruchlastspielzahlen auftreten als unter Spannungskontrolle.

6.3.2 Haigh-Diagramme

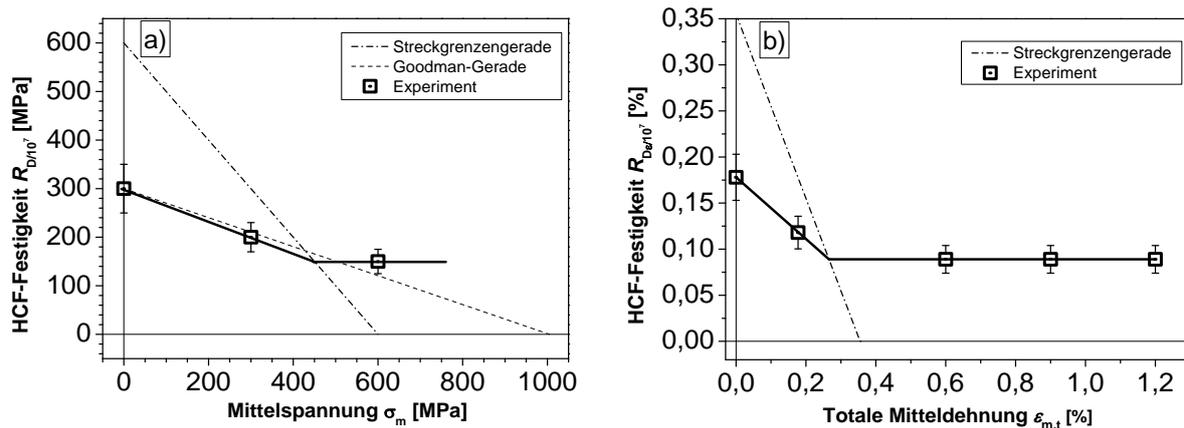


Abb. 6.5: (a) Spannungs-Haigh-Diagramm und (b) Dehnungs-Haigh-Diagramm

Aus den beiden Wöhlerdiagrammen in Abb. 6.4 wurde die HCF-Festigkeit $R_{D/10^7}$ und die HCF-Dehngrenze $R_{D\epsilon/10^7}$ für 10^7 Lastspiele abgeschätzt und als Funktion der Mittelspannung bzw. der totalen Mitteldehnung in Abb. 6.5 aufgetragen. Zur Erstellung des Spannungs-Haigh-Diagramms wurde nicht nur das Spannungs-Wöhlerdiagramm verwendet, sondern auch das Dehnungs-Wöhlerdiagramm. Ebenso wurden bei der Erstellung des Dehnungs-Haigh-Diagramms die Ergebnisse, die in beiden Wöhlerdiagrammen gezeigt werden, verwendet. Da die Lebensdauer versuchsführungsbedingt unter Spannungskontrolle eine geringere Streuung aufweist als unter Dehnungskontrolle, wird zum Abschätzen von $R_{D/10^7}$ und $R_{D\epsilon/10^7}$ dem Spannungs-Wöhlerdiagramm eine höhere Bedeutung beigemessen. Die HCF-Festigkeit bei rein wechselnder Beanspruchung $R_{W/10^7}$ wird auf etwa 300 MPa abgeschätzt. Das Spannungs-Wöhlerdiagramm in Abb. 6.4 (b) deutet zwar auf eine geringere Festigkeit $R_{W/10^7}$ hin, jedoch wurden unter Dehnungskontrolle Durchläufer auch bei höheren induzierten Spannungsamplituden beobachtet. Dies kann zumindest zum Teil dem Chargeneinfluss zugeschrieben werden. Die HCF-Festigkeit $R_{D/10^7}$ bei $\sigma_m = 300$ MPa und 600 MPa wurde nur aus dem Spannungs-Wöhlerdiagramm (vgl. Abb. 6.4 (b)) ermittelt und beträgt etwa 200 bzw. 150 MPa. Im Dehnungs-Wöhlerdiagramm (vgl. Abb. 6.4 (a)) sind bei positiven Mitteldehnungen

die Streuungen zu groß, um daraus $R_{D/10}^7$ bzw. $R_{D\varepsilon/10}^7$ zu ermitteln. Das Haigh-Diagramm in Abb. 6.5 (a) zeigt die HCF-Festigkeit $R_{D/10}^7$ als Funktion der Mittelspannung σ_m . Hierin ist auch die Goodman-Gerade eingezeichnet, die $R_{W/10}^7$ mit der Zugfestigkeit R_m verbindet. Die experimentelle HCF-Festigkeit liegt bei 300 MPa leicht unterhalb und bei 600 MPa etwas oberhalb der Goodman-Gerade. Die Mittelspannungsempfindlichkeit wird dabei durch die Steigung der zwei eingezeichneten Geraden angenähert. Für kleine Mittelspannungen zeigt sich bis zum Erreichen der Streckgrenzengerade eine etwas höhere Mittelspannungsempfindlichkeit als nach Goodman vorhergesagt. Die Streckgrenzengerade gibt die Grenze vor, ab der makroskopisch plastische Verformungen bei bestimmten Kombinationen von Mittelspannung und Spannungsamplitude auftreten. Die Streckgrenze ist nicht ausgeprägt, liegt aber bei etwa 600 MPa (vgl. Abb. 4.8 (a)). Bei Maximalspannungen, die oberhalb der Streckgrenze liegen, wird wie bei den totaldehnungsgeregelten Versuchen kein signifikanter Einfluss der Mittelspannung beobachtet, so dass dies durch eine horizontale Gerade angenähert wird. Da nur leichte Unterschiede im Spannungs-Dehnungsverhalten unter Dehnungsregelung im Bereich der HCF-Festigkeit vorliegen, wird analog ein Dehnungs-Haigh-Diagramm in Abb. 6.5 (b) vorgestellt. Hierin werden die makroskopisch rein elastisch, dauerhaft ertragenen Spannungsamplituden $R_{D/10}^7$ mit den zugehörigen Mittelspannungen durch den E-Modul von 169 GPa (vgl. Abb. 5.3) dividiert. Somit ergibt sich aus $R_{W/10}^7 = 300$ MPa die Wechseldehngrenze $R_{W\varepsilon/10}^7 = 0,18$ %. Bei $\sigma_m = 300$ MPa ist $R_{D/10}^7 = 210$ MPa, folglich ist die zugehörige Dehngrenze $R_{D\varepsilon/10}^7 = 0,12$ % bei einer totalen Mitteldehnung $\varepsilon_{m,t}$ von 0,18 %. Aus der HCF-Festigkeit $R_{D/10}^7 = 210$ MPa bei 600 MPa resultiert die Dehngrenze $R_{D\varepsilon/10}^7$ von 0,089 % bei den totalen Mitteldehnungen $\varepsilon_{m,t}$ von 0,6, 0,9 und 1,2 %. Die Dehngrenze nimmt dabei bis zur Streckgrenzengerade ab und zeigt oberhalb der Streckgrenzengerade keine Mitteldehnungsempfindlichkeit. Die Streckgrenzengerade wurde hierbei aus dem Spannungs-Haigh-Diagramm übertragen. Die makroskopisch plastische Verformung setzt bei einer totalen Dehnung von 0,35 % ein, die sich aus der Streckgrenze von 600 MPa dividiert durch den E-Modul von 169 GPa ergibt.

6.4 Normalspannungskontrollierte HCF-Rissausbreitung

Zur späteren Bewertung von LCF/HCF-Wechselwirkungen wurden Rissausbreitungsmessungen unter Normalspannungskontrolle bei reiner HCF-Beanspruchung an mikrogekerbten Rundproben (vgl. Abschn. 3.5.2 und 3.6.2) durchgeführt.

6.4.1 Fraktographie

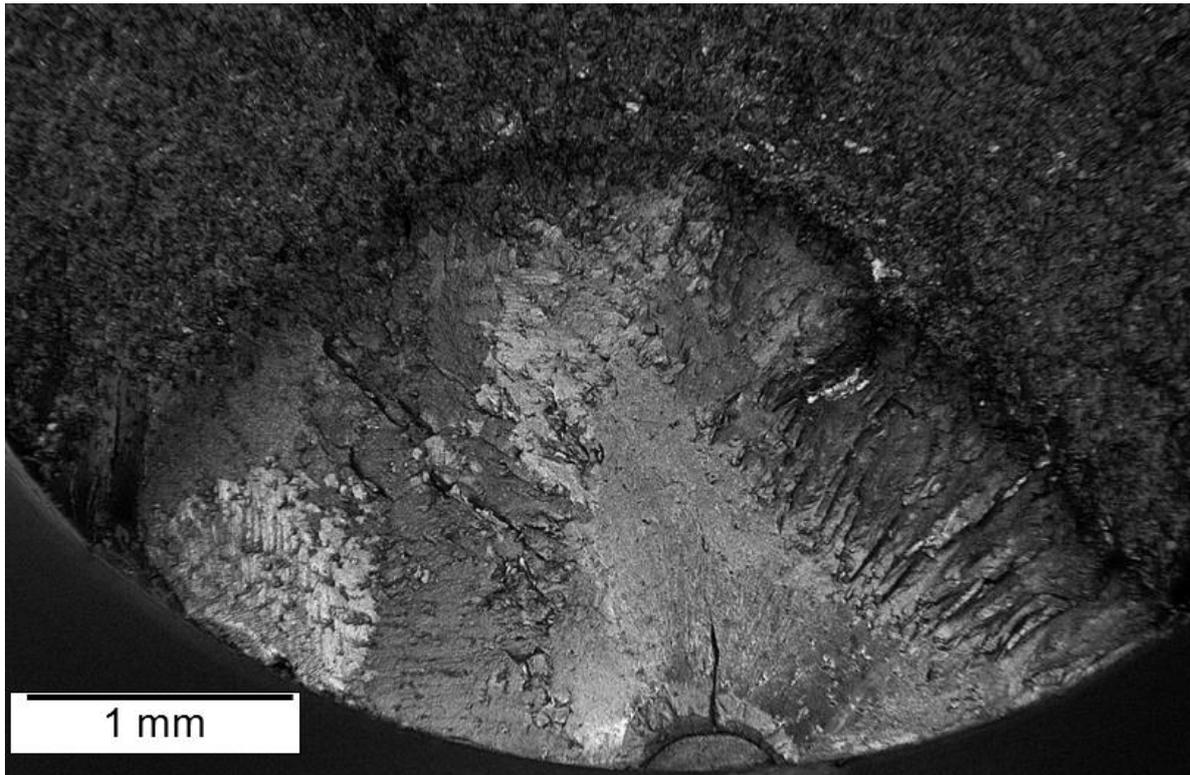


Abb. 6.6: Schwingbruchflächen nach einstufiger HCF-Rissausbreitung bei $R = 0,70$ und $\sigma_a = 119$ MPa

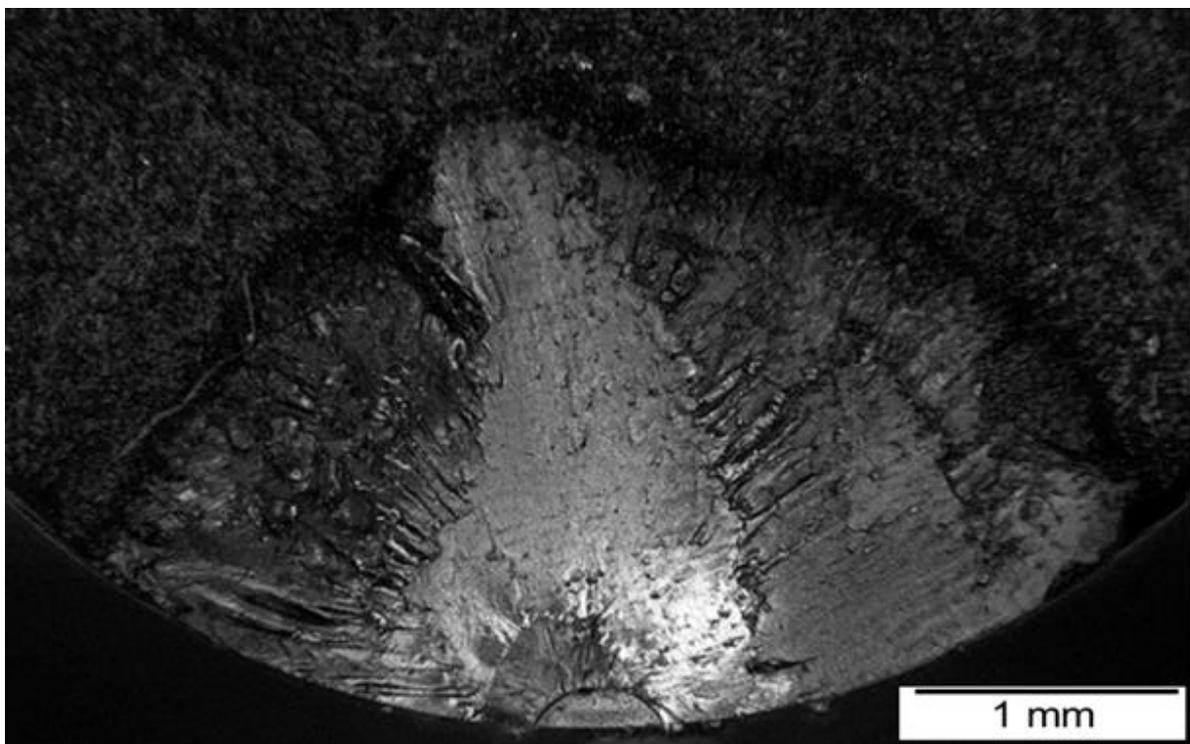


Abb. 6.7: Schwingbruchflächen nach einstufiger HCF-Rissausbreitung bei $R = 0,75$ und $\sigma_a = 94$ MPa

Die Schwingbruchflächen nach der HCF-Rissausbreitung bei zwei ähnlichen Lastverhältnissen sind in Abb. 6.6 zu sehen. Die Bruchfläche in Abb. 6.6 kann ausgehend von der Mikrokerbe in vier Bereiche unterteilt werden. Die vier Bereiche sind jeweils während des Anschwingens, der Vorbelastung bei $R = 0$, der HCF-Rissausbreitung bei $R = 0,7$ und dem Gewaltbruch entstanden. Hingegen kann die Bruchfläche in Abb. 6.7 ausgehend von Kerbe nur in drei Bereiche unterteilt werden, da ein Bereich, der eindeutig dem Anschwingen zuzuordnen wäre, nicht zu erkennen ist. Auf beiden Bruchflächen besitzt die Mikrokerbe eine ähnliche halb elliptische Form. Hingegen zeigen sich deutliche Unterschiede in der Rissfront, bevor der Stufenwechsel von $R = 0$ zur HCF-Rissausbreitung bei $R = 0,7$ bzw. $R = 0,75$ (vgl. Abb. 4.6) erfolgt. In der Probe, deren Bruchfläche in Abb. 6.6 gezeigt wird, bildete sich während des Anschwingens eine symmetrische Rissfront zur Ebene aus, die durch den Mittelpunkt der Bruchfläche und die Punkte, an denen die Potentialsonden angebracht sind, aufgespannt wird. Hierbei erfolgte das Risswachstum mehr in die Tiefe als in die Breite, so dass sich die Rissfront einer Halbkreisform annähert. Die zugehörige Bruchfläche erscheint dunkler als die Fläche der Mikrokerbe. Während der Vorbelastungsstufe bei $R = 0$ (vgl. Abb. 4.6) breitet sich der Riss weiterhin nahezu symmetrisch aus und hinterlässt eine hellere Bruchfläche als während des Anschwingens. Hingegen entstand bei der Vorbelastung zur Rissausbreitungsmessung bei $R = 0,75$ eine unsymmetrische Rissfront, wie Abb. 6.7 zu sehen ist. Anhand dieser Aufnahme sind die Bruchflächenbereiche, die während des Anschwingens und während der Vorbelastungsstufe bei $R = 0$ entstanden ist, nicht zu unterscheiden. Die Rissfront ist vor der HCF-Rissausbreitung mehr in die Tiefe als in die Breite ausgeweitet. Der Riss ist dabei nicht mittig in Richtung der Belastungsachse gewachsen, sondern breitete sich in Richtung eines Punktes, der links vom Mittelpunkt liegt, aus. Die HCF-Rissausbreitung führt in beiden Proben zu einer sehr glatten und hellen Schwingbruchfläche, die aufgrund der geringen Oxidation leicht blau gefärbt ist. Beim Einsetzen des Gewaltbruchs besitzen die Rissfronten in beiden Proben eine vergleichbare Form. Daher hat sich die Rissfrontgeometrie während der HCF-Rissausbreitung in beiden Proben bis zum Gewaltbruch angenähert. Der Riss ist bis zum Gewaltbruch mehr in die Tiefe als in die Breite gewachsen, so dass sich die Schwingbruchfläche einer Zungenform annähert.

6.4.2 Quantitatives Rissausbreitungsverhalten

Bei den Lastverhältnissen $R = 0,70$ und $R = 0,75$ wird der Verlauf der Risstiefe als Funktion der Zyklenzahl in Abb. 6.8 (a) gezeigt. Zum Vergleich sind die anhand der Bruchflächen gemessenen Risstiefen zu Beginn der einstufigen HCF-Beanspruchung a_{Start} bei dem jeweiligen Lastverhältnis eingezeichnet. Während a_{Start} bei $R = 0,7$ mit der Anfangsrisstiefe, die mittels Gleichstrompotentialsonde während des Anschwingens erfasst wird, sehr gut übereinstimmt, weichen die unterschiedlich gemessenen Anfangsrisstiefen bei $R = 0,75$ deutlich voneinander ab. Die ungleichmäßig ausgebildete Rissfront (vgl. Abschn. 6.4.1) dürfte diese Abweichung verursachen. Bei der zungenförmigen Rissfront ist die Risstiefe sehr groß gegenüber der Rissbreite. Zudem ist davon auszugehen, dass die unsymmetrische Rissfront einen geringeren Potentialanstieg verursacht. Daher wird ausgehend von einer Ellipsenform aus der Potentialmessung eine Anfangsrisstiefe abgeleitet, die kleiner ist als die tatsächliche.

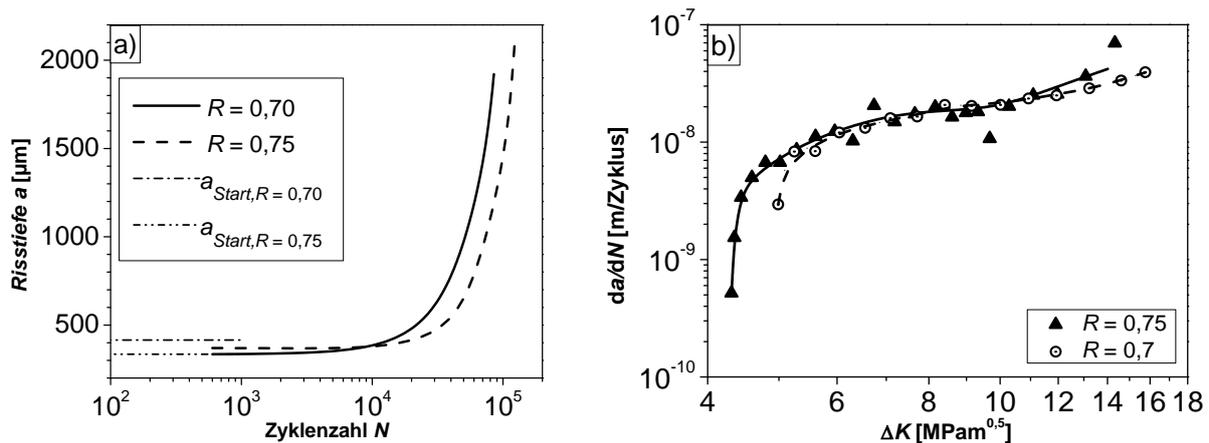


Abb. 6.8: (a) Risstiefenverläufe und (b) da/dN - ΔK -Diagramm

Die bruchmechanische Auswertung der Rissverläufe wird in Abb. 6.8 (b) in einem da/dN - ΔK -Diagramm gezeigt. Die Rissausbreitungskurven verlaufen bei den ähnlich hohen Lastverhältnissen fast identisch. Allerdings weichen die Kurven insbesondere bei kleinen Werten von ΔK voneinander ab. Hierbei führt die mittels Potentialsonde unterschätzte Risstiefe bei $R = 0,75$ ebenfalls zu einer Unterschätzung der Werte von ΔK . Da sich die Rissfrontgeometrien bei der weiteren HCF-Rissausbreitung angleichen (vgl. Abb. 6.6 und Abb. 6.7) nähern sich auch die Kurven an. Trotz der Abweichungen zeigen beide Kurven im Bereich von $\Delta K < 5 \text{ MPam}^{0,5}$ einen deutlichen Abfall der Rissausbreitungsgeschwindigkeit mit abnehmendem ΔK . Dieser Abfall deutet auf einen Schwellenwert für Rissausbreitung ΔK_{th} bei HCF-Beanspruchung hin.

Bei einem anderen Versuch wurde nach dem Stufenwechsel bei $\Delta K = 3,22 \text{ MPam}^{0,5}$ keine Rissausbreitung festgestellt. Der geringste Wert von ΔK , bei dem Rissausbreitung festgestellt wurde, berechnet sich aus tatsächlichen Risslänge a_{Start} bei $R = 0,75$ und beträgt $4,31 \text{ MPam}^{0,5}$.

Bei dem jeweils durchgeführten Anschwingen ist aufgrund der Belastungsvorgeschichte die zyklische plastische Zone zu Beginn des eigentlichen Rissausbreitungsversuches größer als es bei reiner HCF-Beanspruchung der Fall wäre. Die Größe der zyklischen plastischen Zone wurde nach [Sch80] unter Annahme eines ebenen Dehnungszustands wie folgt berechnet:

$$r_{pl} = \frac{\Delta K^2}{2\pi \cdot R_{eS, \text{zykl}}^2} \cdot (1 - 2\nu)^2 \quad \text{Gl. 6.1}$$

Die berechnete zyklische plastische Zone hat unmittelbar vor dem Stufenwechsel bei den Versuchen bei $R = 0,7$ und bei $R = 0,75$ eine Größe von 47 bzw. 36 μm . Der Riss hat während der HCF-Rissausbreitung diese Größe bei einem ΔK -Wert von $5,15 \text{ MPam}^{0,5}$ bzw. $4,58 \text{ MPam}^{0,5}$ erreicht. Eine signifikante Veränderung der Rissausbreitungskurve ist bei diesen Werten nicht zu erkennen. Folglich liegt der Schwellenwert im Bereich $3,22 \text{ MPam}^{0,5} < \Delta K_{\text{th}} < 4,31 \text{ MPam}^{0,5}$.

6.5 Diskussion

Die Analyse der bis auf die Belastungsvorgeschichte lastwechselwirkungsfreien HCF-Rissausbreitung ist erforderlich, um Lastwechselwirkungen während der CCF-Rissausbreitung abzuleiten. Dies wird im folgenden Kapitel 7 behandelt. Für die Rissbildungs- bzw. -initiierungsphase bei reiner HCF-Beanspruchung ist das normalspannungskontrollierte Risswachstum eher unbedeutend, da diese überwiegend durch kristallographische Rissbildung erfolgt.

Der Werkstoff MAR-M247 LC zeigt unter den HCF-Bedingungen einen planaren Gleitcharakter, der aufgrund der hohen Frequenz und der kleinen Amplituden gefördert wird. Als Folgen des planaren Gleitcharakters tritt unter Dehnungsregelung trotz der hohen Mittellasten kein Abfall der Mittelspannung und unter Spannungsregelung kein zyklisches Kriechen auf (vgl. Abschn. 6.1). Dies stimmt mit Untersuchungen von [Wel68] überein. Ebenso verursacht die planare Gleitung die bevorzugte kristallographische Rissbildung entlang der Gleitebenen (vgl. Abschn. 2.2.2).

Neben der kristallographischen Rissbildung wurde wie in der Legierung IN 713LC nichtkristallographische Rissbildung beobachtet [Kun09, Kun10] (vgl. Abschn. 2.5.2). Allerdings zeigte sich in MAR-M247 LC im Gegensatz zum nicht heißisostatisch nachverdichteten IN 713LC keine nichtkristallographische Rissbildung an Poren. Unter HCF-Bedingungen mit überlagerten Mitteldehnungen zeigt IN 713 C bei 600 °C sowohl Rissbildung an Poren als auch kristallographisch [Gel10a, Gel10b]. Im nachverdichteten MAR-M247 LC ist die nichtkristallographische Rissbildung auf den Lebensdauerbereich $N_B \leq 10^5$ beschränkt, in dem die Spannungsamplituden hoch genug sind, um eine für die nichtkristallographische Rissbildung notwendige Mehrfachgleitung auszulösen. Hingegen werden beide Arten der Rissbildung in IN 713LC in einem breiten Intervall von Spannungsamplitude und Mittelspannung [Kun10] sowie in IN 713C bei verschiedenen Mitteldehnungen [Gel10a, Gel10b] beobachtet. Daher kann die z.T. hohe Streuung der Lebensdauer in MAR-M247 LC nicht auf Poren zurückgeführt werden, die in IN 713 LC zu einer anderen Rissbildungsart führen.

Obwohl überwiegend die kristallographische Rissbildung im Volumen festgestellt wird, treten deutliche Streuungen in der Lebensdauer auf. Entscheidend für die Rissbildung ist hierbei wie in [Kun09] behauptet, die Versetzungsaktivität im Gleitband und dessen Dimension, die

durch die Korngröße limitiert ist. Die Versetzungsaktivität ist am höchsten, wenn Körner möglichst günstig orientierte Gleitebenen beherbergen. Daher sind einzelne Körner intrinsische Schwachstellen von Werkstoffen, die kristallographische Rissbildung zeigen [Jab81] (vgl. Abschn. 2.4.5). In Abhängigkeit der Größe der Körner und der Lage der bevorzugten Gleitebenen werden die Rissbildung und damit die Lebensdauer wesentlich beeinflusst, so dass deutliche Lebensdauerstreuungen entstehen. In diesem Fall sind kleine Defekte von geringer Bedeutung für die Rissbildung, so dass auch in Abb. 6.2 (b) kein rissauslösender Defekt, wie z.B. ein Primärkarbid oder eine Pore gefunden wird.

Der in [Kun10] vorgeschlagene alternative Mechanismus für die Gleitbandablösung und Bildung der damit verbundenen Facetten wird durch die Bruchflächenuntersuchungen unterstützt (vgl. Abschn. 2.5.2). So zeigt sich in Abb. 6.2, dass die Werkstofftrennung entlang der „geschwächten“ Gleitbänder geschieht, die aufgrund der zyklischen Versetzungsbewegung auch auf nicht koplanaren Gleitsystemen in Nachbarkörnern entstehen.

Ebenso wie unter niederzyklischer Ermüdung wird ein lebensdauerabhängiger Übergang der Rissbildung von der Oberfläche ins Volumen beobachtet. Die Erklärung für den Übergang kann Analogien aufweisen, aber sie muss nicht die gleiche sein. Denn unter LCF-Bedingungen tritt der Übergang nur bei welliger Gleitung auf, wohingegen bei HCF-Beanspruchungen wegen der niedrigeren Spannungen und höheren Frequenz eine planare Gleitung vorliegt. Laut der Wöhler-Diagramme in Abb. 6.4 werden im Bereich $N_B \geq 10^6$ die Risse ausschließlich im Volumen gebildet, wohingegen im Bereich $10^5 \leq N_B \leq 10^6$ die Rissbildung sowohl im Volumen als auch an der Oberfläche beobachtet wird. Mit zunehmender Lebensdauer und abnehmender Amplitude können Risse kristallographisch nur noch in hinreichend großen Körnern eingeleitet werden, die günstig orientierte Gleitebenen beherbergen. Die Wahrscheinlichkeit, dass diese Körner im Volumen liegen ist höher als an der Oberfläche. Zudem kann die Bildung dünner Oxidfilme die Rissbildung an der Oberfläche verzögern [Duq72, Gel73]. Dieser auf niedrige Dehnungsschwingbreiten beschränkte Mechanismus [Ach67, Hyz82b] ist daher bei HCF möglich und dürfte (vgl. Abschn. 2.3.2) den Übergang der Rissbildung ins Volumen begünstigen.

Die beobachtete Mitteldehnungsunempfindlichkeit der HCF-Festigkeit bei höheren Mitteldehnungen sowie die Mittelspannungsunempfindlichkeit bei hohen Mittelspannungen kann folgendermaßen erklärt werden. Eine Mittelspannungsunempfindlichkeit wurde in anderen Ni-

ckelbasis-Legierungen festgestellt (vgl. Abschn. 2.5.1), wobei in Udimet 710 bei einer Temperatur unterhalb des Kriechbereichs von 538 °C eine Unempfindlichkeit in einem weiten Bereich der Mittelspannung von 221 bis 837 MPa festgestellt wurde [Moo73]. Diese Unempfindlichkeit wird durch die Kompensation zweier Effekte erklärt. Eine Zunahme der Mittelspannung führt zum einen zu einer Beschleunigung der kristallographischen Rissbildung und zum anderen zu einer homogeneren planaren Gleitung, so dass mehr Zyklen für die Gleitbandablösung erforderlich sind (vgl. Abschn. 2.5.2). Neben diesen beiden gegensätzlich wirkenden Effekten dürfte auch die Zunahme der Versetzungsdichte die Mittelspannungs- bzw. Mitteldehnungsunempfindlichkeit bei Maximalspannungen oberhalb der Streckgrenze erklären. Aufgrund der Verformung im elastisch-plastischen Bereich erfolgt ein Anstieg der Versetzungsdichte, so dass mobile Versetzungen in ihrer Bewegung behindert werden (vgl. Abschn. 2.3.1). Die Behinderung mobiler Versetzungen verzögert die Gleitbandablösung, der zyklische Versetzungsbewegung in den Gleitsystemen vorausgeht. Mit zunehmender plastischer Verformung und damit steigender Versetzungsdichte wird damit der schädlichen Wirkung der höheren Mittelspannung zusätzlich entgegen gewirkt. Dieser zusätzliche Mechanismus tritt erst signifikant ein, wenn makroskopisch plastische Verformung erfolgt. Daher beginnen die Horizontalen in den Haigh-Diagrammen bei den Mittellasten, ab denen makroskopisch plastische Verformung einsetzt. Bei totaldehnungskontrollierten Versuchen kommt hinzu, dass die Verfestigungskurve nach Überschreiten der Streckgrenze einen relativ flachen Verlauf hat. Dadurch wird bei hinreichend hohen Mitteldehnungen der Mittelspannungszuwachs mit weiter steigender Mitteldehnung relativ gering.

7 Kombinierte nieder- und hochzyklische Ermüdung

7.1 Zyklisches Verformungsverhalten

7.1.1 Hysteresisschleifen

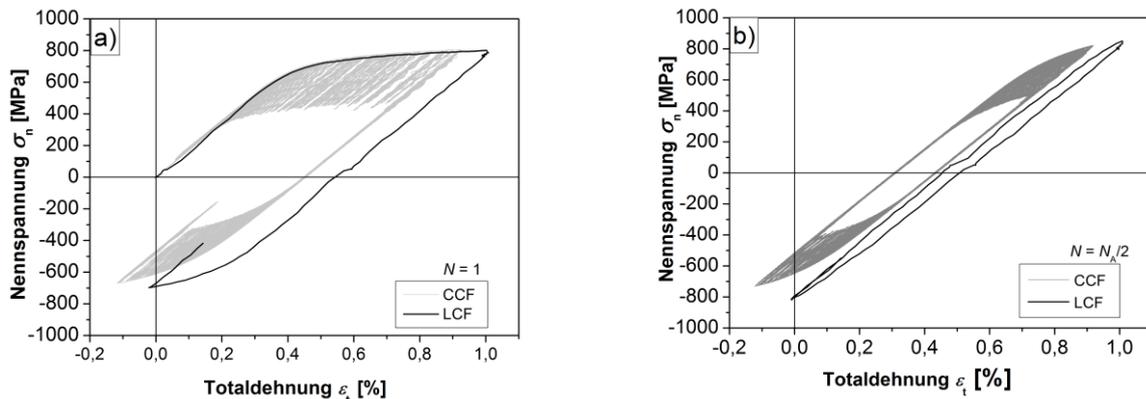


Abb. 7.1: Hysteresisschleifen bei $\Delta\varepsilon_t = 1\%$ (a) im ersten Zyklus und (b) bei halber Anrisslastspielzahl

In Abb. 7.1 werden die aufgezeichneten Hysteresisschleifen unter LCF und CCF-Beanspruchung bei einer Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\varepsilon_t$ von 1 % verglichen, wobei unter CCF-Beanspruchung eine Dehnungsschwingbreite der HCF-Schwingung $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ von 0,2 % der LCF-Schwingung mit einer Schwingbreite $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}}$ von 0,8 % überlagert wurde. Die gezeigten Hysteresisschleifen wurden an unterschiedlichen Proben ermittelt, die im Bereich der Messtrecke den gleichen E-Modul besitzen. Die Maximalspannungen der Hysteresisschleifen in Abb. 7.1 (a), die während des ersten Zyklus aufgezeichnet wurden, sind unter LCF und CCF etwa gleich hoch. Im elastisch-plastischen Bereich wird die überlagerte HCF-Beanspruchung, die überwiegend elastische Dehnungen verursacht, deutlich sichtbar. Bei der Rückverformung in den Druckbereich zeigen sich jedoch leichte Unterschiede in der Minimalspannung bei LCF und CCF. Obwohl die minimale Dehnung bei der CCF-Beanspruchung geringer ist, werden betragsmäßig geringere Minimalspannungen im Umkehrpunkt der Hysteresisschleife als unter LCF-Beanspruchung erreicht. Die plastische Dehnungsamplitude ist im ersten Zyklus bei LCF aufgrund der höheren Maximaldehnung höher als bei CCF. Die Hysteresisschleifen bei halber Anrisslastspielzahl werden in Abb. 7.1 (b) gezeigt. Hierbei ist zu beachten, dass die absolute Anrisslastspielzahl bei LCF deutlich höher war als unter CCF, so dass kein Vergleich bei einer absolut gleichen Lastspielzahl erfolgt. Die plastische Dehnungsamplitude ist aufgrund der höheren Anrisslastspielzahl bei LCF und der damit verbundenen weiter fortgeschrittenen zyklischen Verfestigung bei $N_A/2$ deutlich geringer als bei CCF. Die

weiter fortgeschrittene zyklische Verfestigung bei LCF wird auch anhand der höheren Maximalspannungen sichtbar. Die Differenz der Maximalspannungen ist jedoch geringer als die Differenz der Minimalspannungen. Dieses unterschiedliche Verformungsverhalten wird auch anhand der Wechselverformungskurven deutlich.

7.1.2 Wechselverformungskurven

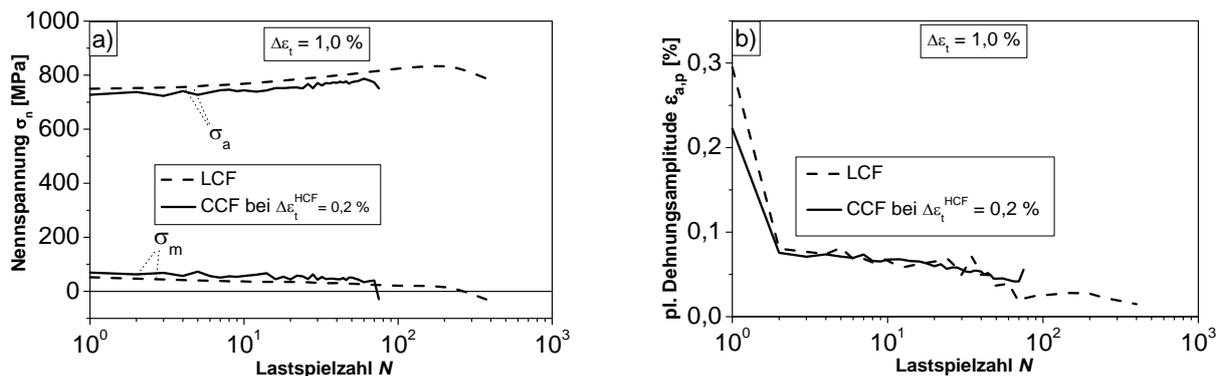


Abb. 7.2: Wechselverformungskurven bei gleicher Totaldehnungsschwingbreite $\Delta\epsilon_t = 1\%$ bei LCF und CCF: (a) σ_a - N und σ_m - N und (b) $\epsilon_{a,p}$ - N

Der Verlauf der Spannungsamplitude σ_a und der Mittelspannung σ_m als Funktion der Zyklenzahl wird in Abb. 7.2 (a) gezeigt. Die Spannungsamplitude bei CCF ist stets kleiner als bei LCF und die Mittelspannung stets höher als bei LCF. Die Differenz der Mittelspannungen und Spannungsamplituden ist betragsmäßig etwa gleich groß. Daher verlaufen die Maximalspannungen etwa gleich, jedoch sind die Minimalspannungen bei CCF betragsmäßig geringer als bei LCF. Wie bei LCF verfestigt der Werkstoff auch bei CCF zyklisch, jedoch ist die Verfestigung weniger ausgeprägt und endet durch Versagen bei einer geringeren Lastspielzahl. Die geringer ausgeprägte zyklische Verfestigung zeigt sich ebenso in Verbindung mit dem Verlauf der plastischen Dehnungsamplitude $\epsilon_{a,p}$ als Funktion der Zyklenzahl in Abb. 7.2 (b). Nach dem ersten Zyklus ist $\epsilon_{a,p}$ unter beiden Beanspruchungsbedingungen etwa gleich groß. Wäre die zyklische Verfestigung gleich stark ausgeprägt, müsste die Spannungsamplitude unter beiden Bedingungen gleich verlaufen. Der Verlauf verdeutlicht die Unterschiede der plastischen Dehnungsamplitude bei halber Anrisslastspielzahl. Bei CCF liegt $N_A/2$ bei 40, wohingegen $N_A/2$ bei LCF etwa 200 beträgt. Daher ist die plastische Dehnungsamplitude bei $N_A/2$ unter CCF höher als bei LCF (vgl. Abb. 7.1 (b)).

7.2 Lebensdauerverhalten

7.2.1 Einfluss überlagerter Schwingungen auf die LCF- und HCF-Lebensdauer

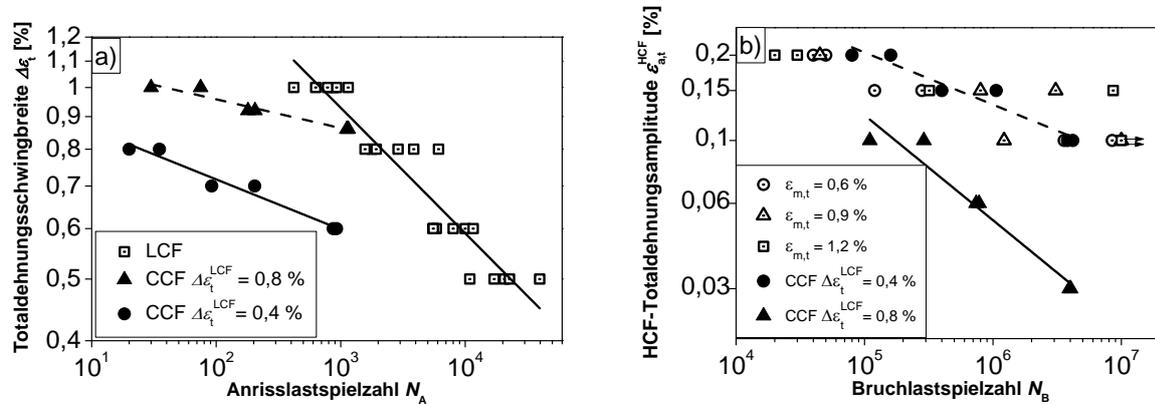


Abb. 7.3: Lebensdauerverhalten bei (a) CCF und LCF sowie (b) CCF und HCF

Das Lebensdauerverhalten bei CCF wird im Vergleich zu LCF im Dehnungs-Wöhlerdiagramm in Abb. 7.3 (a) gezeigt. Bei CCF wurden LCF-Beanspruchungen mit zwei unterschiedlichen Totaldehnungsschwingbreiten $\Delta \epsilon_t^{LCF}$ von 0,4 % und 0,8 % HCF-Schwingungen mit verschiedenen Schwingbreiten $\Delta \epsilon_t^{HCF}$ überlagert, die sich aus der Differenz der im Wöhlerdiagramm aufgetragenen Totaldehnungsschwingbreite $\Delta \epsilon_t$ und $\Delta \epsilon_t^{LCF}$ ergeben. Die Lebensdauer wird hierbei in LCF-Zyklen bis zum Anriss gezählt. Generell wird eine Verringerung der LCF-Zyklen bis zum Anriss unter CCF-Bedingungen bei vergleichbarer Totaldehnungsschwingbreite festgestellt. Je höher $\Delta \epsilon_t^{HCF}$, desto ausgeprägter ist die Verringerung. Eine Abnahme von $\Delta \epsilon_t^{HCF}$ führt zu einer Annäherung an die LCF-Lebensdauer, die bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,06\%$ und $\Delta \epsilon_t^{LCF} = 0,8\%$ fast erreicht wird. Die Lebensdauer wird durch die eingezeichneten Geraden angenähert. Bei Extrapolation der zu CCF bei $\Delta \epsilon_t^{LCF} = 0,8\%$ gehörenden Geraden zu höheren Lebensdauern, würde bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,03\%$ die Lebensdauer bei reiner LCF-Beanspruchung erreicht werden. Unter CCF-Beanspruchung bei $\Delta \epsilon_t^{LCF}$ von 0,4 % liegen die überlagerten Schwingbreiten $\Delta \epsilon_t^{HCF}$ oberhalb der HCF-Festigkeit für 10^7 Zyklen bei einer totalen Mitteldehnung von 0,4 %, die der Mitteldehnung während der Haltezeit bei CCF entspricht (vgl. Abb. 6.5). Das Dehnungs-Wöhlerdiagramm in Abb. 7.3 (b) zeigt daher, ob die HCF-Festigkeit durch die überlagerten LCF-Schwingungen bei verschiedenen $\Delta \epsilon_t^{LCF}$ degradiert wird. Hierzu wird die Amplitude der HCF-Beanspruchung bei reiner HCF- und bei CCF-Beanspruchung als Funktion der Bruchlastspielzahl, die als Anzahl der HCF-Zyklen bis zum Bruch definiert ist, aufgetragen. Für reine HCF-Beanspruchung sind nur Ergebnisse aus

Versuchen mit hohen totalen Mitteldehnungen eingetragen. Bei gleichen HCF-Amplituden liegt die Anzahl der HCF-Zyklen bis zum Bruch unter CCF-Beanspruchung mit einer Schwingbreite der LCF-Schwingung $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}}$ von 0,4 % im Bereich der Lebensdauer unter reiner HCF-Beanspruchung, so dass keine Degradation der HCF-Festigkeit festgestellt werden kann. Bei einer überlagerten HCF-Amplitude von $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,2$ % ist die Bruchlastspielzahl bei CCF sogar höher als bei HCF. Eine Degradation der HCF-Festigkeit ist hingegen bei der Überlagerung von LCF-Schwingungen mit $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8$ % deutlich festzustellen. Amplituden nahe bzw. unterhalb der HCF-Festigkeit bei einstufiger Beanspruchung können nicht bis zu 10^7 Zyklen ertragen werden. Diese Degradation der HCF-Festigkeit bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8$ % wurde mittels der Lastmarkierungstechnik genauer untersucht.

7.2.2 Einfluss der Lastmarkierungstechnik auf die CCF-Lebensdauer

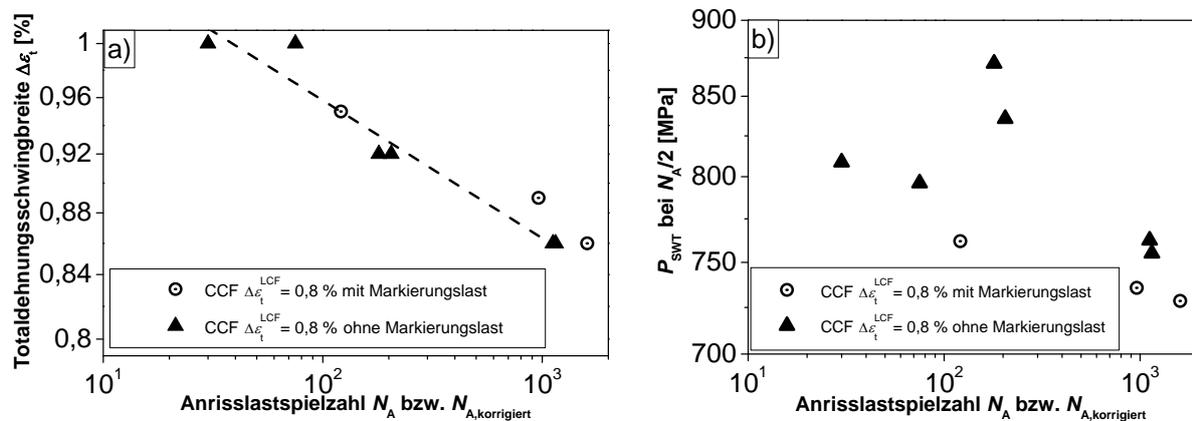


Abb. 7.4: Lebensdauerverhalten bei CCF mit und ohne Markierungslasten: (a) Dehnungs-Wöhlerdiagramm und (b) Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm

Da die LCF-Markierungslastzyklen bis zur Detektion von Lastmarkierungen mitgezählt werden, wird aufgrund der geringeren CCF-Lebensdauer eine höhere Anrisslastspielzahl als ohne Markierungslasten erwartet. Diese Erwartung wird im Dehnungs-Wöhlerdiagramm in Abb. 7.4 (a) für die überlagerten Schwingbreiten von $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,09 \%$ und $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,06 \%$ zunächst bestätigt. Die zugehörigen korrigierten Anrisslastspielzahlen (vgl. Abschnitt 4.3.5) liegen über der Dehnungs-Wöhlerlinie. Allerdings liegen die zu $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,09 \%$ und $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,06 \%$ gehörenden Schädigungsparameter unterhalb der Schädigungsparameter P_{SWT} , die zu $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,06 \%$ ohne Markierungslasten gehören (vgl. Abb. 7.4 (b)). Daher dürfte die Lebensdauer weniger stark durch die mitgezählten Markierungslasten erhöht werden als es nach dem Dehnungs-Wöhlerdiagramm den Anschein hat. Dies ist hauptsächlich auf den E-Moduleffekt zurückzuführen. Die induzierten Spannungsamplituden waren bei $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,06 \%$ ohne Lastmarkierungen bei halber Anrisslastspielzahl höher (753 bzw. 728 MPa) als ohne Markierungslasten bei $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,09 \%$ und $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,06 \%$ (698 bzw. 689 MPa). Bei $\Delta \epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,15 \%$ wurden 15 LCF-Markierungslastzyklen bis zu den ersten detektierten Lastmarkierungen mitgezählt. Aufgrund der geringen Breite der Lastmarkierungen wurden diese nicht korrigiert und nicht mitgezählt. Die zugehörige Anrisslastspielzahl liegt auf der Dehnungs-Wöhlerlinie, obwohl nach dem Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm die Lebensdauer eher höher sein müsste.

7.3 Schädigungsentwicklung

7.3.1 Oberflächenschädigung

Die Untersuchungen zur Oberflächenschädigung zeigten, dass mit zunehmender überlagerter HCF-Amplitude Mikrorisse bei geringeren Lastspielzahlen beobachtet wurden. Der Anteil an der Lebensdauer bis zur Detektion erster Mikrorisse nahm mit Zunahme von $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ zu. Jedoch ist durch die fehlende Erfassung der Risstiefe kein genauer Vergleich mit der Oberflächenschädigung unter LCF möglich (vgl. Abschn. 5.3.1). Anhand der Lastmarkierungstechnik und der Analyse des Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhaltens durch die Auswertung der Blockstreifen kann der Einfluss überlagerter HCF-Amplituden besser erfasst werden. Ergebnisse zur Oberflächenschädigung finden sich auch in [Gut09, Gel10a, Gel12].

7.3.2 Fraktographie

Bei CCF wurden charakteristische Markierungen auf den Bruchflächen gefunden, die in der Literatur überwiegend als Blockstreifen bezeichnet werden (vgl. Abschn. 2.6.10). In Abb. 7.5 (a) wird eine REM-Aufnahme der Bruchfläche nach CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,4 \%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,2 \%$ gezeigt. Rechts oben auf der Aufnahme ist die Risseinleitungsstelle zu sehen, die bei Rückverfolgung der Flusslinien leicht zu finden ist. Die Risseinleitung erfolgte hierbei kristallographisch im Volumen, wie es überwiegend bei HCF beobachtet wurde. Daher scheint auch die Bruchlastspielzahl $N_B = 3,8 \cdot 10^6$ im Bereich der reinen HCF-Lebensdauer plausibel (vgl. Abb. 7.3 (b)). Etwa 300 μm entfernt von der Risseinleitungsstelle werden erste Blockstreifen festgestellt. Der Abstand zwischen den Blockstreifen nimmt mit zunehmender Risslänge zu. Einige Blockstreifen können auch auf makroskopischen Aufnahmen detektiert werden, wie z.B. Abb. 7.5 (b) zeigt. Die Bruchfläche entstand nach CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8 \%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12 \%$ und weist halbkreisförmige Blockstreifen auf, die die Bruchfläche ausgedehnt überdecken. Die Rissbildung erfolgte unter diesen Bedingungen im Gegensatz zu HCF nicht-kristallographisch, wie es bei LCF beobachtet wird. Der Abstand zwischen den Blockstreifen nimmt ebenfalls mit zunehmender Risslänge zu. Die Blockstreifen werden auf der makroskopischen Aufnahme ab einer Risstiefe von etwa 0,5 mm detektiert. Auf makroskopischen Aufnahmen werden die Blockstreifen bei umso kleineren Risstiefen detektiert, je höher die HCF-Amplitude ist. Zudem steigt der Abstand der Blockstreifen mit zunehmender HCF-Amplitude an.

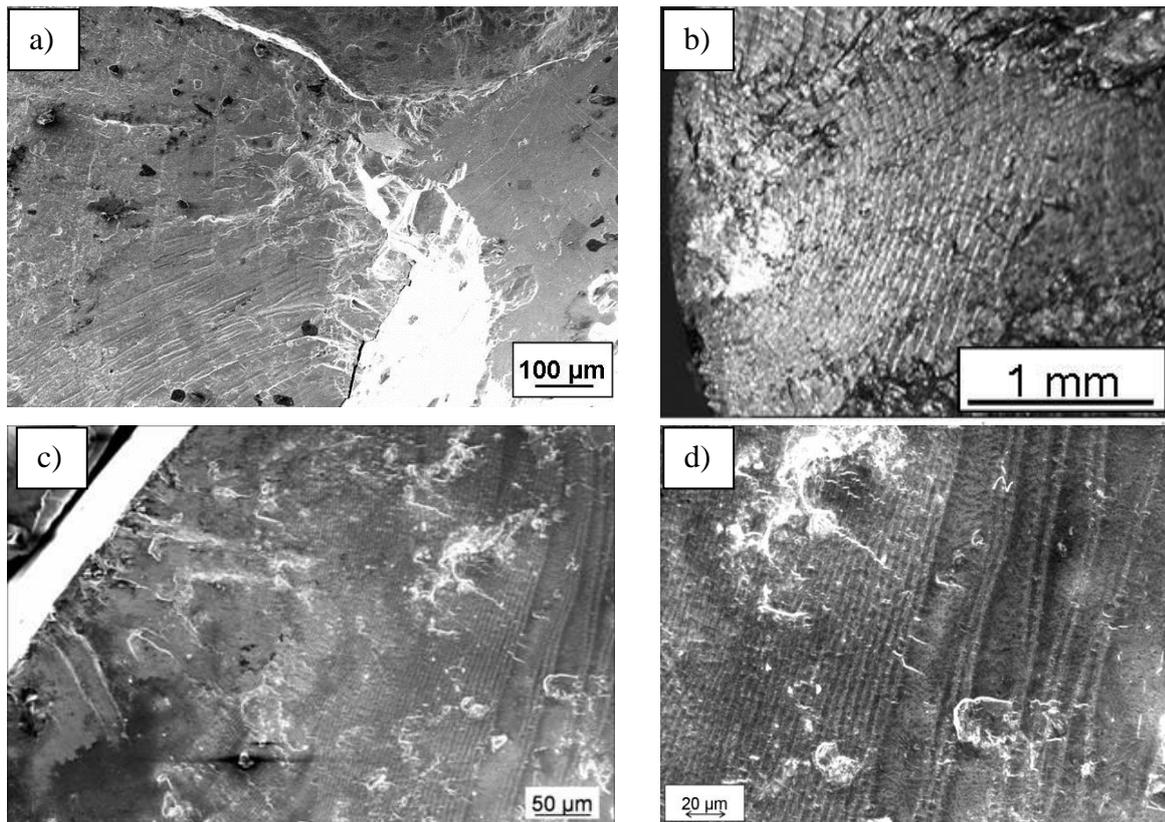


Abb. 7.5: (a) REM-Aufnahme der Risseinleitungsstelle mit Blockstreifen nach Ermüdung bei $\Delta\epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,4 \%$ und $\Delta\epsilon_t^{\text{HCF}} = 0,2 \%$ und Bruchfläche nach Ermüdung bei $\Delta\epsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8 \%$ und $\Delta\epsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12 \%$: (b) Makroskopische Aufnahme, (c) Risseinleitungsbereich und (d) Blockstreifen und Übergangsbereich

Um die Blockstreifen mit der geringsten Risstiefe zu detektieren, ist die Aufnahme mittels REM erforderlich. In Abb. 7.5 (c) ist die REM-Aufnahme der an der Probenoberfläche gelegene Risseinleitungsstelle zu sehen, von der sich der Riss im Stadium II ausbreitet. Ab einer Risstiefe von $140 \mu\text{m}$ werden erste Blockstreifen detektiert, deren Abstand zueinander deutlich geringer ist als, die der Blockstreifen oberhalb von $500 \mu\text{m}$, die in Abb. 7.5 (b) zu sehen sind. Auf der rechten Seite von Abb. 7.5 (c) steigt der Abstand der Blockstreifen zueinander zum Teil extrem an. Dieser Anstieg wurde unter allen untersuchten CCF-Bedingungen festgestellt und wird im Folgenden als Übergang bezeichnet. Während sich vor dem Übergang die Blockstreifen recht gleichmäßig ausbilden und deren Größe und Abstand zueinander mit zunehmender Risslänge gleichmäßig ansteigt, liegen die Blockstreifen im Bereich des Übergangs zum Teil nahe beieinander, zum Teil aber auch deutlich voneinander getrennt. Eine vergrößerte Aufnahme des Übergangsbereichs mit unregelmäßigem Abstand der Blockstreifen wird in der rechten Hälfte von Abb. 7.5 (d) dargestellt. Die Morphologie der Bruchfläche zwischen zwei Blockstreifen, die relativ weit voneinander entfernt sind, erscheint leicht wellig.

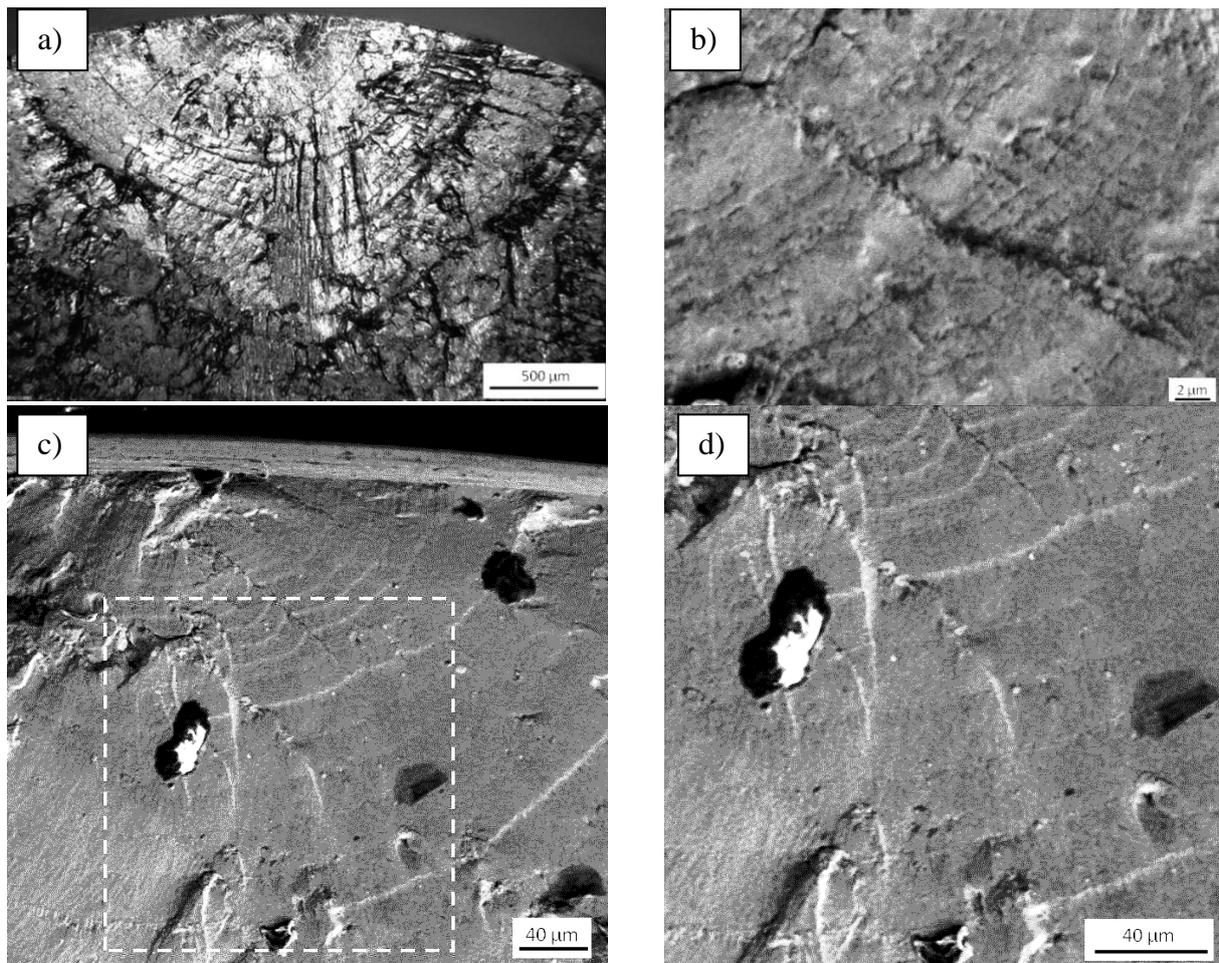


Abb. 7.6: Bruchfläche nach CCF bei $\Delta\epsilon_t^{\text{HCF}}$ von 0,15 % und Markierungslasten des Typ A: (a) Makroskopische Aufnahme (b) REM-Aufnahme von Blockstreifen und Lastmarkierungen (c) Risseinleitungsbe-
reich(d) Detailaufnahme aus (c)

Dort bildet sich die Struktur der γ' -Ausscheidungen ab, die während der Rissausbreitung offenbar umgangen werden. Mit Zunahme von $\Delta\epsilon_t^{\text{HCF}}$ wurde im Bereich des Übergangs eine glattere Bruchflächenmorphologie festgestellt. Dies wird an der Bruchfläche gezeigt, die bei $\Delta\epsilon_t^{\text{HCF}}$ von 0,15 % sowie zusätzlichen Markierungslasten des Typs A (vgl. Abb. 4.5 (a)) entstanden ist. Auf der makroskopischen Aufnahme in Abb. 7.6 (a) heben sich die dunkleren und breiteren Lastmarkierungen von den schmalen Blockstreifen ab. Zwischen den Markierungslastzyklen lagen fünf CCF-Blöcke, deren zugehörige Bruchfläche durch vier Blockstreifen voneinander getrennt wird. Die Unterscheidung zwischen Blockstreifen und Lastmarkierungen gelingt auch bei kleineren Risstiefen, wie die REM-Aufnahmen in Abb. 7.6 (b-d) belegen. In Abb. 7.6 (b) wird eine Detailaufnahme aus dem Bruchflächenbereich in Abb. 7.6 (c) gezeigt. Dieser Bereich liegt noch vor dem Übergang und zeigt, dass die Lastmarkierungen in der mikroskopischen Aufnahme breiter und heller als die schmalen Blockstreifen erscheinen. Ebenso finden sich hier vier dünne Blockstreifen zwischen den Lastmarkierungen. Der Riss

wurde an einem an der Probenoberfläche sitzenden Einschluss eingeleitet, der sich abgelöst hat, wie Abb. 7.6 (c) zeigt. Ab einer Risstiefe von etwa 40 μm können erste Blockstreifen und Markierungslasten detektiert werden. Hierbei sind - wie in den makroskopischen Aufnahmen - die Lastmarkierungen deutlich ausgeprägter als die dazwischen liegenden Blockstreifen, die in dieser Aufnahme nur schwer zu erkennen sind. Die Detailaufnahme in Abb. 7.6 (d) zeigt den markierten Bereich aus Abb. 7.6 (c) vergrößert. Im oberen Bildbereich beträgt der Abstand zwischen den Lastmarkierungen etwa 10 μm . Die dazwischen liegenden Blockstreifen sind trotz der Vergrößerung nur schwer zu erkennen. Nach dem Übergang ist der Abstand zwischen den Lastmarkierungen deutlich angewachsen und liegt im unteren Bildbereich bei etwa 100 μm . In gleichmäßigen, leicht steigenden Abständen liegen vier feinere Blockstreifen dazwischen, die die zu den fünf CCF-Blöcken gehörigen Bruchflächenbereiche voneinander trennen. In diesen Bruchflächenbereichen ist die Morphologie der Bruchfläche sehr glatt, so dass während der Rissausbreitung die γ' -Ausscheidungen vermutlich geschnitten wurden.

Im Vergleich zu den Lastmarkierungen, die durch die Markierungslast des Typ A entstanden ist, zeigt Abb. 7.7 Lastmarkierungen, die durch Markierungslasten des Typ B (vgl. Abb. 4.5 (b)) verursacht wurden. Die Bruchfläche entstand bei überlagerten HCF-Schwingungen mit einer Schwingbreite von $\Delta\varepsilon^{\text{HCF}} = 0,09\%$. Die Lastmarkierungen sind teilweise unterbrochene, halbkreisförmige, dunkle und breite Linien, die auf die verstärkte Oxidation während der Markierungslasten mit Haltezeit hindeuten. Die verstärkte Oxidation bedeutet auch, dass die Risse während der CCF-Blöcke schneller voranschreiten als während der Markierungslasten. Die Detektion dieser Lastmarkierungen konnte aufgrund der breiten Lastmarkierungen und der verstärkten Oxidation gut am Lichtmikroskop erfolgen.

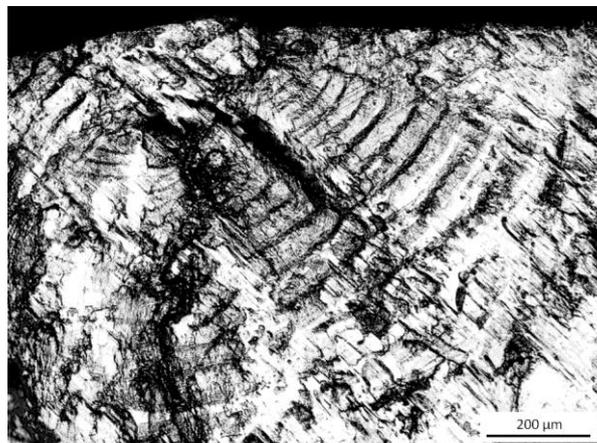


Abb. 7.7: Lastmarkierungen auf der Bruchfläche nach CCF bei $\Delta\varepsilon^{\text{HCF}} = 0,09\%$ mit zusätzlichen Markierungslasten des Typ B

Eine lichtmikroskopische Aufnahme eines Bruchflächenbereichs nach CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$ zeigt Abb. 7.8. Die weißen Klammern deuten auf die Lastmarkierungen hin, die sich von der restlichen Bruchfläche aufgrund der verstärkten Oxidation und der fehlenden Streifenbildung abheben. Die mit der schwarzen Klammer angedeuteten Blockstreifen sind so ausgeprägt, dass diese trotz der geringeren Tiefenschärfe des Lichtmikroskops gegenüber dem REM detektiert werden können. Die REM-, LM- und makroskopischen Aufnahmen belegen, dass die Blockstreifen einem CCF-Block und die Lastmarkierungen den Markierungslasten zugeordnet werden können.

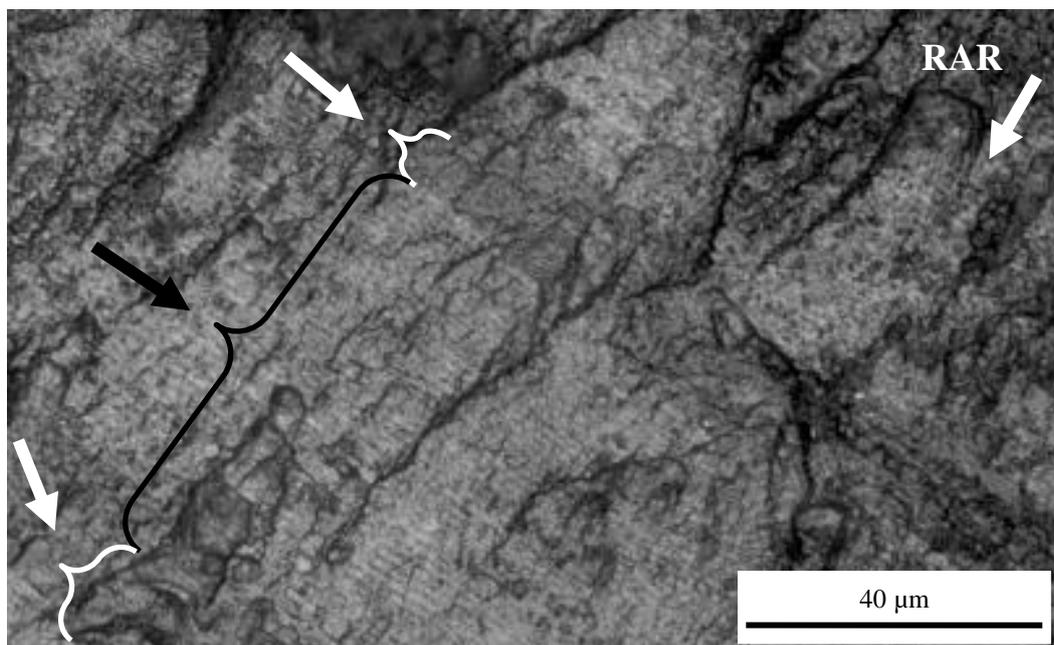


Abb. 7.8: Lichtmikroskopische Aufnahme von Lastmarkierungen und Blockstreifen auf der Bruchfläche nach CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8\%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$

Die Aufnahmen der Bruchflächen zweier Proben, die zur Kalibrierung der Gleichstrompotentialsonde verwendet wurden, zeigt Abb. 7.9. In Abb. 7.9 (a) ist die Mikrokerbe mit dem anschließend dunklen Bruchflächenbereich zu erkennen, der während des Anschwingens entstanden ist. Die während der nachfolgenden HCF-Rissausbreitung mit LCF-Markierungslastzyklen bei $R^{\text{LCF}} = 0$ erzeugte Bruchfläche ist glatt und weist schmale, dunkle Lastmarkierungen auf. Die bei $R^{\text{LCF}} = -0,8$ entstanden Lastmarkierungen sind deutlich stärker ausgeprägt und daher in Abb. 7.9 (b) einfacher zu erkennen als die schwächer ausgeprägten Lastmarkierungen bei $R^{\text{LCF}} = 0$. Auf beiden Bruchflächen sind die Lastmarkierungen mit zunehmender Risstiefe besser zu erkennen. Die bei $R^{\text{LCF}} = -0,8$ höhere Amplitude der Markierungslastzyklen (vgl. Abb. 4.5(b)) verursacht eine stärkere lokale plastische Verformung, die sich deutlich von dem verformungsarmen glatten Bruchflächenbereich abgrenzt, der unter HCF-Beanspruchung entstanden ist. Zudem nimmt die lokale plastische Verformung mit zunehmender Risstiefe zu, so dass die Lastmarkierungen besser zu erkennen sind.

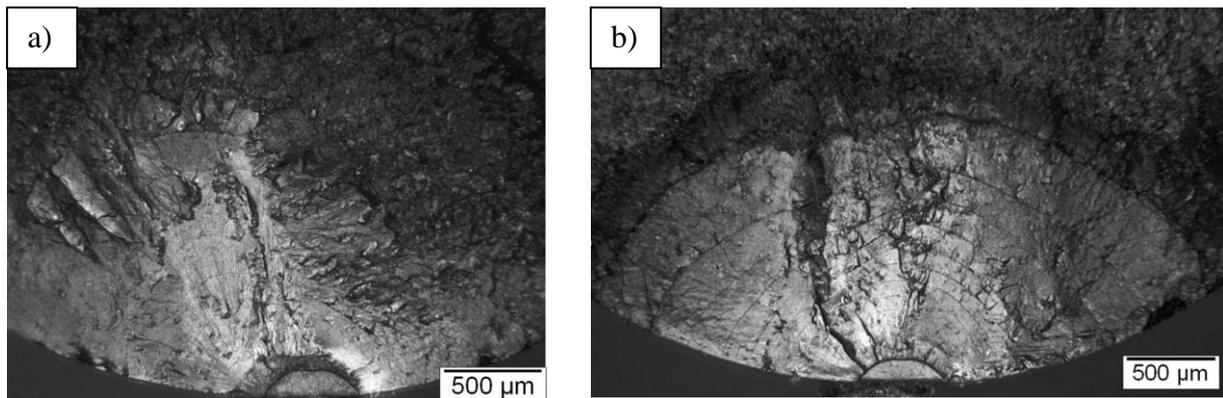


Abb. 7.9: (a) $R^{\text{LCF}} = 0$ Detailaufnahme aus Lastmarkierungen auf der Bruchfläche nach CCF mit zusätzlichen Markierungslasten des Typs B bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,09\%$

7.3.3 Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten

Die CCF-Risswachstumsraten, welche anhand der Lastmarkierungen und der Blockstreifen bestimmt werden konnten, zeigt Abb. 7.10 im Vergleich zu den LCF-Risswachstumsraten als Funktion von ΔK_{total} . Die Risse wuchsen unter CCF-Beanspruchung unter allen untersuchten Bedingungen schneller als bei LCF. Dabei wuchsen die Risse umso schneller, je höher die Schwingbreite der überlagerten HCF-Schwingung ist. Der anhand der fraktographischen Untersuchungen festgestellte Übergang zu größeren Abständen der Blockstreifen (vgl. Abschn. 7.3.1) ist deutlich im Risswachstums-Diagramm zu erkennen. Während des Übergangs steigen die Risswachstumsraten um etwa eine Größenordnung an. Je höher die Schwingbreite der überlagerten HCF-Schwingung ist, desto kleiner sind die Werte von ΔK_{total} bei denen der Übergang erfolgt. Im Bereich der Werte von $\Delta K_{\text{total}} > 20 \text{ MPam}^{0,5}$ können die CCF-Risswachstumsraten vor dem Übergang durch Risswachstumsgeraden mit der gleichen Steigung wie der LCF-Risswachstumsgerade angenähert werden. Im Bereich von $\Delta K_{\text{total}} < 20 \text{ MPam}^{0,5}$ nehmen die Steigungen der CCF-Risswachstumskurven vor dem Übergang im Vergleich zur Steigung der LCF-Risswachstumsgerade ab. Im Bereich dieser Werte von ΔK_{total} waren die Risstiefen kleiner als $250 \mu\text{m}$, so dass die abnehmende Steigung auf Kurzrisseffekte zurückzuführen ist. Im Bereich von $34 \text{ MPam}^{0,5} < \Delta K_{\text{total}} < 46 \text{ MPam}^{0,5}$ sind keine experimentellen Risswachstumsraten bei $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06 \%$ zu finden. Im zugehörigen Bruchflächenbereich konnten die erwarteten Lastmarkierungen nicht sicher detektiert werden. Folglich konnten die Lastmarkierungen, die unterhalb dieses Bereichs detektiert wurden, zunächst nicht den zugehörigen Markierungslastzyklen zugeordnet werden und somit kein Verlauf der Risstiefe als Funktion der Anzahl an CCF-Blöcken erstellt werden.

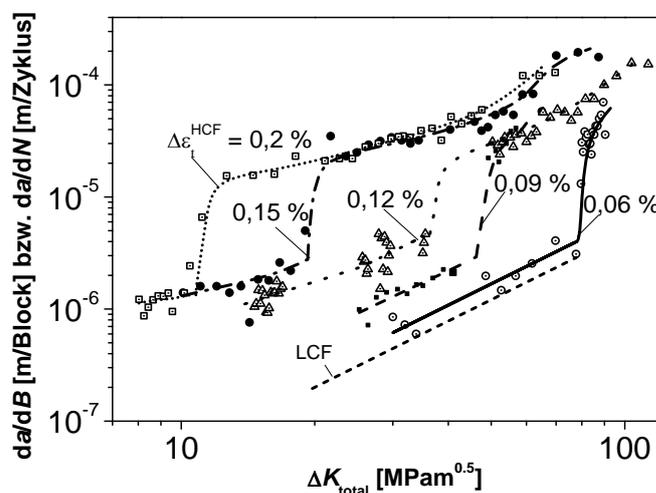


Abb. 7.10: Risswachstumsraten unter LCF und CCF bei verschiedenen $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}}$

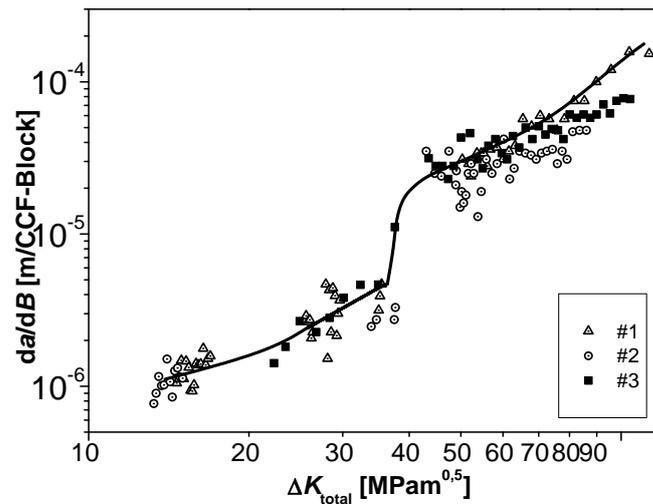


Abb. 7.11: Risswachstumsraten in verschiedenen Proben unter CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$

Bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ wurden insgesamt drei Bruchflächen bruchmechanisch ausgewertet. Die zugehörigen CCF-Risswachstumskurven zeigt Abb. 7.11. Die Kurven zeigen nur geringfügige Abweichungen voneinander, die wohl auf Unterschiede in der Mikrostruktur und des E-Moduls zurückzuführen sind. Trotz gleicher Totaldehnungen wurden Spannungsamplituden bei halber Anrisslastspielzahl für die Proben #1, 2 und 3 Spannungsamplituden von 821 MPa, 862 MPa bzw. 780 MPa induziert. Ansonsten zeigt sich, dass anhand der Blockstreifen das Rissausbreitungsverhalten reproduzierbar erfasst werden kann.

Die Zuordnung der Risstiefe der Lastmarkierungen zu den LCF-Zyklen bzw. CCF-Blöcken bei einer überlagerten HCF-Schwingung mit einer Schwingbreite $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ von 0,09 % zeigt Abb. 7.12 (a). Die Risswachstumsrate während eines CCF-Blocks ist höher als die während eines LCF-Markierungslastzyklus. Zur Erstellung des Risstiefenverlaufs bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ von 0,06 % war aufgrund der unsicheren Detektion einiger Lastmarkierungen eine Rekonstruktion erforderlich, die anhand von Abb. 7.12 (b) erläutert wird. Die Lastmarkierungen konnten bei Risstiefen zwischen 1650 und 700 μm den LCF-Markierungslastzyklen und die Blockstreifen oberhalb von 1650 μm den CCF-Blöcken zugeordnet werden. Von 700 μm bis 250 μm erfolgte eine Extrapolation anhand des durchschnittlichen Risswachstumsverhaltens während der CCF-Blöcke und der LCF-Markierungslastzyklen, so dass die Lastmarkierungen mit Risstiefen von 300 bis 420 μm den Blöcken bzw. Zyklen zugeordnet werden konnten. Ausgehend von einer Risstiefe von 250 μm bei $N_{\text{CCF}} = 712$ wurde ein anhand des CCF-Risswachstumsverhaltens bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$ korrigierter Verlauf berechnet.

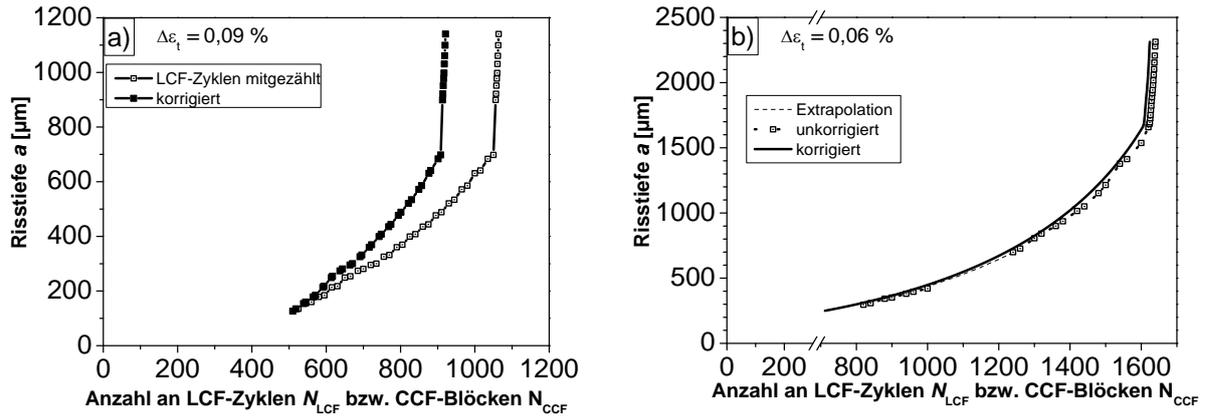


Abb. 7.12: Korrigierte und unkorrigierte Risstiefenverläufe bei (a) $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,09\%$ und (b) $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$

Bei der Erstellung des Risstiefenverlaufs bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,15\%$ wurde keine Korrektur durchgeführt, da die entstandenen Lastmarkierungen sehr schmal waren. Die Rissverläufe bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ von $0,12\%$ und $0,2\%$ konnten aus den Blockstreifen erstellt werden, so dass keine Markierungslasten und somit eine Korrektur erforderlich war. Der Rissverlauf bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ wurde anhand der Probe erstellt, die zur Untersuchung der Oberflächenschädigung verwendet wurde. Daher findet sich die zugehörige Anrisslastspielzahl $N_A = 281$ nicht im Dehnungs-Wöhlerdiagramm. Die Rissverläufe bei den verschiedenen Schwingbreiten der HCF-Zyklen zeigt Abb. 7.13 im Vergleich zum Rissverlauf bei LCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8\%$. Die Anzahl der Zyklen bis zur Detektion erster Lastmarkierungen sowie deren Risstiefe steigt mit abnehmender Schwingbreite $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ an. Alle Kurven weisen einen Knickpunkt auf, ab dem die Rissausbreitungsrate deutlich ansteigt. Die zu dem Knickpunkt gehörige Risstiefe wird als Übergangsrisstiefe a_T bezeichnet. Die Übergangsrisstiefe steigt mit abnehmender Schwingbreite $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ an.

Die lineare Schadensakkumulation nach Gl. 2.13 wurde angewandt, um die durchschnittliche HCF-Risswachstumsrate während eines CCF-Blocks als Funktion von ΔK^{HCF} zu berechnen. Ausgehend von den CCF-Risswachstumsraten in Abb. 7.13 wurde ΔK_{total} die Risswachstumsrate da/dN_{total} zugeordnet, die sich aus der Paris-Gerade bei LCF ergibt. Es wurden nur Risswachstumsdaten bei $\Delta K_{\text{total}} > 20 \text{ MPam}^{0,5}$ berücksichtigt, da nur für diese Werte das LCF-Risswachstumsverhalten mittels der Paris-Gerade beschrieben werden kann. Des Weiteren wurden nur die 3.600 HCF-Zyklen während der Haltezeit berücksichtigt. Die Anwendung der linearen Schadensakkumulation führt zu keiner Vereinheitlichung des Rissausbreitungsverhaltens, wie Abb. 7.14 zeigt.

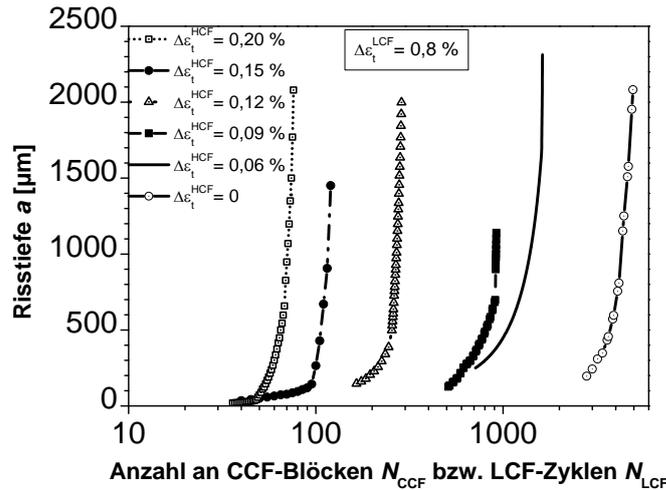


Abb. 7.13: Risstiefenverläufe bei CCF mit verschiedenen überlagerten Schwingbreiten der HCF-Schwingung im Vergleich zu LCF

Zwar nähern sich die HCF-Rissausbreitungsdaten nach dem Übergang bei Risswachstumsraten von $5 \cdot 10^{-9}$ m/Zyklus an, jedoch zeigen sich unterhalb dieser Wachstumsrate deutliche wechselwirkungsbedingte Unterschiede. Zum einen kann der Übergang zum schnelleren Risswachstum nicht einem einzigen Wert von ΔK zugeordnet werden. Die Werte von ΔK_T , bei denen der Übergang erfolgt, nehmen mit abnehmender Schwingbreite $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}}$ zu. Zum anderen nehmen die HCF-Risswachstumsraten unterhalb von ΔK_T bei gleichem ΔK mit $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}}$ zu. Der Beanspruchungskomponente ΔK^{HCF} kann somit keine eindeutige Risswachstumsrate zugeordnet werden. Die Werte von ΔK^{HCF} liegen dabei unterhalb des Bereichs von $3,22 \text{ MPam}^{0,5} < \Delta K_{\text{th}} < 4,31 \text{ MPam}^{0,5}$, in dem der Schwellenwert nach Verwendung des Stufenwechselverfahrens liegt (vgl. Abschn. 6.4.2).

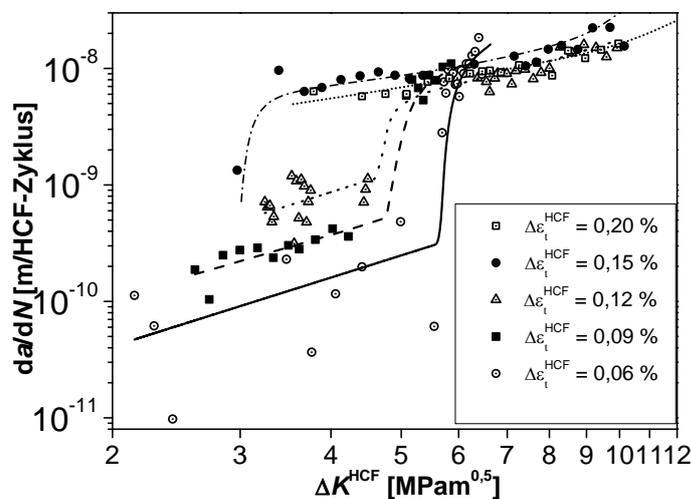


Abb. 7.14: Mittels linearer Schadensakkumulation berechnete HCF-Risswachstumsraten bei CCF als Funktion von ΔK^{HCF} bei verschiedenen überlagerten Schwingbreiten der HCF-Schwingung

Ein Vergleich der mittels linearer Schadensakkumulation berechneten HCF-Risswachstumsdaten unter CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ mit den einstufigen Risswachstumsraten bei $R = 0,7$ und einer Spannungsamplitude von 119 MPa zeigt Abb. 7.15. Bei halber Anrisslastspielzahl lag unter CCF-Beanspruchung das Lastverhältnis der HCF-Schwingung während der Haltezeit bei $R^{\text{HCF}} = 0,72$ und die Spannungsamplitude bei 113 MPa, so dass die HCF-Beanspruchungen vergleichbar sind. Während bei reiner HCF-Beanspruchung ein Schwellenwert für Rissausbreitung vorhanden ist, wird kein Schwellenwert bei CCF festgestellt. Jedoch erfolgt nahe des Schwellenwerts, der nach dem Stufenwechselverfahren im Bereich von $3,22 \text{ MPam}^{0,5} < \Delta K_{\text{th}} < 4,31 \text{ MPam}^{0,5}$ (vgl. Abschnitt 6.4.2) liegt, der Übergang zum schnelleren Risswachstum bei CCF. Die Risswachstumskurven besitzen ähnliche Verläufe in diesem Bereich. Folglich ist bei CCF der Übergang zum schnelleren Risswachstum bei ΔK_T mit dem Schwellenwert für Rissausbreitung bei HCF verbunden. Nach dem Übergang ist die HCF-Risswachstumsrate bei CCF geringer als bei HCF. Die Risswachstumsraten nähern sich mit steigenden Werten von ΔK an, so dass die Verzögerung des Risswachstums bei CCF abnimmt.

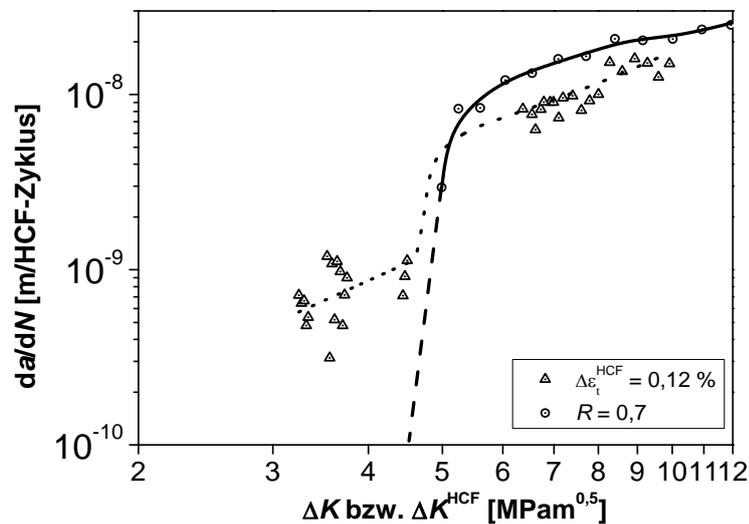


Abb. 7.15: HCF-Risswachstumsraten bei CCF und einstufiger HCF-Beanspruchung

Eine Verzögerung des Risswachstums konnte auch während der Versuche zur Kalibrierung der Gleichstrompotentialsonde erfasst werden. Die HCF-Risswachstumsraten vor und nach den LCF-Markierungslastzyklen bei $R^{\text{LCF}} = 0$ und $R^{\text{LCF}} = -0,8$ zeigt Abb. 7.16. im Vergleich zu den wechselwirkungsfreien HCF-Risswachstumsraten bei $R = 0,7$. Unmittelbar nach den Markierungslastzyklen zeigt sich bei beiden Lastverhältnissen eine Verzögerung des HCF-Risswachstums, wobei die Verzögerung bei $R^{\text{LCF}} = -0,8$ deutlich ausgeprägter ist. Die Risswachstumsraten steigen nach den Markierungslasten stärker an als die wechselwirkungsfreien Risswachstumsraten. Die Steigungen der Risswachstumskurven nähern sich den Steigungen der wechselwirkungsfreien Risswachstumskurve an, so dass die verzögernde Wirkung der LCF-Markierungslasten nachlässt. Im schwellenwertnahen Bereich bei Werten von ΔK zwischen 6 und 8 $\text{MPam}^{0,5}$ liegen die HCF-Risswachstumsraten nach dem steilen Anstieg bei $R^{\text{LCF}} = 0$ etwas oberhalb und bei $R^{\text{LCF}} = -0,8$ deutlich unterhalb der wechselwirkungsfreien Rate. Im Bereich von $11 \text{ MPam}^{0,5} < \Delta K < 15 \text{ MPam}^{0,5}$ nähern sich die HCF-Risswachstumsraten bei $R^{\text{LCF}} = 0$ und $-0,8$ den wechselwirkungsfreien Risswachstumsraten mit zunehmenden Werten von ΔK an. Die höhere Amplitude bei $R^{\text{LCF}} = -0,8$ führt zu einer stärkeren Verzögerung der Rissausbreitung. Die Verzögerung der Rissausbreitung dürfte auch den Schwellenwert ΔK_{th} beeinflussen, der in Verbindung mit dem Übergang zum schnelleren Risswachstum unter CCF bei ΔK_{T} steht.

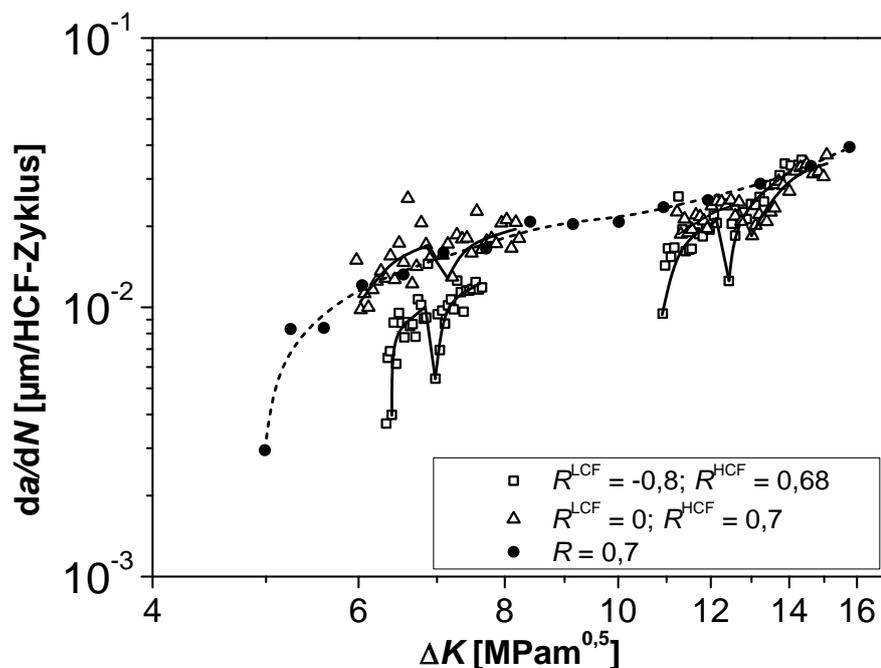


Abb. 7.16: HCF-Risswachstumsraten vor und nach Markierungslasten und bei einstufiger Beanspruchung

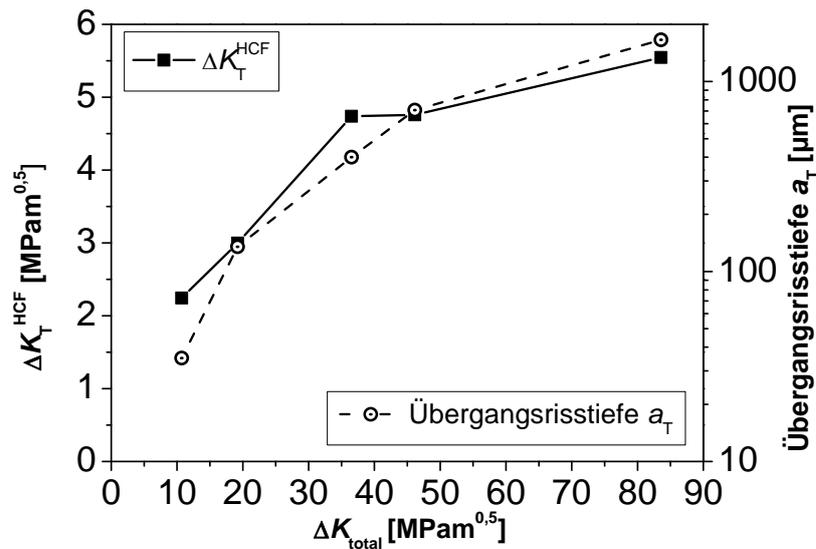


Abb. 7.17: Übergangsrisstiefe und ΔK_T als Funktion von ΔK_{total}

Die Werte von ΔK_T sind als Funktion der totalen Schwingbreite ΔK_{total} in Abb. 7.17 aufgetragen. Generell steigen die Werte von ΔK_T mit zunehmenden Werten von ΔK_{total} an. Die Werte von ΔK_T bei Übergangsrisstiefen a_T von 135 und 35 μm sind besonders niedrig und liegen unterhalb des abgeschätzten Schwellenwertbereichs $3,22 \text{ MPam}^{0,5} < \Delta K_{\text{th}} < 4,31 \text{ MPam}^{0,5}$. Da ΔK_T in Verbindung mit dem Schwellenwert steht, ergeben sich für die kurzen Risse offenbar niedrigere Schwellenwerte.

Da das Rissausbreitungsverhalten erst ab etwa 250 μm Risstiefe unter allen untersuchten CCF-Bedingungen untersucht werden konnte, wird das Risseinleitungsverhalten im Vergleich zu LCF bis zum Erreichen einer Risseinleitungsrisstiefe $a_i = 250 \mu\text{m}$ anhand des Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramms in Abb. 7.18 (a) dargestellt. Zudem wird das Risseinleitungsverhalten bezogen auf eine Risseinleitungsrisstiefe $a_i = 1000 \mu\text{m}$ verglichen. Unter allen CCF-Bedingungen zeigt sich eine deutliche Reduktion der Risseinleitungsdauer gegenüber LCF. Die Reduktion der Risseinleitungsdauer nimmt mit zunehmender Schwingbreite der überlagerten HCF-Schwingung $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}}$ zu. Die Reduktion der Risseinleitungsdauer bis $a_i = 250 \mu\text{m}$ ist bei $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,15 \%$ und $0,2 \%$ besonders ausgeprägt. Bei diesen CCF-Bearbeitungen liegt die Übergangsrisstiefe unterhalb von 250 μm bei 135 μm bzw. 35 μm . Daher erfolgt eine deutlich schnellere Risseinleitung als bei den anderen CCF-Bearbeitungen, bei denen die Übergangsrisstiefe oberhalb von 250 μm liegt. Die Risseinleitungsdauer bis $a_i = 1000 \mu\text{m}$ wird mit Ausnahme von $\Delta \varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06 \%$ stärker reduziert als die Risseinleitungsdauer bis $a_i = 250 \mu\text{m}$.

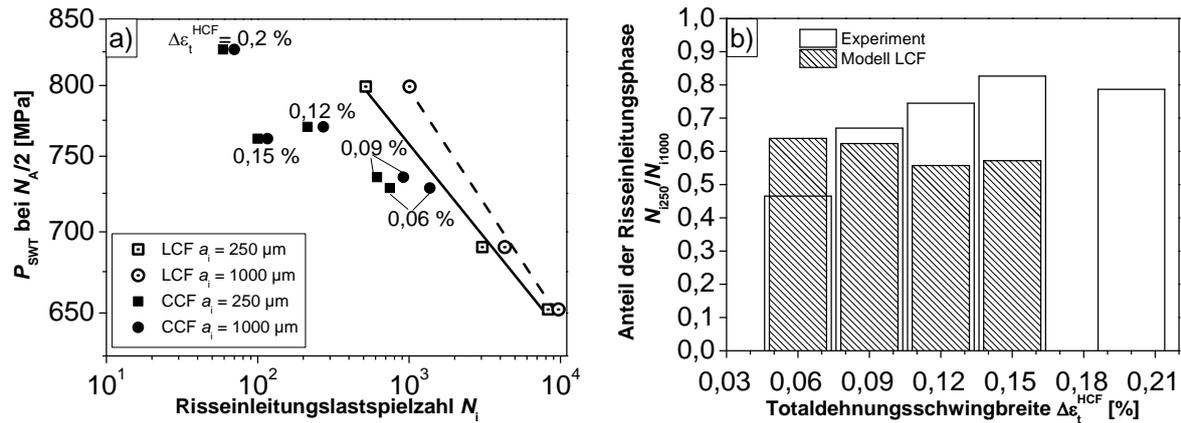


Abb. 7.18: Risseinleitungsverhalten unter LCF und CCF (a) Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm und (b) Anteil der Risseinleitungsphase bei unterschiedlichen $\Delta \epsilon_t^{HCF}$ im Vergleich zu LCF

Dies ist Folge des Übergangs zum schnelleren Risswachstum, der bis auf $\Delta \epsilon_t^{HCF}$ von 0,06 % unterhalb von 1000 μm Risstiefe stattfindet. Der Anteil der Risseinleitungsphase bei den jeweiligen CCF-Beanspruchungen wird mit dem berechneten Anteil verglichen, der sich anhand des Schädigungsparameters P_{SWT} unter LCF-Bedingungen ergeben würde (vgl. Abschnitt 5.3.3, Abb. 5.18 (b)). Der experimentell festgestellte Anteil der Rissbildung nimmt mit zunehmender Amplitude der HCF-Schwingung bis zum Maximum bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,15$ % zu und nimmt bis zu $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,2$ % ab. Da bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,2$ % die Übergangsrisstiefe bei 35 μm liegt, erfolgt bei dieser Risstiefe eine starke Beschleunigung der Risseinleitung, die bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,15$ % erst ab einer Risstiefe von 135 μm einsetzt. Folglich ist der Anteil der Rissbildung bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,2$ % etwas geringer als bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,15$ %. Daher dürfte der Anteil der Rissbildung am größten sein, wenn die zu $\Delta \epsilon_t^{HCF}$ gehörige Übergangsrisstiefe bei 250 μm liegt. Diese Schwingbreite müsste zwischen $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,15$ % und 0,12 % liegen. Der Anteil der Rissbildung ist bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,15$ % und 0,12 % gegenüber dem berechneten Anteil unter LCF bei gleichem Schädigungsparameter deutlich erhöht. Dies ist die Folge des Übergangs zum schnelleren Risswachstum, der bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,12$ % bei einer Risstiefe von 400 μm einsetzt und somit den verbleibenden Anteil der Rissausbreitung bis 1000 μm deutlich verkürzt. Auch bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,09$ % ist der Anteil gegenüber dem berechneten Anteil leicht erhöht, da bei 700 μm Risstiefe der Übergang erfolgt. Der Anteil der Risseinleitung ist bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,09$ % höher als bei $\Delta \epsilon_t^{HCF} = 0,06$ %, wo der experimentelle Anteil der Risseinleitung geringer als der berechnete unter LCF-Bedingungen ist. Hierbei ist zu beachten, dass das Mitzählen der LCF-Zyklen bis zu den ersten Lastmarkierungen den Anteil der Rissbildungsphase sogar tendenziell erhöht.

7.4 Diskussion

Das zyklische Verformungsverhalten wird durch LCF/HCF-Wechselwirkungen beeinflusst. Während unter LCF eine wellige Gleitung und unter HCF eine überwiegend planare Gleitung erfolgt, fördert bei CCF ein zunehmendes Amplitudenverhältnis die planare Gleitung. Die Hysteresisschleifen in Abb. 7.1 und die Wechselverformungskurven in Abb. 7.2 zeigen ein isotropes Verformungsverhalten bei LCF als bei CCF. Obwohl die totale Mitteldehnung unter CCF geringer ist als bei LCF, ist die Mittelspannung bei CCF höher. Der bei CCF höhere Anteil kinematischer Verfestigung ist, wie die geringere zyklische Verfestigung, ein Indiz für die Zunahme der planaren Gleitung (vgl. Abschn. 2.2.2). Dennoch erfolgt unter diesen CCF-Bedingungen bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8 \%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,2 \%$ die mit welliger Gleitung verbundene nichtkristallographische Risseinleitung wie bei LCF. Bei doppeltem Amplitudenverhältnis von $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,2 \%$ zu $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,4 \%$ zeigt sich anhand der zugehörigen Risseinleitungsstelle in Abb. 7.5 (a), dass die Risseinleitung wie bei HCF aufgrund der planaren Gleitung kristallographisch erfolgt. Eine planare Versetzungsstruktur wurde unter CCF z.B. auch in IN 617 bei 850 °C bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$ zwischen 0,1 % und 0,4 % in festgestellt [Moa01] (vgl. Abschn. 2.7.1). Ein positiver Effekt der planaren Gleitung dürfte eine Verzögerung der Rissausbreitung aufgrund der geringeren Spannungsantwort und der höheren Gleitversibilität sein (vgl. Abschn. 2.3.3), wohingegen ein negativer Einfluss aufgrund einer beschleunigten Rissbildung zu erwarten ist (vgl. Abschn. 2.2.2).

Für eine Rissbildung unter CCF wie unter HCF sorgt neben dem Amplitudenverhältnis auch das hohe Zyklenverhältnis. Zwar ist die LCF-Amplitude bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,2 \%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,4 \%$ doppelt so hoch wie die HCF-Amplitude, jedoch führt die höhere Anzahl an HCF-Zyklen zur HCF dominierten Rissbildung. Folglich dominiert bei geringen Amplituden- und Zyklenverhältnissen LCF, während bei hohen Amplituden- und Zyklenverhältnissen HCF die Rissbildung dominiert. Demnach zeigt sich bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,4 \%$ und überlagerten Amplituden oberhalb der HCF-Festigkeit für 10^7 Zyklen von $0,2 \% \leq \Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} \leq 0,4 \%$ eine HCF dominierte Rissbildung und keine Degradation der HCF-Festigkeit. Die gegenüber reiner HCF sogar erhöhte Lebensdauer bei CCF unter $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,2 \%$ wird vermutlich überwiegend durch die verstärkte Rissspitzenabstumpfung aufgrund der LCF-Zyklen verursacht. Bei dieser relativ hohen HCF-Amplitude spielt der Anteil der Rissausbreitung an der Gesamtlebensdauer eine verstärkte Rolle. Die Rissspitzenabstumpfung dürfte das Risswachstum reduzieren und somit die Gesamtlebensdauer erhöhen. Bei den kleineren überlagerten HCF-Amplituden

$\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,15 \%$ und $\varepsilon_{a,t}^{\text{HCF}} = 0,1 \%$ nimmt der Anteil der Rissausbreitung an der Gesamtlebensdauer ab, so dass kein signifikanter Einfluss der LCF-Zyklen auf die Rissausbreitung und damit die Lebensdauer festzustellen ist. Erhöhte Lebensdauern unter CCF im Vergleich zu HCF wurden in [Dun04] auch mit einem Absinken der Risswachstumsrate erklärt. Als Ursache wird dabei verstärktes Rissschließen vermutet, welches durch die erhöhte Rissspitzenöffnungsverschiebung durch LCF auftritt (vgl. Abschn. 2.6.2). Bei den CCF-Beanspruchungen, die in dieser Arbeit untersucht wurden, treten hohe Mitteldehnungen während der Haltezeit auf. Ein verstärktes Rissschließen dürfte bei diesen hohen Mitteldehnungen jedoch nur eine Nebenrolle spielen. Eine ausbleibende Degradation der HCF-Festigkeit wurde auch bei IN 713LC bei 800 °C unter CCF bei extrem hohen Zyklenverhältnissen $n = 105.000$ und $n = 1.050.000$ sowie $0,4 \leq Q \leq 0,87$ festgestellt [Kun11]. In diesem Fall ist der Einfluss von LCF-Zyklen auf die HCF-Lebensdauer so gering, dass dieser nicht durch das Amplitudenverhältnis erfasst werden kann (vgl. Abschn. 2.7.1). Mit Abnahme des Zyklen- und Amplitudenverhältnis verstärkt sich der Einfluss der LCF-Zyklen auf die HCF-Festigkeit. So wird eine stärkere Reduktion der HCF-Festigkeit von Stahl bei geringerem Zyklenverhältnis festgestellt [Bid08] (vgl. Abschn. 2.6.1). Bei geringeren Amplitudenverhältnissen bei $0,06 \% \leq \Delta\varepsilon^{\text{HCF}} \leq 0,2 \%$ und $\Delta\varepsilon^{\text{LCF}} = 0,8 \%$ erfolgt eine LCF dominierte Rissbildung, die zu einer deutlichen Degradation der HCF-Festigkeit führt. Die LCF dominierte Rissbildung kann sowohl positiv als auch negativ durch HCF -Zyklen beeinflusst werden. In dieser Arbeit führten überlagerte HCF-Zyklen bei einer LCF dominierten Rissbildung zu einer gegenüber LCF reduzierten Lebensdauer (vgl. Abb. 7.3). Diese Lebensdauerreduktion wird im Folgenden erörtert.

Die Lebensdauerreduktion wird unter den untersuchten Bedingungen durch zwei wesentliche LCF/HCF-Wechselwirkungen hervorgerufen. Zum einen wird die LCF dominierte Rissbildung und -ausbreitung durch HCF beschleunigt (vgl. Abb. 7.18 (a) bzw. Abb. 7.10). Zum anderen erfolgt bei ΔK_T ein Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum in Verbindung mit einem Schwellenwert ΔK_{th} . Bei einer überlagerten HCF-Amplitude von $\Delta\varepsilon^{\text{HCF}} = 0,06 \%$ liegt die Übergangrisstiefe von 1650 μm jedoch oberhalb der zur Anrisslastspielzahl N_A korrespondierenden Risstiefe, so dass die Lebensdauerreduktion nur durch eine Beschleunigung der LCF dominierten Rissbildung und -ausbreitung und nicht durch Überschreiten eines Schwellenwerts für eigenständiges Risswachstum erfolgt. Die Risstiefenverläufe in Abb. 7.13 zeigen, dass nach dem Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum nur noch wenige Zyklen bis zum Versagen erfolgen. Daher wird beim Übergang aufgrund des hohen Zyklen-

verhältnis das effektive Ende der Ermüdungslebensdauer (vgl. Abschn. 2.6.6) erreicht, wie es auch bei CCF-Risswachstum mit Schwellenwertverhalten nach Überschreiten von ΔK_{onset} der Fall ist [Pow92a]. Auch wenn das HCF-Risswachstum nach dem Übergang durch die LCF-Zyklen verzögert wird, ist dieser Einfluss auf die Lebensdauer aufgrund des hohen Zyklenverhältnisses weniger bedeutsam. Wichtiger für die Lebensdauer sind die LCF/HCF-Wechselwirkungen auf ΔK_T , wodurch das Ende der effektiven Lebensdauer bestimmt wird.

Der Vergleich der HCF-Risswachstumsraten in Abb. 7.15 zeigt, dass HCF-Risswachstum unter CCF bei ΔK -Werten unterhalb des Schwellenwerts für HCF auftritt. Das ausbleibende Schwellenwertverhalten wurde bei CCF auch in anderen Arbeiten sowohl bei Raumtemperatur (vgl. Abschn. 2.6.9) als auch bei erhöhter Temperatur (vgl. Abschn. 2.7.4) beobachtet. Die beschleunigte Rissbildung bedeutet, dass HCF-Zyklen schon in einem frühen Stadium der Ermüdung Einfluss auf die Lebensdauer nehmen. Bei erhöhter Temperatur wurde in der Nickel-Schmiedelegerung GH 36 bei 600 °C auch eine beschleunigte Rissbildung bei $Q = 0,11$ festgestellt [Ouy88]. Eine Beschleunigung der Rissbildung bleibt in IN 718 jedoch bei 550 °C und $Q = 0,08$ aus [Gue88] (vgl. Abschn. 2.7.5) und deutet auf eine Kompensation positiver und negativer Effekte der HCF-Zyklen hin, wie sie in Abschn. 2.7.1 nach [Ouy88] beschrieben ist. Die Kriech- und Oxidationsschädigung ist bei Raumtemperatur im Vergleich zu erhöhter Temperatur unbedeutend. Der positive Effekt der HCF-Zyklen auf die Oxidations- und Kriechschädigung bleibt bei RT aus. Dies dürfte die signifikante Reduktion der Rissbildungsdauer in Ti-6Al-4V bei RT und sonst gleichen CCF-Bedingungen wie von IN 718 erklären (vgl. Abschn. 2.6.9). Daher ist bei erhöhter Temperatur zur Bewertung der HCF-Zyklen auch ein positiver Einfluss überlagerter HCF-Zyklen zu berücksichtigen. Insbesondere unter Dehnungskontrolle führen überlagerte HCF-Zyklen nur zu einer geringen Zunahme der Maximalspannung, jedoch einer deutlichen Reduktion der Mittelspannung während der Haltezeit im Zug.

Das in einigen Arbeiten ausbleibende Schwellenwertverhalten unter CCF wurde auf unterschiedliche Ursachen zurückgeführt. Nach [Din07] ist eine Absenkung des Risswachstumsschwellenwerts für von Fremdoobjektschaden (foreign object damage, FOD) ausgehenden Ermüdungsrissen in Ti-6Al-4V verantwortlich (vgl. Abschn. 2.6.9). Diese Ursache trifft nicht auf MAR-M247 LC zu. Denn es wird eine Beschleunigung der Risseinleitung und Rissausbreitung unterhalb des Übergangs zum eigenständigen Risswachstum beobachtet, der mit dem Schwellenwert ΔK_{th} korreliert. Die Beschleunigung der Rissausbreitung in Ti-5331S unter-

halb von ΔK_{th} wurde mit dem Verhalten mikrostrukturell kurzer Risse begründet [Pow92, Pow95]. Allerdings bleiben die Risse unter HCF- und CCF-Beanspruchung mikrostrukturell gleich kurz. Die Überlagerung von LCF-Zyklen führt jedoch zu einer deutlich größeren zyklischen plastischen Zone. Wird die zyklische plastische Zone als Funktion von ΔK abgeschätzt, so vergrößert sich das Verhältnis der zyklischen plastischen Zone bei CCF gegenüber HCF gemäß

$$\frac{r_{pl,CCF}}{r_{pl,HCF}} = \left(\frac{\Delta K_{total}}{\Delta K^{HCF}} \right)^2 = \left(1 + \frac{1}{Q} \right)^2. \quad \text{Gl. 7.1}$$

Bei einem Amplitudenverhältnis von z.B. $Q = 0,1$ wird die zyklische plastische Zone gegenüber $Q \rightarrow \infty$ um den Faktor 121 vergrößert. Folglich bleibt der Riss unter CCF gegenüber den Abmessungen der zyklischen plastischen Zone bis zu einer höheren Risslänge als unter HCF mechanisch kurz (vgl. Abschn. 2.6.3). Der Schwellenwert des Kurzrisses beruht primär auf Gleitbandblockierung [Rad07]. In polykristallinen Werkstoffen entstehen Gleitbänder auch unterhalb der Dauerfestigkeit. So werden z.B. in Aluminium bei Amplituden von 40 bis 50 % der Wechselfestigkeit noch Gleitbänder entdeckt [Mun71]. Die HCF-Beanspruchung ist folglich unterhalb des Schwellenwerts allein nicht hoch genug ist, um die Gleitbandblockierung an mikrostrukturellen Hindernissen aufzulösen. Unter CCF kann jedoch die größere zyklische plastische Zone zu einer Überwindung dieser Hindernisse führen. Die Hindernisüberwindung ist nach [Bid08] auch die Ursache für die Reduktion der HCF-Lebensdauer eines Stahls durch LCF-Überlasten (vgl. Abschn. 2.6.2). Ebenso wurde die Risseinleitung und Rissausbreitung in Udimet 720 unter HCF ohne Rissbildung erleichtert, indem die LCF-Vorbeanspruchung Gleitsysteme aktivierte [Ren02] (vgl. Abschn. 2.6.4). Eine Auflösung von Gleitbandblockierungen an der harten γ' -Phase kann eine Ursache für die beschleunigte Rissbildung unter den näher untersuchten CCF-Bedingungen bei $\Delta \varepsilon_t^{LCF} = 0,8$ % sein. Allerdings zeigt sich anhand der fraktographischen Untersuchungen (vgl. Abb. 7.5 bis Abb. 7.8) keine Rissausbreitung entlang von Gleitbändern, wie diese unter reiner HCF oder der HCF dominierten Schädigung unter CCF bei $\Delta \varepsilon_t^{LCF} = 0,4$ % stattfindet.

Die Bruchflächenbereiche, die mit der beschleunigten Rissbildung und Rissausbreitung unterhalb des Übergangs korrelieren, zeigen neben der normalspannungskontrollierten Rissausbreitung wichtige Merkmale zur Bewertung des Einflusses überlagerter HCF-Zyklen auf die Schädigungsentwicklung. Die Morphologie der Bruchflächen wird mit zunehmender überlagerter $\Delta \varepsilon_t^{HCF}$ glatter. Daraus kann gefolgert werden, dass die Bruchfläche verformungsarmer

entsteht. Der Abstand zwischen den Blockstreifen ist höher als der der Schwingstreifen, die bei Anwendung der Lastmarkierungstechnik unter LCF ohne Sauerstoffeinfluss beobachtet wurden. Zudem wurde kein streifiges Risswachstum bei LCF unter Einfluss von Sauerstoff festgestellt. Die Blockstreifen erscheinen bei umso kürzeren Risslängen, je höher die überlagerte HCF-Amplitude ist. Daher fördern überlagerte HCF-Zyklen das streifige Risswachstum und beschleunigen dies. Unter einstufiger Beanspruchung wird das streifige Risswachstum durch das Modell von Laird [Lai67] erklärt. Die Streifenbildung entsteht dabei durch die gleichzeitige Aktivierung mehrerer Gleitsysteme in der Zug- und Druckphase. Unter CCF erfolgt bei hinreichend hoher HCF-Amplitude eine zusätzliche Aktivierung der Gleitsysteme, die zu einer größeren Rissverlängerung führt. Hierbei ist zu vermuten, dass die LCF-Beanspruchung Gleitbandblockierungen auflöst. Die Veränderung der Versetzungsanordnung vor der Rissspitze gegenüber LCF durch zusätzliche Gleitbandaktivierung unter CCF verdeutlicht Abb. 7.19. Bei LCF ist die Versetzungsdichte geringer als bei CCF und die Versetzungen verteilen sich räumlicher aufgrund von Quergleitprozessen (vgl. Abschn. 5.4). Unter CCF erfolgt eine Zunahme der Gleitband- und Versetzungsdichte. Die Versetzungsbewegung konzentriert sich aufgrund der höheren Dehnrates in den Gleitbändern, so dass streifiges Risswachstum gefördert wird. Eine Zunahme der Gleitband- und Versetzungsdichte wurde an gebrochenen Proben aus Aluminiumlegierungen [Hen06] und aus IN 617 [Moa01] festgestellt (vgl. Abschn. 2.7.1). In beiden Arbeiten wurde jedoch nicht die Versetzungsanordnung an der Makrorissspitze untersucht.

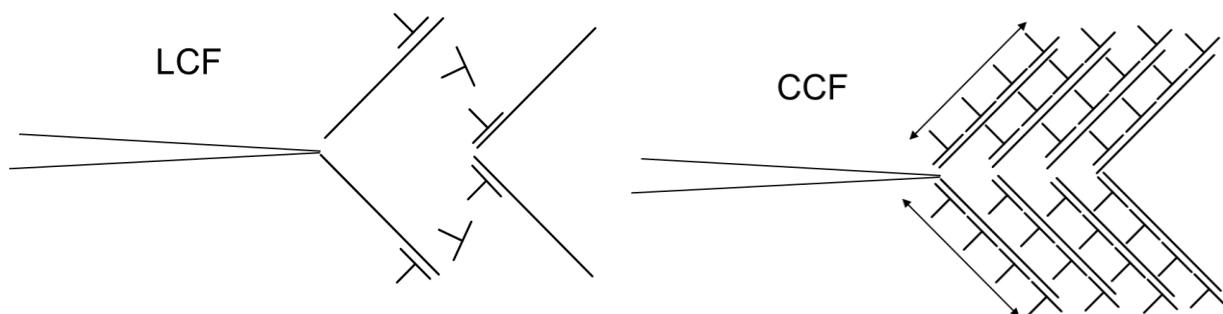


Abb. 7.19: Schema zur Versetzungsanordnung vor der Rissspitze bei LCF und CCF bei zusätzlicher Gleitbandaktivierung

Die Blockstreifen sind daher ein Indiz für die zusätzliche Gleitbandaktivierung. Es ist auch von einer zusätzlichen Gleitbandaktivierung vor Entstehen der Blockstreifen auszugehen, da die Rissbildung bzw. Rissausbreitung vor der Detektion von Blockstreifen beschleunigt wird. Je höher das Amplitudenverhältnis, desto stärker ist die zusätzliche Gleitbandaktivierung durch HCF. Daher nimmt mit zunehmender überlagerter $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}}$, die Rissausbreitungsge-

schwindigkeit pro Block unterhalb des Übergangs in Abb. 7.10 zu. Je höher das Zyklenverhältnis, desto höher ist die Anzahl an zusätzlicher Gleitbandaktivierungen. Die für die Gleitbandaktivierung erforderliche HCF-Amplitude reduziert sich mit zunehmender Risslänge aufgrund der verstärkten Spannungsüberhöhung. Dementsprechend verstärkt sich auch die zusätzliche Gleitbandaktivierung mit zunehmender Risslänge. Daher werden Blockstreifen bei umso kürzeren Risslängen gebildet, je höher die überlagerte HCF-Amplitude ist. Die Zunahme der Versetzungsdichte führt zu einer Verfestigung und Versprödung des Werkstoffs. Die mit der hochfrequenten Verformung verbundene Zunahme der planaren Gleitung führt zum Schneiden der γ' -Phase, wodurch der Werkstoff auch zum Teil entfestigt. So zeigt sich makroskopisch anhand der Wechselverformungskurven in Abb. 7.2 bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8\%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,2\%$ eine schwächere zyklische Verfestigung als bei LCF. Ebenso zeigt sich auf der Bruchfläche nach CCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8\%$ und $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ im Bereich des Übergangs die Struktur der γ' -Phase, während die Rissausbreitung im Übergangsbereich bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,15\%$ ungeachtet der γ' -Phase voranschreitet. Dies spricht für die Zunahme der planaren Gleitung und eine Versprödung mit steigendem Amplitudenverhältnis.

Neben der zusätzlichen Gleitbandaktivierung dürfte - wie von [Ouy88] gefolgert - auch eine dehnratenbedingte Verfestigung zur Versprödung beitragen (vgl. Abschn. 2.7.1). Die mit dem Amplitudenverhältnis zunehmende Versprödung aufgrund erhöhter Versetzungsdichte und Dehnrate zeigt sich anhand der Blockstreifen. Bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ sind in Abb. 7.5 (c) noch duktile Blockstreifen zu erkennen, während bei dem höheren Amplitudenverhältnis bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,15\%$ die in Abb. 7.6 gezeigten Blockstreifen spröde und weniger rau sind. Ein gegenüber LCF beschleunigtes Risswachstum unter CCF wurde in einem Stahl bei erhöhter Temperatur auch über eine versprödende Wirkung überlagerter HCF-Zyklen erklärt. Als Ursache wurde hierfür die dynamische Reckalterung genannt [Pow92b] (vgl. Abschn. 2.7.4). Die Folgen der dynamischen Reckalterung sind dabei ähnlich der zusätzlichen Gleitbandaktivierung durch überlagerte HCF-Zyklen. Die planare Gleitung nimmt zu und die Gleitband- und Versetzungsdichte steigt an (vgl. Abschn. 2.2.2). Die Zunahme der Gleitband- und Versetzungsdichte wurde auch bei einer relativ geringen HCF-Frequenz von 5 Hz in [Hen06] für Aluminiumgusslegierungen festgestellt. Bei einer Frequenz von 5 Hz ist die dehnratenbedingte Versprödung geringer als die Frequenz der HCF-Beanspruchung von 60 Hz, die in dieser Arbeit verwendet wurde. Daher dürfte bei HCF-Amplituden, die unterhalb eines Schwellenwertes für eine eigenständige HCF-Rissausbreitung liegen, die zusätzliche Gleitbandaktivierung hauptverantwortlich für die Beschleunigung der durch LCF dominierten Schädigung sein

und nicht die dehnratenbedingte Versprödung. Daher können Versuche mit sequentieller Abfolge von LCF und HCF (vgl. Abschn. 2.6.4) aufgrund der fehlenden zusätzlichen Gleitbandaktivierung zu unsicheren Kennwerten für die Bauteildimensionierung führen.

Der Übergang zum eigenständigen Risswachstum bei ΔK_T steht in Verbindung mit einem Schwellenwert für Rissausbreitung, der - abhängig von der Risstiefe [Kit76, ElH79] (vgl. Abschn. 2.6.3) und der Belastungsvorgeschichte [Mar89] (vgl. Abschn. 2.6.6) ist. Bei kleinen Risstiefen verstärkt sich das für kurze Risse typische Verhalten, das zu einer Reduktion des Schwellenwerts des Spannungsintensitätsfaktors ΔK_{th} führt (vgl. Abschn. 2.6.3). Die Abhängigkeit von der Belastungsgeschichte ist wesentlich komplexer. Da die Werte von ΔK_T mit steigender totaler Schwingbreite ΔK_{total} zunehmen, müssen Wechselwirkungsmechanismen überwiegen, die die Rissausbreitung verzögern. Die LCF-Zyklen stellen Unterlasten dar, die vorübergehend zu einer Verringerung des plastizitätsinduzierten Risssschließens und der Reduktion von Druckeigenstressungen führen können. Diese beiden Mechanismen können nicht überwiegen, da diese den Schwellenwert erniedrigen würden (vgl. Abschn. 2.6.8). Eine Erhöhung des Schwellenwerts kann daher nur durch Rissspitzenabstumpfung, rauigkeits- oder oxidinduziertes Risssschließen sowie Rissablenkung oder Rissverzweigung erfolgen. Anhand der Bruchflächenanalysen gibt es keine Hinweise auf eine Rissablenkung oder Verzweigung, wohingegen eine Rissspitzenabstumpfung bei der Bildung von Blockstreifen auftritt. Dieser Mechanismus verstärkt sich auch mit der Zunahme von den zu ΔK_T gehörenden Werten von ΔK_{total} . Bei hoher $\Delta \varepsilon_t^{HCF}$ von 0,15 % bilden sich aufgrund der stärkeren Versprödung relativ glatte Streifen und somit eine geringere Rissspitzenabstumpfung. Bei $\Delta \varepsilon_t^{HCF}$ von 0,12 % zeigen sich duktile Blockstreifen, die auf eine stärkere Rissspitzenabstumpfung hindeuten und somit ΔK_T erhöhen. Da die Blockstreifen bei $\Delta \varepsilon_t^{HCF} = 0,06$ % sogar mittels Lichtmikroskop detektiert werden können, dürften die Schwingstreifen noch duktiler sein. Die mit $\Delta \varepsilon_t^{HCF}$ abnehmende Versprödung und Risswachstumsrate führt zudem zu längeren Versuchsdauern und rauerer Bruchflächen. Mit steigender Versuchsdauer und damit zunehmendem Oxidationseinfluss kann daher rauigkeits- und oxidinduziertes Risssschließen für die Erhöhung von ΔK_T an Bedeutung gewinnen. Bei $\Delta \varepsilon_t^{HCF} = 0,09$ % und $\Delta \varepsilon_t^{HCF} = 0,06$ % lag das Lastverhältnis R^{HCF} während der Haltezeit bei halber Anrisslastspielzahl bei 0,82 bzw. 0,87, so dass Risssschließefekte wahrscheinlich nur eine Nebenrolle spielen. Hingegen kann die Rissspitzenabstumpfung unabhängig von den hohen Lastverhältnissen wirken.

Ebenso wie die Rissspitzenabstumpfung bei der Blockstreifenbildung für die Erhöhung der ΔK_T -Werte hauptverantwortlich ist, dürfte die Rissspitzenabstumpfung auch das verzögerte eigenständige HCF-Risswachstum überwiegend verursachen. Die LCF-Markierungslasten führen wie die LCF-Zyklen bei gleichzeitiger Überlagerung von LCF und HCF zu einem streifigen Risswachstum. Die glatten Bruchflächenbereiche, die mit dem HCF-Risswachstum korrespondieren, deuten auf eine scharfe Rissspitze hin, wie es z.B. auch in [Goo82] festgestellt wurde (vgl. Abschn. 2.7.6). Die Rissspitzenabstumpfung erniedrigt die spannungsüberhöhende Wirkung der scharfen HCF-Rissspitze, so dass das nachfolgende HCF-Risswachstum gegenüber dem wechselwirkungsfreien HCF-Risswachstum direkt verzögert wird. Mit zunehmendem HCF-Risswachstum schärft sich die Rissspitze wieder, so dass die Risswachstumsraten nach den LCF-Zyklen stark ansteigen. Die Verzögerung ist bei gleichen ΔK^{HCF} -Werten umso stärker, je ausgeprägter die Rissspitzenabstumpfung ist. Daher korrespondieren die stärker ausgeprägten streifigen Lastmarkierungen in Abb. 7.9 mit einer verstärkten Verzögerung des HCF-Risswachstums. Die Verzögerung des HCF-Risswachstums Ti-5331S unter CCF wurde auch mit Wechselwirkungen der Risswachstumsmechanismen begründet [Pow95] (vgl. Abschn. 2.6.8).

Neben der Verzögerung durch die Rissspitzenabstumpfung scheinen bei ΔK^{HCF} -Werten nahe dem Schwellenwert auch noch andere verzögernde Mechanismen wirksam zu sein. Denn nach dem steilen Anstieg der HCF-Risswachstumsrate nach Markierungslasten bei $R^{LCF} = -0,8$ liegen die HCF-Risswachstumsraten noch deutlich unterhalb der wechselwirkungsfreien HCF-Risswachstumsrate. Die starke Ausprägung der Lastmarkierung führt zu einer gegenüber reiner HCF-Beanspruchung raueren Bruchfläche. Daher könnten sich die Rissflanken im Bereich der Lastmarkierungen berühren und zum rauigkeitsinduzierten Riss schließen führen. Aufgrund der schwächeren Ausprägung der Lastmarkierungen bei $R^{LCF} = 0$ dürfte dieser Mechanismus dort ausbleiben. Daher liegen bei $R^{LCF} = 0$ die HCF-Risswachstumsraten im Bereich der wechselwirkungsfreien HCF-Risswachstumsraten. Die Entwicklung der Rissflächenmorphologie und des rauigkeitsinduzierten Riss schließens sind nach Suresh die entscheidenden Mikromechanismen, die durch Drucküberlasten ausgelöst werden können [Sur98] (vgl. Abschn. 2.6.8). Da beide Einflüsse eher im Bereich des Schwellenwertes als bei höheren Risswachstumsraten dominieren [Sur98], könnte damit auch das Annähern an die wechselwirkungsfreie HCF-Risswachstumsrate bei $R^{LCF} = -0,8$ mit zunehmendem ΔK^{HCF} nachvollzogen werden.

8 Lebensdauermodellierung unter Berücksichtigung von LCF/HCF-Wechselwirkungen bei erhöhter Temperatur

Die im Kapitel 7 behandelten LCF/HCF-Wechselwirkungen in MAR-M247 LC bei erhöhter Temperatur bedeuten, dass zur Beschreibung der Lebensdauer die lineare Schadensakkumulation ungeeignet ist. Die festgestellte Lebensdauerreduktion ist Folge von zwei wesentlichen Mechanismen. Zum einen wird durch überlagerte HCF-Zyklen die LCF dominierte Rissbildung und -ausbreitung beschleunigt. Zum anderen erfolgt der Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum bei ΔK_T , der mit einem Schwellenwert für Rissausbreitung ΔK_{th} verbunden ist. Hierdurch wird aufgrund des hohen Zyklenverhältnisses das effektive Ende der Lebensdauer (vgl. Abschn. 2.6.6) erreicht. Beide Mechanismen müssen beschrieben werden, um eine befriedigende Lebensdauervorhersage erreichen zu können.

8.1 Bewertung der Schädlichkeit überlagerter HCF-Zyklen bei erhöhter Temperatur

8.1.1 Modellansatz

Als Basis für die Bewertung der Schädlichkeit überlagerter HCF-Zyklen scheint der Ansatz nach Trufiyakov [Tru83b] vielversprechend. Zum einen konnte mit diesem Ansatz eine Vielzahl an CCF-Lebensdauern mit nur einem Werkstoffparameter v mit guter Genauigkeit beschrieben werden (vgl. Abschn. 2.6.2). Zum andern berücksichtigt dieser Ansatz mit dem Zyklenverhältnis n und dem Amplitudenverhältnis Q die zwei wesentlichen Variablen um CCF-Beanspruchungen zu charakterisieren. Die im Kap. 7 festgestellte beschleunigte Rissbildung und -ausbreitung wurde im Wesentlichen damit begründet, dass eine zusätzliche Gleitbandaktivierung durch überlagerte HCF-Zyklen stattfindet. Dadurch steigt die Gleitband- und Versetzungsdichte an, wodurch der Werkstoff versprödet. Zudem werden Gleitbandblockierungen durch LCF aufgelöst, womit das auf Mehrfachgleitung basierende Risswachstum im Stadium II gefördert wird (vgl. Abschn. 7.4). Dabei sind Q und n die zwei Größen, die für die zusätzliche Gleitbandaktivierung verantwortlich sind. Das Zyklenverhältnis n gibt an, wie häufig zusätzliche Gleitbandaktivierungen pro CCF-Block stattfinden. Ein Maß für die Stärke der zusätzlichen Gleitbandaktivierung ist das Amplitudenverhältnis Q . Der Werkstoffparameter v ist ein Maß wie empfindlich der Werkstoff gegenüber einer Zunahme der Gleitbandaktivierungen ist. Dieser Parameter müsste umso höher sein, je stärker der Werkstoff versprödet und je mehr Gleitbandblockierungen aufgelöst werden. Es wird davon ausgegangen, dass die

HCF-Zyklen während der Haltezeit im Zug eine im Vergleich zu den Zyklen während der LCF-Rampe wesentlich stärkere Schädigung verursachen. Z.B. wurde unter TMF/HCF von AlSi6Cu4 gezeigt, dass überlagerte HCF-Zyklen bei einer Haltezeit von 5 s im Druck nahezu keinen bzw. deutlich geringeren Einfluss auf die Lebensdauer haben als im Zug [Hen06]. Folglich wird der Ansatz nach Trufyakov für die zyklusabhängige Zunahme der Ermüdungsschädigung um den Schädigungsfaktor χ_F nur auf n_H HCF-Zyklen während der Haltezeit im Zug gemäß

$$\chi_F = (n_H)^{v \cdot Q} \quad \text{Gl. 8.1}$$

beschränkt. Dieser Schädigungsfaktor ist stets ≥ 1 . Trufyakov konnte das CCF-Lebensdauerverhalten auch von austenitischen Stählen bei 600 °C mit seinem Ansatz beschreiben, jedoch waren keine Haltezeiten eingefügt [Tru83b]. Durch das Einfügen von Haltezeiten werden bei erhöhter Temperatur die zeitabhängigen Schädigungsmechanismen des Kriechens und der Oxidation bedeutsamer. Diese Mechanismen können durch überlagerte HCF-Zyklen gehemmt werden [Ouy88] (vgl. Abschn. 2.7.1). Der Ansatz nach Trufyakov kann daher keine Lebensdauererlängerung bzw. kritischen Amplitudenverhältnisse erklären, wie es in einigen Arbeiten bei erhöhter Temperatur beobachtet wurde. Bei erhöhter Temperatur muss folglich ein positiver Effekt auf die Lebensdauer durch überlagerte HCF-Zyklen berücksichtigt werden. Dieser positive Effekt wird durch den Schädigungsfaktor für Hochtemperatur χ_{HT} nach

$$\chi_{HT} = (t_H)^{\frac{-\theta \cdot Q}{\chi_F}} \quad \text{Gl. 8.2}$$

repräsentiert, der ≤ 1 ist. Der Parameter θ ist ein Maß für die Höhe des Anteils der Kriech- und Oxidationsschädigung an der Gesamtschädigung aus Kriechen, Oxidation und Ermüdung unter LCF bei erhöhter Temperatur. Bezogen auf die einhüllende Hysteresisschleife wird die Kriech- und Oxidationsschädigung umso mehr reduziert, je höher das Amplitudenverhältnis ist. Mit steigendem Amplitudenverhältnis sinkt nämlich die Mittelspannung während der Haltezeit, wodurch die Kriech- und die Oxidationsschädigung abnimmt. Mit Zunahme der Ermüdungsschädigung reduziert sich der Anteil der Kriech- und Oxidationsschädigung an der Gesamtschädigung. Daher wird im Exponent der Parameter θ durch den Schädigungsfaktor χ_F , der die Zunahme der Ermüdungsschädigung durch überlagerte HCF-Zyklen repräsentiert, geteilt. Die Haltezeit t_H bildet die Basis für das Potenzgesetz, da die Schädigungsmechanismen des Kriechens und der Oxidation zeitabhängig sind. Eine Erhöhung der Haltezeit führt zu einer Zunahme der Kriech- und Oxidationsschädigung (vgl. Abschn. 2.2.3), wodurch auch der

Parameter θ ansteigt. Der Parameter θ ist kein reiner Werkstoffparameter, da er auch durch extrinsische Variablen wie z.B. die Temperatur, Haltezeit und Spannung während der Haltezeit unter LCF beeinflusst wird. Diese Variablen beeinflussen den durch θ repräsentierten Anteil der Kriech- und Oxidationsschädigung an der Gesamtschädigung.

Das Produkt der Schädigungsfaktoren χ_F und χ_{HT} ergibt den Schädigungsfaktor χ zur Bewertung der Schädlichkeit überlagerter HCF-Zyklen auf die LCF-Lebensdauer bei erhöhter Temperatur nach

$$\chi = \chi_F \cdot \chi_{HT} \quad \text{Gl. 8.3}$$

Der Logarithmus der einzelnen Schädigungsfaktoren wird in Abb. 8.1 als Funktion des Amplitudenverhältnisses veranschaulicht. Die Verläufe geben dabei den Einfluss überlagerter HCF-Zyklen als Funktion des Amplitudenverhältnisses wieder, wie er von [Ouy88] angenommen wurde (vgl. Abschn. 2.7.1). So kann ein kritisches Amplitudenverhältnis Q_c beschrieben werden, bei dem kein Einfluss auf die LCF-Lebensdauer festzustellen ist sowie gegenüber LCF erhöhte CCF-Lebensdauern bei $Q < Q_c$. Oberhalb von Q_c dominiert die Zunahme der Ermüdungsschädigung, so dass mit steigendem Amplitudenverhältnis sich der Schädigungsfaktor χ dem Schädigungsfaktor χ_F annähert.

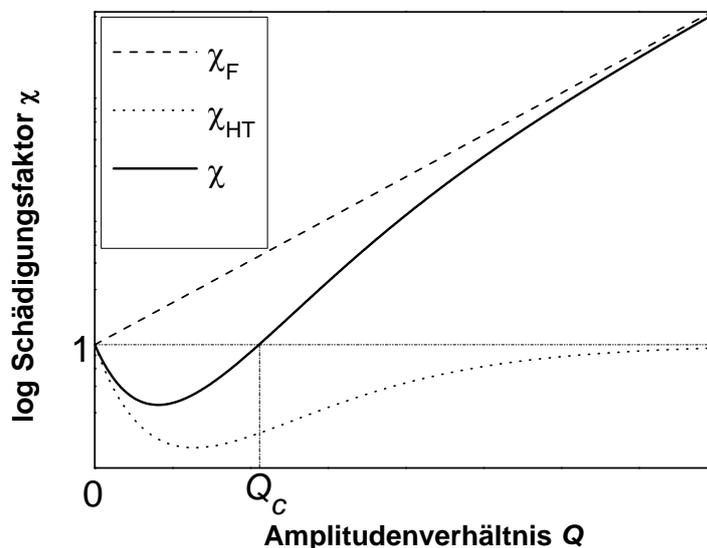


Abb. 8.1: Logarithmus der einzelnen Schädigungsfaktoren als Funktion des Amplitudenverhältnisses zur Bewertung der Schädlichkeit überlagerter HCF-Zyklen auf die LCF-Lebensdauer unterhalb des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum

Der Schädigungsfaktor χ wird dabei, wie von Trufyakov gefolgert, unabhängig vom Versagenskriterium angewandt, solange kein Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum erfolgt. Die Risseinleitungsdauer bei CCF $N_{i,CCF}$ ergibt sich also aus dem Quotienten der LCF-Risseinleitungsdauer $N_{i,LCF}$ und dem Schädigungsfaktor analog zum Ansatz nach [Tru83b] gemäß

$$N_{i,CCF} = \frac{N_{i,LCF}}{\chi}. \quad \text{Gl. 8.4}$$

Die Risswachstumsrate pro CCF-Block berechnet sich aus dem Produkt der Risswachstumsrate pro LCF-Zyklus und dem Schädigungsfaktor nach

$$\left. \frac{da}{dB} \right|_{CCF} = \chi \cdot \left. \frac{da}{dN} \right|_{LCF}. \quad \text{Gl. 8.5}$$

Die LCF-Risseinleitungsdauer $N_{i,LCF}$ und die Risswachstumsrate pro LCF-Zyklus beziehen sich dabei auf Kennwerte der einhüllenden Hysteresisschleife bzw. auf ΔK_{total} .

8.1.2 Beispiel zur Beschreibung verzögerten CCF-Risswachstums

Unter den untersuchten Bedingungen wurde zwar nur eine durch überlagerte HCF-Beanspruchung beschleunigte Rissbildung- und Rissausbreitung festgestellt, wobei anhand der Literaturhinweise aber positive Effekte ($\chi < 1$) überlagerter HCF-Zyklen zu erwarten sind. Im Gegensatz zu der vorliegenden Arbeit wurde ein Schädigungsfaktor $\chi < 1$ beim Lebensdauerverhalten [Ouy88] und beim Rissausbreitungsverhalten [Niu86, Ouy88] festgestellt. Daher wird im Folgenden die Beschreibung des durch HCF verzögerten Rissausbreitungsverhalten der Schmiedelegierung GH 36 [Niu86, Ouy88] (vgl. Abb. 2.17) unterhalb des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum demonstriert. Unterhalb des Übergangs verlaufen die CCF-Risswachstumsraten parallel zu den LCF-Risswachstumsraten. Bei $\Delta K_{\text{total}} = 20 \text{ MPam}^{0.5}$ ist die CCF-Risswachstumsrate bei $Q = 0,046$ und $0,071$ etwa um die Hälfte gegenüber LCF verringert. Die zugehörigen Schädigungsfaktoren betragen $\chi(Q = 0,046) = 0,529$ und $\chi(Q = 0,071) = 0,556$. Die Parameteranpassung an diese Versuchsdaten bei $t_H = 14 \text{ s}$ und $n_H = 420$ liefert $\nu = 1,73$ und $\theta = 14,9$ und somit den in Abb. 8.2 gezeigten Verlauf, der eine sehr gute Korrelation zeigt.

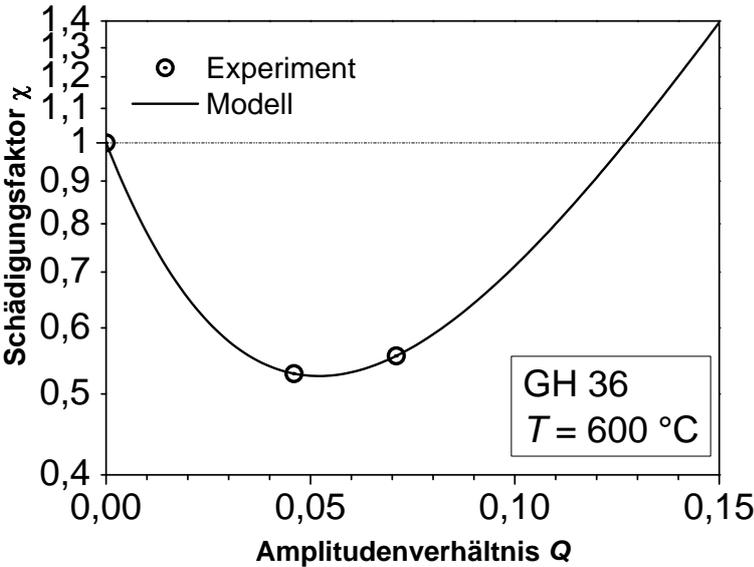


Abb. 8.2: Experimentelle und berechnete Schädigungsfaktoren während der Rissausbreitung in GH 36

8.2 Beschreibung des Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhaltens unterhalb des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum

8.2.1 Anpassung der Modellparameter

Die Parameter ν und θ des Modells wurden aus mehreren Gründen an die Rissausbreitungsdaten angepasst. Zum einen lässt sich das mittlere LCF-Rissausbreitungsverhalten gut mittels des Paris-Gesetzes beschreiben, während das LCF-Risseinleitungsverhalten besser über eine Kurve als über eine Schädigungsparameter-Wöhlerlinie wiedergegeben werden kann (vgl. Abb. 5.20). Zum andern dürfte die leicht unterschiedliche Mikrostruktur in verschiedenen Proben, wie z.B. die unterschiedliche Größe und Verteilung von Primärkarbiden, das Risseinleitungsverhalten stärker beeinflussen als das Rissausbreitungsverhalten. Zur Anpassung der Parameter wurde im Bezug zur mittleren LCF-Rissausbreitungsgeschwindigkeit bei $\Delta K = 30 \text{ MPam}^{0.5}$ die Beschleunigung der Rissausbreitung um den Schädigungsfaktor χ bei den jeweiligen Amplitudenverhältnissen bei halber Anrisslastspielzahl ermittelt. Hierbei wurde sich auf die parallel zur Paris-Gerade bei LCF mit $m = 1,963$ (vgl. Abschn. 5.3.3) verschobenen Paris-Geraden unterhalb des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum bei CCF bezogen. Den entsprechenden Ausschnitt aus Abb. 7.10 mit den jeweiligen Amplitudenverhältnissen bei halber Anrisslastspielzahl zeigt Abb. 8.3. Die zu den Paris-Geraden bei den verschiedenen Werten von Q gehörenden Koeffizienten C der Paris-Beziehung ergeben sich aus dem Produkt des Koeffizienten C unter LCF und dem Schädigungsfaktor χ . Die Koeffizienten und Schädigungsfaktoren sind in Tab. 8.1 zusammengefasst.

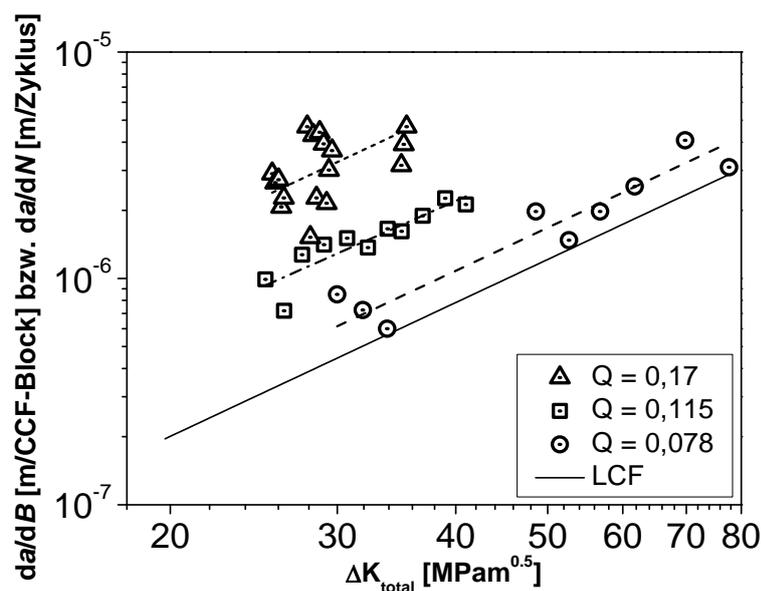
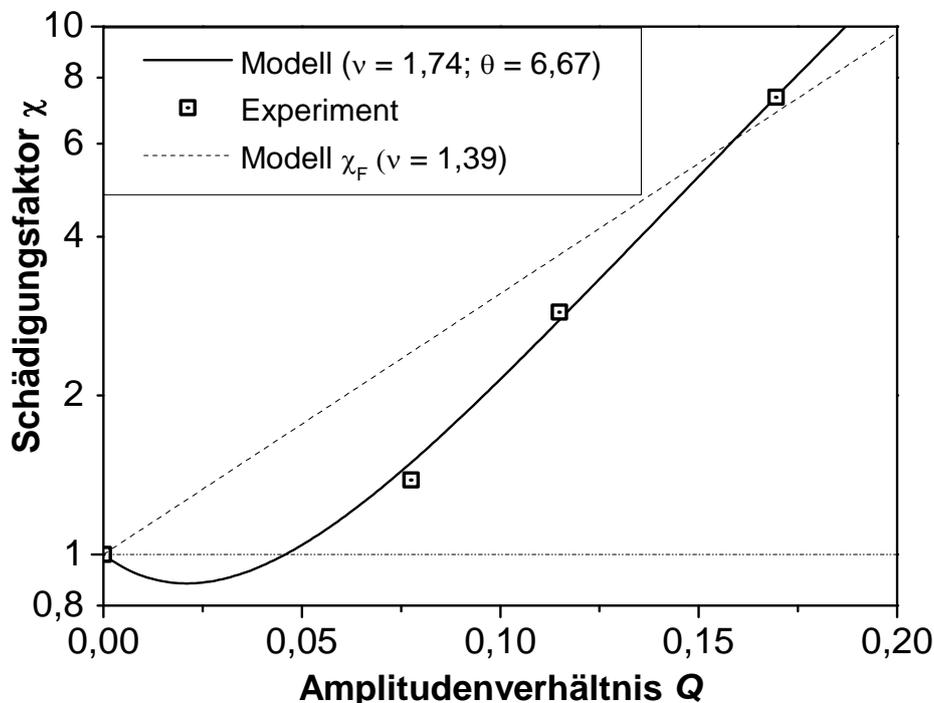


Abb. 8.3: Rissausbreitungsdaten zur Anpassung der Modellparameter

Tab. 8.1: Koeffizient der Paris-Beziehung und Schädigungsfaktor bei verschiedenen Amplitudenverhältnissen

| Q | C | χ |
|-------|----------------------|--------|
| 0 | $5,61 \cdot 10^{-4}$ | 1 |
| 0,775 | $7,75 \cdot 10^{-4}$ | 1,38 |
| 0,115 | $1,61 \cdot 10^{-3}$ | 2,88 |
| 0,17 | $4,12 \cdot 10^{-3}$ | 7,34 |

Die Anpassung der Parameter an die experimentell ermittelten Schädigungsfaktoren mittels linearer Regression liefert $\nu = 1,74$ und $\theta = 6,67$. Der modellierte Verlauf des Schädigungsfaktors wird mit den experimentellen Schädigungsfaktoren in Abb. 8.4 gezeigt. Hierbei zeigt sich eine sehr gute Korrelation zwischen Modell und Experiment. Das kritische Amplitudenverhältnis liegt bei $Q_c = 0,046$. Dies entspricht aufgrund der nahezu rein elastischen Verformung bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8\%$ (vgl. Abschn. 5.1.2) einer HCF-Schwingbreite $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,035\%$. Obwohl unter den untersuchten Bedingungen keine verzögerte Rissausbreitung oder Risseinleitung festgestellt wurde, würde eine Vernachlässigung positiver Effekte überlagerter HCF-Zyklen ($\chi_{\text{HT}} = 1$) zu einer deutlich schlechteren Korrelation führen. Der Verlauf des Schädigungsfaktors χ_F mit einem an die Versuchsdaten angepassten Parameter $\nu = 1,39$ verdeutlicht dies.

**Abb. 8.4:** Vergleich von experimentellem und berechnetem Schädigungsfaktor

8.2.2 Beschreibung des Rissausbreitungsverhaltens

Aufgrund der Anpassung an die Rissausbreitungsdaten und der sehr guten Korrelation zwischen experimentellen und modellierten Schädigungsfaktoren kann das CCF-Rissausbreitungsverhalten sehr gut beschrieben werden. In Abb. 8.5 werden die experimentellen Risswachstumsraten mit den modellierten verglichen. Hierbei wird die mittlere Risswachstumsrate ziemlich genau durch das Modell beschrieben. Lediglich bei $Q = 0,078$ wird die mittlere Rissausbreitungsrate etwas überschätzt.

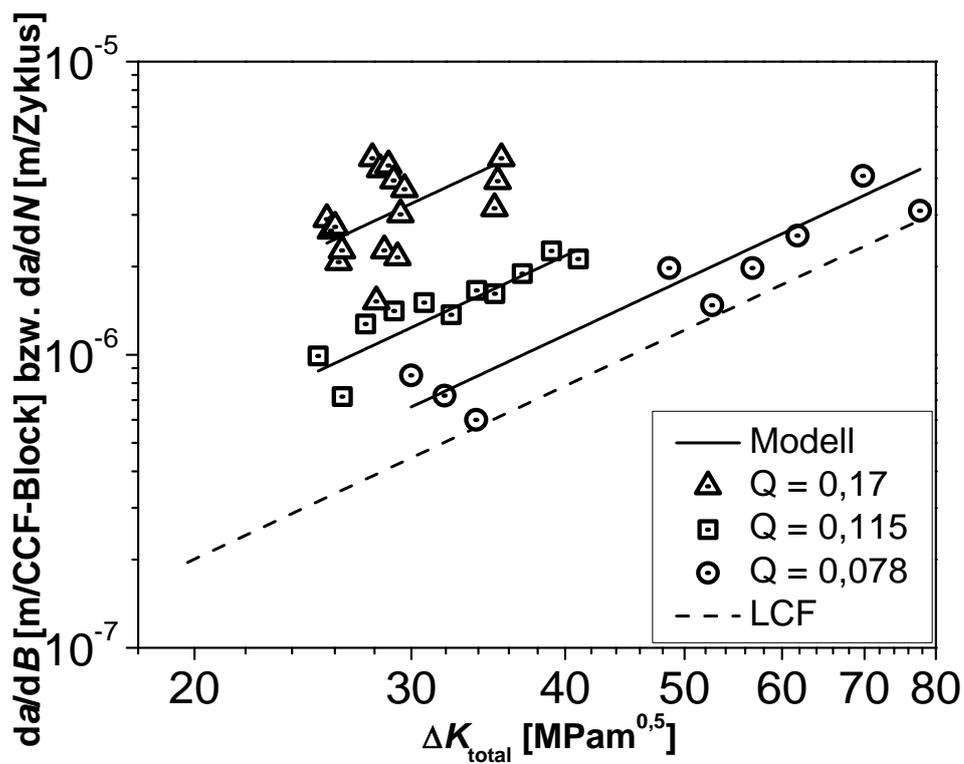


Abb. 8.5: Beschreibung der CCF-Risswachstumsraten

8.2.3 Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens

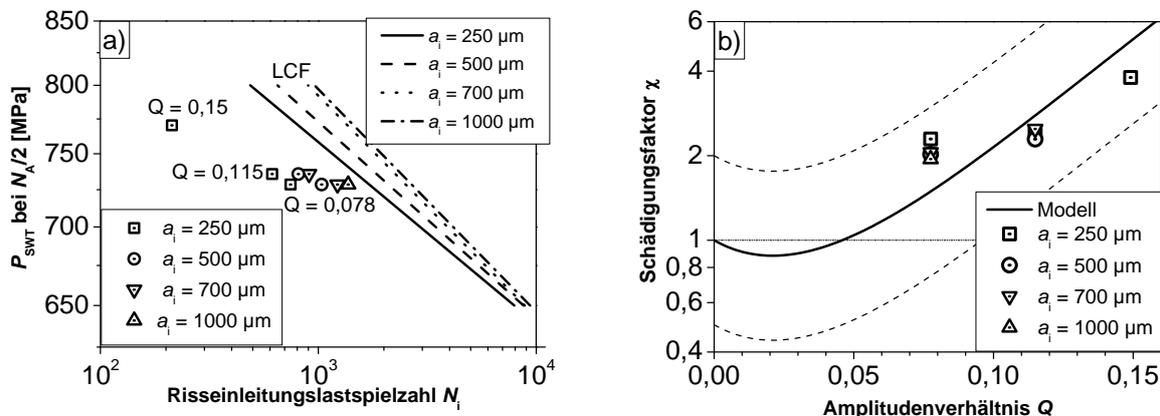


Abb. 8.6: (a) Schädigungsparameter-Wöhlerdiagramm unter LCF und CCF für verschiedenen Risseinleitungsrisstiefen (b) Schädigungsfaktoren bei bestimmten Risseinleitungsrisstiefen

In Abb. 8.6 (a) werden die zu verschiedenen Risseinleitungsrisstiefen a_i gehörenden Risseinleitungslastspielzahlen N_i in Abhängigkeit des Schädigungsparameters P_{SWT} gezeigt. Unter CCF werden dabei nur die Risseinleitungsrisstiefen berücksichtigt, die unterhalb des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum liegen. Die Schädigungsparameter-Wöhlerlinien sind Abb. 5.18 entnommen und dienen zur Berechnung der Risseinleitungslastspielzahl unter LCF $N_{i,LCF}$ bei gleichem Wert von P_{SWT} . Dadurch können nach Gl. 8.4 die experimentellen Schädigungsfaktoren bei der Rissbildung berechnet werden. Die experimentellen Schädigungsfaktoren sind in Abb. 8.6 (b) in Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses im Vergleich zum berechneten Verlauf des Schädigungsfaktors dargestellt. Die Korrelation zwischen Modell und Experiment ist schlechter als bei der Rissausbreitung. Bei $Q = 0,15$ und $Q = 0,115$ werden die Schädigungsfaktoren überschätzt, während dieser bei $Q = 0,078$ unterschätzt wird. Mit zunehmenden Risseinleitungsrisstiefe und damit zunehmendem Anteil an Rissausbreitung nähern sich bei $Q = 0,078$ der experimentelle Schädigungsfaktor dem Modell an. Die Schädigungsfaktoren liegen im Bezug zum modellierten Verlauf aber immer noch innerhalb eines Streubands mit dem Faktor vier ($\cdot 1/2$ bis $\cdot 2$).

8.3 Beschreibung des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum

8.3.1 Ansatz

Die Anwendung des Schädigungsfaktors χ ist nur bis zum Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum sinnvoll, da dieser Mechanismuswechsel nicht im Modell erfasst wird. Zudem steigen beim Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum die Risswachstumsraten aufgrund des hohen Zyklenverhältnis stark an, wodurch das effektive Ende der Lebensdauer erreicht wird. Der Übergang wird sowohl durch Kurzrisseffekte als auch von der Belastungsvorgeschichte beeinflusst, wobei die Rissspitzenabstumpfung wohl der hauptverantwortliche Wechselwirkungsmechanismus für die Empfindlichkeit gegenüber der Belastungsvorgeschichte ist (vgl. Abschn. 7.4). Diese beiden Einflüsse sollen im Folgenden bei der Beschreibung berücksichtigt werden.

Als Basis für die Beschreibung wird analog zum Einfluss von Überlasten auf einen Rissausbreitungsschwellenwert zweier Titanlegierungen [Mos01] eine lineare Beziehung zwischen ΔK_T und ΔK_{total} gemäß

$$\Delta K_{T,lc}^{HCF} = \frac{\Delta K_{th,lhf}}{1+m} + m \cdot \Delta K_{total} \quad \text{Gl. 8.6}$$

angenommen. Dieser Ansatz bezieht sich zunächst nur auf lange Risse (lc: long cracks). Dabei entspricht $\Delta K_{th,lhf}$ einem Schwellenwert, der nicht von der Belastungsvorgeschichte beeinflusst ist (lhf: load history free). Der Wert von $\Delta K_{T,lc}$ verändert sich in Abhängigkeit von ΔK_{total} je nach Belastungssensitivität m des Werkstoffs. Bei CCF kann ΔK_{total} durch die HCF-Komponente und das Amplitudenverhältnis nach

$$\Delta K_{total} = \left(1 + \frac{1}{Q}\right) \cdot \Delta K_{T,lc}^{HCF} \quad \text{Gl. 8.7}$$

ersetzt werden. Die Substitution von ΔK_{total} in Gl. 8.6 ergibt mit

$$\Delta K_{T,lc}^{HCF} = \frac{\Delta K_{th,lhf}}{(1+m) \cdot \left(1 - m - \frac{m}{Q}\right)} \quad \text{Gl. 8.8}$$

den Übergang bei $\Delta K_{T,lc}$ für lange Risse in Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses. Somit lässt sich bei gegebener Schwingbreite der HCF-Spannung $\Delta\sigma^{HCF}$ die Übergangsrissstiefe langer Risse nach

$$a_{T,lc} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta K_{T,lc}^{HCF}}{\Delta\sigma^{HCF} \cdot Y(a_{T,lc})} \right)^2 \quad \text{Gl. 8.9}$$

berechnen.

Um Kurzrisseffekte zu berücksichtigen, wird die Korrektur nach El Haddad [ElH79] angewandt. Die Korrekturrissstiefe a_0 wird aus $\Delta K_{th,lhf}$ und der Dauerfestigkeit R_D bei hohen Mittelspannungen nach

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \left(\frac{\Delta K_{th,lhf}}{2 \cdot R_D \cdot Y(a_0)} \right)^2 \quad \text{Gl. 8.10}$$

bestimmt. Damit lässt sich der Übergang bei $\Delta K_{T,sc}$ für kurze Risse (sc: small cracks) gemäß

$$\Delta K_{T,sc}^{HCF} = \Delta K_{T,lc}^{HCF} \cdot \sqrt{\frac{a_{T,lc}}{a_{T,lc} + a_0}} \cdot \frac{Y(a_{T,lc})}{Y(a_{T,lc} + a_0)} \quad \text{Gl. 8.11}$$

korrigieren. Basierend auf dem Übergangswert von $\Delta K_{T,sc}$ erfolgt eine Berechnung der Übergangsrissstiefe

$$a_T = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta K_{T,sc}^{HCF}}{\Delta\sigma^{HCF} \cdot Y(a_T)} \right)^2, \quad \text{Gl. 8.12}$$

die sowohl Kurzrisseffekte als auch die Belastungsvorgeschichte berücksichtigt. Die Vernachlässigung von Rissschließeffekten bei diesem Ansatz dürfte vertretbar sein. Ist die Übergangsrissstiefe hoch, so liegen sehr hohe Lastverhältnisse vor, bei denen Rissschließeffekte unwahrscheinlich sind. Bei geringeren Lastverhältnissen ist die Übergangsrissstiefe gering, so dass nicht mit Rissschließeffekten bei den hohen Mittellasten zu rechnen ist.

8.3.2 Parameteranpassung und Ergebnis

Der Parameter R_D wurde der HCF-Festigkeit für 10^7 Zyklen von 150 MPa bei 600 MPa gleichgesetzt (vgl. Abb. 6.5 b)). Die restlichen Parameter wurden an die Versuchsdaten mittels linearer Regression angepasst, wodurch sich für $\Delta K_{th,lhf}$ und die Belastungssensitivität m Werte von $3,21 \text{ MPam}^{0,5}$ bzw. $0,0373$ ergeben. Damit beträgt die Korrekturrisstiefe $a_0 = 84 \text{ }\mu\text{m}$. In Abb. 8.7. werden die experimentellen Werte mit den modellierten Werten von ΔK_T verglichen. Die berechneten Werte von $\Delta K_{T,lc}$ für lange Risse nähern sich den experimentellen Werten bei höheren Werten von ΔK_{total} an, bei denen auch die Übergangsrisstiefe ansteigt (vgl. Abb. 7.17). Die berechneten Werte von $\Delta K_{T,lc}$ schneiden den Bereich, in dem der Schwellenwert nach Verwendung des Stufenwechselverfahrens liegen muss. Somit liefert die Parameteranpassung einen plausiblen Wert von $\Delta K_{th,lhf}$. Die Korrektur nach El Haddad führt zu einer besseren Beschreibung bei kurzen Übergangsrisstiefen, jedoch überschätzt das Modell die Werte von ΔK_T bei geringen Übergangsrisstiefen leicht.

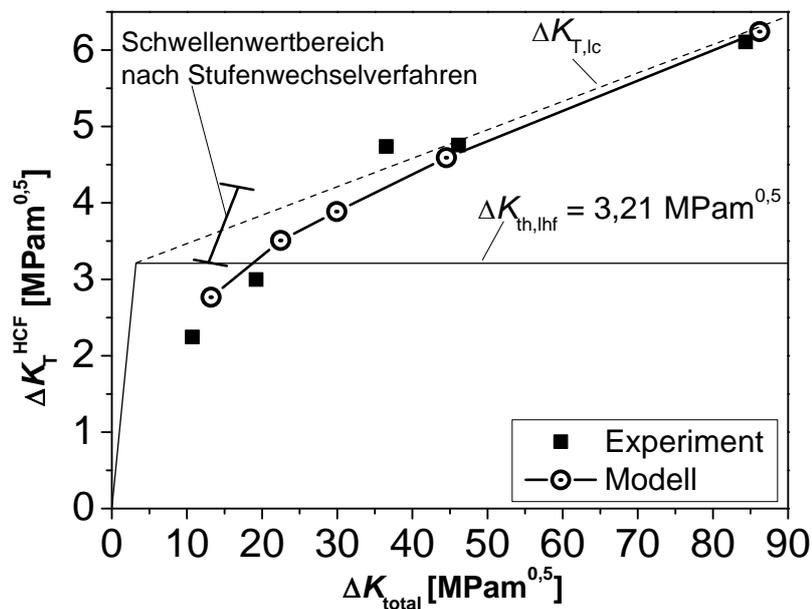


Abb. 8.7: Beschreibung des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum

8.4 Beschreibung der Ermüdungslebensdauer von MAR-M247 LC

Die Beschreibung der Ermüdungslebensdauer erfolgt basierend auf der Schädigungsentwicklung, die bis 250 μm Risstiefe in eine Risseinleitungsphase und darüber hinaus in eine Rissausbreitungsphase unterteilt wird. Die Risseinleitungslastspielzahl bei einer Risseinleitungsrisstiefe von 250 μm wird über die zugehörige LCF Schädigungsparameter-Wöhlerlinie beschrieben (vgl. Tab. 5.1). Die Risseinleitungslastspielzahl unter CCF $N_{i,CCF}$ ergibt sich anhand des von Q abhängigen Schädigungsfaktors χ nach Gl. 8.4. Ausgehend von $N_{i,CCF}$ bei $a_i = 250 \mu\text{m}$ wird über die Paris-Beziehung (Gl. 5.2) und Gl. 8.5 die Anzahl an CCF-Blöcken bis zum Erreichen der Übergangrisstiefe a_T nach Gl. 8.12 oder der zu N_A korrespondierende Risstiefe von 1520 μm berechnet.

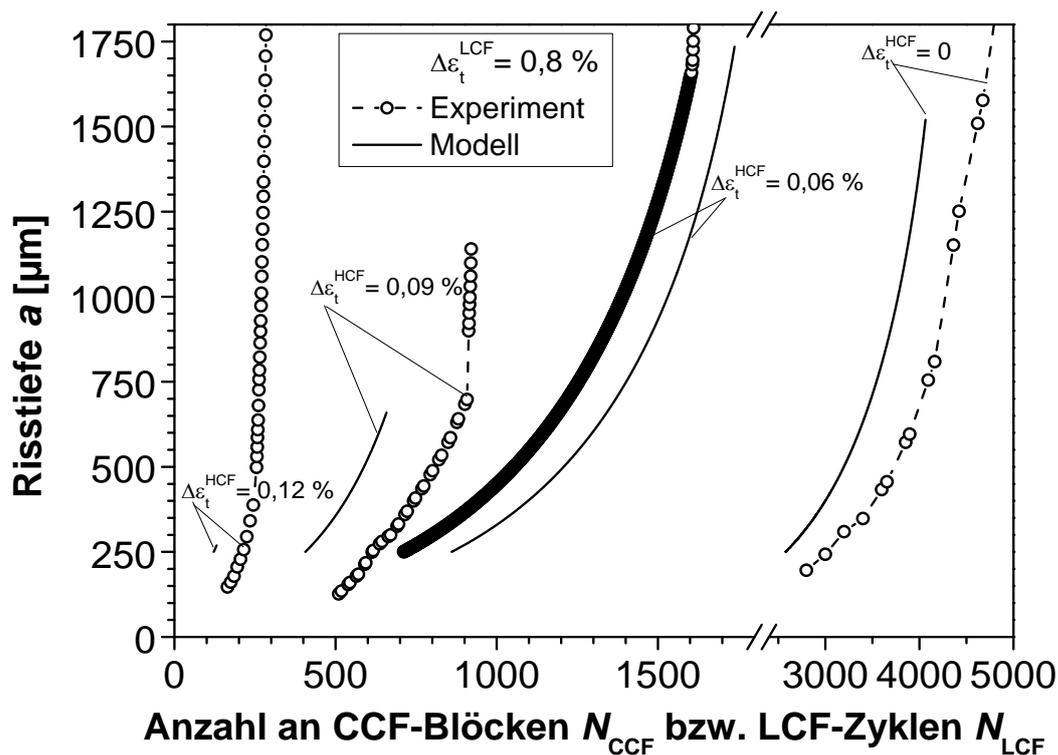


Abb. 8.8: Risstiefenverläufe bei CCF mit verschiedenen überlagerten Schwingbreiten der HCF-Schwingung im Vergleich zu LCF

Die auf der Schädigungsentwicklung basierende Beschreibung der CCF-Lebensdauer wird in Abb. 8.8 mit dem experimentellen Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten von Versuchen verglichen, deren Schädigungsparameter P_{SWT} zwischen 650 und 800 MPa und deren Übergangsrissstiefe a_T oberhalb von 250 μm liegt. Das Rissausbreitungsverhalten kann sehr gut beschrieben werden, wie an der nahezu identischen Krümmung der Risstiefenverläufe von Modell und Experiment zu erkennen ist. Hingegen gelingt die Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens - wie schon anhand von Abschn. 8.2.3 zu vermuten war - nicht ganz so gut. Sowohl unter LCF als auch unter CCF ergeben sich deutliche Abweichungen zwischen der berechneten und der experimentellen Risseinleitungslastspielzahl. Eine Tendenz lässt sich nicht erkennen. Während bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$ die Risseinleitungsdauer überschätzt wird, wird diese bei den anderen Versuchen unterschätzt. Die Unterschätzung bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,09\%$ dürfte aufgrund des Mitzählens der LCF-Markierungslastzyklen erhöht sein, wohingegen das Mitzählen bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$ die Überschätzung erhöht. Bei der geringeren HCF-Amplitude dürfte das Mitzählen einen geringeren Einfluss haben, da die Risseinleitung und Rissausbreitung gegenüber LCF weniger beschleunigt wird. Bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ wird auch ohne den störenden Einfluss der Markierungslasten die Risseinleitungsdauer sowie die Übergangsrissstiefe unterschätzt. Die Unterschätzung der Übergangsrissstiefe führt zu einer kürzeren Rissausbreitungsphase. Da der Anteil der Rissbildung an der Gesamtlebensdauer generell mit zunehmender HCF-Amplitude erhöht wird (vgl. Abb. 7.18), führt die schlechtere Beschreibung der Rissbildung zu einer stärkeren Abweichung beim Vergleich der Gesamtlebensdauer.

Einen Vergleich von berechneter und experimenteller Gesamtlebensdauer unter CCF und LCF bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{LCF}} = 0,8\%$ zeigt Abb. 8.9. Hierin wird deutlich, wie der erhöhte Anteil der Rissbildungsdauer mit zunehmender HCF-Amplitude zu einer stärkeren Abweichung führt. Alle Punkte liegen mit Ausnahme des Versuchs bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,12\%$ klar innerhalb eines Streubands mit dem Faktor vier ($\cdot\frac{1}{2}$ bis $\cdot 2$). Die Abweichung bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,09\%$ wäre kleiner, wenn das Mitzählen der LCF-Markierungslastzyklen korrigiert würde. Bei $\Delta\varepsilon_t^{\text{HCF}} = 0,06\%$ zeigen sich mit und ohne Markierungslasten nur geringe Abweichungen zwischen experimenteller und berechneter Lebensdauer. Die LCF-Lebensdauer wird tendenziell überschätzt, wohingegen zu höheren berechneten Lebensdauern und damit kleineren Werten des Schädigungsparameters eine Unterschätzung erfolgt. Die Punkte der LCF-Lebensdauer beschreiben einen Verlauf, der wohl überwiegend auf die Abweichung zwischen Schädigungsparameter-Wöhlerlinie und Kurve der Oberflächenfestigkeit zurückzuführen sein dürfte (vgl. Abb. 5.20).

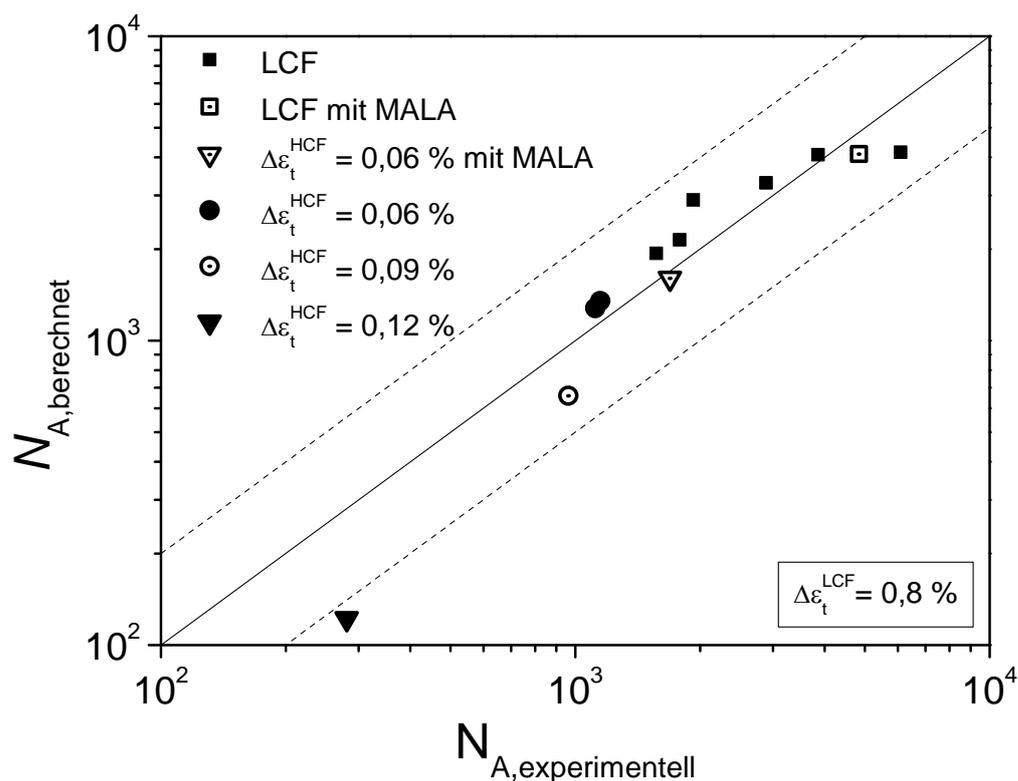


Abb. 8.9: Vergleich von berechneter und experimenteller Gesamtlebensdauer unter LCF und CCF

8.5 Diskussion und Ausblick

Der Ansatz zur Beschreibung von ΔK_T berücksichtigt zwar Kurzrisseffekte und den Einfluss des Amplitudenverhältnisses, jedoch dürften andere Einflüsse zu den Differenzen von Experiment und Modell führen. Bei höheren Amplitudenverhältnissen und damit geringeren Werten von ΔK_{total} werden spröde Schwingstreifen gebildet. Hierbei dürfte die Rissspitzenabstumpfung deutlich schwächer ausgeprägt sein, so dass andere Wechselwirkungsmechanismen an Bedeutung gewinnen. So könnte trotz der Korrektur nach El Haddad, die Überschätzung von ΔK_T bei $\Delta K_{\text{total}} \leq 20 \text{ MPam}^{0,5}$ durch die Reduktion der Druckeigenstressungen vor der Rissspitze hervorgerufen werden. Das Zyklenverhältnis n dürften den Übergang auch beeinflussen, denn die mit dem Zyklenverhältnis zunehmende Gleitbanddichte beeinflusst die plastische Verformung vor der Rissspitze und damit die Rissspitzenabstumpfung. Ebenso wird der Einfluss der Umgebung nicht gesondert berücksichtigt. Die Beschreibung des Übergangs zum eigenständigen Risswachstum stellt ein komplexes Problem dar, da dieser auf vielfältige Weise beeinflusst wird. Für eine sichere Bauteildimensionierung sollte daher der Übergangswert von ΔK_T unter möglichst betriebsnahen Bedingungen bestimmt werden.

Die unterschiedliche Qualität der Beschreibung von Risseinleitung und Rissausbreitung deutet darauf hin, dass die Anwendung des Schädigungsfaktors abhängig vom Versagenskriterium ist. Die Zunahme der Versetzungsdichte und die damit verbundene Verfestigung dürfte die Rissbildung weniger stark beschleunigen als die Rissausbreitung. Die Verfestigung könnte die Rissbildung positiv über die Behinderung der Bewegung mobiler Versetzungen beeinflussen, während die mit der Verfestigung verbundene Versprödung die Rissausbreitung beschleunigen dürfte. Bei einem hohen Amplitudenverhältnis, wo die Verfestigung eine zunehmende Bedeutung hat, zeigt sich ein deutlicher Unterschied. So liegt der auf die Rissausbreitung bezogene experimentelle Schädigungsfaktor χ ($Q = 0,17$) bei 7,34 (vgl. Abb. 8.4), während der Schädigungsfaktor χ ($Q = 0,15$) bezogen auf die Risseinleitungsdauer bis $a_i = 250 \mu\text{m}$ bei 3,8 liegt. Die Klärung der Frage, ob die Anwendung der Schädigungsfaktoren abhängig vom Versagenskriterium ist, wird bei kleinen Amplitudenverhältnissen durch die Verwendung der Lastmarkierungstechnik und die ungenaue Beschreibung des Risseinleitungsverhaltens über die Schädigungsparameter-Wöhlerlinie erschwert. Bei $Q = 0,078$ liegt der Wert von P_{SWT} bei etwa 730 MPa, wo eine hohe Abweichung zwischen der Oberflächenfestigkeit und der Wöhlerlinie besteht (vgl. Abb. 5.20). Dies führt zu einer Überschätzung des

auf die Risseinleitung bezogenen Schädigungsfaktors. Bei $Q = 0,115$ folgt aus dem Mitzählen der LCF-Markierungslastzyklen eine Unterschätzung des Schädigungsfaktors.

Der über den Parameter θ repräsentierte Anteil der Kriech- und Oxidationsschädigung an der Gesamtschädigung dürfte sich mit dem Versagenskriterium ändern. Z.B. können Risse nahe der Oberfläche an Defekten eingeleitet werden, wie es in [Gay83] beobachtet wurde (vgl. Abschn. 2.4.2). Erst wenn der Riss zur Atmosphäre durchbricht, dürfte die Oxidationsschädigung eine Bedeutung haben. Während der Rissausbreitung unter Atmosphäreneinfluss kann die Oxidationsschädigung unterschiedlich stark ausgeprägt sein. Mit zunehmender Rissverlängerung pro Zyklus bleibt für den Sauerstoff weniger Einwirkzeit, wodurch der Anteil der Oxidationsschädigung tendenziell abnimmt. Der an die Rissausbreitungsdaten angepasste Parameter θ stellt daher einen Mittelwert für den Anteil der Kriech- und Oxidationsschädigung während der Rissausbreitung dar.

Die Anpassung der Parameter von MAR-M247 LC und GH 36 liefern Werte für den Werkstoffparameter Werte ν nahe 1,7. Dieser Wert wird für Trufyakov auch für hochfeste Stähle [Tru83b] angegeben. Im Vergleich zu den Untersuchungen von Trufyakov sind dabei folgende Unterschiede zu berücksichtigen. Trufyakov überlagerte die HCF-Schwingungen einem sinusförmigen LCF-Grundzyklus. Dadurch verteilen sich die HCF-Zyklen gleichmäßig bei verschiedenen Mittelspannungen, während bei dem in dieser Arbeit verwendeten trapezförmigen LCF-Zyklus, die meisten HCF-Zyklen bei hohen Mittelspannungen überlagert werden. Die höhere Mittelspannung der HCF-Zyklen dürfte eine stärkere Zunahme der Ermüdungsschädigung hervorrufen, wodurch der Parameter ν erhöht wird. Ein Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum wird von Trufyakov nicht berücksichtigt. Die mit dem Übergang steigende Risswachstumsgeschwindigkeit erhöht hingegen die Werte des von Trufyakov angegebenen Werkstoffparameters ν . Der Parameter ν von MAR-M247 LC ist mit 1,74 etwas höher als der von GH 36 mit 1,73. Für MAR-M247 LC ist mit einem höheren Parameter von ν zu rechnen, Denn die grobkörnige Gusslegierung dürfte empfindlicher gegenüber einer Zunahme der Ermüdungsschädigung sein als die feinkörnige Schmiedelegierung. Da nur die Haltezeit zur Parameteranpassung berücksichtigt wird, werden unter den Versuchsbedingungen von MAR-M247 LC 14 % der HCF-Zyklen vernachlässigt, während bei GH 36 30 % vernachlässigt wird. Die stärkere Vernachlässigung der HCF-Zyklen bei GH 36 führt zu einem erhöhten Wert von ν . Damit ν als Werkstoffparameter bezeichnet werden kann, sollte bei der Berechnung des Schädigungsfaktors χ_F der Einfluss der Mittelspannung während der

HCF-Zyklen im Bezug zum LCF-Grundzyklus berücksichtigt werden. Der Mittelspannungseinfluss der HCF-Zyklen wurde an AlSi6Cu4 unter TMF/HCF demonstriert [Hen06].

Die Anpassung des Parameters θ liefert, wie zu erwarten, einen deutlich höheren Wert für GH 36 als für MAR-M247 LC. Der Anteil der Oxidationsschädigung unter LCF ist trotz der niedrigeren Temperatur in der feinkörnigen Schmiedelegierung GH 36 aufgrund der oxidationsbedingten interkristallinen Rissausbreitung [Ouy88] deutlich höher als bei MAR-M247 LC, wo transkristalline Rissausbreitung beobachtet wird (vgl. Abschn. 5.3) und keine signifikante Wirkung der oxidationsfördernden Haltezeit auf die Lebensdauer festgestellt wird (vgl. Abschn. 5.2.1).

Der Einfluss der HCF-Frequenz f_{HCF} auf den Schädigungsfaktor bei konstanter Haltezeit und konstantem Parameter θ wird qualitativ in Abb. 8.10 wiedergegeben. Zur Erstellung der Kurven wurde die Frequenz f_{HCF} von 0,6, 6, 60 und 600 Hz variiert, wobei $\nu = 1,74$, $\theta = 6,66$ und $t_{\text{H}} = 60$ s war. Eine Erhöhung von f_{HCF} führt zu einem höheren Zyklenverhältnis, wodurch die zyklenabhängige Ermüdungsschädigung ansteigt. Folglich nimmt die positive Wirkung überlagerter HCF-Zyklen und damit das kritische Amplitudenverhältnis Q_c mit Zunahme von f_{HCF} ab. Die Kurven nähern sich mit abnehmendem Amplitudenverhältnis an. In [Luf07] wurde die TMF-Lebensdauer von AlSi5Cu3 (vgl. Abb. 2.16) und AlSi7Mg und in Abhängigkeit der überlagerten HCF-Belastung untersucht. Die in Abb. 2.16 eingezeichneten Geraden, die die Lebensdauer bei unterschiedlicher HCF-Frequenz beschreiben, nähern sich ebenfalls mit abnehmendem Amplitudenverhältnis an.

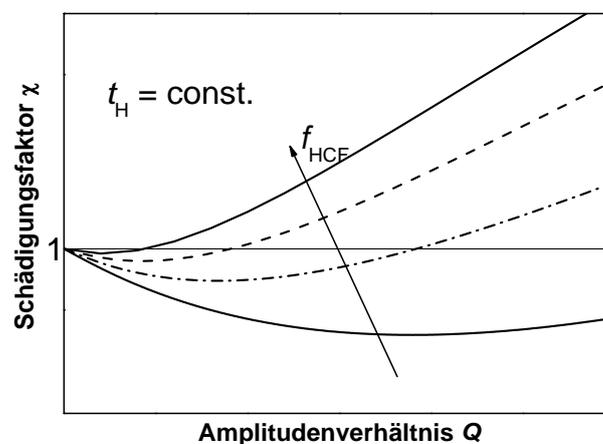


Abb. 8.10: Einfluss einer zunehmenden HCF-Frequenz bei konstanter Haltezeit auf den Schädigungsfaktor

Die verstärkte Lebensdauerreduktion könnte bei erhöhter Frequenz durch eine Modifikation des Modells wiedergegeben werden, in der die HCF-Zyklen außerhalb der Haltezeit berücksichtigt werden. Bei OP-TMF liegen die Haltezeiten im Druck, wodurch die Zunahme der Ermüdungsschädigung während der Haltezeit abhängig von der Höhe der induzierten Druckspannungen und der überlagerten HCF-Amplitude sein müsste. Werden bei OP-TMF/HCF in der Haltezeit keine hinreichend hohen Zugspannungen aufgebaut, die die Ermüdungsschädigung begünstigen, dann dürfte die Zunahme der Ermüdungsschädigung erst außerhalb der Haltezeit wesentlich sein. Die zeitabhängige positive Wirkung überlagerter HCF-Zyklen während der Haltezeit dürfte in [Luf07] bei beiden Frequenzen gleich sein, so dass eine etwa gleich große kritische Amplitude von 0,02 % festgestellt wird (vgl. Abb. 2.16). Daher können die HCF-Zyklen außerhalb der Haltezeit im Gegensatz zu LCF mit Haltezeit nicht mehr vernachlässigt werden. Der Einfluss der Haltezeit auf den berechneten Schädigungsfaktor wird im Folgenden erörtert und anhand von TMF/HCF-Untersuchungen diskutiert.

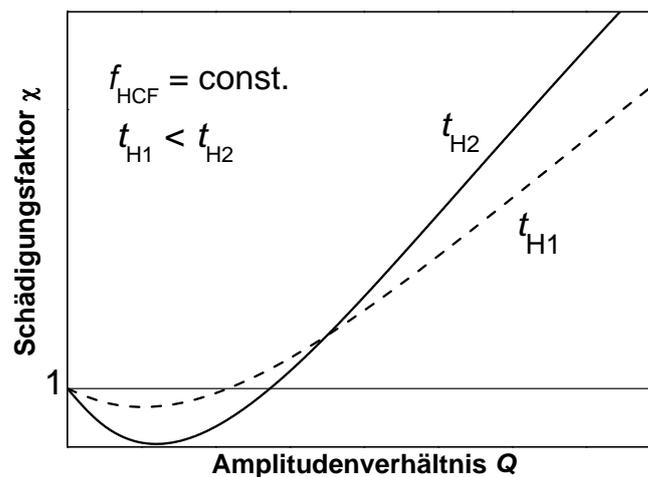


Abb. 8.11: Einfluss der Haltezeit auf den Schädigungsfaktor

Der Einfluss einer erhöhten Haltezeit (bei Maximalspannung der LCF-Zyklen) bei konstanter HCF-Frequenz f_{HCF} wird qualitativ in Abb. 8.11 aufgezeigt. Die Schädigungsfaktoren wurden in Abhängigkeit von Q berechnet mit $\nu = 1,74$, $f_{HCF} = 30$ Hz, $\theta_1 = 6,66$, $t_{H1} = 26,4$ s, $\theta_2 = 8$ und $t_{H2} = 180$ s. Mit Zunahme der Haltezeit steigen n_H sowie der Anteil der Kriech- und Oxidationsschädigung und damit der Parameter θ an. Bei kleinen Amplitudenverhältnissen überwiegt die Abnahme der Kriech- und Oxidationsschädigung, so dass das kritische Amplitudenverhältnis Q_c mit Zunahme der Haltezeit ansteigt. Oberhalb von Q_c steigt der Schädigungsfaktor

tor bei der höheren Haltezeit t_{H2} aufgrund des höheren Zyklenverhältnis stärker an als bei t_{H1} . Folglich übersteigt der zu t_{H2} gehörende Schädigungsfaktor ab einem bestimmten Amplitudenverhältnis den zugehörigen Schädigungsfaktor bei t_{H1} .

Der Einfluss der Haltezeit auf die OP TMF/HCF-Lebensdauer wurde an Gusseisenwerkstoffen [Uih11] und an Aluminiumgusslegierungen [Hen06] untersucht. Bei EN GJV 450 zeigt sich bei $T_{\max} = 450 \text{ °C}$ zwar keine signifikante Veränderung der kritischen Amplitude, jedoch ist die Empfindlichkeit oberhalb der kritischen HCF-Amplitude mit Haltezeiteinfluss tendenziell etwas erhöht [Uih11]. Hierbei ist die Anzahl der Versuche allerdings gering. Deutlicher ist der Haltezeiteinfluss in [Hen06] zu erkennen. In Abb. 2.10 wird der Einfluss der Haltezeit auf die TMF-Lebensdauer für AlSi10Mg-T6 gezeigt. Die kritische Amplitude von AlSi10Mg-T6 bei $T_{\max} = 300 \text{ °C}$ steigt von 0,02 % bei Einfügen einer Haltezeit deutlich auf 0,04 % an [Hen06]. Würden aus den Wöhlerlinien in Abb. 2.10 Schädigungsfaktoren in Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses abgeleitet, so verlaufen diese qualitativ wie in Abb. 8.11. In [Hen06] wird das zyklische Verformungsverhalten unter TMF/HCF-Beanspruchung nur bei $T_{\max} = 250 \text{ °C}$ für AlSi6Cu4 anhand von drei Hysteresisschleifen gezeigt [Hen06]. Die Hysteresisschleifen zeigen die Wirkung einer überlagerten HCF-Amplitude von 0,06 % während eines gesamten TMF-Zyklus, im Zug bei T_{\min} und im Druck bei T_{\max} während der Haltezeit von 180 s. Aufgrund der starken Relaxationsprozesse werden unter reiner TMF bei $T_{\max} = 300 \text{ °C}$ nur geringe Druckspannungen in AlSi10Mg-T6 induziert (vgl. Abb. 2.11 und Abb. 2.12), die mit eingefügter Haltezeit noch geringer sind (Abb. 2.13 und Abb. 2.14). Wird davon ausgegangen, dass das zyklische Verformungsverhalten von AlSi10Mg-T6 nicht wesentlich durch die überlagerte HCF-Beanspruchung verändert wird, dann werden ab einer bestimmten HCF-Amplitude schon Zugspannungen während der Haltezeit erreicht. Der Umkehrpunkt der Hysteresisschleife bei halber Bruchlastspielzahl liegt bei $T_{\max} = 300 \text{ °C}$ und 180 s Haltezeit bei einer Spannung von etwa -25 MPa und einer Totaldehnung von -0,55 % (vgl. Abb. 2.13). Eine überlagerte HCF-Amplitude von 0,04 % führt dazu, dass die Totaldehnung um 0,08 % schwingt. Anhand der Hysteresisschleife ergibt sich bei einer Totaldehnung von -0,47 % durch die Belastungsumkehr der HCF-Beanspruchung eine Zugspannung von etwa 25 MPa. Ohne Haltezeit liegt der Umkehrpunkt der Hysteresisschleife bei halber Bruchlastspielzahl auch bei einer Totaldehnung von -0,55 %, jedoch bei einer Spannung von etwa -60 MPa (vgl. Abb. 2.11). Folglich werden ohne Haltezeit durch überlagerte HCF-Beanspruchungen erst bei höheren HCF-Amplituden Zugspannungen als mit Haltezeit aufgebaut. Bei überlagerten HCF-Amplituden $\geq 0,04 \text{ %}$ entstehen während der Haltezeit Zugspan-

nungen, die zu einer verstärkten Ermüdungsschädigung führen sollten. Da aufgrund der Haltezeit mehr HCF-Zyklen je TMF-Zyklus überlagert werden als ohne Haltezeit, dürfte die haltezeitbedingt verstärkte Ermüdungsschädigung zu einer höheren Empfindlichkeit gegenüber der HCF-Amplitude führen, wie an den TMF/HCF-Wöhlerlinien (vgl. Abb. 2.10) in [Hen06] zu erkennen ist.

Eine höhere Empfindlichkeit gegenüber der HCF-Amplitude bei Einfügen einer Haltezeit zeigt sich auch an anhand der TMF/HCF-Wöhlerlinien von AlSi10Mg-T6 bei $T_{\max} = 250 \text{ °C}$ und von AlSi6Cu4 bei $T_{\max} = 300 \text{ °C}$ und $T_{\max} = 250 \text{ °C}$. Allerdings zeigen die TMF/HCF-Wöhlerlinien bei beiden Werkstoffen bei $T_{\max} = 200 \text{ °C}$ mit und ohne Haltezeit eine etwa gleiche Steigung und daher keine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber HCF [Hen06]. Anhand der Hysteresisschleifen von AlSi6Cu4 bei $T_{\max} = 250 \text{ °C}$ zeigt sich, dass bei der gleichen HCF-Amplitude von 0,06 % ohne Haltezeit bei T_{\max} keine Zugspannungen erreicht werden, wohingegen mit Haltezeit bei T_{\max} schon Zugspannungen aufgebaut werden. Bei $T_{\max} = 200 \text{ °C}$ bleiben die induzierten Druckspannungen in AlSi6Cu4 und AlSi10Mg-T6 (vgl. Abb. 2.12 und Abb. 2.14) auch unter Haltezeiteinfluss auf einem höheren Niveau als bei $T_{\max} = 300 \text{ °C}$ und $T_{\max} = 250 \text{ °C}$ [Hen06]. Die induzierten Druckspannungen sind bei $T_{\max} = 200 \text{ °C}$ auch mit Haltezeit wohl hinreichend hoch, dass keine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber der HCF-Amplitude bei Einfügen einer Haltezeit festzustellen ist.

Der Einfluss eines zunehmenden Anteils der Kriech- und Oxidationsschädigung (θ) bei konstanter Haltezeit und konstanter HCF-Frequenz, z.B. durch Erhöhung der Temperatur, wird in Abb. 8.12 gezeigt. Die Kurven wurden berechnet für $\theta_1 = 6,69$, $\theta_2 = 12,05$, $n_H = 1.200$, $t_H = 60 \text{ s}$ und $\nu = 1,74$. Bei dem höheren Parameter θ_2 erfolgt durch HCF eine stärkere Abnahme der Kriech- und Oxidationsschädigung, wodurch das kritische Amplitudenverhältnis ansteigt. Da die Zunahme der Ermüdungsschädigung unter beiden Bedingungen gleich bleibt, nähern sich die Kurven mit zunehmendem Amplitudenverhältnis an. Bei einer Temperaturänderung eventuell unter CCF auftretende lebensdauerbeeinflussende Effekte, wie z.B. die dynamische Reckalterung, werden durch das Modell nicht berücksichtigt. Das Modell berücksichtigt nur, dass die Kriech- und Oxidationsschädigung aufgrund der durch HCF verringerten Mittelspannung während der Haltezeit gegenüber LCF vermindert wird.

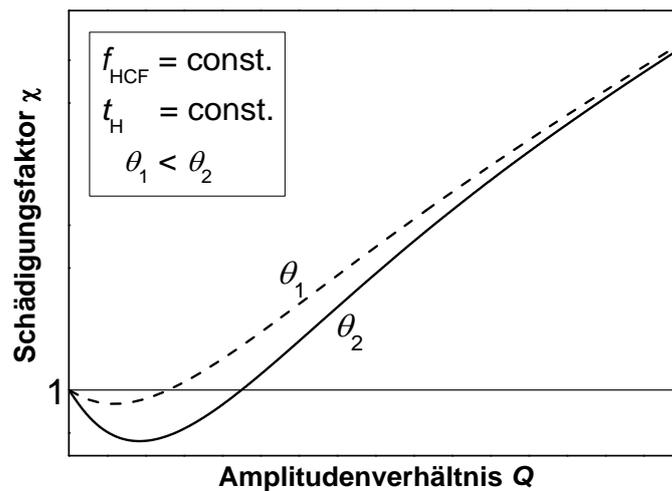


Abb. 8.12: Einfluss eines zunehmenden Anteils der Oxidations- und Kriechschädigung bei konstanter Haltezeit und konstanter HCF-Frequenz auf den Schädigungsfaktor

Eine Zunahme der CCF-Lebensdauer von GH 36 bei 600 °C gegenüber LCF zeigt sich bei $Q = 0,07$ mit abnehmender Maximalspannung (vgl. Abb. 2.9) [Ouy88]. Mit abnehmender Maximalspannung erhöht sich die LCF-Lebensdauer, wodurch der Anteil der Hochtemperaturschädigung zunimmt. Ebenso wurde die Zunahme des kritischen Amplitudenverhältnisses mit steigender Maximaltemperatur unter TMF/HCF in AlSi10Mg-T6 [Hen06] und EN GJV 450 [Uih11] festgestellt. So wird in AlSi10Mg-T6 mit einer Haltezeit von 180 s bei $T_{\max} = 300$ °C eine kritische Amplitude von 0,04 % festgestellt (vgl. Abb. 2.10), während diese bei $T_{\max} = 250$ °C auf 0,01 % abgeschätzt wird [Hen06]. Bei einer HCF-Amplitude von 0,03 % bei $T_{\max} = 450$ °C werden sogar geringfügig höhere Lebensdauern von EN GJV 450 festgestellt, während bei $T_{\max} = 400$ °C schon Lebensdauerreduzierungen auftreten [Uih11]. Eine Bewertung des Verlaufs des Schädigungsfaktors oberhalb der kritischen Amplitude anhand von TMF/HCF Experimenten ist schwierig. Zum einen ändert sich mit zunehmender Maximaltemperatur das Amplitudenverhältnis bei gleicher HCF-Amplitude aufgrund des unterschiedlichen Spannungs-Dehnungsverhaltens. Zum anderen führen bei gleicher Aufheizrate höhere Maximaltemperaturen zu einer höheren Anzahl an HCF-Zyklen je TMF-Zyklus. Isotherme LCF/HCF-Versuche bei unterschiedlich hohen Temperaturen bei unterschiedlichen Amplitudenverhältnissen wären für eine bessere Bewertung des Modells erstrebenswert.

Der auf dem Ansatz von Trufyakov erweiterte Schädigungsfaktor erfasst mit der Haltezeit, dem Zyklen- und Amplitudenverhältnis die charakteristischen Größen der CCF-Beanspruchung. Der Anteil an der Kriech- und Oxidationsschädigung unter CCF bei erhöhter Temperatur, der über θ repräsentiert wird, ist im Vergleich zu den anderen Größen schwer zu erfassen. Der Einfluss dieser charakteristischen Größen auf den Schädigungsfaktor wurde zuvor u.a. auch anhand von Literatur zum TMF/HCF-Verhalten anderer Werkstoffe diskutiert. Diese Literaturquellen deuten darauf hin, dass der Einfluss dieser charakteristischen Größen richtig wiedergegeben wird. Allerdings wird die Bewertung des Schädigungsfaktors, für LCF/HCF bei erhöhter Temperatur durch die Eigenheiten der OP-TMF/HCF-Versuche bzw. die dabei aufgetretenen Effekte erschwert. Die Haltezeit erfolgt bei OP TMF/HCF im Druck, wohingegen diese beim Schädigungsfaktor nur für den Zugbereich berücksichtigt wird. Bei den TMF/HCF-Untersuchungen der Aluminiumlegierungen [Hen06, Luf07] treten Gefügestabilitäten in Form der Überalterung auf. Die Überalterung führt zum Auftreten großer plastischer Dehnungsamplituden, die im Schädigungsfaktor nicht berücksichtigt werden. Zudem müsste sich die Empfindlichkeit gegenüber einer Ermüdungszunahme v und der Anteil an der Hochtemperaturschädigung θ aufgrund der Überalterung ändern. Die Anwendung des Schädigungsfaktors beschränkt sich nur bis zum Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum. Dieser Übergang wurde in keinem TMF/HCF-Wöhlerdiagramm berücksichtigt. Bevor eine Anpassung des Schädigungsfaktors an TMF/HCF-Bedingungen erfolgt, sollte der Schädigungsfaktor überprüft werden.

Zur weiteren Überprüfung des Schädigungsfaktors sind daher Untersuchungen erforderlich, die eine Unterscheidung zwischen beschleunigter LCF Rissbildung und Rissausbreitung und dem Übergang ermöglichen. Für eine Überprüfung wäre eine genaue Untersuchung zur Anwendung der Schädigungsfaktoren in Abhängigkeit des Versagenskriteriums sinnvoll. Zur Untersuchung der Risseinleitung sollten Werkstoffe verwendet werden, die eine geringere Streuung zeigen. Hierzu sollten Bedingungen bei Raumtemperatur und bei erhöhter Temperatur gewählt werden, um die Abhängigkeit der zusätzlichen Ermüdungsschädigung und der abnehmenden Hochtemperaturschädigung vom Versagenskriterium zu trennen. Versuchsbedingungen bei denen Gefügestabilitäten auftreten, sollten vermieden werden, da diese die Parameter v und θ verändern würden. Ebenso sollten dynamischer Reckalterungseffekte vermieden werden, damit der Bezug zur Beschreibung des Lebensdauerhaltens unter LCF-Bedingungen nicht verloren gehen, wenn es zu signifikanten Änderungen des zyklischen Verformungsverhalten kommt. Trufyakov verwendete bei seinen Untersuchungen Spannungsni-

veaus bis an die Fließgrenze heran [Tru83b]. Das Modell wurde in dieser Arbeit zudem auf Beanspruchungsbedingungen angewandt, wo überwiegend elastische Verformungen auftreten, so dass das Verhältnis der Spannungsamplituden zwischen HCF und LCF eine sinnvolle Größe ist, um die Schädlichkeit überlagerter HCF-Beanspruchungen zu bewerten. Treten überwiegend zyklische plastische Verformungen unter CCF auf, so dürfte das Spannungsamplitudenverhältnis nicht mehr hinreichend zur Bewertung sein. Abhilfe könnte z.B. ein Ersatz des Spannungsamplitudenverhältnisses durch das Verhältnis der Dehnungsamplituden schaffen.

9 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die LCF/HCF-Wechselwirkungen in einer für Turbinenschaufeln eingesetzten Nickelbasis-Gusslegierung bei betriebsnahen Beanspruchungen untersucht. Basierend auf den Wechselwirkungen wurde die Schädlichkeit der im Betrieb auftretenden überlagerten HCF-Beanspruchung bewertet.

Hierzu wurde bei 650 °C das Ermüdungsverhalten der für Flugtriebwerke verwendeten vielkristallinen Nickelbasis-Gusslegierung MAR-M247 LC im heißisostatisch nachverdichteten Zustand (HIP) in Form von zylindrischen Rundproben unter einstufigen LCF- und HCF-Bedingungen als auch unter der Kombination beider Beanspruchungskomponenten untersucht. Dazu wurden einem trapezförmigen, 70 s langen LCF-Zyklus mit einer 60 s langen Haltezeit bei einem Dehnungsverhältnis $R_\varepsilon = 0$ hochfrequente, sinusförmige HCF-Zyklen mit einer Frequenz von 60 Hz überlagert. Die Untersuchung des Ermüdungsverhaltens umfasst dabei das Wechselverformungs- und Lebensdauerverhalten sowie das Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten. Die Analyse des Wechselverformungs- und Lebensdauerverhaltens erfolgte überwiegend dehnungskontrolliert, wobei unter HCF-Bedingungen auch kraftkontrollierte Versuche durchgeführt wurden. Das Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhalten wurde anhand von Oberflächenbeobachtungen und der Fraktographie qualitativ erfasst. Zur quantitativen Analyse des Risseinleitungs- und Rissausbreitungsverhaltens wurden als Methoden die Gleichstrompotentialsondenmessung und die Lastmarkierungstechnik angewandt. Neben den Lastmarkierungen konnten die sich bei LCF/HCF-Bedingungen bildenden Bruchflächenmarkierungen, die sogenannten Blockstreifen [Pow87] oder Rastlinien [Wal97], verwendet werden, um das Rissausbreitungs- und Risseinleitungsverhalten quantitativ zu erfassen. Das Risseinleitungsverhalten unter LCF und LCF/HCF-Bedingungen wurde mit Hilfe des Schädigungsparameters nach Smith-Watson-Topper bewertet. Die Bewertung des Rissausbreitungsverhaltens erfolgte mit Methoden der linear elastischen Bruchmechanik. Die LCF/HCF-Wechselwirkungen wurden dabei aus dem Vergleich mit dem einstufigen und damit lastwechselwirkungsfreien Ermüdungsverhalten abgeleitet und bewertet.

Unter den untersuchten LCF/HCF-Bedingungen bei erhöhter Temperatur wurde eine gegenüber LCF reduzierte Lebensdauer von MAR-M247 LC festgestellt. Die Lebensdauerreduktion ist umso ausgeprägter, je höher die überlagerte HCF-Beanspruchung ist. Die überlagerte HCF-Beanspruchung führt zu dieser Lebensdauerreduktion im Wesentlichen aufgrund

- einer mit der HCF-Beanspruchung zunehmenden Beschleunigung der LCF dominierten Rissbildung und Rissausbreitung
- des Übergangs zum eigenständigen HCF-Risswachstum bei ΔK_T , der mit einem Schwellenwert ΔK_{th} für Rissausbreitung verbunden ist. Beim Übergang wird aufgrund des hohen Zyklenverhältnis das effektive Ende der Lebensdauer erreicht. Dabei erfolgt der Übergang bei umso kürzeren Risstiefen, je höher die überlagerte HCF-Beanspruchung ist.

Die Beschleunigung der LCF dominierten Rissbildung und -ausbreitung wird im Wesentlichen durch eine zusätzliche Gleitbandaktivierung hervorgerufen, die umso ausgeprägter ist je höher die Amplitude der überlagerten HCF-Beanspruchung ist. Während unter reiner HCF-Beanspruchung ein Schwellenwertverhalten bei der Rissausbreitung beobachtet wird, bleibt dieses bei CCF aus. Bei reiner HCF werden Gleitbänder durch Hindernisse in ihrer Ausbreitung blockiert. Unter CCF werden diese Gleitbandblockierungen aufgrund der vergrößerten zyklischen plastischen Zone aufgelöst. Die LCF dominierte Rissausbreitung erfolgt dabei über Mehrfachgleitung, wobei die zusätzliche Gleitbandaktivierung das streifige Risswachstum fördert und sogenannte Blockstreifen gebildet werden. Während bei kleinen HCF-Amplituden duktile Blockstreifen entstehen, deutet die Bildung von spröden Blockstreifen bei hohen HCF-Amplituden auf eine mit der zusätzlichen Gleitbandaktivierung verbundene Versprödung und Verfestigung hin.

Der Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum wird durch Kurzrisseffekte und die Belastungsvorgeschichte beeinflusst. Die Tendenz zur Bildung duktilerer Blockstreifen mit abnehmender HCF-Amplitude dürfte eine zunehmende Rissspitzenabstumpfung verursachen, die den Übergang zu höheren Werten von ΔK_T verschiebt. Die hohen HCF-Amplituden verursachen einen Übergang bei kurzen Risstiefen und die Bildung spröder Blockstreifen. Die kurzen Risstiefen und die schwächere Rissspitzenabstumpfung dürften die geringen Werte von ΔK_T verursachen.

Zur Bewertung der Schädlichkeit der im Betrieb auftretenden überlagerten HCF-Beanspruchung wurde ein Modell basierend auf dem Ansatz von Trufyakov [Tru83b] entwickelt. Hierbei wird ein Schädigungsfaktor χ berechnet, der angibt wie die Rissbildung und Rissausbreitung anhand der Kennwerte der einhüllenden Hysteresisschleife im Vergleich zur Rissbildung und Rissausbreitung anhand der Kennwerte der Hysteresisschleife bei reiner LCF beeinflusst wird. Dieser Schädigungsfaktor wird unabhängig vom Versagenskriterium angewandt, jedoch nur bis zum Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum. Neben dem festgestellten negativen Einfluss einer überlagerten HCF-Beanspruchung ist anhand der Literaturrecherche bei erhöhter Temperatur mit einer positiven Wirkung auf die Lebensdauer zu rechnen. So führt die überlagerte HCF-Beanspruchung zu einem Abfall der Mittelspannung während der Haltezeit, wodurch die Kriech- und Oxidationsschädigung abnimmt. Daher ergibt sich der Schädigungsfaktor χ aus dem Produkt zweier Schädigungsfaktoren, die die positive und die negative Wirkung überlagerter HCF-Zyklen repräsentieren:

- Der Schädigungsfaktor für die zyklenabhängige Zunahme der Ermüdungsschädigung χ_F repräsentiert die negative Wirkung überlagerter HCF-Beanspruchung. Hierbei wird über das Potenzgesetz nach Trufyakov die zusätzliche Gleitbandaktivierung in Abhängigkeit der HCF-Zyklen während der Haltezeit und des Amplitudenverhältnisses berücksichtigt. Die Zunahme der Ermüdungsschädigung hängt exponentiell vom Amplitudenverhältnis und einem Werkstoffparameter ab.
- Der Schädigungsfaktor für die haltezeit- bzw. zyklusdauerabhängige Abnahme der Oxidations- und Kriechschädigung bei erhöhter Temperatur χ_{HT} repräsentiert die positive Wirkung überlagerter HCF-Beanspruchung. Dieser Faktor berechnet sich über ein Potenzgesetz in Abhängigkeit der Haltezeit und des Amplitudenverhältnisses. Der Faktor hängt exponentiell vom Amplitudenverhältnis und einem Parameter ab, der den Anteil der Kriech- und Oxidationsschädigung an der Gesamtschädigung unter LCF mit Haltezeit repräsentiert. Dieser Parameter wird durch den Schädigungsfaktor χ_F dividiert, da die Zunahme der Ermüdungsschädigung zu einem geringen Anteil an Kriech- und Oxidationsschädigung führt.

Durch die Berücksichtigung positiver Wirkungen ermöglicht das entwickelte Modell die Beschreibung experimentell festgestellter erhöhter Lebensdauern und kritischer Amplituden, die keinen Einfluss auf die Lebensdauer haben. Die Anpassung der Parameter erfolgte an Risswachstumsraten bei unterschiedlichen induzierten Amplitudenverhältnissen. Hierbei zeigt sich eine sehr gute Korrelation zwischen Experiment und Modell, die nicht möglich gewesen

wäre, ohne die positive Wirkung überlagerter HCF-Beanspruchungen zu berücksichtigen. Die schlechtere Korrelation zwischen Modell und Experiment bei der Beschreibung der Risseinleitungsdauer deutet auf eine Abhängigkeit des Versagenskriteriums hin. Dennoch kann die Risseinleitungsdauer innerhalb eines Streubands mit Faktor 4 beschrieben werden.

Zur Berechnung der Gesamtlebensdauer wurde der Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum unter Berücksichtigung des Amplitudenverhältnisses und von Kurzrisseffekten beschrieben. Hierbei zeigen sich insbesondere bei höheren Amplitudenverhältnissen Abweichung, die auf Einflüsse schließen lassen, die im Modell nicht berücksichtigt werden. Die Beschreibung der Gesamtlebensdauer liegt unter LCF und verschiedenen überlagerten HCF-Beanspruchungen mit einer Ausnahme innerhalb eines Streubands mit Faktor 4. Die Beschreibung erfolgt über die mittels Schädigungsfaktor veränderte Rissbildung und Rissausbreitung bis zur Risstiefe beim Übergang zum eigenständigen HCF-Risswachstum bzw. der zur Anrisslastspielzahl korrespondierenden Risstiefe. Die schlechtere Beschreibung der Rissbildung führt insbesondere bei hohen Amplitudenverhältnissen, bei denen die Rissbildung einen höheren Anteil der Gesamtlebensdauer einnimmt, zu höheren Abweichungen.

Der Schädigungsfaktor erfasst mit der Haltezeit, dem Zyklus- und Amplitudenverhältnis die charakteristischen Größen der CCF-Beanspruchung. Die Ergebnisse von TMF/HCF Untersuchungen an anderen Werkstoffen deuten darauf hin, dass der Einfluss dieser charakteristischen Größen richtig wiedergegeben wird. Zur Überprüfung und ggf. Weiterentwicklung des Modells wären zunächst isotherme LCF/HCF-Versuche mit gezielter Variation der HCF-Frequenz, der Haltezeit und der Temperatur wünschenswert, bevor eine Anpassung des Modells auf TMF/HCF erfolgt. Zudem sollte überprüft werden, wie der Schädigungsfaktor vom Versagenskriterium abhängig ist. Hierzu sind Untersuchungen erforderlich, die eine Unterscheidung zwischen beschleunigter LCF Rissbildung und Rissausbreitung und dem Übergang zum eigenständigen Risswachstum ermöglichen. Dabei sollten Werkstoffe verwendet werden, deren Rissbildungsdauer eine geringere Streuung zeigen als von MAR-M247 LC. Des Weiteren sollten Bedingungen bei Raumtemperatur und bei erhöhter Temperatur gewählt werden, um die Abhängigkeit der zusätzlichen Ermüdungsschädigung und der abnehmenden Hochtemperaturschädigung vom Versagenskriterium zu trennen. Hierbei sollten die Versuchsbedingungen so gewählt werden, dass keine Effekte wie Gefügestabilitäten oder dynamische Reckalterung auftreten, die zu einer Erschwerung der Bewertung führen.

10 Literatur

- [Ada86] Adam, P.; Grosch, J.; Vöhringer, O.: *Wärmebehandlung warmfester und hochwarmfester Werkstoffe*. Werkstoff-Technische Verlagsgesellschaft mbH, Karlsruhe, 1986
- [Ach67] Achter, M.R.: Effect of Environment on Fatigue Cracks. In: Grosskreutz, J.: *Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 415, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, PA, 1967, S. 181–204
- [Ant82] Antolovich, S.D.; Campbell, J.E.: In: *Application of Fracture Mechanics for Selection of Metallic Structural Materials*; Gerberich, W.W.; Underwood, J.H. (Hrsg.), American Society for Metals, Ohio, 1982, S.253-310
- [Ant85] Antolovich, S.D.; Bathias, C.; Lawless, B.; Boursier, B.: The Effect of Microstructure on the FCP Properties of Waspaloy. In: Wells, J.M.; Landes, J.: *Fracture: Interactions of Microstructures, Mechanisms and Mechanics*, TMS-AIME, 1985, S. 285-301
- [Ant89] Antolovich, S.D.; Lerch, B.: Cyclic Deformation and Fatigue in Nickel-Base Superalloys. In: Tien J.K.; Caufield T.: *Superalloys, supercomposites, and superceramics*. Academic Press, New York, 1989, S. 363–411
- [Ant96] Antolovich, B. F.: Fatigue and Fracture of Nickel-Base Superalloys. In: Lampman, S. R.: *Fatigue and Fracture*, ASM International, Ohio, 1996, S. 854-868
- [AST05] ASTM Standard E-647-05, In: Annual Books of ASTM Standards, Vol. 03.01, ASTM, West Conshohocken (PA) 2005, S. 647-689
- [Asw88] Aswath, P.B.; Suresh, S.M.; Holm, D.K.; Blom, A.F.: Load Interaction Effects on Compression Fatigue Crack Growth in Ductile Solids. In: *J Engng Mater Tech* 110 (1985) S. 278-285
- [Bai83] Bailon, J.P.; Antolovich, S.D.: Effect of Microstructure on Fatigue Crack Propagation: A Review of Existing Models and Suggestions for Further Research. In: Lankford, J.: *Fatigue Mechanisms: Advances in Quantitative Measurement of Physical Damage*. ASTM STP 811, Philadelphia (1983) S. 313-347
- [Bar77] Bartos, J.; Antolovich, S.D.: Effect of Grain Size and γ' -Size on fatigue Crack Propagation in René 95. In: Taplin, D. M. R.: *Fracture*, University of Waterloo Press, Band 2, 1977, S. 996-1006

- [Bec07] Beck, T.; Löhe, D.; Luft, J.; Henne, I.: Damage mechanisms of cast Al–Si–Mg alloys under superimposed thermal–mechanical fatigue and high-cycle fatigue loading. In: *Mat Sci and Engng A*. 468–470 (2007) S. 184-192
- [Bec08] Beck, T.; Henne, I.; Löhe, D.: Lifetime of cast AlSi6Cu4 under superimposed thermal–mechanical fatigue and high-cycle fatigue loading. In: *Mat Sci and Engng A*. 482-483 (2008) S. 382-386
- [Ber92] Bergmann, J.; Brandt, U.; Sonsino, C.M: Fatigue and short crack propagation behaviour of cast nickel base alloys IN 713 C and MAR-M-247 LC at high temperatures. In: *Low Cycle Fatigue and Elasto-Plastic Behaviour of Materials. Third International Conference*, Elsevier Applied Science, London 1992, S. 262-268
- [Ber08] Berger, C.; Pyttel, B.; Schwerdt D.: Beyond HCF – Is there a fatigue limit? In: *Mat.-wiss. u. Werkstofftech.* 39 [10] (2008) S. 769-777
- [Bre86] Bressers, J.; Remy, L.; Hoffelner, W.: Fatigue dominated Damage Process. In: Betz, W.; Brunetaud, R.; Coutsouradis, D.; Fischmeister, H.; Gibbons, T.B.; Kvernes, I.; Lindblom, Y.; Marriott J.B.; Meadowcroft D.B.: *Proc. Conf. on High Temperature Alloys for Gas Turbines and Other Applications*, Lüttich, 1986, S. 441–468
- [Bry03] Byrne, J.; Hall, R.F.; Powell, B.E.: Influence of LCF overloads on combined HCF/LCF crack growth. In: *Int J Fatigue* 25 (2003) S. 827-834
- [Bid08] Bidouard, H; Palin-Luc, T; Saintier, N.; Dumas, Ch.; Dsoki, C.E.; Kaufmann, H.; Sonsino, C.M: Effects of LCF loadings on the HCF life of notched specimens in ferriti-bainitic steel.. In: Portella, P.D.; Beck, T.; Okazaki, M.: *Proc of the 6th Int Conf on LCF*. Deutscher Verband für Materialforschung und –prüfung e.V., Berlin, 2008, S. 713-718
- [Boi90] Boismier, D.A.; Sehitoglu: Thermo-Mechanical Fatigue of Mar-M247: Part 1—Experiments. In: *Transactions of the ASME*. 112 (1990), S.68-79
- [Bou81] Boursier, B.: *Evaluation of Damage Mechanisms in the Nickel Base Superalloy Rene 80 under Low Cycle Fatigue in the Temperature Range 75F–1400F*, University of Cincinnati, MS thesis, 1981
- [Bus94] De Bussac, A.: Prediction of the competition between surface and internal fatigue crack initiation in PM alloys. In: *Fatigue Fract. Engng. Mater. Struct.* 17 [11] (1994) S. 1319-1325

- [Bus96] Buschermöhle, H.; Memhard, D.; Vormwald M.: Fatigue crack growth acceleration due to compressive overload excursions. In: Lütjering, G.: *Proc. of the Int. Fat. Cong. 6*, Pergamon, Berlin 1996, S. 583-588
- [Bus06] De Bussac, A.; Antolovich, S. D.: The Effects of Microstructure and Environment on the Fatigue Crack Propagation Behaviour of a Nickel-base Alloy. In: *Proceedings of the 9th international fatigue congress*, Elsevier, Atlanta, GA, 2006, S. 1–10
- [Bür01] Bürgel, R.: *Handbuch Hochtemperatur-Werkstofftechnik, 2. Auflage*. Vieweg Verlag, 2001
- [Car94] Carlson, R. L.; Kardomateas, G. A.: Effects of compressive load excursions on fatigue crack growth. In: *Int J Fatigue* 16 (1994). S. 141-147
- [Cha05] Chan, K.S.; Feiger, J., Lee, Y.D., John, R.; Hudak, S. J. Jr.: Fatigue crack growth thresholds of deflected mixed-mode cracks in PWA1484. In: *Trans ASME* Band 127 (2005) S. 2-7
- [Chr59] Christensen, R.H. *Metal Fatigue*. McGraw-Hill, New York (1959)
- [Chr09] Christ, H.-J.: Materialermüdung und Werkstoffmikrostruktur. In: *Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffe*, Christ, H.-J. (Hrsg.), Weinheim, Wiley VCH (2009), S. 181-198
- [Chu76] Chung D.W.; Chaturvedi, M.; Lloyd, D.J.: The Characteristics of the Barrier during serrated Yielding in the γ' -precipitation hardened superalloys (Co–Ni–Cr system). In: *Acta Met* 24 (1976) S. 227–232.
- [Din07] J. Ding et al.: Fatigue crack growth from foreign object damage under combined low and high cycle loading. Part I: Experimental studies. In: *Int J of Fatigue* 29 (2007), S. 1339-1349
- [Dit12] Dittmann, Florian: *Bewertung der LCF/HCF-Wechselwirkungen auf das Rissausbreitungsverhalten in MAR-M247 LC*, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Angewandte Materialien-Werkstoffkunde (IAM-Wk), Studienarbeit, 2012
- [Dun04] Dungey, C.; Bowen, P.: The effect of combined cycle fatigue upon the fatigue performance of Ti-6Al-4V fan blade material. In: *J Mater Proc Tech* 153-154 (2004) S. 374-379
- [Don02] Donachie, M.; Donachie, S.: *Superalloys: A Technical Guide*, 2nd Edition, ASM International, OH, USA, 2002
- [Duq71] Duquette, D.J.; Gell, M.: The Effect of Environment on the Mechanism of Stage I Fatigue Fracture. In: *Met Trans* 2 (1971) S.1325

- [Duq72] Duquette, D.J.; Gell, M.: The Effects of Environment on the Elevated Temperature Fatigue Behavior of Nickel-Base Superalloy Single Crystals. In: *Met Trans*, 3 (1972), S. 1899-1905
- [Elb70] Elber, W.: Fatigue crack closure under cyclic tension. In: *Engng Fract Mech* 2 (1970) S. 37-45
- [Elb71] Elber W.: The significance of fatigue crack closure. In: Rosenfeld, M. S.: *Damage Tolerance in Aircraft Structures*, ASTM STP 486, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, PA, 1971, S. 230–242
- [ElH79] El Haddad, H.M.; Smith, K.N.; Topper, T.H.: Fatigue Crack Propagation of Short Cracks. In: *Journal of Engineering Materials Technology, Transactions ASME*, 101 (1979) 42-46
- [Ell69] Ellison, E.G.: A Review of the Interaction of Creep and Fatigue. In: *J. of Mech. Engng. Science*, 11 (1969), S.318-339
- [Ess04] Esslinger, J.; Gabel, J. und Smarsly, W.: *Zukünftige Anforderungen an Hochtemperaturwerkstoffe im Flugturbinenbau*, In: 29. Vortragsveranstaltung Langzeitverhalten warmfester Stähle und Hochtemperaturwerkstoffe, Arbeitsgemeinschaften für warmfeste Stähle und für Hochtemperaturwerkstoffe, 26.11.2004, Stahl-Zentrum, Düsseldorf, Deutschland
- [Fil09] Filippini, F.; Foletti, S.; Pasquero, G.: High Temperature Stress Relaxation and Combined Cycle Fatigue Tests of Superalloys for Gas Turbine Blades. In: Shibli, I.A.; Holdsworth, S.R.: *Proc ECCCP Creep Conference*, 2009, Zürich, S. 1168-1177
- [For86] Forman, R.G.; Shivakumar, V.: Growth Behavior of Surface Cracks in the Circumferential Plane of Solid and Hollow Cylinders, In: Underwood; Cait; Smith; Wilhem; Andrews; Newman: *Fracture Mechanics*, Vol. 17, ASTM STP 905, Philadelphia (1986) S. 59-74
- [Fou77] Fournier D.; Pineau A.: Low cycle fatigue behavior of Inconel 718 at 298 K and 823 K. In: *Met Trans A* 8 (1977) S. 1095–1105
- [Gal04] Gallagher, J. et al.: *Advanced High Cycle Fatigue (HCF) Life Assurance Methodologies*, Report AFRL-ML-WP-TR-2005-4102, Air Force Research Laboratory, Wright – Patterson AFB, University of Dayton, 2004 (ADA190510)
- [Gay83] Gayda, J.; Miner, R. V.: Fatigue Crack Initiation and Propagation in Several Nickel-Base Superalloys at 650°C, *Int J Fatigue* 5 (1983) S. 135-143

- [Gea92] Geary, W.: A review of some aspects of fatigue crack growth under variable amplitude loading. In: *Int J Fatigue* 14 [6] (1992) S. 377-386
- [Gel86a] Gell, M.; Leverant, G.: The Characteristics of Stage I Fatigue Fracture in a High-Strength Nickel Alloy. In: *Acta Met* 16 (1968), S. 553-561
- [Gel86b] Gell, M.; Leverant, G.: The Fatigue of the Nickel-Base Superalloy, Mar-M200 in Single-Crystal and Columnar-Grained Forms at Room Temperature. In: *Trans of the Met Soc of AIME* 242 (1968), S. 1869-1879
- [Gel73] Gell, M.; Leverant, G.: Mechanisms of high temperature fatigue. In: Carden, A.E.; McEvily A. J.; Wells C. H.: *Fatigue at Elevated Temperature*, ASTM STP 520, Philadelphia (1973) S. 37-68
- [Gel10a] Gelmedin, D.; Lang K.H.: *Ermüdungsverhalten von Hochtemperaturwerkstoffen bei hohen Grundlasten*, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV), Frankfurt, Heft 897, 2010
- [Gel10b] Gelmedin, D.; Lang, K.H.: Fatigue behaviour of the superalloy IN 713C under LCF-, HCF- and superimposed LCF/HCF-loading. In: *Proc. Engng. Engineering* 2 (2010) S. 1343-1352
- [Gel12] Gelmedin, D.; Lang, K.H.: Failure behaviour of the superalloy MAR-M247 LC under LCF, HCF and combined LCF/HCF loading, In: *Int J. Mat. Res.* 103 [1] (2012) S. 97 -105
- [Goo82] Goodman, R.C.; Brown, A.M.: *High Frequency Fatigue of Turbine Blade Material*, AFWAL-TR-82-4151, Wright Patterson AFB, Dayton, Ohio, 1982
- [Gou03] Gourgues, A.F.; Andrieu, E.: High-temperature, oxidation-assisted intergranular cracking resistance of a solid-solution-strengthened nickel base alloy. In: *Mat Sci and Engng A* 351 (2003) S. 39- 55
- [Gue88] Guedou, J.-Y.; Rongvaux, J.-M.: Effect of superimposed stresses at high frequency on low cycle fatigue. In: Solomon, H.D.; Halford, G.R.; Kaisand, L.R.; Leis, B.N.: *Low Cycle Fatigue*, ASTM STP 942, Philadelphia, 1988, S. 938-960
- [Gut09] Guth, Stefan: *Schädigungsentwicklung der Nickelbasis-Gusslegierung MAR-M247 LC unter LCF- und überlagerter LCF/HCF-Beanspruchung*, Universität Karlsruhe (TH), Institut für Werkstoffkunde I, Studienarbeit, 2009
- [Hah76] Hahn, H. G.: *Bruchmechanik – Einführung in die theoretischen Grundlagen*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1976

- [Hal91] Hallstein, Rolf: *Das Verhalten von Gußeisenwerkstoffen unter isothermer, thermischer und thermisch-mechanischer Wechselbeanspruchung*, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 1991
- [Hal96] Hall, R.F.; Powell, B.E.: The effect of temperature on the growth of cracks subjected to combined major and minor stress cycles, In: Moura Branco, C., Ritchio, R.O.; Sklenicka, V.: *Mechanical Behaviour of Materials at High Temperature* (1996) , Kluwer Academic Publishers, S. 227-235
- [Hal02] Hall, R.F.; Powell, B.E: Crack growth in IMI 829 at 550 °C under combined high and low cycle fatigue. In: *Materials at High Temp*, 19 (2002) S. 1–8
- [Har74] Härkegård, G.: An Experimental Study of the Influence of Inclusions on the Fatigue Properties of Steel. In: *Engng Fract Mech* 6 (1974), S. 795-798
- [Hay82] Hayes R.W., Hayes W.C: On the Mechanism of delayed discontinuous plastic Flow in an Age-hardened Nickel Alloy. In: *Acta Met* 30 (1982) S. 1295–1301
- [Haw96] Hawkyard, M.; Powell, B.E.; Hussey, I. and Grabowski, L.: Fatigue Crack Growth under the conjoint action of major and minor stress cycles: In: *Fat Fract. Engng. Mater Struct.* 19 (1996) S. 217-227
- [Haw99] Hawkyard, M.; Powell, P.E.; Stephenson, J.M., Mcelhone, M.: Fatigue crack growth from simulated flight cycles involving superimposed vibrations, In: *Int J Fatigue* 21 (1999) S. 59-68
- [Hen06] Henne, Ingo: *Schädigungsverhalten von Aluminiumgusslegierungen bei TMF und TMF/HCF-Beanspruchung*, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 2006
- [Hil50] Hill, R.: *The Mathematical Theory of Plasticity*, Oxford University Press, New York, 1950
- [Heu93] Heubner, U.: *Nickelwerkstoffe und hochlegierte Sonderedelstähle*. 2. Auflage. Expert Verlag, 1993
- [Heu94] Heuler, P., Bergmann J.W.: *Niedrigschwingspielzahl -Ermüdung (LCF) von Turbinenrädern aus Nickelbasis-Gusswerkstoffen*, Teil II- Untersuchungen mit dem Werkstoff MAR-M247LC FK HIP, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV), Frankfurt, Heft 546-2, 1994
- [Heu96] Heuler, P.; Bergmann, J.W. und Vormwald, M.: On Lifting Concepts for Cast High Temperature Components Based on LCF and Fracture Mechanics. In: Lütjering, G.: *Proc. of the Int. Fat. Cong. 6*, Pergamon, Berlin, 1996, S. 1165-1169

- [Hof82] Hoffelner, W.: High-cycle fatigue-life of the cast nickel base-superalloys in 738 LC and IN 939. In: *Met Trans A* 13A (1982) S. 1245-1255
- [Hud61] C. M. Hudson and H. F. Hardrath: *Effects of changing stress amplitude on the rate of fatigue crack propagation of two aluminum alloys*. NASA Technical Note D-960, 1961
- [Hyz82a] Hyzak, J. M.; Bernstein I. M.: Effect of Defects on the Fatigue Crack Initiation Process in two PM Superalloys: Part I. Fatigue Origins. In: *Met Trans A* 13 (1982) S. 33-43
- [Hyz82b] Hyzak, J. M.; Bernstein I. M.: Effect of Defects on the Fatigue Crack Initiation Process in two PM Superalloys: Part II. Surface-subsurface Transition. In: *Met Trans A* 13 (1982) S. 45-52
- [Jab81] Jablonski, D. A.: The Effect of Ceramic Inclusions on the Low Cycle Fatigue Life of Low Carbon Astroloy subjected to Hot Isostatic Pressing. In: *Mater Sci and Engng* 48 (1981), S. 189-198
- [Kad58] Kadashevich, I., Novozhilov, V. V.: *The Theory of Plasticity which takes into account Residual Microstresses*, Translation of Prikl. Mat. Mekh. 22 [104] (1958) S. 22
- [Kaa09] J.L. Kaae: High-Temperature Low-Cycle Fatigue of Alloy 800H. In: *Int J Fatigue* 31 (2009) S. 332–340
- [Kal08] Kalnaus, S.; Fan, F.; Vasudevan, A.K. B.; Jiang, Y: An experimental investigation on fatigue crack growth of AL6XN stainless steel. In: *Engng Fract Mech*, Band 75 (2008), S. 2002–2019
- [Kin90] King, J.E.; Cotterill, P.J.: Role of Oxides in Fatigue Crack Propagation. In: *Mater Sci and Tech* 6 (1990), S. 19-31
- [Kit76] Kitagawa, H.; Takahashi, S.: Applicability of Fracture Mechanics to Very Small Cracks or the Cracks in the Early Stage, In: *Proc. 2nd Int. Conf. Mechanical Behavior of Materials*, Boston (1976) S. 627-631
- [Kle92] Klesnil, M.; Lukás, P.: *Fatigue of Metallic Metals*, Elsevier Science. Publ., Amsterdam 1992
- [Kou82] Koul, A.K; Pickering, F.B.: Serrated Yielding in Ni–Fe Base Superalloys at 700 °C. In: *Scripta Met* 16 (1982) S.119–124
- [Köh01] Köhler, B.: *Werkstofftechnologie der Luft- und Raumfahrt, Teil 3: HT-Superlegierungen*. Wissenschaftsverlag Aachen, 2001

- [Kru87] Krueger, D.; Antolovich, S.D.; Van Stone, R.H.: Effects of grain size and precipitate size on the fatigue crack growth behavior of alloy 718 at 427 °C. In: *Met and Mat Trans A*, 18 [8] (1987) S. 1431-1449
- [Kru04] Krupp, Ulrich: *Mikrostrukturelle Aspekte der Rissinitiierung und -ausbreitung in metallischen Werkstoffen*, Universität Siegen, Habilitationsschrift, 2004
- [Kun06] Kunz, L.; Lukás, P. R.; Mintách, P.R.; Hrbáček; K.: Effect of mean stress on high-cycle fatigue strength of IN 713LC superalloy. In: *Kovove Mater.* 44 (2006), S. 275-281
- [Kun09] Kunz, L., Lukas, P., Konecá, R.: High-cycle fatigue of Ni-base superalloy Inconel 713LC. In : *Int J Fatigue* 32 [6] (2010) S. 908-913
- [Kun10] Kunz, L., Lukas, P., Konecá, R.: Initiation and propagation of fatigue cracks in cast IN 713LC superalloy. In: *Engng Fract Mech* 77 (2010) S. 2008-2015
- [Kun11] Kunz, L.; Lukas, P., Konecá, R.: Combined Cycle Fatigue of Ni-Base Superalloy. In: *Key Engng. Mat.* 645 (2011) S. 523-526
- [Kun12] Kunz, L.; Lukas, P.; Konecá, R., Fintová, S.: Casting defects and high temperature fatigue life of IN 713LC superalloy. In: *Int J Fatigue* 41 (2012) S. 47-51
- [Lai67] Laird, C.: The Influence of Metallurgical Structure on the Mechanism of Fatigue Crack Propagation, In: *Fatigue Crack Propagation*, ASTM STP 415, ASTM Conshohocken PA USA (1967) S. 131-168
- [Lan81] Lankford, J.; Davidson, D.L.: The effect of overloads upon fatigue crack trip opening displacement and crack tip opening closing loads in aluminum alloys: In: Francois, D. et al.: *Advances in Fracture Research*, Band 2. Pergamon Press, Oxford, 1981, S. 899-906
- [Lan91] Lang, K.-H.: Einfluß betriebsnaher Beanspruchungen auf die Lebensdauer der Zylinderkopfwerkstoffe GG-30 und GGV-30; In: P. Mayr, O. Vöhringer, H. Wohlfahrt (Hrsg.), *Werkstoffkunde, Beiträge zu den Grundlagen und zur interdisziplinären Anwendung*, DGM-Verlag, Oberursel, 1991
- [Lan98] Lang, M.; Huang X.: The influence of compressive loads on fatigue crack propagation in metals. In: *Fatigue & Fracture Engineering Materials & Structures*, 21 (1998), S. 65-83
- [Lan01] Lanning, D.; Haritos, G.K.; Nicholas, T. and Maxwell, D.C.: Low-cycle fatigue/high-cycle fatigue interactions in notched Ti-6Al-4V, In: *Fat Fract Engng Mater Struct*, 24 (2001) S. 565-577

- [Ler84] Lerch, B.A.; Jayaraman, Antolovich, S.D.: A study of fatigue damage mechanisms in Waspaloy from 25 to 800 °C. In: *Mat Sci Eng* 66 (1984) S.151–166
- [Ler85] Lerch B.A.; Gerold V.: Room Temperature Deformation Mechanisms in Nimonic 80A. In: *Acta Met* 33 (1985) S. 1709–17
- [Ler89] Lerch, B.; Antolovich, S.D.: Cyclic Deformation, Fatigue and Fatigue Crack Propagation in Nickel-Base Superalloys. In: Tien, J.K.; Caufield, T.: *Superalloys, supercomposites and superceramics*. Academic Press, New York 1989, S. 363-411
- [Ler90] Lerch, B.; Antolovich, S.D.: Fatigue Crack Propagation Behavior of a Single Crystalline Superalloy. In: *Metal Trans A* 21A (1990) S. 731-737
- [Lin11] Lindel, Hendrik: *Untersuchung der Schädigungsentwicklung in MAR-M247 LC bei LCF- und kombinierter LCF/HCF-Beanspruchung mit Hilfe der Lastmarkierungstechnik*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Angewandte Materialien-Werkstoffkunde, Diplomarbeit, 2011
- [Llo75] Lloyd D.J.; Chung D. W.; Chaturvedi M.C.: Serrated Yielding in a Superalloy (40Co–38Ni–17Cr–5Ti). In: *Acta Met* 23 (1975) S. 93–100
- [Luf07] Luft, Jochen: Thermisch-mechanische und überlagerte thermisch-mechanische/mechanische Ermüdungsbeanspruchung der Zylinderkopfflegierungen AlSi7Mg und AlSi5Cu3, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 2007
- [Luk96] Lukas, P.: Fatigue Crack Nucleation and Microstructure. In: Lampman, S. R.: *Fatigue and Fracture*, ASM International, Ohio, 1996, S. 96-109
- [Mai09] Maier, H.J.: Ermüdungsverhalten bei hoher und variierender Temperatur. In: *Ermüdungsverhalten metallischer Werkstoffe*, Christ, H.-J. (Hrsg.), Weinheim, Wiley VCH (2009), S. 181-198
- [Mal03] Mall, S.; Nicholas, T.; Park, T.-W.; Effect of predamage from low cycle fatigue on high cycle fatigue strength of Ti-6Al-4V, In: *Int J of Fatigue*. 25 (2003) S. 1109-1116
- [Mar89] Marci, G. Castro, D.E.; Bachmann, V.: Fatigue Crack Propagation Threshold, In: *J. of Testing and Evaluation* 17 (1989) S. 28-29
- [McC96] McClung, R.C.; Chan, K.S.; Hudak Jr., S. J.; Davidson, D. L.: Behaviour of Small Fatigue Cracks. In: Lampman, S. R.: *Fatigue and Fracture*, ASM International, Ohio, 1996, S. 153-158

- [McM70] McMahon, C.; Coffin, L.: Mechanisms of Damage and Fracture in High-Temperature, Low-cycle Fatigue of a cast Nickel-based Superalloy. In: *Met and Mat Trans B* 1 [12] (1970) S.3443-3450
- [Mer78] Merrick, H.F.; Floreen, S.: The Effect of Microstructure on Elevated Temperature Crack Growth in Ni Base Alloys. In: *Met Trans A*, 9 [2] (1978), S. 231-233
- [Mer89] Merckling, G: *Kriech- und Ermüdungsverhalten ausgewählter metallischer Werkstoffe bei höheren Temperaturen*, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 1989
- [Mil82] Miller, K.J.: The Short Crack Problem. In: *Fat of Engng Mater*, 5 (1982) S. 223-232
- [Mil99] Miller, K.J.; O'Donnell, W.J.: The Fatigue Limit and its Elimination. In: *Fat and Fract of Engng Mater and Struct*, 22 (1999) S. 545-557
- [Min82] Miner, R. V.; Gayda, J.; Maier, R.D: Fatigue and Creep-Fatigue Deformation of several nickel-base superalloys at 650°C, *Matal Trans A* 13 (1983) S. 1755-1765
- [Moa01] Moalla, Mourad: *Isothermes und thermisch-mechanisches Ermüdungsverhalten bei überlagerten LCF/HCF-Beanspruchungen sowie isothermes Ermüdungsrissausbreitungsverhalten von NiCr22Co12Mo9 und CoCr22Ni22W14*, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 2001
- [Moo73] Moon, D.M.; Sabol G. P.: Effect of Mean Stress on the High-Cycle Fatigue Behavior of Udimet 710 at 1000 F. In: Carden, A.E.; McEvily A. J.; Wells C. H.: *Fatigue at Elevated Temperature*, ASTM STP 520, Philadelphia 1973, S. 430-450
- [Mor03] Morrissey, R.J.; Golden, P.; Nicholas, T.: The effect of stress transient on the HCF endurance limit. In: *Int J Fatigue* 25 (2003) S. 1125-1133
- [Mos00] Moshier, M.A.; Nicholas, T.; Hillberry, B.M.: The effect of low cycle fatigue cracks and loading history on high cycle fatigue threshold. In: Halford, G.R.; Gallagher, J.P.: *Fatigue and Fracture Mechanics*. Band 31 ASTM STP 1389, American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, PA (2000) S. 427-444
- [Mos01] Moshier, M.A.; Nicholas, T.; Hillberry, B.M: Load history effects on fatigue crack growth threshold for Ti-6Al-4V and Ti-17 titanium alloys. In: *Int J Fatigue*, 23 (2001) S. 253-258

- [Mun71] Munz, D.; Schwalbe, K.; Mayr, P.: *Dauerschwingverhalten metallischer Werkstoffe*, Vieweg-Verlag, Braunschweig, 1971
- [Nav88] Navarro, A.; de Los Rios, E.R.: Short and Long Fatigue Crack Growth: A Unified Model. In: *Philosophical Magazine A*, 57 (1988) S. 15-36
- [New81] Newman, J.C., Jr.: A Crack Closure Model for Predicting Fatigue Crack Growth under Aircraft Spectrum Loading, Methods and Models for Predicting Fatigue crack Growth under Random Loadings, In: Chang, J.B.; Hudson, C.M.: *Methods and Models for Predicting Fatigue Crack growth under variable amplitude loading*, ASTM STP 748, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, 1981, S. 53-84
- [Nic99] Nicholas, T.; Maxwell, D.C.: Evolution and Effects of Damage in Ti-6Al-4V under High Cycle Fatigue. In: Ellyin, F.; Provan, J.W.: Progress in Mechanical Behaviour of Materials, *Proc of 8th Int Conf. on the Mech Behaviour of Materials ICM-8*, 1999, S. 1161-1166
- [Niu86] Niu, K.; Tu, B.; Yan, M.: A study of low and high cycle combined fatigue crack propagation for a superalloy GH36, In: *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 7 (1986) S. 273-279
- [Nic06] Nicholas, T.: *High Cycle Fatigue: A Mechanics of Materials Perspective*, Elsevier Science, 2006
- [Nih86] Nihei, M., Heuler, P. Boller Ch., Seeger, T: Evaluation of mean stress effect on fatigue life by use of damage parameters, *Int J of Fatigue* 3 (1986) S. 119-126
- [Oht85] Ohta, A.; Konno, T.; Nishijima, S.: Near-threshold fatigue crack propagation of welded joint under varying loading. In: *Engng Fract Mech* 21 [3] (1985) S. 521-528
- [Org71] Organ, F.E.; Gell, M.: The Effect of Frequency on the Elevated Temperature Fatigue of a Nickel-Base Superalloy. In: *Metal Trans*, 2 (1971) S. 943- 952
- [Ouy88] Ouyang, J.; Wang, Z.; Song, D.; Yan, M.: Influence of High Frequency Vibrations on the Low Cycle fatigue Behaviour of a superalloy at elevated Temperature; In: Solomon, H.D.; Halford, G.R.; Kaisand, L.R.; Leis, B.N: *Low Cycle Fatigue*, ASTM STP 942, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, (1988) S. 961-971
- [Pea75] Pearson, S.: Initiation of Fatigue Cracks in Commercial Aluminum Alloys and the Subsequent Propagation of Very Short Cracks, In: *Engng Fract Mech*, 7 (1975) S. 235-247

- [Pel80] Pelloux, R. M.; Huang, J. S.: Creep-Fatigue-Environment Interactions in Astroloy. In: Pelloux, R.M.; Stoloff, N.: *Creep-Fatigue-Environment Interactions*. TMS of AIME, Milwaukee, 1980, S. 151-164
- [Pfa01] Pfaendtner, J.A.; McMahon Jr., C. J.: Oxygen-induced Intergranular cracking of a Ni-Base Alloy at elevated temperatures - an example of dynamic embrittlement. In: *Acta Mater.* 49 (2001) S. 3369–3377
- [Pin83] Pineau, A.: High Temperature Fatigue Behaviour of Engineering Materials in Relation to Microstructure. In: Skelton, R.P.: *Fatigue at High Temperature* Applied Science Publishers, London New York, 1983, S. 305-364.
- [Pin09] Pineau, A.; Antolovich, S. D.: High temperature fatigue of nickel-base superalloys – A review with special emphasis on deformation modes and oxidation. In: *Engng. Fail. Analysis* 16 (2009), S. 2668–2697
- [PRE12] PREMECCY - Predictive methods for Combined Cycle Fatigue in Gas Turbine Blades, Abschlussbericht, 2012. URL: http://www.transport-research.info/web/projects/project_details.cfm?id=35365 [Stand: 14. April 2012]
- [Pow82] Powell; B. E.; Duggan, T.V.; Jeal, R.: The influence of minor cycles on low cycle fatigue crack propagation. In: *Int. J Fatigue.* 4 (1982), S. 4 -14
- [Pow86] Powell; B. E.; Duggan, T.V: Predicting the onset of high cycle fatigue damage: An engineering application for long crack fatigue threshold data, In: *Int J Fatigue* 4 (1986) S. 187-194
- [Pow87] Powell; B. E.; Duggan, T.V.: Crack growth in Ti-6Al-4V under the conjoint action of high and low cycle fatigue, In: *Int J Fatigue* 9 (1987) S. 195-202
- [Pow92a] Powell; B.E.; Hall, R.F.; Hawkyard, M.: The effect of superimposed vibrational stresses on fatigue crack propagation life. In: Stanley, P.: *Proc of the 1st int conf on Structural Integrity Assessment*. Elsevier Applied Science, London, 1992, S. 336-345
- [Pow92b] Powell; B.E.; Hall, R.F.; Hawkyard, M.: The effect of superimposed vibrational stress on low cycle fatigue crack propagation behaviour. In: Rie, K.T.; Grunling, H.W.; Konig, G.; Neumann, P.; Nowack, H.; Schwalbe, K.-H.; Seeger, T.: *Proc of the 3rd int conf on Low Cycle Fatigue and Elastoplastic Behaviour of Materials*. Elsevier Applied Science, Berlin, 1992, S. 552-557
- [Pow95] Powell, B.E.: Fatigue crack growth behaviour of two contrasting titanium alloys. In: *Int J Fatigue* 3 (1995) S.221-227

- [Pow97] Powell, B.E.; Hawkyard, M.; Grabowski, L.: The growth of cracks in Ti-6Al-4V plate under combined high and low cycle fatigue. *Int J Fatigue* 19 (1997) S. 167-176
- [Rad07] Kapitel 7. In: Radaj, D.; Vormwald, M.: *Ermüdungsfestigkeit - Grundlagen für Ingenieure*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York 2007, S. 445-548
- [Reg88] Reger, M.; Remy L.: High Temperature Low cycle Fatigue of In-100 superalloy I: Influence of Temperature on the LCF Behaviour. *Mat Sci Engng A* 101 (1988) S. 47-54
- [Ren02] Ren, W.; Nicholas, T.: Effects and mechanisms of low cycle fatigue and plastic deformation on subsequent high cycle fatigue limit in nickel-base superalloy Udimet 720. In: *Mat Science and Engng A* 332 (2002) S. 236-248
- [Reu83] Reuchet, J.; Remy L.: High temperature low cycle fatigue of MAR-M 509 superalloy I: The influence of temperature on the low cycle fatigue behaviour from 20 to 1100°C. In: *Mat Sci Engng* 58 [1] (1983) S. 19-32
- [Ric67] Rice, J.R.: Mechanics of crack tip deformation and extension by fatigue, In: *Fatigue crack propagation*. ASTM STP 415, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, PA, 1967, S. 247-311
- [Rit86] Ritchie, R.O.; Lankford, J.: Small Fatigue Cracks: A Statement of the Problem and Potential Solutions. In: *Mater Sci and Engng*, 84 (1986) S. 11-16
- [Rod02] Rodopoulos, C.A.; de los Rios; E.R: Theoretical analysis on the behaviour of short fatigue cracks. In: *Int J Fatigue* 24 [7] (2002) S. 719-724
- [Ros87] Ross, E.W.; Sims, C.T.: *Nickel-Base Alloys*. In: *Superalloys II*, Sims, C.T., Stoloff, N.S. Hagerl W.C. (Hrsg.), John Wiley & Sons (1987), S. 97-133
- [Rus05] Russ, Stephan M.: Effect of LCF on HCF crack growth of Ti-17. In: *Int J Fatigue* 27 (2005) S. 1628-1636
- [Sch60] Schijve, J.: *Fatigue crack propagation in light alloy sheet materials and structures*. NRL report MP 195, Amsterdam, Niederlande 1960
- [Sch10] Schweizer, C.; Seifert, T.; Nieweg, B.; von Hartrott, P.; Riedel, H.: Mechanisms and modelling of fatigue crack growth under combined low and high cycle fatigue loading. In: *Int J Fatigue* 33 (2011) S. 194-202
- [Sch74] Schijve, J.: Fatigue damage accumulation and incompatible crack front orientation. In: *Engng Fract Mech* 6 (1974) S. 269-280

- [Sha90] Shah Khan, M. Z.; Burch, I. A.: Effect of superimposed high frequency flutter on the fatigue life of a submarine hull steel. In: *Int. J of Fracture* 44 (1990) S. R35-R38
- [Sha91] Shah Khan, M. Z.; Burch, I. A.: Effect of cyclic waveforms with superimposed high frequency flutter on the corrosion fatigue behaviour of a submarine hull steel; In: *Int. J of Fracture*. 52 (1991), S. R57-R60
- [Sha94] Shah Khan, M. Z.; Burch, I. A.; Saunders, D.S.: Effect of cyclic waveforms with superimposed high frequency flutter on the corrosion fatigue behaviour of a submarine hull steel; In: *Int. J of Fracture*. 66 (1994), S. R3-R6
- [Sha05] Kapitel 19. In: Shackelford, J. F.: *Werkstofftechnologie für Ingenieure - Grundlagen – Prozesse - Anwendungen*, Pearson Studium, München 2005, S. 823-876
- [Sin68] Singhal, L. K.; Martin, J. W.: Part V – May 1968 - Papers - The Growth of $M_{23}C_6$ Carbide on Grain Boundaries in an Austenitic Stainless Steel. In: *TMS of AIME*, 242 (1968) S.814-819
- [Sim72] Sims, C.T., Hagel, W.C.: *The superalloys*. New York: John Wiley & Sons; 1972
- [Sko98] Skorupa, M.: Load interaction effects during fatigue crack growth under variable amplitude loading- a literature review. Part I: Empirical Trends. In: *Fat and Fract Engng Mater Struct* 21 (1998) S. 987–1006
- [Sko99] Skorupa, M.: Load interaction effects during fatigue crack growth under variable amplitude loading—a literature review. Part II: qualitative interpretation. In: *Fat and Fract Engng Mater Struct*. 22 (1999) S. 905-926
- [Smi79] Smith, K. N., Watson, P. and Topper, T.H.: A stress-strain function for the fatigue of metals. In: *Journal of Materials*, JMLSA 5 [4] (1979) S. 767-778
- [Son92] Sonsino, C.M.; Brandt, U.; Bergmann, J.W.: Fatigue and Short Crack Propagation Behaviour of Cast Nickel Base Alloy IN 713 C and MAR-M247LC at High Temperatures. In: K.T. Rie: *LCF and Elastoplastic behaviour of Materials-3*, Elsevier Applied Science, London and New York (1992) S. 262-268
- [Son94] Sonsino C., M. Brandt U.: *Niedrigschwingspielzahl-Ermüdung (LCF) von Turbinenrädern aus Nickelbasis-Gusswerkstoffen, Teil I- Untersuchungen mit dem Werkstoff IN 713C*, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV), Frankfurt, Heft 546-1, 1994

- [Son95] Sonsino C.M.; Brandt M.: Lebensdauervorhersage für integralgegossene Turbinenräder unter Berücksichtigung kurzer Risse am Beispiel der Nickelbasis-Legierung IN 713C. In: *Mat.-wiss. u. Werkstofftech.* 26 (1995) S. 294-308
- [Sur81] Suresh S.; Zaminski, G.F.; Ritchie, R. O.: Oxide induced crack closure: an explanation for near-threshold corrosion fatigue crack growth behavior. In: *Met Trans A* 12A (1981) S. 1435-1443
- [Sur82] Suresh, S.; Ritchie, R.O.: A Geometric Model for Fatigue Crack Closure Induced by Fracture Surface Roughness. In: *Met Trans A* 13A (1982) S.1627-1631
- [Sur83] Suresh, S.: Micromechanisms of fatigue crack growth retardation following overloads. In: *Engng Fract Mech* 18 [3] (1983) S. 577-593
- [Sur84] Suresh, S.; Ritchie, R.O.: Propagation of Short Fatigue Cracks. In: *International Metals Reviews*, 29 (1984) S. 445-47
- [Sur98] Suresh, S.: *Fatigue of Materials*, Cambridge University Press, Cambridge, 1998
- [Sur03] Suresh, S.: *Fatigue of Materials*, Cambridge University Press, Cambridge 2003
- [Tad73] Tada, H.; Paris, P.; Irwin, G. (Hrsg.): *The Stress Analysis of Cracks Handbook*, ASM International, Ohio, 1973
- [Tan68] Tanaka, T.: Effect of superimposed stress of high frequency on fatigue strength. In: *Bull. J. Soc. Mech. Eng.* 11[43] (1968), S. 77-83
- [Tay81] Taylor, D.; Knott, J.F.: Fatigue Crack Propagation Behaviour of Short Cracks: The Effect of Microstructure. In: *Fat and Fract of Engng Maters and Struct*, 4 (1981) S. 147-155
- [Tel89] Telesman, J.; Ghosn, L.J.: The Unusual near-threshold FCG Behaviour of a Single Crystal Superalloy and the resolved Shear Stress as the Crack Driving force. In: *Engng Fract Mech* 34 (1989) S. 1183-1194
- [Tie89] Tien, J.K.; Caufield, T. (Hrsg.): *Superalloys, supercomposites and superceramics*. Academic Press, New York, 1989
- [Tru82b] Trufyakov, V.I.; Koval'chuk, V.S.: Determination of life under two-frequency loading. In: *Strength of Materials* 14 [10] (1982) S. 1303-1308
- [Tru82a] Trufyakov, V.I.; Koval'chuk, V.S.: Determination of longevity under a two-frequency load. In: *Strength of Materials* 14 [9] (1982) S. 1165-1172
- [Top85] Topper, T. H.; Yu M. T.: The effect of overloads on threshold and crack closure. In: *Int J Fatigue* 7 [3] (1985), S. 159-164

- [Uih11] Uihlein, Andreas: Das Verhalten von Gusseisenwerkstoffen bei TMF und TMF/HCF-Beanspruchung, Universität Karlsruhe (TH), Dissertation, 2011
- [Val94] Valsan, M.; Sastry, D.H.; Bhanu Sankara Rao, K.; Mannan S.L.: Effect of Strain Rate on the High-Temperature Low-Cycle Fatigue Properties of a Ni-monic PE-16 Superalloy. In: *Met and Mat Trans A* 25 (1994) S. 159-171
- [Wal79] Walker N.; Beevers, C.J.: A fatigue crack closure mechanism in titanium. In: *Fat Engng Mater Struct* 1[1] (1979) S. 135–148
- [Wal97] Walls, D.P.; DeLaneuville, R.E.; Cunningham, S.E.: Damage Tolerance Based Life Prediction in Gas Turbine Engine Blades under Vibratory high Cycle Fatigue, In: *J of Engng for Gas Turbines and Power* 119 (1997) S. 143-146
- [War83] Wareing, J.: Mechanisms of High Temperature Fatigue and Creep-Fatigue Failure in Engineering Materials. In: Skelton, R.P.: *Fatigue at High Temperature*, Applied Science Publishers, London New York, 1983, S. 135–185
- [Wei91] Wei, W.; Flöge, H.; Affeldt, E. E.: Investigation of the Low Cycle Fatigue Behaviour of IN100 Using a Beachmark Technique. In: *Scripta Met et Mater* 25 (1991) Pergamon Press plc, USA, S. 1757 – 1761
- [Wel67] Wells, C.H.; Sullivan C.P.: The Effect of Temperature on the Low Cycle Fatigue Behavior of Udimet 700. In: *Trans ASM* 60 (1967) S. 217–222
- [Wel68] Wells, C. H.: An Analysis of the Effect of Slip Character on Cyclic Deformation and Fatigue. In: *Acta Met* 17 (1969) S.443-449
- [Wil69] Wilson, D. J.; Freeman, J. W.: *The Dependence of Mechanical Characteristics of Waspaloy at 1000-1400 °F on the Gamma Prime Phase*. NASA CR-72572, National Aeronautics and Space Administration (1969)
- [Won01] Wong, Y. K.; Hu, Z. K.; Norton, M. P.: Low and High Cycle Fatigue Interaction in 316L Stainless steel. In: *J of Testing and Evaluation JTEVA*, 29 (2001), S. 138-145
- [Zai85] Zaiken, E.; Ritchie, R.O.: On the role of compression overloads in influencing crack closure and the threshold condition for fatigue crack growth in 7150 aluminum alloy. In: *Engng Fract Mech* 22 [1] (1985) S. 35-48
- [Zit07] Zitounis, V.; Irving, P.E.: Fatigue crack acceleration effects during tensile underloads in 7010 and 8090 aluminium alloys. In: *Int J Fatigue*, Band 29 (2007) S. 108-118

-
- [Zui91] Zuidema, J.; Shen, W. Y.; Janssen, M.: Retardation in fatigue crack growth in Al-2024 after blocks of underloading. In: *Fat & Fract of Engng Mater Struct* 14 [10] (1991) S. 991-1005