

**Experimentelle Untersuchung und
Simulation des Kurzzeitanlassens unter
Berücksichtigung thermisch
randschichtgehärteter Zustände am
Beispiel von 42CrMo4**

Zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION
von

M.Sc. Daniel Kaiser
aus Merzig

Tag der mündlichen Prüfung: 30. September 2019
Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Volker Schulze
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Sebastian Münstermann

Kurzfassung

Die induktive Erwärmung ist ein modernes Verfahren zur Randschichtwärmebehandlung von Stählen. Das Randschicht härten per Induktion ist dabei die am häufigsten in der Praxis angewandte Variante und wurde in zahlreichen wissenschaftlichen Arbeiten eingehend untersucht. Dabei wurden experimentelle und simulative Arbeiten durchgeführt. Über das Kurzzeitanlassen per Induktion mit Zeiten $< 1\text{ s}$ hingegen existieren nur wenige Arbeiten, von denen die meisten rein experimenteller Natur sind. Insbesondere die Wechselwirkung der in randschichtgehärteten Bauteilen vorliegenden Eigenspannungen mit den beim Anlassen ablaufenden Prozessen wurde bisher nur oberflächlich untersucht. Auch die Frage zum Einfluss der beim induktiven Randschicht härten auftretenden inhomogenen Austenitisierung auf das nachfolgende Anlassen wurde bisher nicht betrachtet.

Die vorliegende Arbeit wurde mit dem Ziel durchgeführt, diese und weitere offene Punkte im Hinblick auf das Kurzzeitanlassen induktiv randschichtgehärteter Bauteile zu klären. Dabei sollte einerseits ein Verständnis für die im Material ablaufenden Prozesse und andererseits für die Prozessparameter-Eigenschafts Beziehungen für praxisnahe Bauteilgeometrien entwickelt werden.

Dazu wurden in einer Versuchsreihe martensitisch gehärtete Dilatometerproben induktiv angelassen, um den Einfluss unterschiedlicher Aufheizraten auf die Ausscheidungskinetik der Karbide beim Anlassen zu ermitteln. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Ausscheidungsbereiche beim Anlassen mit Aufheizraten von $1\text{ °C/s} - 1200\text{ °C/s}$ um bis zu 120 °C verschieben. Anhand der Messungen konnte weiterhin ein Modell für die Ausscheidungskinetik entwickelt werden. Die ausgeschiedenen Karbide werden mit steigender Aufheizrate feiner und sind gleichmäßiger im gesamten Gefüge verteilt. Insbesondere tritt bei hohen Aufheizraten Nukleation innerhalb der Martensitlatten auf. Anlassversuche unter Druckbelastung zeigten erstmalig, dass die Ausscheidung der Karbide zum Auftreten von Umwandlungsplastizität

(UP) führt. Dabei steigt die UP-Dehnung zunächst linear mit der angelegten Spannung an, um schließlich ab etwa -300 MPa in ein nichtlineares Verhalten überzugehen.

Basierend auf einem bereits bestehenden FE-Simulationsmodell für das induktive Randschichthärten konnte ausgehend von den oben genannten und weiteren experimentellen Arbeiten ein Modell für das induktive Anlassen entwickelt werden. Dadurch ist die Simulation des induktiven Härtens und Anlassens erstmals möglich. Zur Validierung des Modells wurden induktive Wärmebehandlungsversuche an zylindrischen Probekörpern durchgeführt. Sowohl Experiment als auch Simulation ergaben in sehr guter Übereinstimmung, dass es beim induktiven Anlassen zu einer drastischen Veränderung des Eigenspannungszustands kommt. Die nach dem Härten vorliegenden Druckeigenspannungen verschieben sich nach dem Anlassen Richtung Zug, wobei es je nach Spitzentemperatur zur Ausbildung hoher Zugeigenspannungen in der Randschicht kommt. Es konnte gezeigt werden, dass dies zum Großteil auf die UP-Dehnung bei der Karbidbildung zurückzuführen ist, die durch die Überlagerung von Eigen- und thermischen Spannungen ausgelöst wird. Da die UP-Dehnung durch thermische Spannungen verstärkt wird, lässt sich durch konventionelles Anlassen im Ofen ein im Hinblick auf die Eigenspannungen vorteilhafter Zustand im Vergleich zum induktiven Kurzzeitanlassen erreichen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Angewandte Materialien - Werkstoffkunde (IAM-WK) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT).

Besonders danken möchte ich an dieser Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Volker Schulze für die Möglichkeit, die Arbeit an seinem Institut unter seiner hervorragenden Betreuung durchzuführen. Weiterhin möchte ich ihm für die Übernahme des Hauptreferats danken.

Herrn Prof. Dr.-Ing Sebastian Münstermann danke ich herzlich für die Übernahme des Korreferats. Ein weiterer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing Wolfgang Seemann für die Übernahme des Vorsitzes.

Natürlich ist eine solche Arbeit nicht ohne Unterstützung anzufertigen. Bedanken möchte ich mich daher für die stets kompetente Hilfe seitens Metallographie, mechanischer Werkstatt und natürlich der Techniker. Ein besonderer Dank gilt weiterhin Herrn Dominik Kiefer für die Durchführung der Eigenspannungsmessungen und den Herren Volker Zibat und Dr. Reinhard Schneider vom Laboratorium für Elektronenmikroskopie für die Durchführung der elektronenmikroskopischen Aufnahmen.

Auch bei der Arbeitsgruppe von Prof. Sabine Denis am Institut Jean Lamour in Nancy möchte ich mich für die Einladung als Gastforscher und die fruchtbare Zusammenarbeit bedanken. Auch dem Karlsruher House of Young Scientists möchte ich für die dafür bereitgestellte finanzielle Unterstützung danken.

Besonders hervorheben möchte ich Herrn Dr. Stefan Dietrich für das in mich gesetzte Vertrauen, die unkomplizierte Zusammenarbeit und die stets offene Tür für alle Fragen und Probleme.

Eine Freude war auch die abteilungsübergreifende Zusammenarbeit, bei der das ein oder andere Problem effizient gelöst werden konnte.

Besonders den Kollegen aus der Abteilung Fertigung und Bauteilverhalten, die mir nicht nur Kollegen, sondern auch gute Freunde wurden,

möchte ich an dieser Stelle für die tolle Zusammenarbeit auf vielen Ebenen danken.

Auch außerhalb des IAM-WK habe ich durch meine Freunde sehr viel Unterstützung erfahren, weshalb sie hier erwähnt werden müssen. Jeden einzelnen hier aufzuzählen, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen daher danke ich einfach Team Oswald & Friends & Freunden. Besonders Max gebührt ein großer Dank, denn ohne ihn hätte ich womöglich nie diese Promotion begonnen.

Ich danke natürlich auch Mama, Papa und Christoph, die mich auf meinem gesamten Bildungsweg immer ermuntert und unterstützt haben, denn nur dadurch konnte ich meinen Weg überhaupt gehen.

Zu guter Letzt danke ich meiner Freundin Gabriela für ihre Liebe, ihren Rückhalt und ihr Verständnis in allen Situationen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kenntnisstand	3
2.1	Induktive Wärmebehandlung	3
2.2	Mikrostrukturelle Prozesse bei der Wärmebehandlung	4
2.2.1	Phasenumwandlungen in metallischen Festkörpern	4
2.2.2	Austenitisieren	8
2.2.3	Martensitbildung beim Abkühlen	9
2.2.4	Anlassen	13
2.3	Umwandlungsplastizität	28
2.4	Eigenstressungen bei der Wärmebehandlung	30
2.5	Numerische Simulation des Härtens und Anlassens	34
2.5.1	Simulation des induktiven Randschichthärtens	34
2.5.2	Simulation des Anlassens	35
3	Material & Methoden	39
3.1	Material	39
3.2	Probengeometrien	40
3.2.1	Randschichtwärmebehandlungsversuche	40
3.2.2	Dilatometrie	40
3.2.3	Zugversuche	41
3.3	Untersuchungsmethoden	42
3.3.1	Induktive Randschichtwärmebehandlung	42
3.3.2	Dilatometrie	43
3.3.3	Mikrohärtemessung	48
3.3.4	Elektronenmikroskopie	49
3.3.5	Zugversuche	50
3.3.6	Eigen Spannungsmessung	50
4	Modelle für das Werkstoffverhalten & Simulationsmethoden	53

4.1	Modellierung von Phasenumwandlungen	53
4.1.1	Phänomenologische Modelle	53
4.1.2	Nukleations- und Wachstumsmodelle	56
4.2	FE-Prozessmodell der Wärmebehandlung	60
4.2.1	Geometrie/Vernetzung	61
4.2.2	Elektromagnetisches FE-Modell	62
4.2.3	Thermisches Modell	62
4.2.4	Mechanisch-metallurgisches FE-Modell	63
4.2.5	Kopplung von elektromagnetischem und thermisch- mechanisch-metallurgischem Modell	67
5	Experimentelle Ergebnisse & Modellierung	69
5.1	Experimentelle Ergebnisse	69
5.1.1	Spannungsfreie Dilatometrie	69
5.1.2	Anlassversuche unter Druckbelastung	77
5.1.3	Mikrostrukturentwicklung	89
5.1.4	Mechanische Charakterisierung	99
5.2	Modellierung	102
5.2.1	Modellierung der Ausscheidungskinetik	102
5.2.2	Modellierung des Selbstanlassens	109
5.2.3	Modellierung der Umwandlungsplastizität beim Anlassen	111
5.2.4	Modellierung der Mikrostrukturentwicklung	113
5.2.5	Modellierung des Verfestigungsverhaltens ange- lassener Zustände	122
6	Induktive Wärmebehandlung einer bauteilnahen Geo- metrie	125
6.1	Härten	125
6.2	Anlassen	128
7	Simulation von Härten und Anlassen	135
7.1	Modellparameter	135
7.1.1	Thermisch-mechanisch-metallurgisches Modell	135

7.1.2	Elektromagnetisches Modell	139
7.2	Simulation des Abtrags	139
7.3	Simulation der Versuche aus Kapitel 6	141
7.3.1	Härten	141
7.3.2	Anlassen	144
7.4	Simulation von konventionellem Anlassen	150
7.5	Simulation mit härteren Ausgangszuständen	152
7.6	Diskussion	153
7.7	Bewertung der Prozesssimulation	158
8	Zusammenfassung	161

1 Einleitung

Das induktive Randschichthärten ist ein in der industriellen Praxis etabliertes Verfahren, das verzugsarmes Härten und das Einbringen von Druckeigenstressungen in die Randschicht ermöglicht. Um Duktilität und Schlagzähigkeit der Randschicht zu steigern, werden randschichtgehärtete Bauteile üblicherweise angelassen. In der Regel erfolgt das Anlassen in vielen Fällen konventionell im Ofen mit geringen Aufheizraten und isothermem Halteschritt.

Aus prozesstechnischer Sicht ist das induktive Anlassen mit hohen Aufheizraten eine interessante Alternative, da das Verfahren schnell und energieeffizient ist. Des Weiteren erlaubt es eine flexible Prozessführung durch individuelle Wärmebehandlung von Bauteilen.

Allerdings existieren bisher nur wenige Untersuchungen zum Einfluss der bei induktiver Wärmebehandlung auftretenden hohen Aufheizraten auf den Bauteilzustand nach dem induktiven Anlassen. Insbesondere der Einfluss des induktiven Anlassens auf die nach dem Härten vorliegenden Eigenstressungen ist wenig erforscht. Dieser Umstand stellt ein Hemmnis für die Anwendung dar und bedarf daher der Klärung. Auch aus wissenschaftlicher Sicht ist die detaillierte Betrachtung des (induktiven) Anlassens randschichtgehärteter Bauteile interessant, da die hierbei auftretende Wechselwirkung der Eigenstressungen mit den mikrostrukturellen Prozessen weitgehend unerforscht ist.

Die vorliegende Arbeit soll zur Schließung dieser Lücken beitragen. Zunächst wurden experimentelle Untersuchungen durchgeführt, um die Kinetik der Ausscheidungsbildung beim Anlassen mit hohen Aufheizraten sowie die resultierende Karbidstruktur nach dem Anlassen zu charakterisieren. Letzteres erfolgte über elektronenmikroskopische Untersuchungen.

Die Wechselwirkung der Eigenstressungen mit den Mikrostrukturprozessen wurde anhand von Anlassversuchen mit angelegten Druckspannungen dilatometrisch untersucht. Basierend auf diesen und weiteren Experimenten wurden mathematische Modelle entwickelt, die die Aus-

scheidungsbildung, den Spannungseinfluss und die Entwicklung der mechanischen Eigenschaften beim Anlassen berechenbar machen. Aus diesen Modellen wurde anschließend eine Finite-Elemente Simulation für das induktive Anlassen unter Verwendung der kommerziellen Software ABAQUS entwickelt. Durch Kopplung mit dem am IAM-WK entwickelten Simulationsmodell für das induktive Randschichthärten wurde ein Prozessmodell für das induktive Härten und Anlassen entwickelt. Dieses Modell erlaubt die Berechnung von Härte und Eigenspannungen nach dem Anlassen randschichtgehärteter Bauteile. Durch Vergleich mit den Ergebnissen geeigneter Wärmebehandlungsexperimente konnte eine gute Vorhersagegüte des Modells nachgewiesen werden. Das Modell ermöglicht somit, Rückschlüsse auf den Einfluss verschiedener Aufheizbedingungen auf den resultierenden Bauteilzustand zu ziehen.

2 Kennntnisstand

2.1 Induktive Wärmebehandlung

Die induktive Wärmebehandlung ist ein industriell in verschiedenen Bereichen angewandter Prozess. Dabei wird die Wärme direkt in das randnahe Bauteilvolumen eingebracht, anstatt wie üblich als Wärmestrom über die Oberfläche ins Bauteil zu gelangen [1]. Die Erwärmung beruht auf der Induktion von Wirbelströmen in ein elektrisch leitfähiges Bauteil mit Hilfe eines äußeren elektromagnetischen Wechselfelds der Frequenz f . Aufgrund der induzierten Ströme im Bauteil entsteht wiederum ein seiner Ursache entgegengesetztes Magnetfeld, das das Erregerfeld aus dem Bauteil verdrängt und somit die Tiefenwirkung begrenzt. Durch diesen sogenannten Skin-Effekt erfolgt die direkte Erwärmung nur in der Randschicht, was eine lokale Erwärmung derselben erlaubt. Im Falle eines unendlich ausgedehnten Halbraums mit konstanter magnetischer Permeabilität $\mu_0\mu_r$, worin μ_0 die Vakuumpermeabilität ist, und elektrischer Leitfähigkeit κ lässt sich aus den Maxwell'schen Gleichungen ein exponentieller Abfall der induzierten Stromstärke herleiten. Daraus lässt sich die elektromagnetische Eindringtiefe δ nach

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \kappa \mu_0 \mu_r}} \quad (2.1)$$

als die Tiefe definieren, bei der die Stromstärke auf den Wert an der Oberfläche multipliziert mit $1/e \approx 0,37$ abgefallen ist [2]. Durch Variation der Erregerfrequenz f lässt sich die Eindringtiefe zwar verändern, das konturnahe Erwärmen komplexer Geometrien, wie z.B. Zahnräder, lässt sich jedoch nicht erreichen. Dieses Problem konnte mit dem Aufkommen von simultanen Zweifrequenz-Wärmebehandlungsanlagen gelöst werden [3]. Das induktive Randschichthärten ist die häufigste praktische Anwendung der induktiven Erwärmung. Es hat sich zum Härten hoch beanspruchter Bauteile, insbesondere im Automobilbe-

reich etabliert [4]. Vorteile des induktiven Randschichthärtens sind eine schnelle und verzugsarme Härtung bei hoher Energieeffizienz [5] sowie das Einbringen von Druckeigenspannungen in die Randschicht. Beim Anlassen spielt die induktive Erwärmung noch eine untergeordnete Rolle, hält aber langsam Einzug in die industrielle Wärmebehandlung [1].

2.2 Mikrostrukturelle Prozesse bei der Wärmebehandlung

Durch thermische Behandlungen können im Stahl vielfältige Gefüge mit unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften eingestellt werden. Dabei spielt die Allotropie des Eisens eine entscheidende Rolle, durch die temperaturabhängig Phasen verschiedener Gitterstrukturen stabil vorliegen. Darüber hinaus können durch Legierungselemente Mischkarbide und intermetallische Phasen gebildet werden, die die mechanischen Eigenschaften beeinflussen. Da im Verlauf dieser Prozesse mehrfach Phasenumwandlungen auftreten, werden zunächst die grundlegenden Aspekte metallurgischer Phasenumwandlungen beschrieben. Anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Prozesse Austenitisierung, Martensitbildung sowie Anlassen im Hinblick auf die damit verbundenen mikrostrukturellen Entwicklungen erläutert und die wesentlichen mechanischen Eigenschaften der jeweiligen Phasen beschrieben. Im Rahmen dieser Ausführungen wird dabei schwerpunktmäßig auf niedrig legierte, untereutektoide Stähle eingegangen. Weiterhin werden die für die induktive Wärmebehandlung relevanten Einflüsse hoher Aufheizraten auf die Gefügeentwicklung sowie die mechanischen Eigenschaften bei den genannten Phasenumwandlungen beschrieben.

2.2.1 Phasenumwandlungen in metallischen Festkörpern

In diesem Abschnitt werden die mikrostrukturellen Prozesse metallurgischer Phasenumwandlungen erläutert. Deren Ablauf lässt sich grob

in die Stadien Keimbildung, stabiles Wachstum und Vergrößerung einteilen [6]. Dabei werden zunächst nur diffusive Phasenumwandlungen betrachtet. Die diffusionslose martensitische Umwandlung wird in einem späteren Abschnitt behandelt.

Keimbildung

Die Keimbildung erfolgt durch stochastische thermische Fluktuationen der Atome. Dabei entsteht ein wachstumsfähiger Keim, sobald die zufällig entstandene Atomkonfiguration der chemischen Zusammensetzung und Struktur der Produktphase entspricht und der daraus konstituierte Keim größer ist als die kritische Keimgröße für einen wachstumsfähigen Keim. Diese rührt von einer Energiebarriere ΔG^* durch das Gegenspiel von Volumenenergie, Oberflächenenergie und elastischer Energie bei Fehlpassung des Keims im Wirtsgitter her. Nukleation ist demnach an eine zeitweilige Erhöhung der freien Gibbs'schen Enthalpie gekoppelt, die nur durch die sehr lokale, stochastische Natur der Keimbildung möglich ist [7]. Man unterscheidet zwischen homogener und heterogener Keimbildung.

Bei homogener Keimbildung können alle in der Matrix vorhandenen Atome als Keimstellen fungieren [6]. Im Gegensatz dazu kommt es bei der heterogenen Keimbildung zur Nukleation an Gitterfehlern wie Korn- und Phasengrenzen oder Versetzungen. Dabei setzen die Gitterfehler die Nukleationsbarriere herab, sodass auch teil- oder inkohärente Ausscheidungen nukleieren können. Da (inkohärente) Gleichgewichtsausscheidungen häufig hohe Oberflächenenergien aufweisen, treten oft Sequenzen mit einer oder mehreren metastabilen kohärenten Ausscheidungen auf dem Weg zur stabilen Phase auf [8].

Stabiles Wachstum

Nach der Bildung stabiler wachstumsfähiger Keime kommt es zum Keimwachstum durch Anlagerung von Atomen an den Keim. Für das Wachstum der entstehenden Phase sind in der Regel die beiden Prozesse kurzreichweitige Atomumordnung an der Wachstumsfront und die

Diffusion von Legierungselementen gemeinsam notwendig. Je nachdem, welcher Prozess langsamer abläuft, wird zwischen grenzflächen- und diffusionskontrolliertem Wachstum unterschieden. Bei grenzflächenkontrolliertem Wachstum ist der geschwindigkeitsbestimmende Prozess die kurzreichweitige Atomumordnung an der Wachstumsfront. Bei diffusionskontrolliertem Wachstum ist die Diffusion der zur Bildung der neuen Phase notwendigen Atome bestimmend. Da Diffusion im Vergleich zur lokalen Atomumordnung an der Grenzfläche langsam abläuft, sind die meisten fest-fest Phasenumwandlungen diffusionskontrolliert.

Im Falle des Wachstums eines sphärischen Karbids in einer binären Fe-C Legierung in eine übersättigte Matrix hinein lassen sich die Konzentrationsverhältnisse anhand des Schemas in Abbildung 2.1a veranschaulichen. Da die Kohlenstoffkonzentration der Matrix c_M in diesem Fall größer als die an der Grenzfläche c_I ist, diffundiert Kohlenstoff zur Grenzfläche und das Karbid mit Konzentration c_K kann wachsen. Analog dazu lässt sich die Auflösung eines Karbids mit Konzentration c_K erläutern. Diese tritt auf, wenn die Konzentration in der Matrix c_M unter der Konzentration an der Grenzfläche c_I liegt. Dabei kommt es zur Diffusion von Kohlenstoff über die Grenzfläche mit Konzentration c_I in die Matrix mit Konzentration c_M , wodurch das Partikel schrumpft.

Bei Legierungen mit langsam diffundierenden Substitutions- und schnell diffundierenden Interstitutionsatomen gibt es mehrere Wachstumsmodi. Eine Möglichkeit ist ein Wachsen mit Diffusion aller Atomsorten. Dabei stellt sich ein Gradient in der Konzentration der Legierungsatome über die Grenzfläche ein [9], da die Diffusionsgeschwindigkeiten zwischen den Atomsorten um Größenordnungen variieren können, die Grenzflächengeschwindigkeit jedoch für alle dieselbe ist. Eine weitere mögliche Situation ist das Paragleichgewicht [10, 11], bei dem die sich bildende Phase die Konzentrationen der Substitutionsatome von der Matrix erbt und das Wachstum durch Diffusion schnell diffundierender interstitiell gelöster Atome kontrolliert wird, es findet keine Diffusion der Substitutionsatome statt.

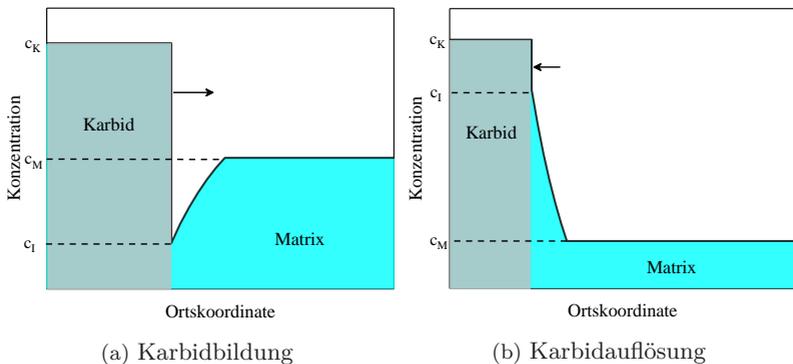


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Konzentrationsverhältnisse bei der Ausscheidungsbildung/Auflösung anhand sphärischer Karbide.

Vergrößerung

Nach Bildung des bei einer bestimmten Temperatur vorliegenden Gleichgewichtsanteils einer neu entstandenen Phase kommt es zur Vergrößerung der vorliegenden Mikrostruktur. Bei einphasigen Gefügen (z.B. Austenit in Stahl) kommt es bei ausreichend hohen Temperaturen zu Kornvergrößerung. Diese findet aufgrund der Reduktion der Gesamtläche der Korngrenzen statt, da dies mit einer Erniedrigung der freien Enthalpie des Systems einhergeht.

Bei Ausscheidungsreaktionen kommt es zur Vergrößerung durch den Gibbs-Thomson Effekt [12]. Dieser bewirkt die Verschiebung der Gibbs'schen freien Enthalpie einer Ausscheidung zu höheren Werten mit steigender Krümmung der Ausscheidungsfläche. Dadurch kommt es zu einer höheren Gleichgewichtskonzentration an der Grenzfläche zwischen Ausscheidung und Matrix. Befindet sich ein größerer Partikel mit geringerer Krümmung in der Nähe, entsteht durch die unterschiedlichen Gleichgewichtskonzentrationen an den jeweiligen Grenzflächen ein Konzentrationsgradient. Dieser wird durch einen Diffusionsstrom vom kleineren zum größeren Partikel ausgeglichen, was zu einer Vergrößerung der Ausscheidungen führt.

2.2.2 Austenitisieren

Als Austenitisieren bezeichnet man die Phasenumwandlung von Stahl bei Überschreiten der A_{c1} Temperatur, bei der es zur Umwandlung des kubisch raumzentrierten (krz) Ferrits zum kubisch flächenzentrierten (kfz) Austenit kommt.

Keimbildungsort und -rate hängen bei der Austenitbildung stark von der zu Grunde liegenden Mikrostruktur ab. Bei einem Vergütungsgefüge mit Ferrit und eingelagerten Karbiden kommt es an den Grenzflächen zwischen Karbiden und Ferrit zur Austenitkeimbildung. Dabei sorgt eine feinere Karbidverteilung aufgrund der größeren Grenzfläche für mehr Keimbildungsplätze und somit für eine erhöhte Keimbildungsrate [13]. Zudem erfolgt die Austenitisierung schneller aufgrund der kürzeren Auflösungszeit kleinerer Karbide [14, 15] und der geringeren mittleren Weglänge des Kohlenstoffs hin zur Wachstumsfront von Austenit/Ferrit. Bei realen Erwärmprozessen abseits des thermodynamischen Gleichgewichts hängt der Temperaturbereich von der Aufheizgeschwindigkeit ab. Mit steigender Aufheizrate verschiebt sich der Umwandlungsbereich zu höheren Temperaturen hin [15, 16, 17]. Unmittelbar nach der vollständigen Austenitbildung bei Erreichen der A_{c3} Temperatur liegt noch eine inhomogene Kohlenstoffverteilung im Gefüge vor, insbesondere um die ehemaligen Karbide herum. Die Temperatur, bei der der Kohlenstoff homogen verteilt ist, wird mit $A_{c, \text{hom}}$ bezeichnet. Es ist zu beachten, dass die Temperaturen A_{c1} , A_{c3} und $A_{c, \text{hom}}$ von der Aufheizrate, der Stahlsorte und der zugrundeliegenden Mikrostruktur abhängen. Für einige Stähle findet man in Zeit-Temperatur-Austenitisierungsdiagrammen (ZTA) für verschiedene Aufheizraten die jeweiligen Temperaturen verzeichnet. Für 42CrMo4 ist ein ZTA Diagramm in Abbildung 2.2 dargestellt.

Aus diesem Diagramm wird ersichtlich, dass mit höherer Aufheizrate beim Austenitisieren die relevanten Temperaturen A_{c1} , A_{c3} und $A_{c, \text{hom}}$ ansteigen, da bei einer gegebenen Temperatur weniger Zeit für den Ablauf der notwendigen Diffusionsprozesse bleibt. In [16] wurden Austenitisierungsexperimente an 42CrMo4 mit Aufheizraten bis 10 000 °C/s

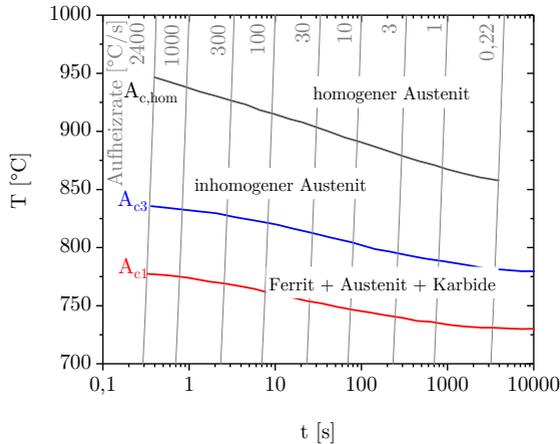


Abbildung 2.2: Zeit-Temperatur Austenitisierungsdiagramm von 42CrMo4 nach [15].

durchgeführt. Dabei wurde anhand der Dehnungsmessung die Kinetik der Austenitbildung bestimmt und mit Hilfe eines Avrami Ansatzes modelliert. Die Abbildungen 2.3a und 2.3b zeigen die gemessenen und berechneten Dehnungen und Austenitphasenanteile f_{γ} . Wie bereits aus dem ZTA-Diagramm, Abbildung 2.2, ersichtlich, kommt es zu einer Verschiebung des Umwandlungsbereichs zu höheren Temperaturen mit höherer Aufheizrate.

2.2.3 Martensitbildung beim Abkühlen

Der Gefügestand des Stahls nach dem Abkühlen aus dem Austenitgebiet hängt maßgeblich von den Abkühlbedingungen ab. Dabei kommt es im Wesentlichen zur Ausbildung der Phasen Martensit, Bainit sowie Ferrit/Perlit. Das in Abbildung 2.4 dargestellte kontinuierliche ZTU-Diagramm gibt Aufschluss über den Volumenanteil der einzelnen Gefügebestandteile nach dem Abkühlen mit unterschiedlichen Abkühlraten.

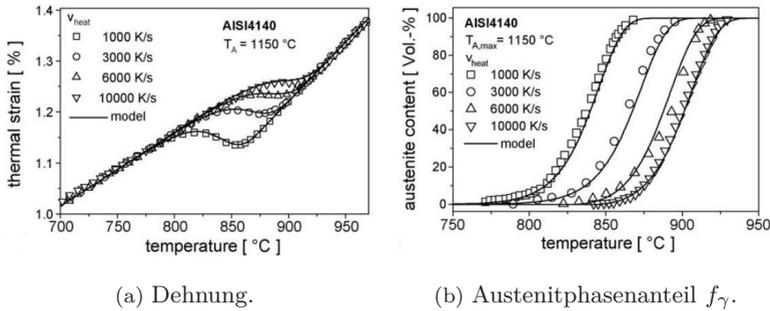


Abbildung 2.3: Berechneter und gemessener Verlauf von Dehnung sowie Austenitphasenanteil f_{γ} für verschiedene Aufheizraten bei 42CrMo4 [16].

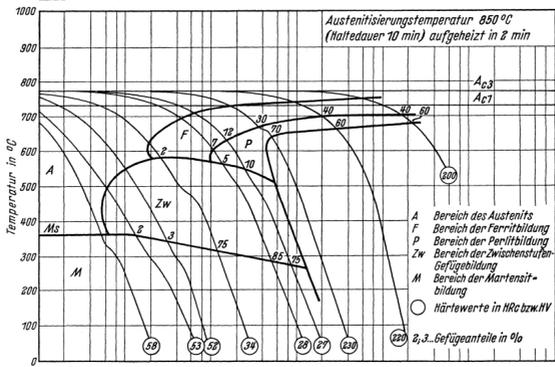


Abbildung 2.4: Kontinuierliches ZTU-Diagramm für den Stahl 42CrMo4 [15].

Da es beim Randschichthärten aufgrund des geringen erwärmten Volumens zu hohen Abkühlraten durch äußeres Abschrecken sowie Selbstabschrecken kommt, entsteht bei 42CrMo4 praktisch ausschließlich Martensit.

Martensit ist eine thermodynamisch metastabile Phase, die aus dem Austenit bei hohen Abkühlraten entsteht. Bei der Martensitbildung kommt es durch eine koordinierte Scherbewegung der Eisenatome zur Umwandlung des kfz-Gitters des Austenits in das tetragonal raum-

zentrierte (trz) Gitter des Martensits. Aufgrund der hohen Abkühlgeschwindigkeiten bleiben die Kohlenstoffatome, die im Austenit auf den Oktaederlücken in z-Lage gelöst sind, an Ort und Stelle und befinden sich nach der Umwandlung in den Oktaederlücken der Martensitzelle. Der Bildungsmechanismus lässt sich durch die Bain'sche Konstruktion veranschaulichen, die in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Dabei wird deutlich, wie aus zwei exemplarischen benachbarten kfz-Zellen eine trz-Zelle durch eine koordinierte Verschiebung der Gitteratome entsteht.

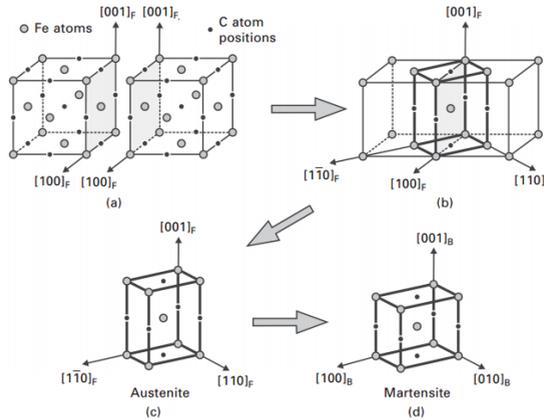


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Bain'schen Konstruktion zur Veranschaulichung der Umwandlung von kfz-Austenit in trz-Martensit [18].

Im Zuge der Martensitumwandlung kommt es aufgrund der Akkomodation des expandierenden martensitischen Gitters zu einer extrem hohen Versetzungsdichte, die mit steigendem Kohlenstoffgehalt zunächst zu- und ab einem Kohlenstoffgehalt von etwa 0,61 Ma.-% wieder abnimmt [19]. In [18] wird dies durch eine vermehrte Zwillingsbildung bei der Martensitumwandlung höher kohlenstoffhaltiger Fe-C Legierungen begründet.

Ab einem Kohlenstoffgehalt von etwa 0,5 Ma.-% und höher bleibt nach dem Abschrecken auf Raumtemperatur Restaustenit erhalten.

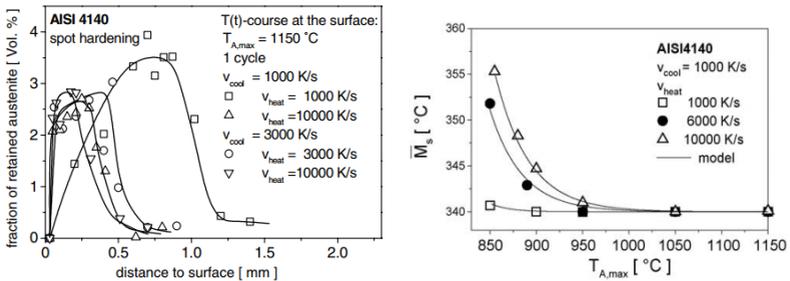
Die Temperaturabhängigkeit des gebildeten Martensitanteils lässt sich durch die Koistinen-Marburger Gleichung [20]

$$f_M = 1 - \exp(-a_M(T_{KM} - T)) \quad (2.2)$$

beschreiben. Dabei ist a_M eine materialabhängige Konstante und T_{KM} eine Referenztemperatur. Diese wird häufig mit der Martensitstarttemperatur M_S gleichgesetzt. Neuere Untersuchungen [21] legen jedoch nahe, dass T_{KM} aus obiger Gleichung leicht unterhalb von M_S liegt. Die mechanischen Eigenschaften von Martensit zeichnen sich durch extreme Härte und Festigkeit gepaart mit hoher Sprödigkeit aus. Nach [22] und [23] geht der Großteil der Festigkeit bei unlegierten und niedriglegierten Stählen mit mittlerem Kohlenstoffgehalt auf Versetzungsverfestigung zurück. Ein anderes Bild wird in [24] gezeichnet. Dort wurde anhand niedrig legierter Stähle bis 0,5 Ma.-% Kohlenstoffgehalt der Verfestigungsbeitrag der an Gitterfehlern segregierten Kohlenstoffatome als dominanter Verfestigungsmechanismus identifiziert. Der Beitrag der Versetzungsverfestigung beträgt dort bei allen untersuchten Stählen nur etwa 10-15 %.

Einfluss hoher Aufheizraten beim Austenitisieren

Beim Randschichthärten kommen üblicherweise sehr hohe Aufheizraten vor, die sich auf die ablaufenden metallurgischen Prozesse auswirken. In [25] wurde der Restaustenitgehalt nach dem Randschichthärten von 42CrMo4 in Abhängigkeit vom Oberflächenabstand röntgenographisch bestimmt. Wie in Abbildung 2.6a dargestellt, ergibt sich ein Maximum des Restaustenitgehalts in der Übergangzone, das auf lokal erhöhte Kohlenstoffkonzentration um die ehemaligen Karbide herum zurückzuführen ist. Diese lokal unterschiedlichen Kohlenstoffgehalte führen zu abweichenden M_S Temperaturen, wie in Abbildung 2.6b dargestellt [16]. Mit steigender Aufheizrate kommt es bei Temperaturen unter 1000 °C zu einem Anstieg von M_S , da lokal ein verringerter Kohlenstoffgehalt vorliegt.



- (a) Verlauf des Restaustenitgehalts (b) Abhängigkeit von M_s von der Aufheizrate und Maximaltemperatur beim Austenitisieren [16].
 abhängig vom Oberflächenabstand [25].

Abbildung 2.6: Einfluss der Aufheizbedingungen beim Kurzzeitaustenitisieren auf die Martensitbildung in 42CrMo4.

Der Bauteilzustand nach dem Randschichthärten ist charakterisiert durch eine harte martensitische Randschicht, die mit zunehmendem Abstand von der Oberfläche in einem scharfen Übergang in das Grundgefüge übergeht. Je nach Härte des Grundgefüges kann es weiterhin zur Bildung eines Härteminimums in der Übergangszone kommen, in der das Grundgefüge angelassen wird. Abbildung 2.7 zeigt den Härteverlauf im Zahn eines induktiv randschichtgehärteten Zahnrad, der charakteristisch für randschichtgehärtete Bauteile ist.

2.2.4 Anlassen

Als Anlassen bezeichnet man das erneute Erwärmen eines gehärteten Bauteils unterhalb der A_{c1} Temperatur mit dem Ziel, das Gefüge zu entspannen, um ein besseres Verhältnis aus Festigkeit und Duktilität zu erreichen. Weiterhin erhöht sich durch das Anlassen die Kerbschlagzähigkeit [27].

Dauer und Temperaturbereich des Anlassens hängen dabei vom Material und den gewünschten finalen Werkstoffeigenschaften ab. Im Folgenden wird ein Überblick über die mikrostrukturellen Prozesse

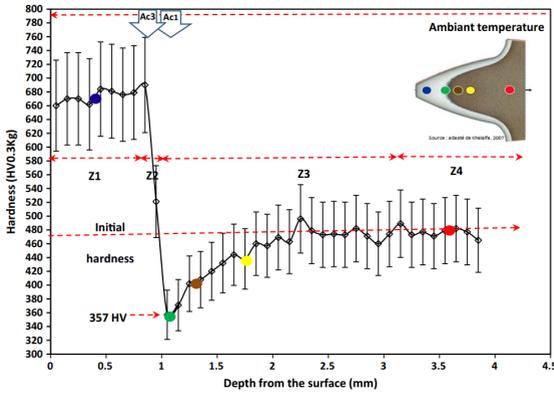


Abbildung 2.7: Härtetiefenverlauf beim Randschichthärten eines Zahnrads [26].

während des Anlassens sowie den Einfluss der Temperaturführung auf das Anlassen gegeben.

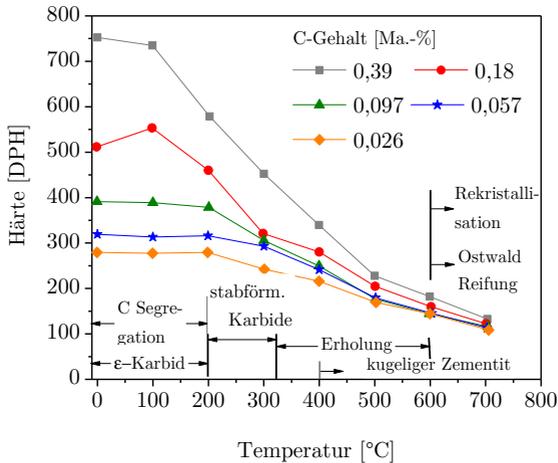


Abbildung 2.8: Verlauf der mikrostrukturellen Prozesse beim Anlassen von Fe-C Legierungen beim Anlassen sowie Härteentwicklung für verschiedene Kohlenstoffgehalte nach [28].

Abbildung 2.8 nach [28] zeigt den Verlauf der Härte für verschiedene Stähle in Abhängigkeit der Anlasstemperatur nach dem martensitischen Härten sowie die in den einzelnen Temperaturbereichen ablaufenden mikrostrukturellen Prozesse. Es kommt zu den diffusionsgesteuerten Effekten Segregation von Kohlenstoffatomen zu Gitterfehlern und Karbidbildung sowie zur Erholung der Matrix durch Versetzungsabbau und Rekristallisation. Grob lassen sich die Mikrostrukturentwicklungen beim Anlassen in diskrete Temperaturbereiche, die Anlasstufen, unterteilen.

0. Anlasstufe: Segregation

Martensit weist nach dem Abschrecken eine extrem hohe Versetzungsdichte auf. Die Versetzungen stellen aufgrund der veränderten atomaren Bindungsverhältnisse und der Spannungsfelder um die Versetzungen energetisch günstigere Aufenthaltsorte für die interstitiell gelösten Kohlenstoffatome dar. Diese können zu den Gitterbaufehlern diffundieren und bilden dort Cluster aus Kohlenstoffatomen. Messungen der elektrischen Leitfähigkeit [28] sowie dilatometrische Messungen [29] während des Anlassens ergaben, dass sich dabei bis zu 0,2 Ma.-% Kohlenstoff an den Gitterfehlern einlagern können, bis diese gesättigt sind. Der Segregationsprozess läuft üblicherweise von Raumtemperatur bis 150 °C ab. Bei Stählen mit geringen Kohlenstoffgehalten und somit hohen Martensitstart-Temperaturen M_S läuft dieser Prozess bereits während des Abschreckens ab, was auch als Selbstanlassen bezeichnet wird. Es kann dabei auch zur vollständigen Sättigung der Fehlstellen mit Kohlenstoffatomen kommen [30]. In [31] konnte mittels Atomsondentomographie sowie TEM Analysen ebenfalls eine Kohlenstoffsegregation ausschließlich an Gitterdefekten wie Versetzungen und Lattengrenzen ab etwa 150 °C festgestellt werden. Ähnliche Befunde werden in [32] beschrieben, die zudem eine temperaturabhängige Präferenz der Kohlenstoffatome feststellten. So wurde bei einer Anlasstemperatur von 140 °C vermehrt Diffusion von Kohlenstoff zu Versetzungen hin beobachtet, während bei 170 °C überwiegend Segregation an den

Karbidtyp	Kristallstruktur	Volumen/ Fe-Atom	Quelle
ε	hexagonal dichtest gepackt	14,041 Å ³	[33]
Zementit	orthorhombisch	12,9431 Å ³	[34]

Tabelle 2.1: Auftretende Karbide und deren Gitterstruktur beim Anlassen von martensitischem Stahl.

Korngrenzen auftrat. In [24] konnte Kohlenstoffsegregation an Lattengrenzen und Versetzungen innerhalb der Latten durch Selbstanlasseneffekte festgestellt werden. Der verbleibende tatsächlich interstitiell gelöste Kohlenstoffgehalt der Matrix wurde weiterhin zu 0,02 Ma.-% bestimmt.

1. Anlansstufe: Ausscheidung von Übergangskarbiden

Die erste Anlansstufe liegt üblicherweise im Temperaturbereich von etwa 100-200 °C.

Es kommt zur weiteren Ausscheidung von Kohlenstoffatomen aus dem übersättigten Martensit und zur Bildung des metastabilen ε -Karbids mit der chemischen Bezeichnung $\text{Fe}_{2,3}\text{C}$. Gitterparameter bei Raumtemperatur sowie Kristallstruktur sind Tabelle 2.1 zu entnehmen. In [31] wurde bei kontinuierlichem Anlassen von 50CrMo4 bei etwa 300 °C eine Phase identifiziert, die zwar eine hexagonale Gitterstruktur aufweist, jedoch nur etwa 20 At.-% Kohlenstoff enthält. Diese Phase ist ein mögliches Vorstadium für die Bildung von ε -Karbid.

Die erste Anlansstufe geht global mit einer Volumenabnahme einher, da das mittlere Volumen pro Eisenatom für die Mischung aus angelessenem Martensit und Karbid geringer ist als beim Martensit. Wie bei der 0. Anlansstufe kommt es bei Stählen mit geringem Kohlenstoffgehalt zumindest teilweise zu einer Ausscheidung der ε -Karbide durch Selbstanlassen. In [35] wurde der Selbstanlasseffekt für verschiedene Abschreckraten und verschiedene Werte von M_S berechnet.

Dabei zeigte sich, dass bei einer Abkühlrate von $50\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ ein Stahl mit $M_S = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$ nach dem Abschrecken erheblich stärker selbstangelasenen Martensit enthält als ein Stahl mit $M_S = 260\text{ }^{\circ}\text{C}$. Dies erklärt sich durch die Kinetik der ε -Karbonid Ausscheidung. Beim Stahl mit höherem M_S bleibt genügend Zeit bei Temperaturen, bei denen die Ausscheidung schnell abläuft, wodurch sich ein stark ausgeprägter Selbstanlaseffekt ergibt.

Bei Stählen mit einem Kohlenstoffgehalt unter $0,2\text{ Ma.}\%$ kann eine nahezu vollständige Segregation des Kohlenstoffs zu den Versetzungen aufgrund des Selbstanlaseffekts (siehe 0. Anlassstufe) dazu führen, dass die 1. Anlassstufe ausbleibt. Dieser Effekt beruht darauf, dass die thermodynamische Triebkraft nicht ausreicht, um die Kohlenstoffatome weg von den Versetzungen und hin zur Bildung von ε -Karboniden zu bringen [36], was bei weiterer Erwärmung zur direkten Bildung von Zementit aus den Kohlenstoffclustern heraus führt.

Nach Abschließen der 1. Anlassstufe liegt ein Gefüge aus angelassenem Martensit, Kohlenstoffclustern an Versetzungen sowie ε -Karbonid vor.

2. Anlassstufe: Umwandlung von Restaustenit

Enthält das Gefüge nach dem Härten Restaustenit, kommt es im Temperaturbereich von etwa $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ - $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ zum Zerfall des Restaustenits in Ferrit und Zementit [30]. Aufgrund dieser Umwandlung erfolgt in der zweiten Anlassstufe ein Volumenanstieg, der insbesondere bei geringen Restaustenitanteilen aufgrund des angrenzenden Existenzbereichs der dritten Anlassstufe durch die üblicherweise verwendeten Messverfahren Dilatometrie und Kalorimetrie nicht immer eindeutig separierbar ist [37].

3. Anlassstufe: Bildung vom Zementit

Während der dritten Anlassstufe im Temperaturbereich von $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ - $380\text{ }^{\circ}\text{C}$ kommt es zur Bildung von Zementit, einer spröden keramischen Verbindung mit der chemischen Formel Fe_3C und einer orthorhombischen Elementarzelle. Das Volumen pro Eisenatom von Zementit ist geringer

als das von ε -Karbid (s. Tabelle 2.1). Dadurch kommt es während der dritten Anlassstufe global erneut zu einer Volumenabnahme. Für die Ausscheidung von ε -Karbid und Zementit sind die dominierenden Keimstellen die Versetzungen sowie Martensitlattengrenzen und Zwillingsgrenzen [38, 39, 40]. Bestimmte Legierungselemente beeinflussen die Wachstumskinetik von Zementit. Untersuchungen von [41] zeigen, dass die Vergrößerung im späten Verlauf der 3. Anlassstufe bei Fe-C-Cr Legierungen im Temperaturbereich bis 600 °C durch Kohlenstoffdiffusion kontrolliert schnell abläuft, wohingegen bei 700 °C eine verlangsamte Vergrößerung auftritt. Dies lässt auf die Diffusion von Chrom als geschwindigkeitsbestimmenden Prozess schließen (vgl. Abschnitt 2.2.1). Bei dieser Temperatur nähert sich der Chromgehalt im Karbid innerhalb weniger Stunden dem Wert im thermodynamischen Gleichgewicht an, weshalb der Zementit nur noch unter Beibehaltung dieser Konzentration und somit durch Chromdiffusion kontrolliert wachsen kann. Bezüglich der Konzentration von Chrom und Molybdän im Zementit berichtet [42] von einer langsamen Anreicherung im Zementit. Auch nach 187 Stunden bei 450 °C liegen die gemessenen Konzentrationen noch weit unterhalb der theoretischen Gleichgewichtskonzentrationen. Von diesem Ergebnis wird darauf geschlossen, dass Zementit bei niedriglegierten Kohlenstoffstählen durch einen Paragleichgewichtsmechanismus [11] nukleiert, bei dem es nur zum Austausch schnell diffundierender Elemente wie Kohlenstoff zwischen Karbid und Matrix kommt. Dabei kommt es bei Haltezeiten in der Größenordnung von Minuten bei rund 500 °C zu einem stetigen Übergang zum Orthogleichgewicht, bei dem die Diffusion langsamer Elemente bestimmend für die Vergrößerungsrate ist [11]. Dies deckt sich mit der Studie von [43], bei der erst ab Temperaturen von > 500 °C eine merkliche Anreicherung von Chrom im Zementit gemessen wurde. Auch hier stellte sich mit erhöhter Temperatur und Anlassdauer eine verlangsamte Vergrößerung aufgrund von chromdiffusionskontrolliertem Wachstum ein. Demgegenüber berichtet [44] von einer signifikanten Anreicherung von Zementit mit Chrom und Mangan in einem AISI 4340 Stahl nach dem Anlassen bei 450 °C für 2 Stunden.

In [45] wurde Einfluss von Chrom und Molybdän auf die Zementit Vergrößerung beim Anlassen untersucht mit dem Ergebnis, dass neben Chrom auch Molybdän die Vergrößerung des Zementits hemmt und die Spheroidisation des Zementits zu höheren Temperaturen hin verschiebt.

In [46] werden thermokinetische Simulationen zum Zementitwachstum unter Einfluss von Silizium und Mangan als Legierungselemente vorgestellt. Beide Legierungselemente reduzieren die Zementitvergrößerung, wobei Mangan das Wachstum stärker als Silizium unterdrückt.

Legierungselemente wirken sich also insbesondere auf die Vergrößerungsrate von Zementit bei höheren Temperaturen aus. Dabei zeigen Chrom, Molybdän, Silizium sowie Mangan einen hemmenden Einfluss auf die Vergrößerung. Dies spiegelt sich in der Härte des Stahls nach dem Anlassen wider, die je nach Legierungselementen aufgrund des Einflusses auf Karbid- und Kornvergrößerung anders ausfällt. Einen guten Überblick zu diesen Einflüssen für die wichtigsten Legierungselemente gibt [47].

4. Anlasstufe: Bildung von Sonderkarbiden, Rekristallisation

Als 4. Anlasstufe werden die Prozesse bei Temperaturen über 450 °C bezeichnet. Dabei kommt es zu einem fortschreitenden Versetzungsabbau und einer Vergrößerung der ausgeschiedenen Karbide. Bei Stählen mit einem hohen Anteil an karbidbildenden Elementen wie Chrom, Vanadium oder Titan bilden sich im Temperaturbereich von etwa 500 °C-650 °C entsprechende Sekundärkarbide, die verfestigende Wirkung haben. Bei Temperaturen ab etwa 700 °C setzt Rekristallisation ein [28], die die typische lattenartige Martensitmorphologie auflöst.

Abbau der Versetzungsdichte beim Anlassen

Während des martensitischen Härtens kommt es aufgrund der schnellen diffusionslosen Umwandlung von Austenit zu Martensit und der damit verbundenen Zwangslösung von Kohlenstoffatomen im Martensitgitter zu einer extrem hohen Versetzungsdichte ρ_t nach dem Abschrecken.

Beim Anlassen erfolgt ein thermisch aktivierter Versetzungsabbau. Zum Umfang des Versetzungsabbaus beim Anlassen von Martensit existieren einige Untersuchungen, die jedoch anhand stark unterschiedlicher Wärmebehandlungsarten und Materialien durchgeführt wurden. Selbst bei vergleichbaren Materialien und Versuchsdurchführungen wird jedoch von stark unterschiedlichen Ergebnissen berichtet. Bereits für die Versetzungsdichten nach dem Abschrecken kommt es aufgrund unterschiedlicher Messmethoden selbst für Stähle mit ähnlichem Kohlenstoffgehalt, der primär für die hohe Versetzungsdichte verantwortlich ist, zu starken Abweichungen unter den Studien [48]. Im Folgenden sollen die Ergebnisse verschiedener Studien dargelegt und verglichen werden.

Für langsames Erwärmen im Ofen von martensitischem 42CrMo4 ermittelte [49] die Versetzungsdichten röntgenographisch als Funktion der Anlasstemperatur bei jeweils einstündigem Halten. In den Abbildungen 2.9a und 2.9b sind Versetzungsdichten absolut und normiert auf die anfängliche Versetzungsdichte als Funktion der Anlasstemperatur dargestellt. Erst ab Temperaturen über 150 °C kommt es zu einem signifikanten Abbau der Versetzungen. Nach dem Anlassen bei 700 °C ist die Versetzungsdichte auf etwa 2-3% ihres Anfangswerts zurückgegangen. In [50] wurde ein Stahl mit der Zusammensetzung von 42CrMo4 mit verschiedenen Aufheizraten auf 700 °C erwärmt und dort zwischen 2 Sekunden und 1 Stunde gehalten. Die Versetzungsdichte nach der Wärmebehandlung wurde mit Hilfe von EBSD Messungen bestimmt. Der maximal gemessene Abbau der Versetzungsdichte nach einstündigem Halten ergab eine Reduktion auf etwa 60% der ursprünglichen Versetzungsdichte, was in starkem Kontrast zu den Messungen von [49] steht. Auch in [51] wurde die Versetzungsdichte nach schnellem Anlassen ohne Haltezeit auf bis zu 650 °C am Stahl SCM 435 mit einem Kohlenstoffgehalt von 0,35 Ma.-% bestimmt. Dazu wurde ein Linienschnittverfahren auf TEM Aufnahmen der Mikrostruktur angewandt. Nach Anlassen mit einer Aufheizrate von 100 °C/s auf 650 °C ergab sich eine Reduktion der anfänglichen Versetzungsdichte auf etwa 50%. Dieser Wert liegt deutlich unter dem von [50] bestimmten Wert von et-

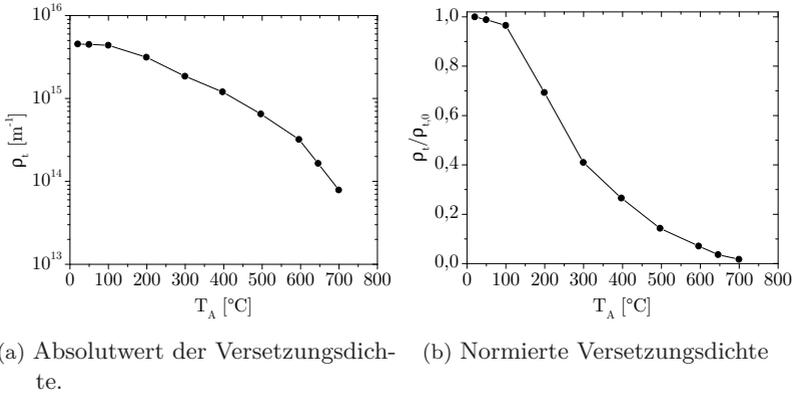


Abbildung 2.9: Auf den Anfangswert normierte Versetzungsdichte in Abhängigkeit der Anlasstemperatur für isothermes Anlassen für 1 h, nach [49].

wa 90% für ein Anlassen mit 100 °C/s auf 700 °C und anschließendem Halten für 2 Sekunden. In [52] wurden für einen experimentellen Stahl mit 0,2 Ma.-% Kohlenstoff der Versetzungsabbau röntgenographisch sowie aus TEM Bildern bestimmt. Dabei wurde nach einstündigem Halten auf 750 °C mit beiden Messverfahren eine Reduktion der Versetzungsdichte auf etwa 10% des Anfangswerts ermittelt.

Für die Kinetik des Abbaus der Versetzungsdichte kann die phänomenologische Differentialgleichung [53]

$$\frac{d\rho_t}{dt} = -C_{\text{dis}}\rho_t \exp\left(\frac{-Q_{\text{dis}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (2.3)$$

angesetzt werden. Darin ist Q_{dis} eine Aktivierungsenergie und C_{dis} eine Konstante.

Alternativ dazu haben [48] den Versetzungsabbau in Abhängigkeit eines Anlassparameters aus den gemessenen Versetzungsdichten verschiedener Autoren als Polynomfunktion modelliert.

Entwicklung der mechanischen Eigenschaften beim Anlassen

Da die Versetzungsverfestigung einen beträchtlichen Anteil an der Festigkeit des Martensits hat, kommt es durch den thermisch aktivierten Versetzungsabbau während des Anlassens zu einer Entfestigung des Gefüges, auch wenn Ausscheidungen in der 1. und 3. Anlassstufe festigkeitssteigernd wirken können. Dies hängt jedoch maßgeblich von Größe und Verteilung der Ausscheidungen ab, wodurch insbesondere bei langer Haltezeit und hohen Temperaturen ein erneuter Abfall der Festigkeit aufgrund der abnehmenden Ausscheidungsverfestigung eintritt. Zudem spielt der Kohlenstoffgehalt des Stahls, der einerseits die Versetzungsverfestigung und andererseits das Potential zur Ausscheidungsverfestigung durch Karbide bestimmt, eine wichtige Rolle. So kann es, wie aus Abbildung 2.8 zu entnehmen ist, für einen Stahl mit 0,18 Ma.-% zu einem Anstieg der Härte und Festigkeit im Bereich der 1. Anlassstufe aufgrund der ausreichenden Bildung feiner Karbide kommen. Neben Festigkeit und Duktilität ist auch die Kerbschlagzähigkeit von entscheidender Bedeutung für die praktische Verwendung des Werkstoffs. Der Einfluss des Anlassens auf die Kerbschlagzähigkeit ist eng mit dem Restaustenitgehalt sowie dessen Stabilität beim Anlassen verknüpft. Liegt der Restaustenit als Film um die Martensitlatten vor, wie es bei Stählen mit geringem Kohlenstoffgehalt vorkommen kann, scheiden sich in Folge der Restaustenitumwandlung während der zweiten Anlassstufe Karbide zwischen den Martensitlatten aus, die verspröden wirken [28]. Diese Versprödung tritt bei etwa 300 °C auf, beruht aber nicht auf dem Effekt der Segregation von Unreinheiten (z.B. Phosphor) wie bei der klassischen 300 °C Versprödung [54]. Mit steigender Anlasstemperatur oberhalb von 300 °C kommt es zu einem Anstieg der Kerbschlagzähigkeit [27, 54].

Einfluss der Aufheizbedingungen auf das Anlassen

Die beim Anlassen ablaufenden Prozesse sind in erster Linie diffusionskontrolliert, wodurch eine Abhängigkeit von Zeit t und Temperatur T beim Anlassen besteht. Daraus folgt im gewissen Maße eine Aus-

tauschbarkeit von Zeit und Temperatur, um den nach dem Anlassen vorliegenden Werkstoffzustand zu beschreiben. Theoretisch existiert für den Zustand nach dem Anlassen bei einer bestimmten Temperatur und Zeit für jede andere Temperatur eine Zeit, nach der derselbe Zustand vorliegt. Bei steigender Aufheizrate müssen demnach höhere Maximaltemperaturen erreicht werden, um einen ähnlichen Effekt auf die mechanischen Kennwerte zu erzielen [55]. Diese Austauschbarkeit wurde von mehreren Autoren mit Hilfe von Ersatzparametern praktisch anwendbar gemacht, die für isotherme Anlassprozesse für beliebige Kombinationen T, t die Berechnung von Kenngrößen wie die Härte erlauben.

Am weitesten verbreitet ist dabei der Hollomon-Jaffe Parameter P_{HJ} , der sich im isothermen Fall nach [56]

$$P_{\text{HJ}} = T (C + \log_{10}(t)) \quad (2.4)$$

berechnet, worin C eine vom Kohlenstoffgehalt abhängige Konstante ist. Für nicht-isotherme Aufheizbedingungen lässt sich P_{HJ} inkrementell nach der Vorschrift [57]

$$P_{\text{HJ},i} = P_{\text{HJ},i-1} + \frac{T_i}{2,303 \cdot 10^{\frac{P_{\text{HJ},i-1}}{T_i}}} \Delta t \quad (2.5)$$

mit der Anfangsbedingung $P_{\text{HJ},0} = CT_0$ berechnen. Mit Hilfe von P_{HJ} lässt sich die Härte nach gegebenen Zeit-Temperaturverläufen berechnen, häufig durch eine lineare Abhängigkeit der Härte von P_{HJ} . Die Gültigkeit dieses Ansatzes für hohe Aufheizraten beim Anlassen konnte von [58] nachgewiesen werden. In [48] wurde P_{HJ} anhand von Gleichung 2.5 berechnet und zur Vorhersage der Versetzungsdichte nach unterschiedlichen Anlassbedingungen verwendet.

In ähnlicher Weise wurde in [59] eine Äquivalenzzeit basierend auf dem mittleren Diffusionsweg definiert, die den Fortschritt der in der 0. Anlasstufe auftretenden Effekte beschreibt.

Die charakteristische Zeit- und temperaturabhängigkeit der Prozesse

beim Anlassen, wie sie Gleichung 2.4 beschreibt, zeigt sich auch in der Festigkeit. Abbildung 2.10 zeigt den Verlauf der Festigkeit für einen Stahl mit 0,5 Ma.-% Kohlenstoffgehalt als Funktion von Anlassdauer und -Temperatur. Ab etwa 30 Minuten Anlassdauer ändert sich die Festigkeit nur noch schwach mit der Zeit, wohingegen es für kürzere Anlassdauern eine starke Zeitabhängigkeit gibt.

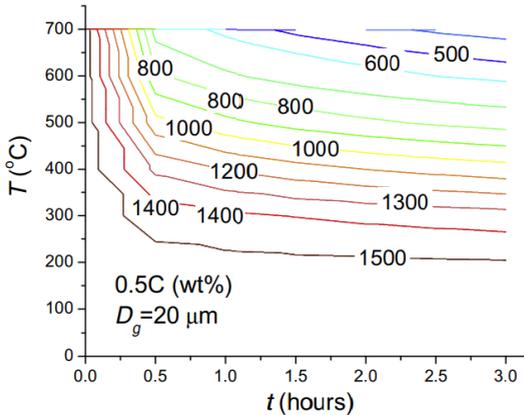


Abbildung 2.10: Isofestigkeitslinien (Werte in MPa) in Abhängigkeit der Anlasstemperatur und -Dauer für einen Stahl mit 0,5 Ma.-%-Kohlenstoff [60].

Wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, kommt es während der ersten und dritten Anlassstufe zur Ausscheidung von Karbiden. Beim Erhöhen der Aufheizrate verschieben sich die Umwandlungsbereiche zu höheren Temperaturen hin. Dieser Effekt wurde für Aufheizraten bis $50 \text{ }^{\circ}\text{C/s}$ von [29] für die erste und dritte Anlassstufe mit Hilfe dilatometrischer Messungen nachgewiesen (siehe Abbildung 2.11).

Auch [61] fanden eine Verschiebung der Zementitausscheidungsgebiete bei C45 um etwa $80 \text{ }^{\circ}\text{C}$ beim Erhöhen der Aufheizrate von $0,1 \text{ }^{\circ}\text{C/s}$ auf $100 \text{ }^{\circ}\text{C/s}$.

Neben den Ausscheidungen wird auch der Zerfall von Restaustenit mit steigender Aufheizrate zu höheren Temperaturen hin verschoben [55]. Darüber hinaus beeinflusst die Aufheizrate beim Anlassen

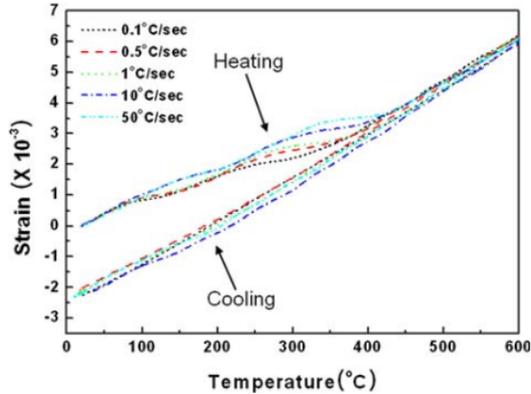


Abbildung 2.11: Dilatometermessungen beim Anlassen eines martensitischen Stahls mit verschiedenen Aufheizraten [29].

ebenfalls die Morphologie der entstehenden Mikrostruktur. Mit ansteigender Aufheizrate wurde in mehreren Studien eine Verfeinerung der gefundenen Zementitausscheidungen nachgewiesen. In [51] wurde ein SCM435 Stahl mit zu 42CrMo4 vergleichbarer Zusammensetzung mit Aufheizraten bis zu 1000 °C/s angelassen. Dabei wurde mit steigender Aufheizrate mittels TEM Aufnahmen eine verfeinerte und gleichmäßigere Karbidmorphologie festgestellt, insbesondere kam es zur Zementitbildung innerhalb der Martensitlatten. Dies wurde mit Argumenten aus der klassischen Nukleationstheorie begründet, die ein Maximum der Keimbildungsrate bei einer bestimmten Temperatur vorhersagt. Durch hohe Aufheizraten verschiebt sich der Punkt, bei dem die Inkubationszeit vorüber ist, hin zu höheren Temperaturen und damit hin zum Maximum der Keimbildungsrate, was zu einer höheren Keimzahl führt. Dabei sinkt der mittlere Karbiddurchmesser bei sonst gleichen Bedingungen um etwa die Hälfte, wenn die Aufheizrate von 2 °C/s auf 1000 °C/s erhöht wird. Durch Zugversuche an den verschiedenen angelassenen Proben konnte ein positiver Einfluss auf das Verhältnis von Festigkeit und Duktilität nachgewiesen werden.

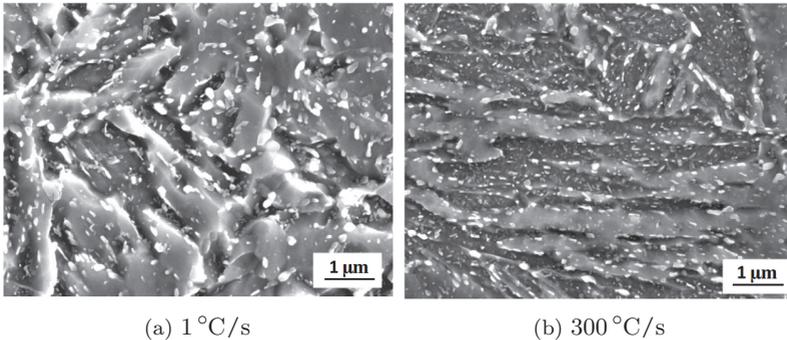


Abbildung 2.12: REM-Aufnahmen unterschiedlich schnell auf 700 °C aufgeheizter martensitischer Gefüge aus [50]. Die Haltezeit betrug 1260 s.

In [50] wird für 42CrMo4 ein ähnlicher Befund beschrieben, auch hier führen hohe Aufheizraten zu einer verfeinerten Ausscheidungsmorphologie. In den Abbildungen 2.12a und 2.12b sind REM-Aufnahmen einer langsam und einer schnell angelassenen Probe aus [50] abgebildet. Beide Proben wurden nach dem Erwärmen auf 700 °C für 1260 s auf dieser Temperatur gehalten. Insbesondere die bei hohen Aufheizraten auftretenden Ausscheidungen innerhalb der Latten sind gut zu erkennen. Offenbar kommt es trotz der Haltezeit bei hoher Temperatur zu keiner nennenswerten Angleichung der Gefügestände durch Vergrößerung der Ausscheidungen.

Messungen der Versetzungsdichte nach dem Anlassen auf 700 °C mit anschließendem Halten zeigen einen geringeren Abbau mit steigender Aufheizrate, wobei sich die Versetzungsdichte bei allen gemessenen Aufheizraten um maximal 20% verringert hat. Basierend auf diesem Ergebnis wird in [50] argumentiert, dass durch den geringeren Abbau der Versetzungen mit steigender Aufheizrate mehr Keimbildungsplätze zur Verfügung stehen und es daher zu einer feineren und gleichmäßigeren Ausscheidung von Zementit kommt. Die mittlere Größe der Karbide hängt zudem vom Bildungsort ab. Zementit an Großwinkelkorngrenzen ist gröber als solcher an Kleinwinkelkorngrenzen.

Auch [62] konnte eine bei erhöhten Aufheizraten ($< 100^\circ\text{C}/\text{s}$) feinere Zementitausscheidung bei Stählen mit wenig Kohlenstoff feststellen, verbunden mit Zementitbildung innerhalb der Martensitlatten. In einer späteren Studie [63] wurde der Einfluss der Zementitmorphologie unterschiedlich angelassener Stähle mit geringem Kohlenstoffgehalt auf die Wasserstoffversprödung untersucht. Dabei zeigte sich, dass eine feine Zementitmorphologie unter plastischer Verformung eine Reduktion der Wasserstoffversprödung bewirkt, was mit dem Vermögen des Zementits zur Bindung von Wasserstoffatomen erklärt wurde.

Neuste Ergebnisse von [64] zeigen eine drastische Erhöhung der Kerbschlagzähigkeit bei einem AISI 4340 Stahl bei Anlasszuständen gleicher Zugfestigkeit, aber variierender Aufheizrate beim Anlassen, dargestellt in Abbildung 2.13.

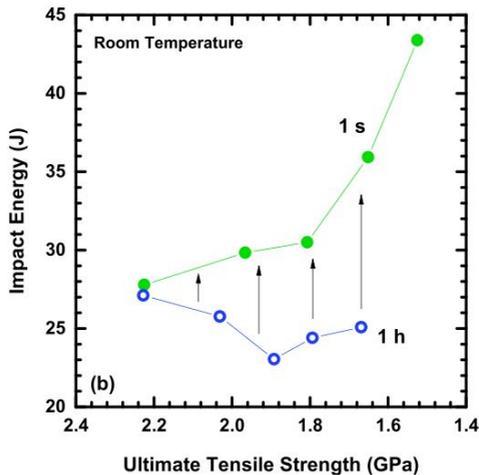


Abbildung 2.13: Kerbschlagarbeit bei Raumtemperatur für schnell und konventionell angelassene Zustände mit gleicher Zugfestigkeit [64].

Restaustenitmessungen ergaben einen verringerten Restaustenitzerfall bei schnellem Anlassen. Da der Restaustenitzerfall eine Versprödung durch die Ausscheidung feiner Zementitfilme an den Martensitlatten-

grenzen verursacht, verringert sich die Versprödung bei schnellem Anlassen durch die Reduzierung dieser Filme. Einen ähnlichen Einfluss erhöhter Aufheizraten auf die Kerbschlagzähigkeit beim Anlassen von martensitischem 50CrMo4 konnte auch von [65] gefunden werden. Diese Ergebnisse bestätigen damit Untersuchungen von [66], die an ungeliertem Stahl mit 0,45 Ma.-% Kohlenstoffgehalt ebenfalls eine erhöhte Kerbschlagzähigkeit bei schnellem Anlassen gegenüber konventionellem Anlassen feststellten.

Zusammenfassend lässt sich aus diesen Studien ableiten, dass hohe Aufheizraten beim Anlassen von Stählen eine positive Auswirkung auf die mechanischen Eigenschaften haben.

2.3 Umwandlungsplastizität

Bei Phasenumwandlungen im Stahl, die unter angelegter Spannung auftreten, kann es zu signifikanten plastischen Verformungen kommen, auch wenn die mechanische Spannung deutlich unterhalb der homogenisierten makroskopischen Streckgrenze des Materials liegt. Dieser Effekt wird im Allgemeinen als Umwandlungsplastizität (UP) bezeichnet [67]. Zwei Effekte spielen dabei eine dominante Rolle. Beim Greenwood-Johnson-Effekt [68] kommt es zu einer Anpassungsdehnung der weicheren Phase aufgrund der Volumenänderung der sich ausbildenden härteren Produktphase. Die weichere Phase wird im Zuge dessen plastifiziert, es kommt zu Umwandlungsplastizität. Dieser Effekt spielt bei diffusiven Phasenumwandlungen die wichtigste Rolle. Bei Scherumwandlungen, wie der Umwandlung von Austenit zu Martensit, erfolgt eine Orientierung der Martensitlatten aufgrund einer Selektion der Martensitvarianten durch die angelegte Spannung, was als Magee-Effekt [69] bezeichnet wird. Zur Berechnung des Dehnungsinkrements wird üblicherweise die heuristische Gleichung [70]

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{tp}} = \frac{3}{2} K \frac{d\phi(f)}{df} f \sigma'_{ij} \quad (2.6)$$

verwendet. Darin ist σ'_{ij} der deviatorische Anteil des Spannungstensors, ϕ eine Funktion des umgewandelten Anteils f der Produktphase. Die Wahl der Funktion ϕ erfolgt üblicherweise durch Vergleich der Berechnung nach Gleichung 2.6 mit dem Experiment. Eine Auswahl an vorgeschlagenen Funktionen ist in [71] gegeben. K bezeichnet die Umwandlungsplastizitätskonstante. Diese lässt sich anhand der Dehnungsänderung im Zuge der Phasenumwandlung sowie der Streckgrenze der weicheren Phase nach [68] über

$$K = \frac{5}{2} \frac{\Delta\varepsilon_{1 \rightarrow 2}}{\sigma_y} \quad (2.7)$$

berechnen, wobei $\Delta\varepsilon_{1 \rightarrow 2}$ die Gesamtdehnungsänderung bei der Phasenumwandlung und σ_y die Streckgrenze der weicheren Phase ist. Dabei wird davon ausgegangen, dass es zu keiner Plastifizierung der härteren Phase kommt. Die Verfestigung der weicheren Phase wird als ideal plastisch angenommen. Eine nahezu identische Gleichung schlägt [72] vor, allerdings mit dem Vorfaktor 2 anstelle von $5/2$.

Experimente zur UP Dehnung bei Bainit- und Martensitbildung von [73] ergaben geringere K -Werte bei angelegten Druckspannungen im Vergleich mit den unter Zugspannung gemessenen Werten. In [74, 75] hingegen konnte mit Hilfe mehrachsiger sowie im Verlauf der Umwandlung veränderlicher Lastspannungen nachgewiesen werden, dass Gleichung 2.6 mit für alle Komponenten gleichem K auch in diesen Fällen eine sehr gute Beschreibung der UP-Dehnung liefert.

Für größere angelegte Spannungen wird die maximale Dehnung durch die Umwandlungsplastizität nichtlinear, was nicht mehr mit einem konstanten K beschreibbar ist [76, 77]. Daher wurde in [77] das Modell von Greenwood-Johnson so modifiziert, dass auch größere angelegte Spannungen beschreibbar sind.

Diese Erweiterung enthält das Verhältnis aus angelegter von-Mises-Vergleichsspannung und Streckgrenze $\delta = \sigma_M/\sigma_y$. Für $\delta < 0,5$ ergibt sich Gleichung 2.7. Sie wurde zur Beschreibung der Umwandlungsplastizität bei der Austenitbildung von [78] sowie der Martensitbildung von [79] verwendet und erlaubt eine gute Beschreibung des nicht-

linearen Bereichs der Umwandlungsdehnung für $\delta > 0,5$. Da bei diesem Modell ideal plastisches Werkstoffverhalten angenommen wird, kommt es bei Erreichen der Streckgrenze der weicheren Phase zu einer Divergenz der Dehnung. Den Einfluss verschiedener Verfestigungstypen auf die Umwandlungsplastizität wurde in [72] untersucht. Eine neuere, rigoros theoretische Betrachtung von [80] kommt ebenfalls zum Schluss, dass die Nichtlinearität bei etwa der Hälfte der Streckgrenze der weicheren Phase einsetzt.

Der UP-Effekt bei Stahl wurde für die Martensitumwandlung [76], die Ferritumwandlung [81] und die Austenitisierung systematisch untersucht [82]. Weiterhin wurde in [83] der Effekt der Vergrößerungsplastizität beschrieben. Dabei erfolgt bei der Vergrößerung bereits bestehender Ausscheidungen durch Ostwald-Reifung eine Plastifizierung der weicheren umgebenden Matrix. Anhand eines Modells zur Vergrößerung der Ausscheidungen kombiniert mit Gleichung 2.6 konnte die Zeitabhängigkeit der vergrößerungsplastischen Dehnung beschrieben werden.

2.4 Eigenspannungen bei der Wärmebehandlung

Bei der Wärmebehandlung von Bauteilen kommt es stets zur Ausbildung von Eigenspannungen. Dies ist bedingt durch die lokal unterschiedlichen thermischen sowie durch Phasenumwandlungen verursachten Dehnungen, die sich aufgrund thermischer Gradienten im Bauteil einstellen.

Eigenspannungen sind per Definition Spannungen, die in einem Bauteil mit homogener Temperatur und mit Phasen im thermodynamischen Gleichgewicht ohne Einwirkung einer äußeren Spannung vorliegen. Sie spielen unter anderem bei der Schwingfestigkeit randschichtgehärteter Bauteile eine entscheidende Rolle [84]. Je nach charakteristischer Längenskala, über der die Eigenspannungen ausgeglichen werden, wird zwischen drei Eigenspannungstypen unterschieden [85]. Im Folgenden wird der Fokus auf makroskopische Eigenspannungen, also Eigenspannungen erster Art, gelegt, die sich über eine Längenskala in der

Größenordnung der Bauteilabmessung ausgleichen.

In diesem Abschnitt werden die Eigenspannungsentwicklungen während der Prozesse Randschichthäärten und Anlassen erläutert.

Randschichthäärten

Die Ausbildung des Eigenspannungszustands nach dem Randschichthäärten lässt sich anhand von Abbildung 2.14 [86] veranschaulichen.

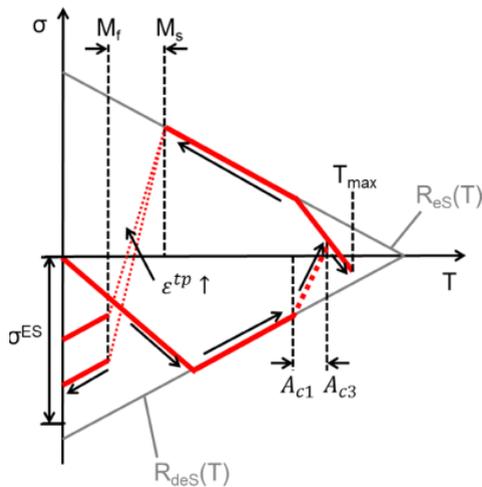


Abbildung 2.14: Schema zur Entstehung von Eigenspannungen beim Randschichthäärten [87].

Bei Erwärmen der Randschicht kommt es dort zunächst zum Aufbau von Druckspannungen, da diese sich gegen den kalten Kern ausdehnt. Diese steigen bis zum Erreichen der Streckgrenze an. Mit weiter steigender Temperatur sinkt die Streckgrenze, wodurch die Druckspannung begrenzt wird. Sobald die Austenitisierung einsetzt, lagern sich die Druckspannungen aufgrund der Volumenabnahme in der Randschicht in Zugspannungen um. Nach Ende der Austenitisierung kommt es mit

weiterer Erwärmung aufgrund der thermischen Dehnung erneut zu einer Vorzeichenumkehr in den Druckspannungsbereich. Beim Abschrecken zieht sich die heiße austenitische Randschicht zusammen, während der Kern weiter kalt bleibt. Dadurch kommt es durch Bildung von Zugspannungen, die durch die Streckgrenze begrenzt werden. Durch den Volumensprung bei der Martensitbildung kommt es final zu einer Bildung von Druckspannungen, die durch die Umwandlungsplastizität wiederum teilweise abgebaut werden. Diese bleiben beim Erreichen von Raumtemperatur als Druckeigenstressungen in der Randschicht zurück.

Anlassen

Liegen nach dem martensitischen Härten Druckeigenstressungen in der Nähe der Oberfläche vor, kommt es beim darauffolgenden Anlassen in der Regel zu einer Reduktion der Eigenstressungen. Eine Ursache dafür ist die Volumenabnahme aufgrund der Ausscheidungen von Karbiden in den Anlassenstufen 1 und 3 [88, 89]. Je größer dabei die Volumenabnahme durch die Ausscheidung ist, desto stärker kommt es zur Abnahme der Druckeigenstressungen, welche sich bis hin zur Entstehung von Zugeigenstressungen fortsetzen kann. Untersuchungen von [90] an induktionsgehärteten zylindrischen Bauteilen zeigten, dass es beim Anlassen dieser Bauteile zu einer Verlagerung der Druckeigenstressungen in Richtung Zug kommt. Dabei wurden die Teile im Ofen konventionell sowie induktiv schnell angelassen. Bei der induktiven Erwärmung mit hohen Aufheizraten kam es zu einer deutlich stärkeren Ausbildung von Zugeigenstressungen als beim Ofenanlassen, was auf größere thermische Gradienten und damit einhergehende im Bauteil versetzte Dehnungsänderungen zurückzuführen sei. Darüber hinaus kommt es auch nach der vollständigen Karbidausscheidung noch zu einem weiteren, thermisch aktivierten Abbau der Eigenstressungen. Nach [91] ist dies durch thermisch aktivierte Versetzungsumordnung durch Gleiten, Quergleiten und Klettern bedingt. Dabei hängt die Aktivierungsenergie für den thermisch aktivierten Eigenstressungsabbau

vom Entstehungstyp der Eigenspannungen ab. Härteeigenspannungen, die eine Mischform von Abschreck- und Umformeigenspannungen darstellen, werden bei tieferen Temperaturen als Verformungseigenspannungen abgebaut.

Phänomenologisch lässt sich der thermisch aktivierte Eigenspannungsabbau durch die Zener-Wert-Avrami Gleichung nach

$$\sigma_{RS} = \sigma_{RS,0} \exp(-(At)^m), \quad A = B \exp\left(\frac{-Q}{k_B T}\right) \quad (2.8)$$

beschreiben [91], worin Q die Aktivierungsenergie für den ursächlichen mikrostrukturellen Prozess und A, B, m Konstanten sind. Somit ergibt sich ähnlich wie beim Anlassparameter eine starke Temperaturabhängigkeit und eine schwache Zeitabhängigkeit, wodurch insbesondere bei kurzen Erwärmprozessen die Maximaltemperatur ausschlaggebend ist für den thermisch aktivierten Eigenspannungsabbau.

In [92] wurde der thermisch aktivierte Abbau von Eigenspannungen verschiedener Entstehungsarten untersucht. Für C45 ergibt sich der in Abbildung 2.15 gezeigte Verlauf bei verschiedenen Anlassstemperaturen und -dauern. Eine Auswertung mit Hilfe von Gleichung 2.8 ergab eine Aktivierungsenergie für den Eigenspannungsabbau von etwa 3,5 eV. Dieser Wert stimmt nahezu mit dem in [93] gefundenen Wert für den Abbau von Eigenspannungen durch Kugelstrahlen von 3,29 eV überein. Demnach zeigen sich hier keine signifikanten Unterschiede in der Kinetik des Eigenspannungsabbaus für unterschiedliche Entstehungsarten der Eigenspannungen.

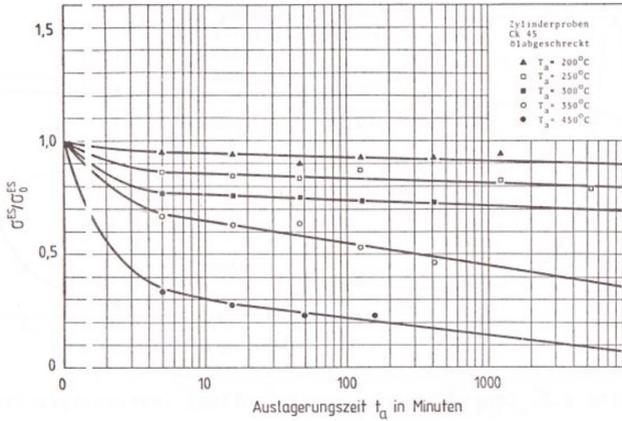


Abbildung 2.15: Verlauf der Härteeigenstressen in Längsrichtung von in Öl abgeschreckten Proben aus C45 für verschiedene Anlasstemperaturen- und dauern [92].

2.5 Numerische Simulation des Härtens und Anlassens

An dieser Stelle soll ein Überblick über bestehende Arbeiten zur Simulation des Härtens und Anlassens gegeben werden. Aufgrund des Schwerpunkts dieser Arbeit wird dabei detailliert auf Simulationen des Anlassens eingegangen, während die Simulation des induktiven Randschichthärtens nur kurz angerissen wird.

2.5.1 Simulation des induktiven Randschichthärtens

Simulationen für das induktive Randschichthärten wurden von [94, 86, 95, 96] entwickelt. Die auftretenden Phasenumwandlungen wurden bei allen Autoren mittels Gleichungen vom JMAK-Typ für die Austenitisierung sowie Gleichungen vom Koistinen-Marburger-Typ für die Martensitumwandlung modelliert.

Unterschiedliche Herangehensweisen gibt es für die Berücksichtigung der nichtlinearen Magnetisierungskurve der ferromagnetischen Phasen

im Stahl. Während [94] eine harmonische elektromagnetische Simulation mit einer nur temperaturabhängigen magnetischen Permeabilität durchführten, verwendeten [86, 96] eine harmonische Simulation, bei der die magnetische Permeabilität in Abhängigkeit des angelegten magnetischen Felds iterativ berechnet wurde. Eine voll transiente Lösung für das elektromagnetische Problem wird in [95] beschrieben.

2.5.2 Simulation des Anlassens

Zur Simulation von Anlassprozessen existieren bereits einige Ansätze. Üblicherweise werden im Rahmen von Finite-Elemente Programmen thermisch-metallurgisch-mechanische Modelle implementiert, mit dem Ziel Verzug, Härte- oder Eigenspannungsentwicklung beim Anlassen eines Bauteils vorherzusagen.

Die einzelnen Autoren verfolgen insbesondere in Bezug auf die Beschreibung der Mikrostrukturentwicklung sowie deren Kopplung mit den mechanischen Eigenschaften unterschiedliche Ansätze. Ein Überblick über zahlreiche Arbeiten zur Simulation des Anlassens wird in [97] gegeben. Im Folgenden werden einige ausgewählte Modelle vorgestellt. Ein frühes Modell für die Simulation des Anlassens wurde in [98] beschrieben. Dabei wurde im Rahmen eines Wärmebehandlungsprogrammiers mit gekoppelter thermisch-mechanisch-metallurgischer Modellierung auch das Anlassen berücksichtigt. Die Phasenumwandlungen beim Anlassen wurden mit Hilfe eines Ansatzes vom JMAK-Typ beschrieben, wodurch zusammen mit dem mechanischen Modell die Vorhersage von Eigenspannungsentwicklung und Verzug ermöglicht wurde. Später wurde von [99] ein für diesen Zweck untypischer athermischer Ansatz für die Ausscheidungsentwicklung gewählt.

In [35] wurde ein FE-Modell für das Anlassen vorgestellt. Die Phasenumwandlungen wurden ebenfalls mit Hilfe der JMAK-Gleichung modelliert. Erstmals wurde hier der Selbstanlasseffekt beim Abschrecken modelliert, der zu einer sehr geringen Änderung der Eigenspannungen beim Anlassen führt.

In [88, 100, 101] wurde ein Modell für das Anlassen mit Hilfe mikro-

metallurgischer Ausscheidungsmodelle entwickelt. Dabei wurde die Ausscheidung von ε -Karbidge und Zementit anhand diffusionskontrollierter Wachstums- und Auflösungsmodelle unter Berücksichtigung von Multikomponentendiffusion modelliert. Dieses Modell liefert Größenverteilungen der beiden Karbidtypen durch einen größenklassenbasierten Ansatz. Daneben wurde auch die Versetzungsentwicklung über Temperatur und Zeit berücksichtigt. Mit Hilfe dieser Größen wurde die Festigkeit des Stahls im Verlauf des Anlassprozesses simuliert. Ein weiteres Modell zur Simulation des Anlassens wurde in [102] beschrieben. Dabei wurden ε -Karbidge- und Zementitbildung sowie Restaustenitzerfall mittels modifizierter JMAK-Gleichungen empirisch beschrieben. Zudem konnten mit Hilfe einer empirischen Funktion die Härte nach dem Anlassen sowie durch Implementierung der Ausscheidungsmodelle in eine FEM-Simulation des Anlassens Eigenspannungen und Verzüge berechnet werden.

Einen anderen Ansatz verfolgten [38], die für einen Warmarbeitsstahl mit hohem Chromanteil eine skalenübergreifende Simulation entwickelten. Dabei wurden die Ausscheidungen von Sonderkarbiden beim mehrstündigen Anlassen bei Temperaturen $>500^\circ\text{C}$ mit Hilfe eines Thermokinetikprogramms berechnet. Anhand der so berechneten Ausscheidungsentwicklungen wurden die Beiträge der Ausscheidungsverfestigung ermittelt. Weiterhin wurden der Abbau der Versetzungsdichte und das bei den betrachteten relativ hohen Temperaturen relevante Kriechen modelliert. Ein besonderes Augenmerk lag hier auf dem Primärkriechen, das unter Berücksichtigung der Ausscheidungsentwicklung modelliert wurde.

Dezidierte Modelle für die Simulation schneller Anlassprozesse, die auch den speziellen Bauteilzustand nach dem Randschichthärten berücksichtigen, existieren bisher nicht. Zur Simulation des induktiven Anlassens wurde in [103] zwar ein elektromagnetisches Modell implementiert, um den Erwärmungsprozess beim Anlassen zu simulieren. Das Werkstoffmodell beschränkt sich dabei jedoch auf eine Vorhersage der resultierenden Härte nach dem Anlassen mit Hilfe des Hollomon-Jaffe Parameters. Es wurden keine Aussagen über Verzug oder Eigenspan-

nungsentwicklung gemacht.

Eine ähnliche Simulation für das induktive Anlassen wurde von [104] durchgeführt, wobei der Schwerpunkt hier ebenfalls auf der Erwärmungssimulation lag. Seitens der Materialeigenschaften wurde nur die Entwicklung der Härte simuliert.

[89] simulierten den Vergütungsprozess an 42CrMo4 mit Hilfe eines gekoppelten elektromagnetisch-thermisch-mechanisch-metallurgischen Modells. Dabei wurden Umwandlungsdehnungen und Kriechen als metallurgische Effekte implementiert. Hier war jedoch nur das Härten als induktiver Kurzzeitprozess simuliert worden, nicht jedoch das Anlassen.

3 Material & Methoden

3.1 Material

Alle Versuche wurden mit Proben aus 42CrMo4 durchgeführt. Das Rohmaterial wurde in vorvergüteten und geschälten Stangen angeliefert. Zwei Chargen wurden im Laufe der Arbeit verwendet, deren Zusammensetzung mittels ESA Analyse bestimmt wurde und in Tabelle 3.1 angegeben ist.

Charge	C	Mn	Cr	Si	Mo	S	Fe
1	0,453	0,708	0,990	0,212	0,159	0,020	bal.
2	0,440	0,731	1,052	0,238	0,209	0,040	bal.

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung des verwendeten 42CrMo4 Stahls in Ma.-%.

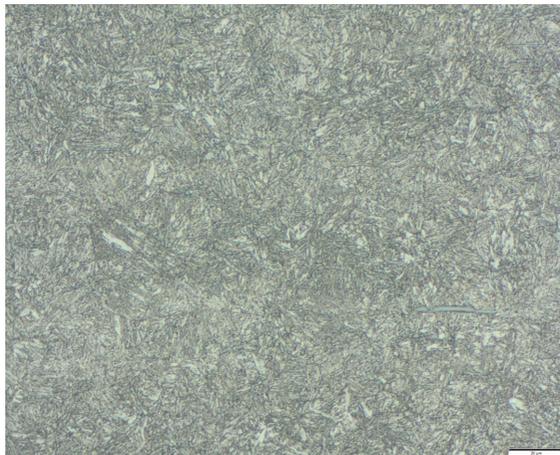


Abbildung 3.1: Lichtmikroskopische Aufnahme des angeätzten Ausgangsgefüges bei 500-facher Vergrößerung.

Nach der Probenfertigung wurden alle Proben, deren Geometrien im Folgenden beschrieben werden, für 20 Minuten bei 880 °C austenitisiert und anschließend in Öl abgeschreckt, bevor sie bei 570 °C für 180 Minuten angelassen wurden. Die so vorvergüteten Proben weisen bei beiden Chargen eine Härte von 330 HV_{0,1} auf. Abbildung 3.1 zeigt eine 500x vergrößerte Aufnahme einer polierten und mit Nital angeätzten Probe nach der Wärmebehandlung. Die nach dem martensitischen Härten vorliegende Morphologie ist noch erhalten, da bei 570 °C noch keine Rekristallisation einsetzt.

3.2 Probengeometrien

3.2.1 Randschichtwärmebehandlungsversuche

Für die Versuche zum Randschichthärten und -anlassen wurden die in Abbildung 3.2 dargestellten zylindrischen Proben verwendet. Die Proben wurden aus Charge 2 gefertigt.

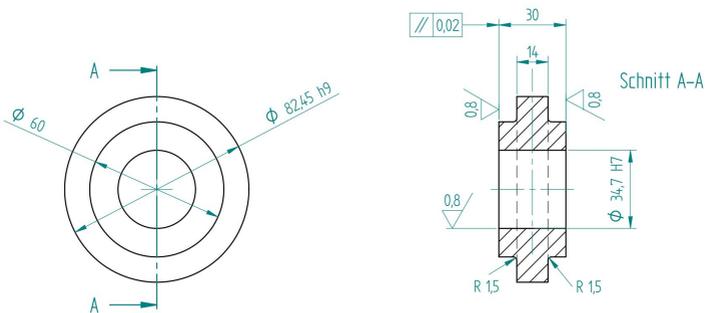
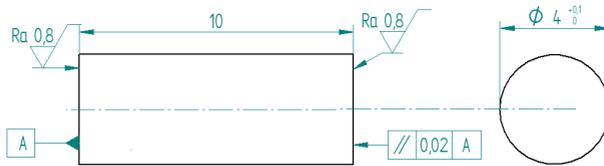


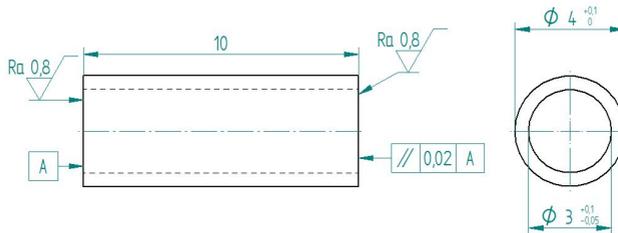
Abbildung 3.2: Rundproben für die induktiven Wärmebehandlungsversuche.

3.2.2 Dilatometrie

Für die Dilatometerversuche wurden Vollproben bei Versuchen mit angelegter Druckspannung und Hohlproben bei spannungsfreien Versu-



(a) Vollprobe.



(b) Hohlprobe.

Abbildung 3.3: Verwendete Dilatometerproben.

chen verwendet, die in Abbildung 3.3a respektive 3.3b dargestellt sind. Alle Dilatometerproben wurden aus Material der Charge 1 gefertigt.

3.2.3 Zugversuche

Die Geometrie der verwendeten Proben für die Warmzugversuche ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Zugproben wurden aus Charge 1 gefertigt.

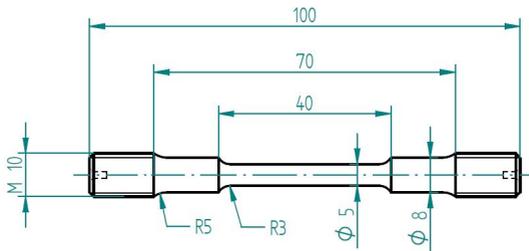


Abbildung 3.4: Geometrie der für die Warmzugversuche verwendeten Proben.

3.3 Untersuchungsmethoden

3.3.1 Induktive Randschichtwärmebehandlung

Als praxisnaher Versuch wurden die in Abbildung 3.2 gezeigten Probekörper mit Hilfe der Zweifrequenz Induktionshärteanlage KHM 750 der Firma Fiand mit dem Frequenzumrichter IDEA SMS850 wärmebehandelt. Die Frequenzbereiche im Mittelfrequenz (MF) und Hochfrequenz (HF) Bereich liegen bei 10 kHz – 30 kHz respektive 150 kHz – 450 kHz. Die maximale Leistung beträgt 400 kW im MF- und 450 kW im HF-Bereich.

Als Induktor wurde ein Ringinduktor mit Feldkonzentrator des Typs IDEATron 50-500 kHz verwendet. Das Abschrecken erfolgte über eine Abschreckbrause, als Abschreckmedium wurde die Polymer-Wasser Lösung Thermisol QZS 400 verwendet.

Die Temperaturmessung erfolgte mit einem Q.bloxx Messsystem der Firma Gantner Instruments mit einer Sampling Rate von 1000 Hz unter Verwendung von Typ K Thermoelementen. Diese wurden stets mittig auf der Probenstirnfläche aufgeschweißt. Bei einzelnen Proben wurde zudem ein Typ K Mantelthermoelement in einem erodierten Sackloch mit 0,5 mm Durchmesser platziert. Der Mittelpunkt des Sacklochs ist 1 mm von der Oberfläche entfernt und die Tiefe des Lochs beträgt die Hälfte der Probenhöhe an der Stirn.

3.3.2 Dilatometrie

Mit Hilfe der Dilatometrie können thermische Ausdehnungskoeffizienten sowie der Verlauf von Phasenumwandlungen die mit Volumenänderungen einhergehen bestimmt werden [105, 106, 107]. Für die beschriebenen Versuche wurde ein Dilatometer mit Induktionserwärmung und Gasabschreckung der Firma TA Instruments (ehemals Bähr Thermoanalyse) DIL805A/D mit verschiedenen Messgeometrien verwendet. Als Abschreckmedium wurde bei allen Versuchen Helium eingesetzt. Die Temperatur wurde mit aufgeschweißten Typ-S Thermoelementen mit 0,1 mm Drahtdurchmesser gemessen.

Spannungsfreie Dilatometrie

Die Messgeometrie zur spannungsfreien Dilatometrie ist in Abbildung 3.5 skizziert. Die Probe befand sich zwischen zwei Schubstangen aus Quarzglas. Die Verschiebung der rechten Schubstange bei Längenänderung der Probe wurde mittels eines linearen Dehnungsaufnehmers gemessen. Die Messgenauigkeit lag dabei bei 0,1 μm . Als Proben wurden Hohlzylinder verwendet, deren Geometrie in Abbildung 3.3b dargestellt ist, um eine gleichmäßige Erwärmung in Radialrichtung bei hohen Aufheizraten zu gewährleisten. Das Abschrecken erfolgte durch Gasströmung aus der Spule sowie durch die hohlen Schubstangen.

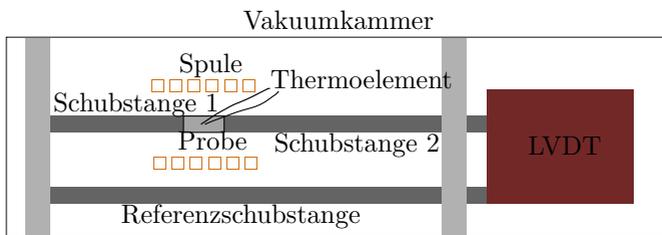


Abbildung 3.5: Skizze der Standard Messgeometrie des verwendeten Dilatometers.

In der Dilatometerprobe stellt sich in longitudinaler Richtung ein Temperaturgradient ein [108, 109, 110, 111], der zum Einen durch die

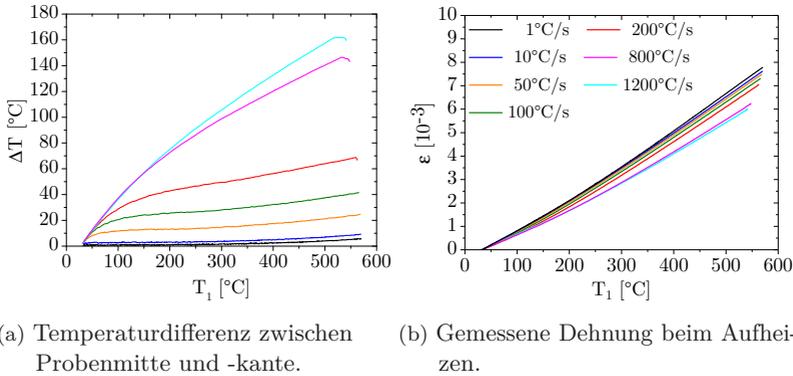


Abbildung 3.6: Experimentelle Charakterisierung der Temperaturverteilung in der Dilatometerprobe bei verschiedenen Aufheizraten, nach [112]. Die Legende gilt für beide Abbildungen.

Wärmeabfuhr über die Kontaktflächen der Probe mit den unbeheizten Schubstangen und zum Anderen durch eine inhomogene Wärmeeinbringung durch das Spulenfeld verursacht wird. Diese rührt von einer Streuung der magnetischen Induktion an den Probenkanten her [1]. Zur Untersuchung des Temperaturgradienten wurde eine angelassene und damit im betrachteten Temperaturbereich umwandlungsfreie Probe mit verschiedenen Aufheizraten erwärmt. Der Temperaturunterschied zwischen der Temperatur in der Probenmitte T_1 und der Probenkante T_2 wurde mit Hilfe zweier Thermolemente gemessen und ist in Abbildung 3.6a als Funktion von T_1 dargestellt. Mit der Aufheizrate steigt $\Delta T = T_1 - T_2$ kontinuierlich an, bei 1200 $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ beträgt der maximale Unterschied etwa 180 $^{\circ}\text{C}$. Abbildung 3.6b veranschaulicht die Auswirkung des Temperaturgradienten auf die Dehnungsmessung. Dabei ergibt sich für die höchste Aufheizrate eine bis zu 20% geringere Gesamtdehnung als bei der langsamsten Aufheizrate. Der Temperaturgradient verhindert somit direkte Rückschlüsse auf die Umwandlungskinetik aus der Längenänderung, da keine definierte Proben temperatur existiert.

Es ist jedoch möglich, den Temperaturgradienten zu ermitteln und in die Auswertung mit einzubeziehen. In [109] wurde dazu ein Verfahren auf Basis der Segmentierung der Probe in einzelne Bereiche mit homogener Temperatur vorgeschlagen, das auf der Annahme eines linearen Temperaturgradienten von der Probenmitte zur Probenkante beruht, wobei der maximale Temperaturunterschied anhand von Umwandlungspunkten aus der Längenänderung abgeschätzt wird. Flexibler und genauer kann die Temperatur $T(x, t)$ an der Stelle x zur Zeit t und damit der Temperaturgradient durch Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung für das System Dilatometerspule, Probe und Glasstempel

$$c_p(T)\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \dot{w}_I + \dot{w}_R \quad (3.1)$$

bestimmt werden [112] (eigene Veröffentlichung). Darin bezeichnen $\lambda(T)$, $c_p(T)$ den Wärmeleitkoeffizienten respektive die spezifische Wärmekapazität. \dot{w}_I bezeichnet die induzierte Wärmeleistung pro Volumen und \dot{w}_R die Verlustleistung pro Volumen durch Strahlung, gegeben durch

$$\dot{w}_R = 2\sigma\epsilon \frac{r_a}{r_a^2 - r_i^2} (T^4 - T_0^4) \quad (3.2)$$

mit dem Probenaußendurchmesser r_a , Innendurchmesser r_i , Stefan-Boltzmann-Konstante σ sowie der Umgebungstemperatur T_0 . Die Emissivität ϵ wurde für Stahl als 0,3 und für Glas als 0,9 angenommen. Die Probengeometrie entspricht der Hohlprobe in Abbildung 3.3b. Die Materialparameter für Stahl wurden aus [113], die thermische Leitfähigkeit von Glas wurde aus [114] (Heraeus Data), die spezifische Wärmekapazität von Glas aus [115] entnommen.

Gleichung 3.1 lässt sich mit Hilfe der expliziten Finite-Differenzen-Methode (FDM) nach dem FTCS (Forward Time Central Space) Schema näherungsweise lösen [116]. Dabei werden die unabhängigen Variablen x, t in der Form $x \equiv x_i, i \in [0, N[$ sowie $t \equiv t_j, j \in [0, M[$

diskretisiert [116]. Der Probe sind dabei die Knoten $0 - N_s - 1$, der Schubstange die Knoten $N_s - (N - 1)$ zugehörig. Der Wärmeübergang von der Probe auf die Glasschubstange wird mit

$$\dot{q}_{S \rightarrow R} = \gamma(T(N_s - 1, j) - T(N_s, j)) \quad (3.3)$$

beschrieben, worin γ der Wärmeübergangskoeffizient ist. Die induzierte Wärmeleistung pro Volumen \dot{w}_I wird ortsabhängig und zeitabhängig als $\dot{w}_I(i, j) = \dot{w}(0, j)f(i)$ ermittelt. Die in der Probenmitte eingebrachte Leistung pro Volumen $\dot{w}(0, j)$ wird für den Zeitschritt j anhand der am Ende des Zeitschritts vorliegenden und aus dem Experiment bekannten Temperatur $T(0, j)$ berechnet. Dadurch wird die Erwärmung der Probe in einem gegebenen Experiment perfekt nachgebildet, ohne einen Regler zu implementieren.

Die Funktion $f(i)$ trägt der inhomogenen Temperatureinbringung in die Probe Rechnung. Eine vereinfachte elektromagnetische FE-Simulation ergab, dass am Rand der Probe nur etwa 33% der in der Mitte eingebrachten Wärme induziert werden. Der Versuch, die Funktion $f(i)$ als Fit zu den Simulationsergebnissen zu wählen, erlaubte nur eine mäßige Abbildung des gemessenen Temperaturgradienten. Daher wurde die Funktion empirisch als gaussförmig mit Maximum $f(0) = 1$ und Standardabweichung σ_G angenommen.

Zur Bestimmung der freien Parameter γ und σ_G wurden die aufheizratenabhängigen Experimente aus Abbildung 3.6b als Summe der einzelnen Dehnungen an den N_s Knoten der Probe nach

$$\varepsilon_{\text{calc}}(j) = \frac{1}{N_s} \sum_{i=0}^{N_s} \varepsilon_{\text{ref}}(T(i, j)). \quad (3.4)$$

berechnet. Darin ist $\varepsilon_{\text{ref}}(T(i, j))$ die aus dem Experiment mit $1^\circ\text{C}/\text{s}$ gemessene Referenzdehnung. $\varepsilon_{\text{calc}}(j)$ wurde mit Hilfe des in der Programmiersprache Python implementierten Nelder-Mead Downhill Simplex Algorithmus [117] durch Variation von γ und σ_G an die gemessenen Daten angepasst. Die beste Übereinstimmung ergab sich für

$\sigma_G = 4,87 \text{ mm}$ sowie $\gamma = 0,014 \text{ W}/(\text{mm}^2\text{°C})$. Zur Validierung des Modells wurde ein Experiment mit einem Aufheizzschritt mit einer Aufheizrate von $600 \text{ °C}/\text{s}$ auf 570 °C , gefolgt von einem isothermen Halteschritt bei dieser Temperatur, durchgeführt. Anschließend wurde der Versuch mit dem obig beschriebenen Modell simuliert. Abbildung 3.7 zeigt die sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Dehnung und bestätigt somit die Anwendbarkeit des Modells für die Auswertung von Dilatometermessungen mit hohen Aufheizgeschwindigkeiten. Das neu entwickelte Verfahren zur Berücksichtigung des Temperaturgradienten im Dilatometer erlaubt eine deutlich genauere Auswertung von Dilatometerversuchen mit hohen Aufheizraten bei beliebigen Aufheizbedingungen.

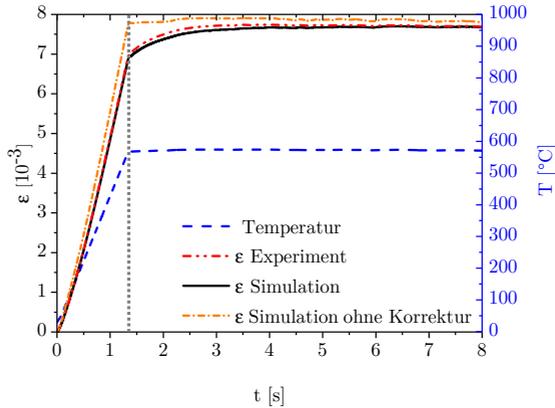


Abbildung 3.7: Validierung des Temperaturmodells für das Induktionsdilatometer anhand eines Experiments mit dem in blau dargestellten Temperaturverlauf in der Probenmitte. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessener Dehnung in rot und berechneter Dehnung in schwarz. Nach [112].

Messgeometrie mit Druckbelastung

Mit Hilfe der Druckeinheit können Dilatometerversuche unter uniaxialer Druckbelastung durchgeführt werden, um den Einfluss angelegter

Spannungen auf die Umwandlungen und das Kriechverhalten zu untersuchen. Die Messgeometrie ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Dabei wurden Vollproben verwendet, die in Abbildung 3.3a skizziert sind. Die verwendeten Schubstangen bestehen aus Quarzglas, die Stempel aus Al_2O_3 . Der Längenunterschied wurde zwischen den beiden Schubstangen gemessen. Dabei ist zu beachten, dass es aufgrund der ähnlichen Elastizitätsmoduln zwischen Stempeln ($E_{\text{Al}_2\text{O}_3} \approx 350 \text{ GPa}$) und Probe ($E_{42\text{CrMo}4} \approx 210 \text{ GPa}$) zu einer stirnseitigen Verformung der Stempel durch die Probe und somit zu einer verfälschten Messung der Längenänderung kommt. Diese fällt jedoch gering aus und wurde in den nachfolgenden Messungen plastischer Dehnungsmaße außer Acht gelassen. Der für die Standardgeometrie beschriebene Temperaturgradient tritt in dieser Messgeometrie noch stärker auf, da die Druckstempel sich weniger stark erwärmen. Zudem wird aufgrund der Pressung der Stempel auf die Probenenden der Wärmeübergang verbessert. Aus diesem Grund wurde bei den Versuchen mit Druckbelastung eine maximale Aufheizrate von $10 \text{ }^\circ\text{C/s}$ verwendet. Der sich dabei einstellende maximale Temperaturunterschied in der Probe von etwa $30 \text{ }^\circ\text{C}$ wird im Folgenden vernachlässigt.

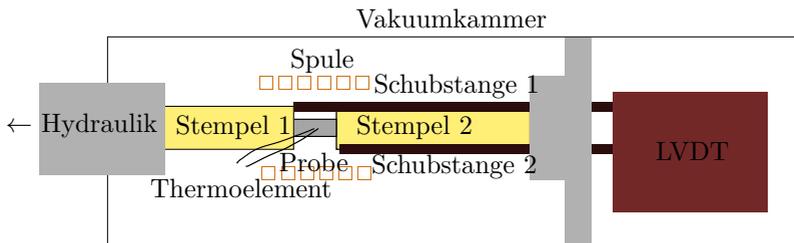


Abbildung 3.8: Skizze der Messgeometrie zum Messen mit angelegter uniaxialer Druckspannung.

3.3.3 Mikrohärtemessung

Die Härte der Proben wurde mit einem QNess Q10A Vickers Mikrohärtemessgerät gemessen. Dabei wurde mit einer Prüfkraft von $0,9801 \text{ N}$,

also HV0,1, gemessen, die nach Erreichen 10 s gehalten wurde. Die Proben wurden vor der Härteprüfung in einen Probenhalter aus Stahl montiert und in der Hälfte der Länge getrennt. Dies ist notwendig, da aufgrund des in Abschnitt 3.3.2 beschriebenen Temperaturgradienten nur in diesem Bereich der gewünschte Temperaturverlauf eingehalten wird. Anschließend wurden die Proben mit P320 Schleifpapier plan geschliffen. Danach erfolgte die Politur mit 9 μm und 3 μm Diamant-politur.

3.3.4 Elektronenmikroskopie

Rasterelektronenmikroskop

Die beim Anlassen ausgeschiedenen Karbide wurden mittels Rasterelektronenmikroskop (REM) sichtbar gemacht. Dazu wurden die Proben zunächst wie im Abschnitt 3.3.3 beschrieben präpariert. Zusätzlich erfolgte noch eine Feinpolitur mit 1 μm Diamantpolitur und anschließender Endpolitur mit einer Suspension mit 50 nm großen Partikeln aus Oxidkeramik. Danach wurden die Proben samt Probenhalter für 5 s in 1% Nitallösung getaucht, um die Karbide freizulegen.

Die Aufnahmen wurden an einem Zeiss-LEO 1530 REM mit Feldemissionskathode und einer maximalen Auflösung von 1 nm bei Verwendung des Sekundärelektronen-Detektors durchgeführt.

Transmissionselektronenmikroskop

Detaillierte chemische und mikrostrukturelle Analysen der angelassenen Proben wurden mit einem Transmissionselektronenmikroskop vom Typ FEI Tecnai Osiris durchgeführt. Dazu wurden zunächst elektronentransparente Proben mit Hilfe einer Ionenstrahlsonde (Focused Ion Beam – FIB) vom Typ FEI DualBeam Strata 400S mit einer Ga⁺-Ionenquelle präpariert. Als Elektronenquelle dient eine thermisch gestützte Feldemissionskathode (Schottky-Emitter). Bei der hochauflösenden TEM-Abbildung (HRTEM) im 200 kV Betrieb ist eine Punktauflösung von 0,24 nm erreichbar. Der minimale Sonden-durchmesser des fokussierten Elektronenstrahls beträgt 0,16 nm, was

auch die Auflösung der rastertransmissionselektronenmikroskopischen Abbildung (STEM) bestimmt. Die Registrierung der TEM-Bilder erfolgte durch durch 2k X 2k CCD-Kameras (Gatan UltraScan 1000 P), wobei die Bildaufnahmezeit für TEM-Hellfeldaufnahmen typischerweise 1-2 s betrug. TEM-Dunkelfeldbilder wurden mit einer Messzeit von 8-12 s registriert. Zur Bildaufnahme und weiteren digitalen Verarbeitung wurde das Programm Digital Micrograph (Gatan) benutzt. Das Gefüge der Proben wurde durch die Ausnutzung beugungsbedingter Kontrastunterschiede durch konventionelle TEM-Hellfeld- und Dunkel-feldabbildungen charakterisiert. Zur Analyse der kristallinen Struktur wurden hochauflösende TEM Bilder aufgenommen, die die Berechnung von Diffraktogrammen durch schnelle Fourier-Transformation (FFT) ermöglichen. Zur chemischen Charakterisierung wurde die Methodenkombination STEM/EDXS eingesetzt. Die Messzeit betrug typischerweise 1-2 Stunden. Die maximale laterale Auflösung beträgt für sehr dünne TEM-Proben bis zu 1 nm.

3.3.5 Zugversuche

Die Zugversuche zur Bestimmung von E-Modul und Verfestigungsverhalten wurden auf einer Zwick/Roell Zmart.Pro Zugprüfmaschine mit kapazitivem Dehnungsaufnehmer durchgeführt. Für die Warmzugversuche wurden die in Abbildung 3.4 gezeigten Proben mittels Spiegelofen aufgeheizt. Die Probenaufnehmer wurden ebenfalls beheizt, um eine homogene Probenerwärmung zu gewährleisten.

3.3.6 Eigenspannungsmessung

Die Eigenspannungstiefenverläufe nach Härten und Anlassen wurden mit Hilfe der $\sin^2(\psi)$ Methode [118] gemessen. Der Materialabtrag zur Tiefenmessung erfolgte dabei mit Hilfe eines LectroPol-5 Elektropoliergeräts der Firma Struers. Für die Materialkonstanten wurden $E_{\{211\}} = 219,911$ GPa und $\nu_{\{211\}} = 0,28$ nach [119] angenommen. Die Eigenspannungsmessungen wurden mit einem ψ -Diffraktometer mit V-gefilterter Cr- K_α Strahlung durchgeführt. Dabei wurde der $\{211\}$

α -Fe Reflex ($2\theta_0 = 156,394^\circ$) bei 15 ψ Winkeln für $-60^\circ < \psi < 60^\circ$ (äquidistante Schritte in $\sin^2(\psi)$) gemessen. Der Primärstrahl wurde mit Hilfe einer Lochblende mit 1 mm Durchmesser kollimiert. Auf der Detektorseite wurde der Strahl zur Symmetrisierung durch eine 4 mm Schlitzblende vor dem Szintillationszähler geleitet. Für jede Abtragtiefe wurden die oberflächenparallelen Komponenten in tangentialer und axialer Richtung gemessen.

4 Modelle für das Werkstoffverhalten & Simulationmethoden

4.1 Modellierung von Phasenumwandlungen

4.1.1 Phänomenologische Modelle

Ein häufig verwendetes Modell zur Beschreibung der Kinetik von Phasenumwandlungen in Festkörpern ist auf die unabhängigen Arbeiten von Johnson und Mehl, Avrami [120, 121, 122] und Kolmogorov [123] zurückzuführen. Die sogenannte JMAK-Gleichung wird üblicherweise als

$$f = 1 - \exp(-(bt)^n) \quad (4.1)$$

angegeben. Dabei ist f der umgewandelte Anteil der neuen Phase und t die Zeit. b wird als Wachstumsrate und n als Avrami Exponent bezeichnet. Beide Konstanten hängen von den Nukleations- und Wachstumsbedingungen und der Morphologie der wachsenden Phase ab. Für eine konstante Nukleationsrate mit homogen verteilten Keimstellen, konstanter Wachstumsgeschwindigkeit und sphärischem Wachstum der Phasen gilt beispielsweise $b = \text{const.}$ und $n = 4$ [12]. Gleichung 4.1 ergibt sich aus der Annahme eines Umwandlungsgesetzes der Form $f = (bt)^n$, das unbegrenztes isotropes Wachstum mit konstanter Wachstumsrate b beschreibt. Die Ableitung \dot{f} dieser Gleichung wird nun mit dem Faktor $1 - f$ multipliziert. Dies trägt dem mechanischen Zusammenstoßen der umgewandelten Phasen, die sich im betrachteten Volumen an verschiedenen Punkten bilden und dieses mit zunehmendem Fortschreiten der Umwandlung ausfüllen, Rechnung. Die modifizierte Form der Umwandlungsrate lautet dann

$$\dot{f} = (1 - f)nb^n t^{n-1} \quad (4.2)$$

was nach Integration Gleichung 4.1 liefert. Die gegenseitige Wachstumshemmung einzelner Bereiche während der Umwandlung kann über den empirischen Parameter r auf langweitreichendere Interaktionen erweitert werden. Dies führt zur allgemeinen Differentialgleichung für den gebildeten Anteil f

$$\dot{f} = (1 - f)^r nb^n t^{n-1}. \quad (4.3)$$

Integration von Gleichung 4.3 führt je nach Wahl des Parameters r zu den Umwandlungsgleichungen

$$f = \begin{cases} 1 - \exp(-(bt)^n), & r = 1 \\ 1 - (1 + (bt)^n)^{-1}, & r = 2 \\ 1 - (1 + (r-1)(bt)^n)^{\frac{1}{1-r}}, & r \neq 1. \end{cases} \quad (4.4)$$

Der Spezialfall für $r = 2$ ist bekannt als Austin-Rickett-Gleichung [124], die ein stärker eingeschränktes Wachstum aufgrund des Zusammenprallens annimmt, wodurch sich ein flacherer Verlauf der Umwandlung bei fortgeschrittenem Prozess ergibt, wie in Abbildung 4.1a dargestellt. In [125] wird der Einfluss verschiedener Randbedingungen wie Verteilung der Keimstellen und Isotropie beim Wachstum auf die Reaktionskinetik untersucht, wobei gefolgert wird, dass die allgemeine Form von Gleichung 4.4 mit ($r \neq 1$) die meisten Umwandlungs- und Ausscheidungsprozesse bei richtiger Wahl von r hinreichend gut abbildet.

Die Frage nach der Wahl von r lässt sich aufgrund der Komplexität von Phasenumwandlungen und Ausscheidungsprozessen nur schwer vorab beantworten. In der Regel erfolgt die Wahl von r durch Vergleich mit gemessenen Umwandlungsverläufen.

In [126] wurde anhand verschiedener diffusionsgesteuerter Ausscheidungsreaktionen gefolgert, dass sich die Austin-Rickett-Gleichung ($r = 2$) in einigen Fällen besser für das Anpassen der gemessenen Daten eignet als die JMAK-Gleichung ($r = 1$).

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass keine der Gleichungen 4.4

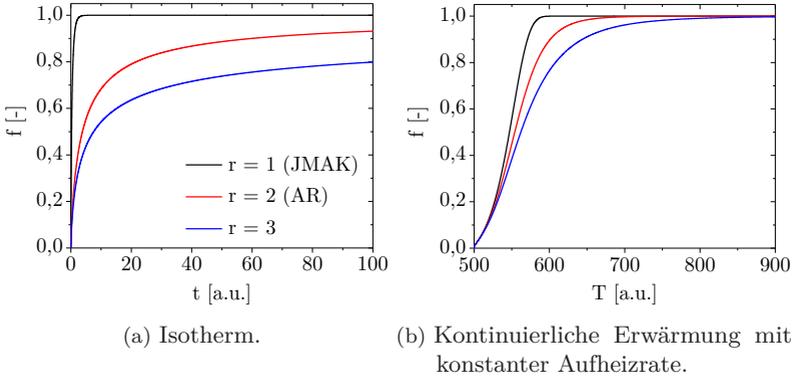


Abbildung 4.1: Entwicklung der Phasenanteile für verschiedene Werte von r nach Gleichung 4.4.

für allgemeine diffusionsgesteuerte Phasenumwandlungen ohne Einschränkungen anwendbar ist. Im Falle des Anlassens spielt das mechanische Aufeinandertreffen der wachsenden Phasen eine eher untergeordnete Rolle, da der Volumenanteil der gebildeten Karbide gering ist. Allerdings kommt es zur Wechselwirkung der einzelnen Karbide durch Überlappen der Diffusionsfelder, was häufig als *soft impingement* bezeichnet wird. Demnach muss bei den Ausscheidungsreaktionen beim Anlassen ein Faktor $r \neq 1$ in Betracht gezogen werden.

Streng genommen gelten die oben genannten Gleichungen für isotherme Umwandlungsprozesse, worin b und n Konstanten sind. Um nichtisotherme Prozesse zu beschreiben, wird die Wachstumsrate b häufig durch einen Arrhenius-Ansatz gemäß

$$b(T) = C \exp\left(\frac{-\Delta H}{k_B T}\right), \quad (4.5)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B berechnet. C ist ein Vorfaktor und ΔH eine Aktivierungsenergie. Im nichtisothermen Fall mit beliebigem Zeit-Temperatur-Verlauf existiert keine allgemeine analytische Lösung von Gleichung 4.3, sodass der Phasenanteil f numerisch ap-

proximiert werden muss. Eine Möglichkeit dazu ist die Annäherung des Temperaturverlaufs als Treppenfunktion [127] unter Verwendung der isothermen Lösungen, Gleichung 4.4. Gegeben sei ein beliebiger Zeitpunkt t_i während der Umwandlung bei der Temperatur T_i und dem bereits gebildetem Phasenanteil f_i . Der Phasenanteil f_{i+1} im nächsten Zeitschritt t_{i+1} bei der Temperatur T_{i+1} wird wie folgt berechnet. Zunächst wird die fiktive Zeit t_i^* berechnet, die in einem hypothetischen isothermen Prozess bei der Temperatur T_{i+1} notwendig wäre, um den Phasenanteil f_i zu bilden. Der Phasenanteil f_{i+1} ergibt sich dann gemäß Gleichung 4.4 mit der Temperatur T_{i+1} und der Zeit $t_i^* + \Delta t$, wobei Δt das gewählte Zeitinkrement ist. Dieses Verfahren lässt sich für alle r anwenden und zeichnet sich durch eine hohe Stabilität gegenüber dem gewählten Zeitinkrement aus. In Abbildung 4.1b ist die Ausscheidungskinetik bei Erwärmung mit konstanter Aufheizrate für verschiedene Werte von r aufgetragen. Analog zur Verlangsamung der Umwandlungsrate im isothermen Fall zeigt sich mit wachsendem r ein Anstieg der Temperatur bei der die Umwandlung abgeschlossen ist. Die beschriebenen Gleichungen erlauben eine phänomenologische Beschreibung des Fortschritts einer Phasenumwandlung. Durch ihre mathematische Einfachheit und die damit verbundene effiziente Berechnung von Phasenumwandlungen eignen sie sich zur Verwendung in FE-Simulationsmodellen. Allerdings erlauben sie keine Aussage über die Größenverteilung gebildeter Phasen und lassen aufgrund der stark vereinfachten Annahmen nur bedingt Rückschlüsse auf zugrundeliegende physikalische Prozesse zu.

4.1.2 Nukleations- und Wachstumsmodelle

Neben den oben beschriebenen phänomenologischen Modellen lassen sich Phasenumwandlungen und Ausscheidungsprozesse auch über physikalisch basierte Modelle beschreiben. Dabei werden die in Abschnitt 2.2.1 ablaufenden Prozesse Nukleation, Wachstum und Vergrößerung berücksichtigt. Diese Art von Modellen wurde erfolgreich in einer Vielzahl von Berechnungen verschiedener Ausscheidungsreaktio-

nen in Stahl [128, 129, 130, 131] oder Aluminium [132] verwendet. Als Basis für die in dieser Arbeit durchgeführte Simulation wird das am Institut Jean Lamour (IJL) Nancy, entwickelte und in [88, 100, 101] beschriebene Simulationsmodell verwendet. Dieses beruht auf diskreten Größenklassen, in die die als sphärisch angenommenen Karbide eingeordnet werden und die sie beim Wachsen oder Schrumpfen wechseln. Das Modell ist ein sogenanntes Mean-Field-Modell. Dies bedeutet, dass sich um alle Karbide herum eine Matrix mit den selben Eigenschaften befindet. Das erlaubt eine effiziente Berechnung, da keine orts- oder richtungsabhängigen Eigenschaften berechnet werden müssen. Allerdings können somit auch keine lokalen Konzentrationsunterschiede oder überlappende Diffusionsfelder in der Matrix abgebildet werden. Das Konzentrationsprofil von der Grenzfläche hinein in die Matrix entspricht dabei der Lösung der homogenen Laplace-Gleichung für die Diffusion [100].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Modell modifiziert, um die Ausscheidung von Zementit im Paragleichgewicht zu modellieren, da bei den betrachteten Kurzzeitprozessen davon ausgegangen werden kann, dass keine Umlagerung der langsam diffundierenden Substitutionsatome erfolgt (vgl. Abschnitt 2.2.4). Im Folgenden werden die grundlegenden Gleichungen und Charakteristika des Modells beschrieben.

Paragleichgewicht

Im Gegensatz zum Originalmodell wird in dieser Arbeit von Nukleation und Wachstum von Zementit im Paragleichgewicht ausgegangen. Thermodynamisch ist das Paragleichgewicht, im Folgenden mit PE (vom englischen Wort *paraequilibrium*) gekennzeichnet, durch

$$\mu_c^{\text{PE}-\alpha} = \mu_c^{\text{PE}-\text{C}}, \quad (4.6)$$

$$y_i^{\text{PE}-\alpha} = y_i^{\text{PE}-\text{C}} \quad (4.7)$$

sowie

$$\sum_i y_i \mu_i^{\text{PE}-\alpha} = \sum_i y_i \mu_i^{\text{PE}-\text{C}} \quad (4.8)$$

charakterisiert [11]. Dabei steht i für die Substitutionsatome und es gilt zudem $y_i = x_i / (1 - x_c)$ mit dem Stoffmengenanteil der Substitutionsatome x_i und von Kohlenstoff x_c . Der Index i im chemischen Potential μ_i steht für das Element, der Superskript (α, C) für die Phasen Ferrit und Zementit.

Durch die Wahl des Paragleichgewichts für die Modellierung spielt nur noch die Diffusion von Kohlenstoff eine Rolle bei der Ausscheidung. Die übrigen Legierungselemente beeinflussen jedoch die chemischen Potentiale und Löslichkeiten von Kohlenstoff in den einzelnen Phasen.

Abbau der Versetzungsdichte

Die Versetzungsdichte spielt im Modell eine Rolle für die verfügbaren Keimstellen für die Nukleation von Zementit. Der Abbau der Versetzungsdichte wurde im Originalmodell nach Gleichung 2.3 berechnet. Nachteil dieser Gleichung ist, dass ein asymptotisches Abfallen der Versetzungsdichte auf 0 möglich ist. Nach [49] liegt jedoch selbst nach einstündigem Anlassen bei 700 °C noch eine Versetzungsdichte von etwa 10^{14} m^{-2} vor. Daher wurde die Gleichung in der modifizierten Form

$$\frac{d\rho_t}{dt} = -C_{\text{Dis}}(\rho_t - \rho_{t,\text{min}}) \exp\left(\frac{-Q_{\text{Dis}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (4.9)$$

verwendet. Darin ist $\rho_{t,\text{min}}$ die minimal erreichbare Versetzungsdichte.

Nukleation

Die Nukleation wird durch die klassische Nukleationstheorie beschrieben. Dabei wird die Nukleationsrate durch

$$J = (N_{\text{tot}} - N_{\text{act}}) \frac{D_c x_c}{a^2} \exp\left(\frac{-\Delta G^*}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (4.10)$$

berechnet. Darin ist N_{act} die aktuelle Anzahl an Partikeln pro Volumen, N_{tot} die Gesamtanzahl an Keimstellen pro Volumen und a der Gitterparameter von Ferrit. D_c bezeichnet den Diffusionskoeffizienten von Kohlenstoff in Ferrit und x_c den gelösten Stoffmengenanteil von Kohlenstoff in der ferritischen Matrix. ΔG^* ist die chemische Triebkraft für die Nukleation, gegeben durch

$$\Delta G^* = \xi 16\pi \frac{\gamma^3}{3\Delta G_V^2} \quad (4.11)$$

mit der Grenzflächenenergie γ und der Änderung der freien Gibbschen Enthalpie bei der Nukleation ΔG_V . ξ ist ein empirischer Vorfaktor, der eine heterogene Keimbildung berücksichtigt. Dieser liegt zwischen 0 und 1, wobei 1 homogene Keimbildung bedeutet.

Die chemische Triebkraft für die Paragleichgewichtsausscheidung von Zementit aus der ferritischen Matrix wurde mit Hilfe des kommerziellen Thermodynamikprogramms ThermoCalc berechnet. Dazu wurden zunächst die chemischen Potentiale der einzelnen Elemente einschließlich Kohlenstoff $\mu_i^{\text{PE}-\alpha}(c_c, T)$ in Ferrit im Paragleichgewicht mit Zementit in Abhängigkeit des Kohlenstoffgehalts im Ferrit sowie der Temperatur berechnet. Zudem wurde die Gibbs'sche molare Enthalpie von Zementit im Paragleichgewicht mit Ferrit $G_m^{\text{PE}-C}(T)$ temperaturabhängig berechnet. Nach [11] errechnet sich die chemische Triebkraft im Paragleichgewicht dann nach

$$\Delta G_V(x_c, T) = \sum_i x_i^{\theta, \text{PE}} (\mu_i^\alpha - \mu_i^\theta) \quad (4.12)$$

Wachstum & Vergrößerung

Wachstum und Schrumpfen von Karbiden mit dem Radius R werden als rein diffusionskontrolliert modelliert. Die Geschwindigkeit der Grenzfläche wird nach

$$\frac{dR}{dt} = \frac{D_c}{R} \frac{\bar{x} - x_e \exp(2\gamma V_p / (R_g T R x_p))}{x_p - x_e \exp(2\gamma V_p / (R_g T R x_p))} \quad (4.13)$$

berechnet. Darin ist \bar{x} die mittlere Stoffanteil von Kohlenstoff in der Matrix, x_p die Gleichgewichtsanteil von Kohlenstoff im Karbid und x_e der Stoffanteil von Kohlenstoff in Ferrit im Gleichgewicht mit Zementit bei Annahme unendlicher großer Zementitteilchen. γ ist die bereits erwähnte Grenzflächenenergie und V_p das molare Volumen des Karbids. Der Exponentialterm berücksichtigt den Gibbs-Thomson-Effekt, der den Einfluss der Größe der Zementitteilchen beschreibt. Dabei wurde die in [133] beschriebene Formulierung verwendet. Dieser Term sorgt letztendlich für die Vergrößerung der Partikel mit steigender Temperatur. Kleine Partikel schrumpfen zugunsten größerer, da die Gleichgewichtskonzentration an der Grenzfläche zu Ferrit größer ist als bei großen Partikeln, was ein Konzentrationsgefälle und damit die Diffusion von Kohlenstoff bewirkt.

4.2 FE-Prozessmodell der Wärmebehandlung

Zur Prozesssimulation von induktivem Härten und Anlassen wird im Folgenden Abschnitt ein FE-Modell vorgestellt, das den kompletten Prozess von Austenitisieren, Abschrecken und nachfolgendem Anlassen simuliert. Zur Simulation des induktiven Randschichthärtens wird ein am IAM-WK bestehendes Modell verwendet, das eine Ein- und Zweifrequenzinduktionserwärmung simulieren kann [87]. Dieses Modell besteht aus einer elektromagnetischen Simulation, in der die induzierte Wärme im Bauteil berechnet wird, sowie einer thermisch-metallurgisch mechanischen Simulation. Das darin entwickelte elektromagnetische Modell für die Induktionserwärmung wird auch für die induktive Erwärmung beim Anlassen verwendet. Die thermisch-mechanisch-metallurgische Seite der Anlasssimulation wurde auf Basis der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen neu entwickelt.

Das elektromagnetische Problem wurde mit ABAQUS/Electromagnetic, das thermisch-mechanisch-metallurgische Problem mit ABAQUS/-Standard gelöst.

Die verwendeten Parameter des Modells werden in Abschnitt 7.1 beschrieben.

4.2.1 Geometrie/Vernetzung

Aufgrund der Symmetrien der modellierten Probe (siehe Zeichnung in Abbildung 3.2) wird zunächst eine Reduktion des Modells in das in Abbildung 4.2 dargestellte 3D FE-Netz mit 1 Element Dicke, auch als 2,5D Modell bezeichnet, durchgeführt. Für die elektromagnetische Simulation wird das System bestehend aus Probe, Induktor, Luft, Kühlwasser sowie Feldkonzentrator modelliert. Die thermisch-mechanisch-metallurgische Simulation beschränkt sich auf den Probekörper. Um den Skin-Effekt und die damit einhergehende stark gradierte induzierte Wärme korrekt abzubilden, haben die Elemente in der Randschicht eine Länge in r -Richtung von etwa $2\ \mu\text{m}$, die in Radialrichtung zum Zentrum hin stetig zunimmt. Das Gesamtmodell enthält 9325 Elemente. Die Netzkonvergenz wurde durch Vergleich mit einem Netz mit 6782 verifiziert. Dabei kam es zu einer Differenz in den simulierten Eigenspannungen nach einer Randschichthärtesimulation von $<2,5\%$. Aufgrund der besseren Auflösung der Übergangszone zwischen Härtezone und Grundmaterial wurde das feinere Netz verwendet.

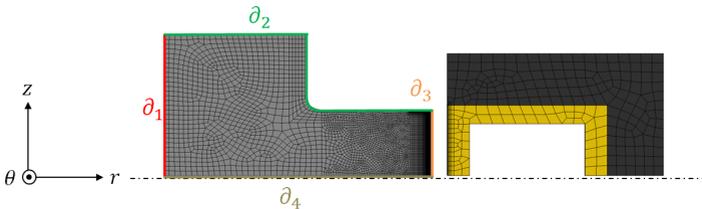


Abbildung 4.2: Vernetztes FE-Modell. Hellgrau: Probekörper, gelb: Induktionsspule, dunkelgrau: Feldkonzentrator. Die Umgebungsluft sowie das Kühlwasser im Induktor sind nicht dargestellt. Die verschiedenen Ränder des Probekörpers sind farbig markiert.

4.2.2 Elektromagnetisches FE-Modell

Berechnung der magnetischen Permeabilität

Zur Simulation der Induktiven Erwärmung wird die harmonische Näherung angenommen. Dies bedeutet, dass die magnetische Induktion bei Anregung mit einem zeitlich sinusförmigen Magnetfeld ebenfalls zeitlich sinusförmig ist. Durch diese vereinfachende Annahme lässt sich die Nichtlinearität der $B(H)$ Kurve im ferromagnetischen Temperaturbereich der Stahlprobe allerdings nicht abbilden, da hierbei ein konstanter Wert für die relative Permeabilität μ_r angenommen wird. Um dennoch Nichtlinearität und Sättigungsverhalten abbilden zu können, wird das magnetische Koenergie-Modell nach [134] verwendet. Eine detaillierte Beschreibung kann in [82, 96] gefunden werden. Für Kühlwasser, Umgebungsluft und Feldkonzentrator wurden konstante Werte angenommen.

Randbedingungen

An den Außenflächen wurden homogene Dirichlet Randbedingungen und an der Symmetrieebene in negativer z -Richtung homogene von-Neumann-Randbedingungen für das magnetische Vektorpotential vorgegeben.

4.2.3 Thermisches Modell

Die durch die elektromagnetische Simulation berechnete induzierte Wärmemenge wird zu Beginn des Rechenschritts ausgelesen und auf die thermische Simulation übertragen. Neben der induktiven Erwärmung wurden konvektive Wärmeleitung an die Umgebungsluft, Wärmestrahlung sowie gegebenenfalls Abkühlung durch das Abschreckmedium berücksichtigt.

Wärmeleitfähigkeit λ und Wärmekapazität c_p werden lediglich als temperaturabhängig und nach krz und kfz Phasen getrennt betrachtet. Die Dichte ρ wird als konstant angenommen.

Die Umwandlungswärme ΔQ wird bei Austenit und Martensitbildung

berücksichtigt.

Beim Abschrecken wird ein Wärmeübergang an der Stirnfläche (∂_3 in Abbildung 4.2) vorgegeben. Dabei wird eine konstante Umgebungstemperatur T_0 und ein konstanter Wärmeübergang β angenommen.

Randbedingungen

Als Randbedingungen wurden an den Symmetrieebenen homogene von-Neumann Randbedingungen vorgeschrieben. An den Rändern ∂_2 sowie ∂_3 , die mit der Umgebung in Berührung kommen, wurde Wärmestrahlung nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz sowie konvektive Wärmeverluste vorgegeben, wobei die Umgebungstemperatur für beide Fälle 20°C beträgt. Das Abschrecken mit der Polymerlösung wird durch eine konvektive Randbedingung an der Stirnseite (∂_3) vorgegeben.

4.2.4 Mechanisch-metallurgisches FE-Modell

Das totale tensorielle Dehnungsinkrement im mechanischen FE-Modell wird nach

$$\varepsilon_{ij}^{\text{tot}} = \varepsilon_{ij}^{\text{th}} + \varepsilon_{ij}^{\text{el}} + \varepsilon_{ij}^{\text{pl}} + \varepsilon_{ij}^{\text{pt}} + \varepsilon_{ij}^{\text{tp}} \quad (4.14)$$

berechnet. Die Einzelbeiträge werden im Folgenden erläutert.

Thermische Dehnungen

Die thermischen Dehnungen ergeben sich aus einem Anteil, der der Änderung des Phasenanteils f_k einer Phase k mit thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_k Rechnung trägt. Ein weiterer Term berücksichtigt die Temperaturerhöhung im gegebenen Zeitschritt. Der thermische Ausdehnungskoeffizient einer Phase k wird als linear temperaturabhängig nach $\alpha_k(T) = \alpha_{k,0} + \alpha_{k,1}T$ angenommen.

Daraus ergibt sich für das gesamte thermische Dehnungsinkrement

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{th}} = \sum_{k=0}^{N_{\text{ph}}} \left(\left(\dot{f}_k (\alpha_{k,0} (T - T_{\text{ref}}) + \frac{1}{2} \alpha_{k,1} (T^2 - T_{\text{ref}}^2)) \right. \right. \\ \left. \left. + f_k (\alpha_{k,0} + \alpha_{k,1} T) \dot{T} \right) \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

mit dem Kronecker-Delta δ_{ij} und der Anzahl der Phasen N_{ph} .

Elastische Dehnungen

Die zeitliche Ableitung der elastischen Dehnung lässt sich aus dem Hooke'schen Gesetz nach [135]

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{el}} = \frac{1}{E} ((1 + \nu) \dot{\sigma}_{ij} - \nu \dot{\sigma}_{kk} \delta_{ij}) - \frac{\dot{E}}{E^2} ((1 + \nu) \sigma_{ij} - \nu \sigma_{kk} \delta_{ij}) \\ + \frac{\dot{\nu}}{E} (\sigma_{ij} - \sigma_{kk} \delta_{ij}). \end{aligned} \quad (4.16)$$

berechnen. Darin ist σ_{ij} der Spannungstensor, E der Elastizitätsmodul und ν die Querkontraktionszahl.

Dehnungen durch Phasenumwandlungen

Die im Modell auftretenden Phasenumwandlungen gehen mit Volumenänderungen einher. Das daraus resultierende Dehnungsinkrement wird nach Gleichung

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{pt}} = \sum_k^{N_{\text{phtr}}} \dot{f}_k \Delta \varepsilon_k \delta_{ij} \quad (4.17)$$

berechnet. Darin bezeichnet N_{phtr} die Anzahl der Phasenumwandlungen, \dot{f}_k das Inkrement der sich bildenden Phase und $\Delta \varepsilon_k$ die maximale mit der Phasenumwandlung einhergehende Dehnungsänderung.

Die diffusiven Phasenumwandlungen Ferrit/Karbid zu Austenit sowie

ϵ -Karbide und Zementit Ausscheidungen beim Anlassen werden mit Gleichung 4.4 mit Hilfe des in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Verfahrens zur Berücksichtigung nichtisothermer Umwandlungen beschrieben. Für die Beschreibung der Martensitbildung wird Gleichung 2.2 verwendet.

Umwandlungsplastische Dehnungen

Das Inkrement der umwandlungsplastischen Dehnung berechnet sich nach

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{tp}} = \frac{3}{2} \sum_k^{N_{\text{pht}}r} K_k(\sigma_M) \frac{d\phi_k(f_k)}{df_k} \dot{f}_k \sigma'_{ij}. \quad (4.18)$$

Die Umwandlungsplastizitätskonstante K_k wird je nach betrachteter Phasenumwandlung k in Abhängigkeit der von-Mises Spannung σ_M berechnet, um Nichtlinearitäten der UP-Dehnung zu berücksichtigen. Für die Funktion $d\phi(f)/df$ wurde bei allen auftretenden Phasenumwandlungen $d\phi(f)/df = 2(1-f)$ [71] verwendet.

Plastische Dehnungen

Plastische Dehnungen werden mit Hilfe einer am IAM-WK vorhandenen UMAT Subroutine berechnet. Als Verfestigungsmodell wird das Modell nach Voce (z.B. [136])

$$\sigma_y = \sigma_0 + R_0 \epsilon_{\text{pl}} + R_1 (1 - \exp(-e \epsilon_{\text{pl}})) \quad (4.19)$$

mit einem zusätzlichen linearen Verfestigungsterm mit Steigung R_0 verwendet. Dabei wird von isotroper Verfestigung ausgegangen. Messungen von [137] an 42CrMoS4 zeigten für Anlasstemperaturen bis 350 °C einen Unterschied in der Streckgrenze von 5 %-10 % zwischen Druck- und Zugversuch. Daher wird diese Vereinfachung als zulässig angesehen. Die Berechnung der plastischen Dehnung in der UMAT basiert auf einem radialen Rückführungs-Algorithmus [138], der die

Verwendung nichtlinearer Verfestigungsmodelle erlaubt. Der prinzipielle Ablauf der Berechnung wird im Folgenden skizziert.

Von ABAQUS werden die Knotenverschiebungen als Dehnungsinkrement $\Delta\varepsilon_{ij}^{t+1}$ im aktuell zu berechnenden Zeitinkrement $t + 1$ vorgegeben. Zunächst werden diese Verschiebungen als rein elastisch angenommen. Mit Hilfe der Steifigkeitsmatrix und dem Spannungszustand zum Zeitpunkt t lässt sich der deviatorische Spannungstensor $\mathbf{s}^{tr,t+1}$ berechnen, wobei tr für Trial, also Versuch, steht. Dies bringt zum Ausdruck, dass zunächst versucht wird, rein elastisch zu rechnen. Nun wird die Fließfunktion f^{t+1} , definiert durch

$$f^{t+1} = \|\mathbf{s}^{tr,t+1}\| - \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_y^{t+1} \quad (4.20)$$

berechnet. Darin ist $\|\mathbf{s}^{tr,t+1}\|$ die Frobeniusnorm des Tensors $\mathbf{s}^{tr,t+1}$. Für $f^{t+1} \leq 0$ ist die Verschiebung rein elastisch. Andernfalls wird die plastische Dehnung im Zeitschritt $t + 1$ nach

$$\varepsilon_{ij}^{pl,t+1} = \varepsilon_{ij}^{pl,t} + \sqrt{\frac{2}{3}}\Delta\gamma \quad (4.21)$$

berechnet, wobei $\Delta\gamma$ der plastische Multiplikator ist, der aus der Konsistenzbedingung für das plastische Fließen

$$\|\mathbf{s}^{tr,t+1}\| - 2G\Delta\gamma - \sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_y^{t+1}(\Delta\gamma) = 0 \quad (4.22)$$

berechnet wird. Diese stellt das für plastisches Fließen notwendige Verweilen auf der Fließfläche während des Belastungsschrittes sicher. Da die Streckgrenze im Allgemeinen nichtlinear von der plastischen Dehnung und damit von $\Delta\gamma$ abhängt, wird Gleichung 4.22 numerisch per Newton-Raphson-Verfahren gelöst. Zuletzt wird nun die algorithmisch konsistente Steifigkeitsmatrix berechnet, die durch [138]

$$\begin{aligned}
\mathbf{C}^{t+1} &= \kappa \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} - 2G\theta^{t+1} \left[\mathbf{I} - \frac{1}{3} \mathbf{1} \otimes \mathbf{1} \right] - 2G\bar{\theta}^{t+1} \mathbf{n}^{t+1} \otimes \mathbf{n}^{t+1} \\
\theta^{t+1} &= 1 - \frac{2G\Delta\gamma}{\|\mathbf{s}^{\text{tr},t+1}\|} \\
\bar{\theta}^{t+1} &= \frac{1}{1 + \frac{\sigma_y'}{3\mu}} - (1 - \theta^{t+1}) \\
\mathbf{n}^{t+1} &= \frac{\mathbf{s}^{\text{tr},t+1}}{\|\mathbf{s}^{\text{tr},t+1}\|}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

gegeben ist. Darin gilt $\kappa = \lambda + (2/3)G$ mit dem Schubmodul G und der Lamé-Konstanten λ . Diese Steifigkeitsmatrix erlaubt eine schnelle Konvergenz bei der Berechnung des Gleichgewichtszustands durch den ABAQUS/Standard-internen Gleichungslöser.

Randbedingungen

Aufgrund der Rotationssymmetrie um die z -Achse wurden die Verschiebungen aller Knoten in θ -Richtung gesperrt. Ebenso sind Verschiebungen der im Rand ∂_1 (siehe Abbildung 4.2) enthaltenen Knoten in r -Richtung gesperrt. Den Knoten in Rand ∂_4 wurden Symmetrierandbedingungen zugewiesen, wodurch keine Verschiebung in z -Richtung und keine Rotationen um die θ sowie die r -Achse erlaubt sind.

4.2.5 Kopplung von elektromagnetischem und thermisch-mechanisch-metallurgischem Modell

Die Kopplung der beiden Modelle wird über ein Python Skript gesteuert. Die Simulation des Prozesses mit Gesamtdauer t_{tot} wird in einzelne Zeitschritte mit Länge Δt diskretisiert. In jedem Zeitschritt werden zunächst die beiden elektromagnetischen Simulationen für Mittel- und Hochfrequenz durchgeführt. Daraus werden die induzierten Wärmen ausgelesen und an die thermisch-mechanisch-metallurgische Simulation übergeben. Dies bedeutet, dass die induzierte Wärme während

einer thermisch-mechanisch-metallurgischen Simulation mit Dauer Δt konstant ist.

5 Experimentelle Ergebnisse & Modellierung

5.1 Experimentelle Ergebnisse

5.1.1 Spannungsfreie Dilatometrie

Anlassen mit unterschiedlichen Aufheizraten

Zur Bestimmung der Ausscheidungskinetik von ϵ -Karbonid und Zementit wurden Anlassversuche mit verschiedenen Aufheizraten im Dilatometer ohne Druckbelastung durchgeführt. Zunächst wurden alle Proben martensitisch gehärtet. Dazu wurden sie im Dilatometer mit $10\text{ }^\circ\text{C/s}$ auf $920\text{ }^\circ\text{C}$ aufgeheizt, 30 s bei dieser Temperatur gehalten und anschließend mit der maximal möglichen Abschreckgeschwindigkeit von durchschnittlich $1000\text{ }^\circ\text{C/s}$ abgeschreckt. Danach wurden die Proben mit unterschiedlichen Aufheizraten auf eine Temperatur von $600\text{ }^\circ\text{C}$ ohne Halten angelassen und anschließend mit maximal möglicher Abschreckrate abgeschreckt, um Diffusionsprozesse und mikrostrukturelle Änderungen beim Abkühlen möglichst zu unterdrücken. Die Aufheizrate wurde zwischen $1\text{ }^\circ\text{C/s}$ und $1200\text{ }^\circ\text{C/s}$ variiert. Abbildung 5.1 zeigt den Verlauf der Dehnung als Funktion der Temperatur bei verschiedenen Aufheizraten. Die mit steigender Aufheizrate geringere Enddehnung bei $600\text{ }^\circ\text{C}$ lässt sich dem in Abschnitt 3.3.2 diskutierten Temperaturgradienten in longitudinaler Probenrichtung zuschreiben. Weiterhin fällt eine Verschiebung der Umwandlungsbereiche von ϵ -Karbonid und Zementit zu höheren Temperaturen hin auf.

Mit bloßem Auge lässt sich bei den geringen Aufheizraten der Verlauf der ϵ -Karbonid-Ausscheidung noch gut erkennen. Ab etwa $50\text{ }^\circ\text{C/s}$ lässt sich der Verlauf nur noch erahnen. Dies liegt zum Einen am Gegenspiel der Volumen verringernden Ausscheidung von ϵ -Karbonid und dem mit zunehmender Temperatur ansteigenden thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Zum Anderen wird der per Dilatometrie über die gesamte Probenlänge gemessene Umwandlungsbereich bei höheren Aufheizra-

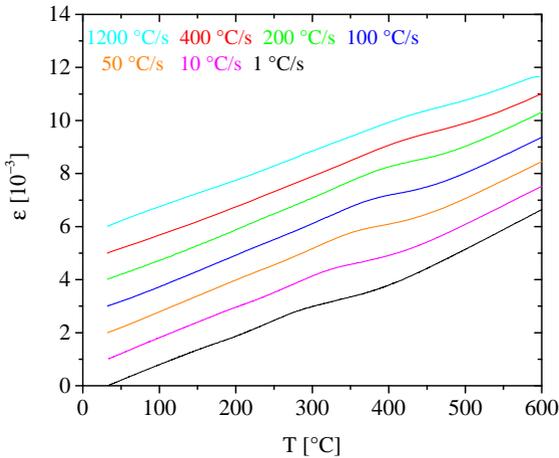


Abbildung 5.1: Gemessene Dehnung beim Anlassen von homogen austenitisierten und abgeschreckten Proben bei verschiedenen Aufheizraten. Die Kurven wurden für eine übersichtliche Darstellung manuell nach oben verschoben.

ten in einen größeren Temperaturbereich aufgeweitet. Dies ist durch den zunehmenden Temperaturgradienten bedingt, durch den die heiße Mitte als Erstes umwandelt und die kühleren Enden später mit der Umwandlung beginnen und auch später enden. Aus den selben Gründen wird auch die Zementitausscheidung mit steigender Aufheizrate weniger deutlich sichtbar.

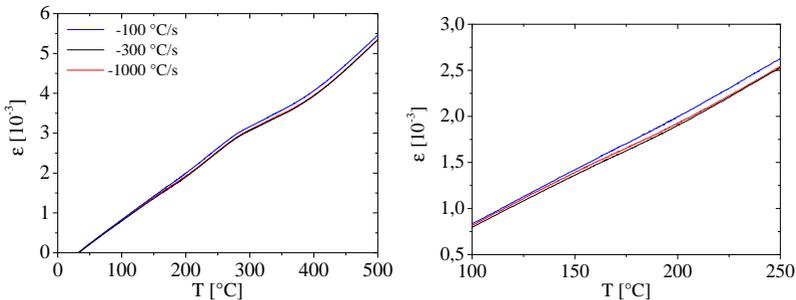
Für die höchste gemessene Aufheizrate stellt sich für $T > 550$ °C ein linearer Verlauf ein, demnach ist die Zementitbildung bei Erreichen dieser Temperatur weitgehend abgeschlossen und es kommt nur noch zu dilatometrisch nicht messbarer Vergrößerung.

Da aufgrund des hohen Temperaturgradienten keine direkten Rückschlüsse auf Details der Ausscheidungskinetik gezogen werden können, wird die Diskussion der Befunde in Abschnitt 5.2.1 im Rahmen der Modellierung fortgesetzt.

Untersuchung des Selbstanlassens

Durch den relativ geringen Kohlenstoffgehalt liegt die Martensitstart-Temperatur von 42CrMo4 bei ca. $M_S = 310\text{ °C}$, was einen ausgeprägten Selbstanlasseffekt erwarten lässt. Zur experimentellen Untersuchung des Selbstanlasseffekts bietet sich die Dilatometrie an, da das Ausscheiden von ε -Karbide mit einer Längenreduktion gegenüber reinem Martensit einhergeht. Eine Möglichkeit bietet die Betrachtung des Volumensprungs bei der Martensitumwandlung, da dessen Höhe durch das Selbstanlassen reduziert wird. Problematisch hierbei ist jedoch die vergleichsweise schlechte Reproduzierbarkeit von Dilatometerexperimenten bei hohen Abschreckraten, da hierbei sehr schnell große Mengen Gas auf die Probe treffen, was zu einer mechanischen Krafteinwirkung führen kann, die das Längenänderungssignal beeinflusst. Im Rahmen dieser Arbeit konnte die erforderliche Reproduzierbarkeit der Längenänderung beim Abschrecken nicht erreicht werden, die für eine zuverlässige Quantifizierung der relativ kleinen Unterschiede im Volumensprung durch Selbstanlassen notwendig ist.

Daher wurde eine alternative Strategie verfolgt, die auf der Messung der Dehnungsentwicklung beim Anlassen nach Erreichen von Raumtemperatur beruht. Zunächst wurden die Proben im Dilatometer homogen austenitisiert und anschließend mit verschiedenen Abschreckraten martensitisch gehärtet. Danach wurden die Proben mit einer Aufheizrate von 1 °C/s auf 600 °C angelassen. Abbildung 5.2a zeigt die Dehnung beim Anlassen. Die Dehnung im Bereich der ersten Anlassstufe ist bei den Proben mit schnelleren Abkühlgeschwindigkeiten stärker ausgeprägt. Ab etwa 230 °C verlaufen die Kurven parallel. Es zeigt sich also kein weiterer Unterschied im Anlassverhalten. Dies zeigt, dass es durch das Selbstanlassen zu einer Ausscheidung von ε -Karbiden, nicht aber zur Bildung von Zementit kommt. Abbildung 5.2b zeigt die Dehnungsänderung beim Anlassen im Bereich der ersten Anlassstufe. Die umwandlungsbedingte Dehnungsänderung kann nun durch Extrapolation der thermischen Ausdehnung hin zur Referenztemperatur von 20 °C , bei der die Dehnung ohne Umwandlung 0 beträgt, bestimmt wer-



(a) Temperaturbereich bis über das Ende der 3. Anlassstufe hinaus. (b) Temperaturbereich der 1. Anlassstufe.

Abbildung 5.2: Gemessene Dehnung beim Anlassen von beim Härten unterschiedlich schnell abgeschreckten Proben. Die Legende aus (a) gilt für beide Abbildungen.

den. Bei der langsamsten Abkühlrate von -100°C/s ergibt sich eine Dehnungsänderung von $-1,44 \cdot 10^{-4}$. Bei -300°C/s und -100°C/s liegen die Werte mit $-2,05 \cdot 10^{-4}$ respektive $-2,09 \cdot 10^{-4}$ sehr dicht beieinander. Zwischen diesen beiden Messungen lässt sich im Rahmen der Reproduzierbarkeit kein messbarer Unterschied identifizieren.

Insgesamt ergeben sich aus den Versuchen die zu erwartenden Tendenzen. Mit sinkender Abkühlrate sinkt die Dehnungsänderung in der ersten Anlassstufe beim nachfolgenden Anlassen, was für eine stärkere Ausscheidung von ϵ -Karbonid während des Abschreckens spricht.

Anlassverhalten inhomogen austenitisierter Zustände

Bei schnellen Randschichthärtprozessen wie Laser- oder Induktionshärtungen kommt es in den Randbereichen je nach Aufheizbedingung zu inhomogener Kohlenstoffverteilung im Austenit. Eine Konsequenz davon ist Restaustenit, da die minimal beim Abschrecken erreichbare Temperatur lokal unterhalb der Martensitfinish-Temperatur liegen kann. Um den Einfluss dieser inhomogenen Austenitisierung auf den nachfolgenden Anlassprozess mittels Dilatometrie zu charakterisieren,

muss zunächst ein inhomogen austenitisierter Werkstoffzustand in der Probe eingestellt werden. Dazu sind hohe Aufheizraten ohne Haltezeiten nötig, was bei der verwendeten Dilatometergeometrie unweigerlich zu hohen Temperaturgradienten in Längsrichtung der Probe führt, wodurch eine nachfolgende Untersuchung eines möglichen Einflusses inhomogen austenitisierter Zustände erheblich erschwert wird. Daher musste zum Einstellen der Zustände der Versuchsaufbau modifiziert werden.

In [110] werden zur Reduktion des Temperaturgradienten Tantalzylinder zwischen Schubstangen und Probe eingesetzt. Da jedoch gezeigt wurde, dass der Temperaturgradient bei hohen Aufheizraten hauptsächlich durch den drastischen Abfall der induzierten Wärme zu den Enden hin bedingt wird, kann diese Modifikation im vorliegenden Fall nur geringe Abhilfe schaffen. Dies liegt daran, dass Tantal paramagnetisch ist und somit, verglichen mit dem ferromagnetischen Stahl, wenig Wärme einkoppelt. Stattdessen wurden Schubstangen aus gewöhnlichem Baustahl verwendet. Die Enden dieser Schubstangen erwärmen sich ebenfalls induktiv, wodurch eine verbesserte und homogenere Probenerwärmung zu erwarten ist. Zur Überprüfung wurden Messungen mit einer Probe mit 3 Thermoelementen an verschiedenen Positionen für beide Schubstangenmaterialien (Glas, Baustahl) durchgeführt. Dabei wurde die Probe mit einer Aufheizrate von 1000 °C/s auf 900 °C erhitzt. Die Abbildungen 5.3a und 5.3b zeigen den Verlauf der gemessenen Temperaturdifferenzen für beide Versuche. Es zeigt sich, dass der maximale Temperaturunterschied in der Probe zwischen den Glasschubstangen fast 270 °C beträgt, während bei Verwendung der Schubstangen aus Baustahl der Temperaturunterschied auf etwa 70 °C gesenkt werden konnte. Insbesondere im relevanten Bereich der Austenitumwandlung, in den Abbildungen 5.3a und 5.3b durch senkrechte, gestrichelte Linien markiert, liegt ein maximaler Temperaturunterschied von nur etwa 35 °C bei Verwendung der Stahl-schubstangen vor. Dies beruht darauf, dass die Curie Temperatur als erstes in der Mitte der Probe erreicht wird. Dadurch kommt es aufgrund der nun vorliegenden paramagnetischen Ordnung zu einer reduzierten

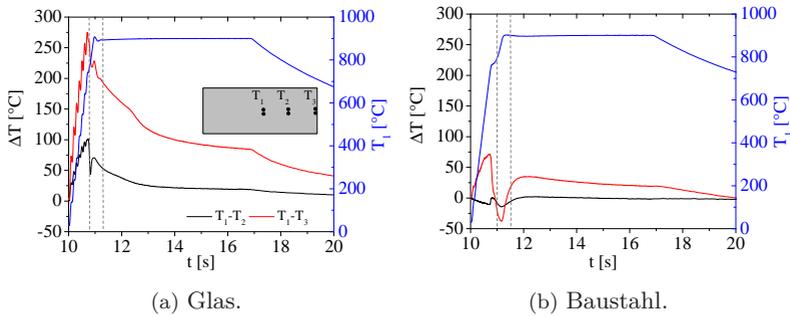


Abbildung 5.3: Gemessene Temperaturdifferenzen innerhalb der Probe für verschiedene Schubstangenmaterialien. Die Lage der Temperaturmessungen ist in Abbildung a) innerhalb der Probe markiert. Die Legende gilt für beide Abbildungen.

Wärmeeinbringung, während die kühleren äußeren Bereiche weiterhin ferromagnetisch bleiben, wodurch sie sich im weiteren Verlauf schneller erwärmen als die Mitte. Dies sorgt für einen drastischen Abfall des gemessenen Temperaturunterschieds.

Ein weiterer Unterschied zwischen den Stangenmaterialien zeigt sich im Abkühlverhalten. Mit Einsetzen der Gasabschreckung bei etwa 17 s kommt es bei den Glasschubstangen zu einem schnelleren Abkühlen der Probe als bei den Schubstangen aus Baustahl. Eine mögliche Ursache liegt darin, dass das Abschreckgas bei der Innenabschreckung vor Erreichen der Probe durch die hohlen Schubstangen strömt. Die Schubstangen aus Stahl sind wärmer als die aus Glas, wodurch es zu einer stärkeren Vorwärmung des Gases und somit einer reduzierten Abschreckwirkung kommt. Die erreichbare Abschreckrate ist jedoch noch immer hoch genug, um die Proben martensitisch zu härten.

Aufgrund der deutlichen Verringerung des Temperaturgradienten wurden für das Einstellen der inhomogenen Zustände Schubstangen aus ferritischem Baustahl verwendet.

Zur Untersuchung der inhomogenen Austenitisierung wurden Proben auf maximale Austenitisierungstemperaturen zwischen 860 °C und

940 °C mit Aufheizraten zwischen 100 °C/s und 1000 °C/s erhitzt und sofort abgeschreckt. Die Minimaltemperatur von 860 °C ergibt sich dabei aus der Forderung, bei der höchsten verwendeten Aufheizrate einen Austenitgehalt von $f_\gamma = 1$ zu erhalten und wurde aus Abbildung 2.3b abgeleitet. Anschließend wurden die Proben mit einer Aufheizrate von 1 °C/s angelassen. Die Abbildungen 5.4a-c zeigen die gemessenen Dehnungen für alle Austenitisierungstemperaturen. Zur Einordnung ist die gemessene Anlassdehnung nach homogener Austenitisierung bei 920 °C mit aufgetragen (graue Linie). Zu beachten ist, dass diese Referenzkurve ebenfalls mit den Baustahlschubstangen erzeugt wurde, um eine vergleichbare Abkühlrate beim Abschrecken nach dem Austenitisieren zu gewährleisten, da diese durch die heißen Schubstangen deutlich reduziert wird. Dies führt zu einem verstärkten Selbstanlassen. Die Referenzmessung stimmt also nicht mit der in Abbildung 5.1 gezeigten Kurve für die selbe Aufheizrate überein. In beiden Anlassstufen kommt es zu einer schwächeren Ausprägung der Dehnungssenken durch die Karbidausscheidungen mit sinkender maximaler Austenitisierungstemperatur, wohingegen keine nennenswerte Abhängigkeit von der Aufheizrate beim Austenitisieren erkennbar ist. Trägt man die relative Dehnungsänderung im Vergleich zur homogen austenitisierten Referenzmessung gegen die Temperatur auf, ergibt sich der in Abbildung 5.5 dargestellte näherungsweise lineare Verlauf. Eine mögliche Ursache für den beobachteten Effekt ist eine unvollständige Karbidauflösung, die zu einem geringeren Anteil an im Martensit zwangsgelöstem Kohlenstoff nach dem Abschrecken führt. Somit werden beim nachfolgenden Anlassen weniger Karbide gebildet, was zu einer geringeren Dehnungsänderung in den Anlassstufen führt. Diese These wird durch Härtmessungen bestärkt. So beträgt die Härte beim Zustand mit $T_A = 860$ °C weitgehend aufheizratenunabhängig etwa 660 HV0,1, was für einen geringeren Anteil an Kohlenstoff im Martensit spricht. Über die Gleichung für die Härte von Martensit [139]

$$H_M(HV) = 150 + 1667w_M - 926w_M^2 \quad (5.1)$$

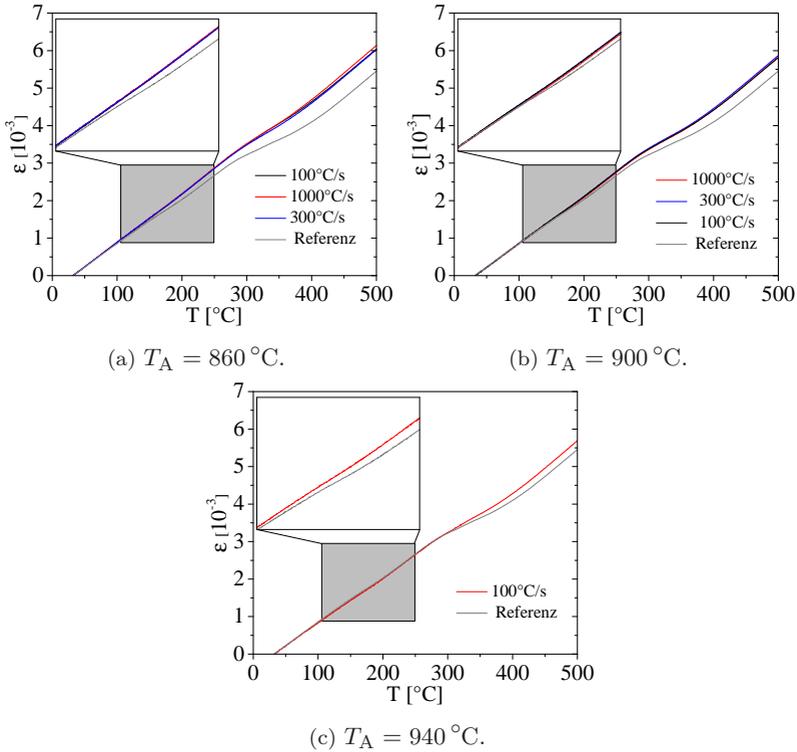


Abbildung 5.4: Gemessene Dehnungen beim Anlassen verschieden austenitisierter Proben. Die Proben wurden mit verschiedenen Aufheizraten auf die Anlasstemperatur T_A aufgeheizt, abgeschreckt und anschließend mit $1\text{ }^\circ\text{C/s}$ auf $500\text{ }^\circ\text{C}$ angelassen. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt die Anlassdehnungen im Bereich der 1. Anlassstufe. Die graue Linie zeigt die Referenz nach inhomogener Austenitisierung.

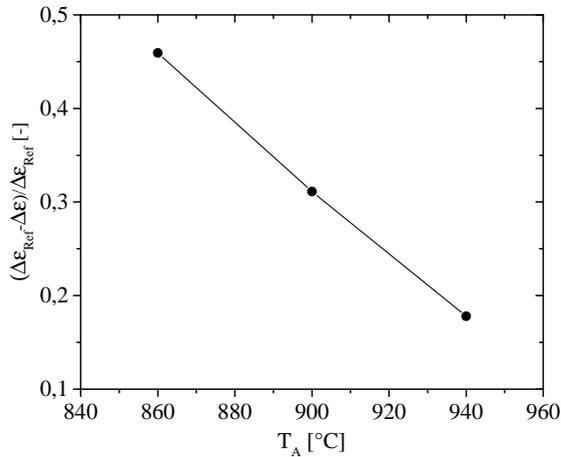


Abbildung 5.5: Relative Änderung der Dehnung durch Karbidausscheidung in den Anlassstufen 1 und 3 im Vergleich zur homogen austenitisierten Referenz.

mit dem im Martensit gelösten Kohlenstoffgehalt in Massenprozent w_M ergibt sich für die Härte von 660 HV0,1 ein Wert von $w_M = 0,39$ Ma.-%, also etwa 15 % weniger als bei vollständig homogener Austenitisierung. Nach [15] erreicht 34CrMo4 mit nominell $w_M = 0,30$ Ma.-% eine Härte von etwa 630 HV0,1. Ausgehend von den Daten aus [47] liegt der effektive Kohlenstoffgehalt im Martensit bei der Härte von 630 HV0,1 bei etwa $w_M = 0,35$ Ma.-%. Demnach kann ausgehend von der Härte 660 HV0,1 von etwa 15 % – 40 % weniger gelöstem Kohlenstoff ausgegangen werden. Dies zeigt, dass die in Abbildung 5.5 dargestellte reduzierte Dehnungsänderung bei der Karbidausscheidung plausibel auf einen geringeren gelösten Kohlenstoffgehalt im Martensit zurückgeführt werden kann.

5.1.2 Anlassversuche unter Druckbelastung

Nach Randschichthärtprozessen stellen sich bei optimaler Prozessführung Druckeigenspannungen in der Randschicht des Bauteils ein.

Aus diesem Grund muss der mögliche Einfluss der Druckeigenstressungen auf den Anlassprozess untersucht werden. Dazu wurde die in Abbildung 3.8 dargestellte Druckgeometrie des Abschreckdilatometers mit den in Abbildung 3.3a gezeigten Vollproben verwendet. Alle Abbildungen im Folgenden Abschnitt sind nach [140] (eigene Veröffentlichung).

Versuchsdurchführung

Die Proben wurden zunächst für 60 s bei 920 °C austenitisiert und mit maximaler Abkühlrate abgeschreckt. Da die Vollproben mehr thermische Energie beinhalten und kein Innenabschrecken möglich ist, ist die mittlere Abschreckgeschwindigkeit im Vergleich zu den Standard-Dilatometermessungen deutlich geringer und liegt bei etwa 100 °C/s bis zum Erreichen von M_S und 50 °C/s unterhalb davon.

Nach dem Härten wurden die Proben unter Druckbelastung bis 500 °C mit einer Aufheizrate von 1 °C/s angelassen. Das verwendete Temperaturprogramm ist in Abbildung 5.6 exemplarisch für die angelegte Spannung –159 MPa dargestellt. Die Spannung wird vor dem Erwärmen der Probe angelegt und nach Erreichen der Maximaltemperatur wieder auf 0 MPa gesenkt. Die Spannung wurde zwischen –80 MPa und –358 MPa variiert. Die höchste Spannung liegt somit unter der gemessenen Streckgrenze des voll angelassenen 42CrMo4 bei 500 °C von 380 MPa, um plastische Dehnung auszuschließen.

Abbildung 5.7 zeigt die gemessenen Dehnungskurven über der Temperatur für alle gemessenen angelegten Spannungen. Ohne angelegte Spannung stellt sich der mit der normalen Dilatometergeometrie gemessene Verlauf ein. Aufgrund der geringen Abschreckrate beim martensitischen Härten und den damit verbundenen starken Selbstanlasseffekten ist die erste Anlassstufe nur schwach ausgeprägt. Mit steigender angelegter Spannung zeigt sich ab etwa 200 °C eine ausgeprägte Reduktion der Dehnung.

Die gemessene Dehnung setzt sich grundsätzlich aus den Beiträgen

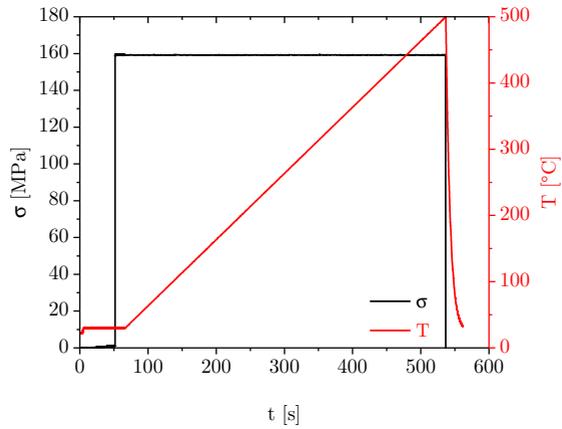


Abbildung 5.6: Verlauf von Spannung und Temperatur beim Anlassen unter Druckspannung.

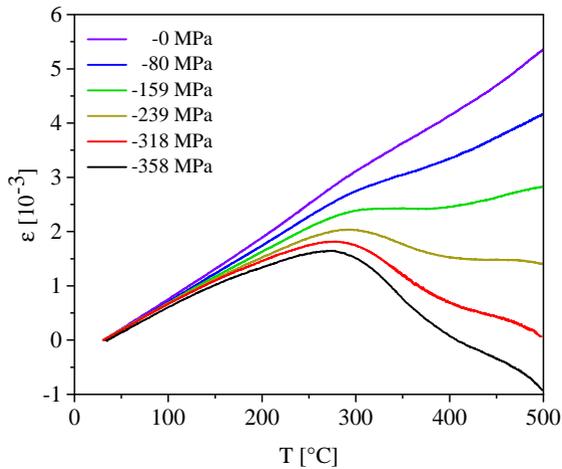


Abbildung 5.7: Beim Anlassen mit angelegter Druckspannung gemessene Dehnung bei verschiedenen Spannungswerten.

thermische Dehnung ε^{th} , Dehnung durch die Phasenumwandlung ε^{pt} , elastische Dehnung ε^{el} sowie Kriechdehnung ε^{kr} als

$$\varepsilon = \varepsilon^{\text{th}} + \varepsilon^{\text{pt}} + \varepsilon^{\text{el}} + \varepsilon^{\text{kr}} \quad (5.2)$$

zusammen. Der Beitrag Kriechdehnung ist bei den gewählten Spannungen vergleichsweise gering, da die Maximaltemperatur nur etwa ein Drittel des Schmelzpunktes erreicht. Die elastische Dehnung sorgt für einen Abfall der Gesamtdehnung bei Druckbelastung. Diese reicht jedoch nicht aus, um den gemessenen deutlichen Abfall mit steigender Spannung zu erklären. Da der bemerkenswerte Dehnungsabfall bei wiederholtem Erwärmen nicht mehr auftritt, wird dieser den auftretenden Phasenumwandlungen zugeordnet und mit $\varepsilon^{\text{pt}'}$ bezeichnet.

Korrektur der Messungen

Zur weiteren Interpretation muss der unbekannte Beitrag $\varepsilon^{\text{pt}'}$ aus der gemessenen Gesamtdehnung berechnet werden. Dazu wird im Folgenden angenommen, dass der Anteil ε^{pt} aus Gleichung 5.2 sich aus der Dehnung durch die Phasenumwandlung ohne Spannung $\varepsilon^{\text{pt},0}$ und der unbekanntenen Dehnung $\varepsilon^{\text{pt}'}$ zusammensetzt. Die Gesamtdehnung schreibt sich folglich als

$$\varepsilon = \varepsilon^{\text{th}} + \varepsilon^{\text{pt},0} + \varepsilon^{\text{pt}'} + \varepsilon^{\text{el}} + \varepsilon^{\text{kr}}. \quad (5.3)$$

Zur Isolation von $\varepsilon^{\text{pt}'}$ werden die übrigen Anteile durch Vergleichsmessungen bestimmt. Aus der Anlassmessung ohne angelegte Spannung ergibt sich der Dehnungsanteil

$$\varepsilon' = \varepsilon^{\text{th}} + \varepsilon^{\text{pt},0} \quad (5.4)$$

Zur Korrektur des klassischen spannungsabhängigen Dehnungsbeitrags $\varepsilon^{\text{el}} + \varepsilon^{\text{kr}}$ wurde das in Abbildung 5.6 gezeigte Temperaturprogramm für eine bereits komplett angelassene Probe verwendet. Unter der Annahme, dass die Streckgrenze während dem Anlassen stets größer ist als nach vollständigem Anlassen und dass Kriech- und elastische

Dehnung unabhängig vom beobachteten Effekt sind, lässt sich aus dieser Messung nach Subtraktion der reinen thermischen Dehnung einer angelassenen Probe der Anteil

$$\varepsilon'' = \varepsilon^{\text{el}} + \varepsilon^{\text{kr}} \quad (5.5)$$

berechnen. Daraus berechnet sich $\varepsilon^{\text{pt}'}$ aus den Gleichungen 5.2, 5.4, und 5.5 nach

$$\varepsilon^{\text{pt}'} = \varepsilon - \varepsilon' - \varepsilon''. \quad (5.6)$$

Die einzelnen Schritte des Korrekturverfahrens sind in Abb. 5.8 exemplarisch für den Versuch mit -159 MPa angelegter Druckspannung dargestellt.

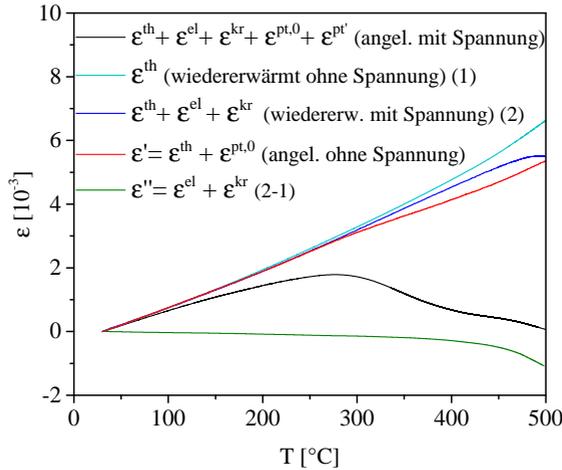


Abbildung 5.8: Bestimmung der Korrekturkurven ε' (Gleichung 5.4) und ε'' (Gleichung 5.5) anhand der Messung mit -159 MPa Spannung.

Die so korrigierten Dehnungen sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Mit steigender Druckspannung kommt es zu einer immer größeren Enddeh-

nung durch den beobachteten Effekt, der temperaturabhängige Verlauf ähnelt dem einer Phasenumwandlung.

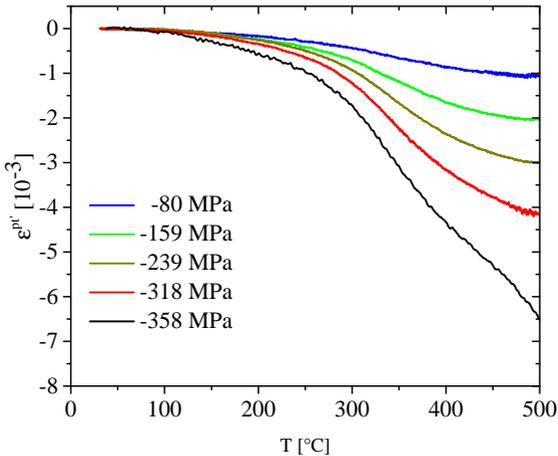


Abbildung 5.9: Temperaturabhängiger Verlauf des unbekannten Dehnungsanteils $\varepsilon^{pt'}$ für verschiedene angelegte Druckspannungen.

Diskussion

Aus der Messung der Umwandlungskinetik aus Abschnitt 5.1.1 zeigt sich, dass ohne angelegte Spannung die ε -Karbonit Ausscheidung für die hier verwendete Aufheizrate bei etwa 240 °C abgeschlossen ist, gefolgt von der Zementitbildung ab etwa 270 °C. Betrachtet man die Entwicklung des unbekannten Dehnungsanteils mit der Temperatur, dargestellt in Abbildung 5.9, so erkennt man, dass im Bereich der Ausscheidung von ε -Karbonit ein kleiner Teil der Dehnung auftritt, gefolgt von einem massiven Dehnungsabfall im Bereich der Zementitbildung. Unter der Annahme einer zweistufigen Entwicklung kann der Dehnungsanteil während der ersten Anlasstufe bei 240 °C abgelesen werden. Daraus ergibt sich der in Abbildung 5.10 gezeigte lineare Verlauf mit einer Steigung von $K_1 \approx 2,1 \cdot 10^{-6} \pm 0,25 \cdot 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$.

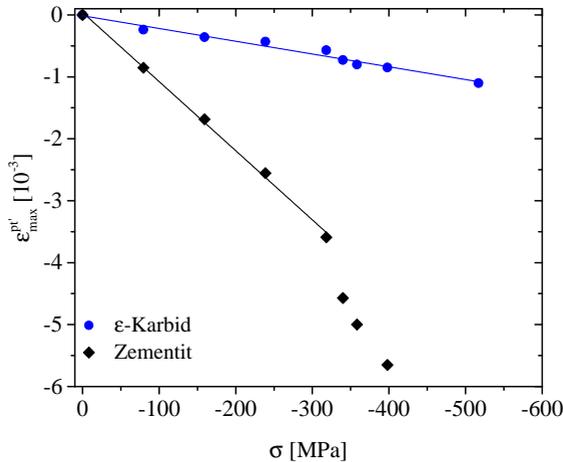


Abbildung 5.10: Maximaler Dehnungsanteil aufgetragen gegen die angelegte einachsige Spannung in erster und dritter Anlasstufe, jeweils mit linearer Anpassung.

Der verbleibende Anteil der Maximaldehnung im Bereich der dritten Anlasstufe ist ebenfalls in Abbildung 5.10 dargestellt. Für den linearen Bereich lässt sich eine Steigung von $K_3 \approx 1,12 \cdot 10^{-5} \pm 0,1 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ bestimmen.

Aus den dargestellten Betrachtungen zum unbekanntem Dehnungsanteil lassen sich folgende essentielle Befunde festhalten:

- Beim Anlassen mit externer Druckspannung tritt ein stark ausgeprägter zusätzlicher Dehnungsanteil tritt auf.
- Während der ersten Anlasstufe ist dieser schwach ausgeprägt. Im Verlauf der dritten Anlasstufe kommt es zu einem massiven Dehnungsabfall.
- Eine Auswertung der maximalen Dehnungsanteile der beiden Bereiche zeigt eine Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Bei der ersten Anlasstufe ist ein linearer Verlauf für alle Span-

nungen zu beobachten, bei der Dritten ein linearer Verlauf für Spannungen < 300 MPa, gefolgt von einem nichtlinearen Bereich.

Diese Beobachtungen legen die Vermutung nahe, dass es beim Anlassen unter Spannung zu Umwandlungsplastizität kommt.

Umwandlungsplastizität wurde bei mehreren Phasenumwandlungen wie zum Beispiel Ferrit/Perlit zu Austenit oder Austenit zu Martensit in Stahl beobachtet. Die hier beschriebenen und in [140] veröffentlichten Erkenntnisse sind somit die ersten zum Thema Umwandlungsplastizität beim Anlassen. Der bei diffusiven Umwandlungen dominierende Greenwood-Johnson-Effekt basiert auf der Modellvorstellung der Dehnungsakkommodation der weicheren Phase bei Bildung einer festeren Phase mit einem Volumenunterschied zur vorherigen Phase. Die beim Anlassen auftretenden Ausscheidungen von ε -Karbonid und Zementit lassen sich ebenfalls in abstrahierter Form auf diese Modellvorstellung übertragen. Betrachtet man die Volumina pro Eisenatom der einzelnen Phasen (siehe Tabelle 2.1), so wird ersichtlich dass die ausscheidenden Karbide lokal mehr Platz einnehmen als die Martensit- oder Ferritmatrix. Es kommt bei der Karbidbildung also zu einer Ausdehnung einer festen keramischen Verbindung in eine weichere hinein, was der Modellvorstellung von Greenwood-Johnson entspricht.

Im Folgenden soll die Umwandlungsplastizität in erster und dritter Anlassstufe eingehender analysiert werden.

Anteil erste Anlassstufe

Für die erste Anlassstufe ergibt sich anhand der linearen Anpassung, dargestellt in Abbildung 5.10 eine UP-Konstante von $K_1 \approx 2,0 \cdot 10^{-6}$. Der Verlauf ist bis zur höchsten gemessenen Spannung linear. Unter Betrachtung der Theorie aus [77] kommt es ab dem Erreichen der halben Streckgrenze der weicheren Matrix zur Abweichung vom linearen Verhalten. Dies würde eine Streckgrenze von mindestens etwa 1000 MPa im Bereich der ersten Anlassstufe bedeuten. Angesichts des relativ schwachen Festigkeitsabfalls bis etwa 200 °C ausgehend vom martensitischen Zustand und der bis dahin ebenfalls relativ schwach

ausgeprägten erwärmungsbedingten Verminderung der Streckgrenze erscheint diese Bedingung realistisch. Über die Festigkeit des ε -Karbids gibt es keine gesicherten experimentellen Daten. Da es sich um eine keramische Verbindung handelt, sollte sie jedoch deutlich über der der umgebenden Matrix liegen. Eine Abschätzung der Umwandlungsplastizitätskonstante anhand von Gleichung 2.7 durch Einsetzen von $\Delta\varepsilon_1 = 0,0002$ sowie $\sigma_y = 1000$ MPa liefert mit $K = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$ verglichen mit dem Experiment deutlich zu kleine Werte. Hierfür kann er vielfältige Erklärungsmöglichkeiten geben. Zum einen kann die Streckgrenze an der Grenzfläche durch lokale Kohlenstoffverarmung reduziert sein. Weiterhin sind die ε -Karbide typischerweise stabförmig mit hohem Aspektverhältnis, wodurch die verwendete Gleichung, die für sphärische Teilchen hergeleitet wurde, nicht mehr angewendet werden kann.

Anteil dritte Anlassstufe

Bei der Herleitung von Gleichung 2.7 wird davon ausgegangen, dass sich nur die weichere Phase plastisch verformt. Zur Festigkeit von Zementit liefert die Literatur nur wenige Daten. In [141] wurden Druckversuche an synthetischem Zementit durchgeführt, die bei 300°C eine Streckgrenze von etwa 2600 MPa ergaben, gefolgt vom für keramische Verbindungen typischem spröden Bruch bei rund 3200 MPa. Demnach kann beim Anlassen davon ausgegangen werden, dass es zu keiner plastischen Verformung des Zementits kommt und Gleichung 2.7 angewandt werden kann. Eine Abschätzung der Umwandlungskonstante nach Gleichung 2.7 ist nur grob möglich, da insbesondere die Streckgrenze der weichen Phase nur unzureichend genau bekannt ist. Zwar lässt sich die temperaturabhängige Streckgrenze von angelassenem Martensit experimentell ermitteln, allerdings wird dabei über das gesamte Gefüge bestehend aus angelassenem Martensit und den eingelagerten Karbiden gemittelt. Eine Bestimmung der lokalen Streckgrenze in Umgebung eines sich bildenden Karbids ist nur mit erheblichem experimentellem Aufwand mit Hilfe von nanoskaligen Me-

thoden wie Nanoindentation möglich. In Abbildung 5.11 ist der Verlauf des nicht-linearen Bereichs nach dem Modell von [77] für verschiedene angenommene Streckgrenzen der weicheren Phase aufgetragen. Es zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung für $\sigma_y = 450$ MPa. Die Warmstreckgrenze des angelassenen Zustandes bei 500 °C beträgt etwa 400 MPa. Unter Berücksichtigung der geringeren Temperatur, bei der die Ausscheidung stattfindet, ist der Wert von 450 MPa plausibel.

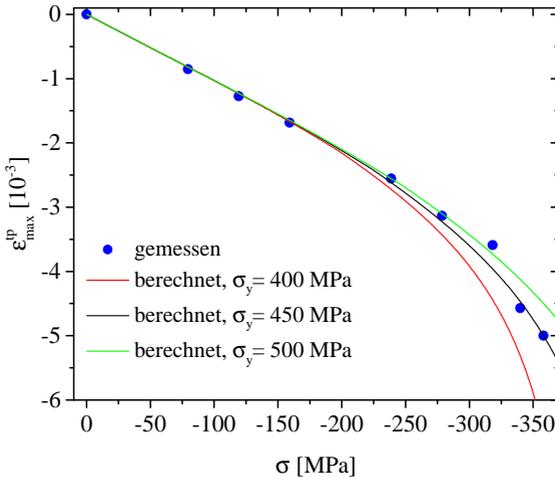


Abbildung 5.11: Maximale umwandlungsplastische Dehnung $\varepsilon_{\max}^{\text{tp}}$ gegen die angelegte einachsige Spannung mit Modellierung der Nichtlinearität nach [77]

Mit Hilfe von Gleichung 2.7 lässt sich die Konstante K ausrechnen. Legt man die gemessene Dehnungsänderung von 0,0014 und die Streckgrenze der Matrix von 450 MPa zu Grunde, ergibt sich ein Wert von rund $K = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$. Dieser Wert stimmt ungefähr mit dem gemessenen Wert von $K = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ MPa}^{-1}$ überein. Somit stützen auch die gängigen Theorien die Interpretation des beobachteten Effekts als Umwandlungsplastizität. Im Folgenden wird deshalb der bisher mit ε^{pt} bezeichnete Dehnungsanteil mit ε^{tp} bezeichnet.

Durch die Annahme zweier getrennter Bereiche zur Umwandlungsplastizität müsste es in den Dehnungsverläufen, dargestellt in Abbildung 5.9, am Ende der ersten Anlassstufe zur Ausbildung eines Plateaus kommen, da Umwandlungsplastizität nur während einer Phasenumwandlung auftritt. Es kommt jedoch zu einem kontinuierlichen Dehnungsverlauf über den gesamten Temperaturbereich. Dies könnte ein Indiz für eine Verschiebung der Umwandlungsbereiche durch die angelegte Spannung sein. Alternativ kann ein ähnlicher Effekt wie die in [83] beschriebene Vergrößerungsplastizität der ε -Karbide zu einem Verschwinden des Übergangs führen.

Falls der beobachtete Effekt durch Umwandlungsplastizität durch sich bildende Karbide verursacht wird, müsste sich der Temperaturbereich beim Anlassen mit höherer Aufheizrate zu höheren Temperaturen hin verschieben, wie es für das Anlassen ohne Kraft in Abschnitt 5.1.1 beobachtet wurde. Daher wurde exemplarisch der Versuch mit 159 MPa mit einer erhöhten Aufheizrate von $10,4^\circ\text{C}/\text{s}$ durchgeführt. Abbildung 5.12 zeigt den jeweiligen Dehnungsverlauf beim Anlassen mit 159 MPa Druckspannung bei beiden Aufheizraten. Es zeigt sich, dass der charakteristische Bereich der signifikanten Dehnungsabnahme für $10,4^\circ\text{C}/\text{s}$ um etwa 30°C zu höheren Temperaturen verschoben wird. Diese Verschiebung entspricht in etwa der Verschiebung der Umwandlungsbereiche aus den spannungsfreien Anlassversuchen. Dies bestätigt, dass die beobachtete Dehnung direkt mit der Ausscheidung zusammenhängt, was erneut Umwandlungsplastizität beim Anlassen als plausible Ursache für den Effekt nahelegt.

Einfluss der angelegten Spannung auf die Umwandlungskinetik

Neben der Umwandlungsplastizität ist als weiterer Effekt von Spannungen eine Veränderung der Phasenumwandlungskinetik bekannt. Für die Umwandlung von Austenit zu Ferrit/Perlit wurde dies in [142] untersucht. Dabei zeigte sich eine Verschiebung des Umwandlungsbereiches um etwa 20°C bei maximal auftretenden Spannungen von etwa 300 MPa. Prinzipiell ist ein solcher Einfluss auch beim Anlassen

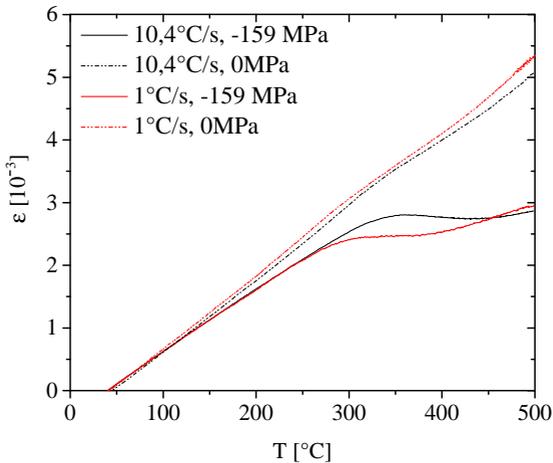


Abbildung 5.12: Dehnung beim Anlassen mit angelegter Spannung 159 MPa für verschiedene Aufheizraten. Bei der höheren Aufheizrate kommt es zu einer Verschiebung des Dehnungsabfalls von etwa 30°C . Zum Vergleich ist für beide Heizraten ebenfalls die Anlassdehnung ohne Kraft dargestellt.

denkbar, allerdings ist die Identifikation dieser schwach ausgeprägten Verschiebungen aus den gemessenen Anlassdehnungen unter Spannung schwierig bis unmöglich. Dies liegt daran, dass die umwandlungsplastische Dehnung nach Gleichung 2.6 im Allgemeinen nichtlinear mit der gebildeten Ausscheidungsmenge skaliert, was eine Auswertung der Umwandlungskinetik unmöglich macht.

Zur Klärung dieser Frage müssten alternative Messmethoden angewandt werden, die den Verlauf der Ausscheidungen weitgehend getrennt vom Verformungsverhalten verfolgen können, wie z.B. Röntgen- oder Neutronenstreuung [111] sowie die Messung elektrischer Eigenschaften [143].

5.1.3 Mikrostrukturentwicklung

Karbidstrukturen unterschiedlich schnell angelassener Proben

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der quantitativen Untersuchung der Zementitgrößen für unterschiedliche Anlassversuche präsentiert. Dabei wurden alle Proben zunächst martensitisch gehärtet und anschließend mit den in Tabelle 5.1 aufgelisteten Parametern im Dilatometer angelassen. Die Proben wurden wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben präpariert und im REM untersucht. Abbildung 5.13 zeigt die REM Aufnahmen ausgewählter Versuche.

Versuchsnummer	Beschreibung
1	1 °C/s auf 500 °C
2	10 °C/s auf 500 °C
3	100 °C/s auf 500 °C
4	1200 °C/s auf 500 °C
5	1 °C/s auf 600 °C
6	10 °C/s auf 600 °C
7	100 °C/s auf 600 °C
8	1200 °C/s auf 600 °C
9	1900 °C/s auf 575 °C + 0,6 s Haltezeit
10	1 °C/s auf 430 °C + 1 h Haltezeit

Tabelle 5.1: Aufheizbedingungen der durchgeführten Anlassversuche.

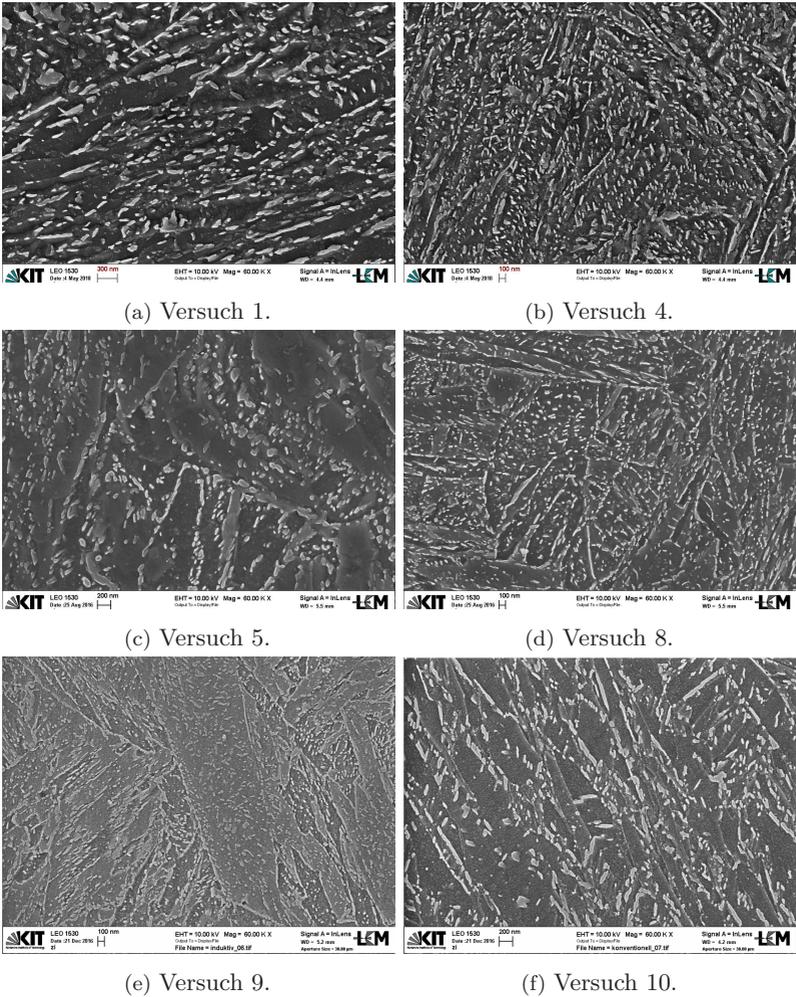


Abbildung 5.13: REM Aufnahmen mit 60.000-facher Vergrößerung der Karbidstrukturen nach Anlassen mit den Aufheizbedingungen aus Tabelle 5.1.

Bestimmung der Karbidgröße anhand von REM Aufnahmen

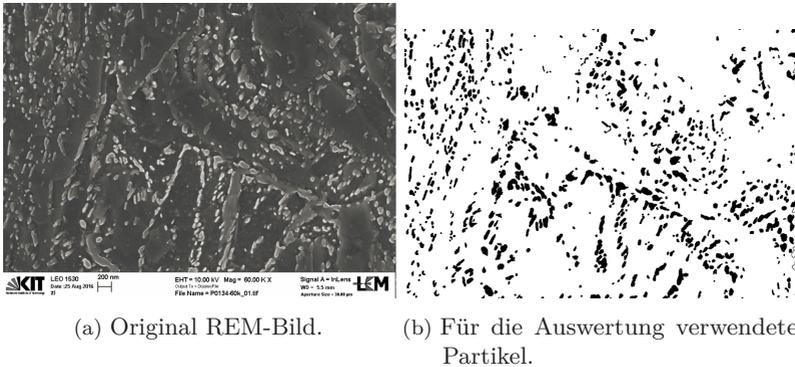
Die Größenverteilung der Karbide, die sich während des Anlassens formen, lässt sich über rastelektronenmikroskopische Aufnahmen bestimmen. Die Auswertung der Bilder wurde mit dem Bildverarbeitungsprogramm Fiji ImageJ [144] durchgeführt.

Nach Anwendung eines Rauschfilters wurden die Bilder binarisiert. Bei der Partikelzählung wurden Partikel mit einer Fläche $300 \text{ nm}^2 < A < 30\,000 \text{ nm}^2$ sowie einer Zirkularität von $0,3 < S_o < 1$, wobei $S_o = 4\pi A/P^2$ mit dem Umfang P gilt, berücksichtigt. Letztere Bedingung dient dem Ausschluss langer Karbidketten an den Lattenrändern von der Auswertung. ImageJ wertet die Fläche A der Partikel aus, aus der sich dann unter Annahme sphärischer Partikel ein Äquivalenzradius $R_{\text{eq}} = \sqrt{A/\pi}$ berechnen lässt.

Abbildung 5.14a zeigt eine REM Aufnahme einer Probe aus Versuch 5, Abbildung 5.14b die binarisierten Partikel, die für die Auswertung verwendet wurden.

Auf der REM-Aufnahme lässt sich ein Oberflächenrelief erkennen, wie es typischerweise beim Ätzen mit Nital auftritt. Dies ist bedingt durch die kornorientierungsabhängige Ätzrate von Nital [145].

Die aus den binarisierten Bildern ermittelten Karbidgrößen werden in 24 Größenklassen eingeteilt. Mit Hilfe der Scheil-Saltykov-Schwarz Methode [146, 147] kann die 3D Größenverteilung der Ausscheidungen anhand der aus den REM Bildern ermittelten 2D-Größenverteilungen berechnet werden. Diese Methode kann streng genommen nur bei sphärischen Partikeln verwendet werden. Dieser Forderung werden die Partikel durch die oben beschriebene Beschränkung auf eine Zirkularität $0,3 < S_o < 1$ näherungsweise gerecht. Eine weitere Bedingung für die Anwendbarkeit der Methode ist, dass die in 2D sichtbaren Partikel in derselben Ebene liegen und geschnitten wurden. Ob dies im vorliegenden Fall zutrifft, ist schwer zu beurteilen, da dazu eine Seitenansicht auf den Schliff notwendig wäre. Aufgrund dieser Einschränkungen sind die Angaben der mittleren Größen aus der 3D Verteilung als zusätzliche Information ohne Anspruch auf Richtigkeit dargestellt. Abbildung 5.15



(a) Original REM-Bild.

(b) Für die Auswertung verwendete Partikel.

Abbildung 5.14: Bildauswertung für die Analyse der Karbidgrößen aus REM Aufnahmen am Beispiel einer mit $1^\circ\text{C}/\text{s}$ auf 600°C angelassenen Probe.

zeigt exemplarisch die aus dem REM Bild erhaltene 2D sowie per Scheil-Saltykov-Schwarz Methode rekonstruierte 3D Wahrscheinlichkeitsdichte der Partikel. Die gestrichelten vertikalen Linien markieren den Mittelwert. Es zeigen sich deutlich kleinere mittlere Größen für die 3D Statistik. Dieses Verhalten wurde auch in [148] bei Verwendung derselben Methode beschrieben.

Die Abbildungen 5.16a und 5.16b zeigen die gemessenen mittleren Karbidgrößen inklusive Standardabweichung für verschiedene Aufheizraten und Maximaltemperaturen von 500°C respektive 600°C .

Für beide Anlasstemperaturen ergibt sich bei hoher Aufheizrate eine deutlich feinere Karbidstruktur. Insbesondere kommt es zur Ausscheidung an Lattengrenzen sowie innerhalb der Martensitlatten, während bei niedrigen Aufheizraten Karbide vor allem an Lattengrenzen auftreten. Dies deckt sich mit den experimentellen Befunden, die in [50] und [51] beschrieben wurden. Offensichtlich werden mit höherer Aufheizrate auch die im Vergleich zu Lattengrenzen energetisch weniger günstigen Versetzungen als Keimbildungsplätze aktiviert. In [51] wurde dies mit einer steigenden Nukleationsrate sowohl an den Lattengrenzen als auch an den Versetzungen begründet, da die Nukleationstemperatur

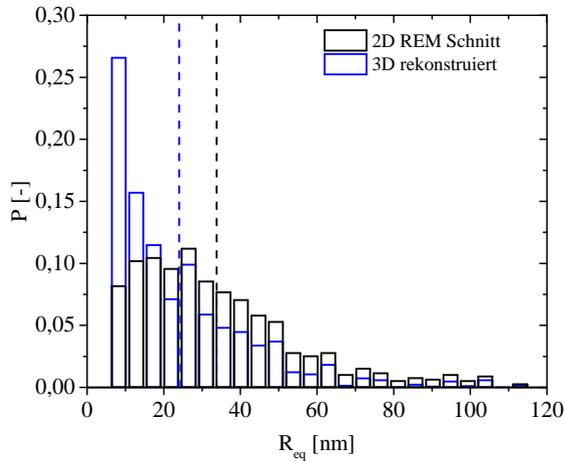


Abbildung 5.15: Größenverteilungen aus dem 2D REM Bild sowie nach der 3D Rekonstruktion mit Hilfe der Scheil-Saltykov-Schwarz Methode. Die vertikalen Strichlinien stellen die jeweiligen Mittelwerte dar.

mit steigender Aufheizrate ansteigt und somit die Nukleationsrate an beiden Nukleationsstellen ebenfalls zunimmt. Um zu verstehen, warum sich das Verhältnis aus Nukleation an Lattengrenzen und Nukleation an Versetzungen mit steigender Aufheizrate stark zugunsten der Versetzungsnukleation entwickelt, kann ergänzend die für die Keimbildung nötige Diffusion von Kohlenstoff betrachtet werden. Unter der Annahme, dass der Kohlenstoff im Martensit innerhalb der Latten gleichmäßig verteilt ist, sind die Diffusionswege zu den Versetzungen im Mittel deutlich kürzer als die zu den Lattengrenzen. Dies könnte zu einer vereinfachten Nukleation an Versetzungen führen, während die Diffusionswege zu den Lattengrenzen vergleichsweise groß sind und die Nukleation erschwert ist.

Bemerkenswerterweise zeigt sich keine Abhängigkeit der Karbidgröße von der finalen Temperatur. Dieser Befund deckt sich mit dem aus [51], wo ebenfalls, bei ansonsten gleicher Wärmebehandlung, keine nennenswerte Vergrößerung bei Erhöhen der Endtemperatur von 550 °C

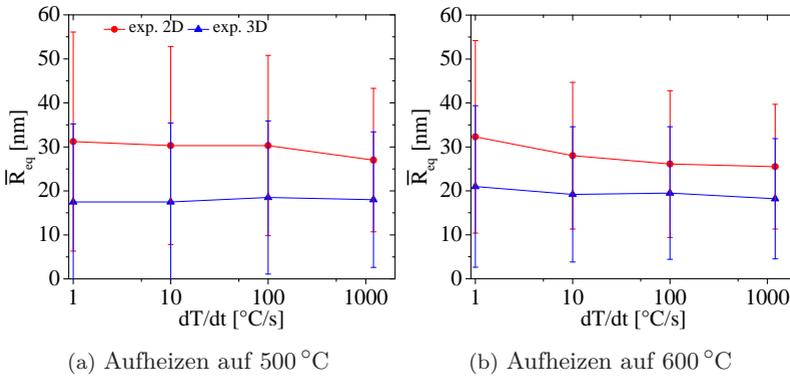


Abbildung 5.16: Aufheizratenabhängiger mittlerer Äquivalenzradius von Zementit nach Anlassen auf verschiedene Maximaltemperaturen. Mit aufgetragen ist die Standardabweichung.

auf 650 °C festgestellt wurde. Demnach kommt es zur Bildung eines Plateaus über die maximale Anlasstemperatur, in dem es zu keiner nennenswerten Vergrößerung der Karbide kommt.

Einfluss angelegter Spannungen auf die Karbidausscheidungen

In [149] wurden martensitische Proben unter konstantem Druck angelassen und anschließend im TEM untersucht. Dabei zeigte sich, dass bestimmte Zementitvarianten beim Anlassen unter Druckbelastung nicht mehr auftreten. Dies wurde als Indiz für einen zumindest teilweisen Schercharakter (displacive) der Zementitausscheidung gedeutet. Um einen möglichen Einfluss auf die Zementitmorphologie zu untersuchen, wurden REM-Aufnahmen von unter Druckspannung angelassenen Proben angefertigt. Exemplarisch sind die Aufnahmen für 0 MPa sowie -318 MPa in den Abbildungen 5.17a und 5.17b dargestellt. Aus diesen Aufnahmen ergeben sich keine signifikanten Veränderungen der Zementitstruktur nach dem Anlassen wie z.B. eine bevorzugte Orientierung in Belastungsrichtung. Eine genauere Analyse durch Messung der Kristallorientierungen wurde nicht durchgeführt.

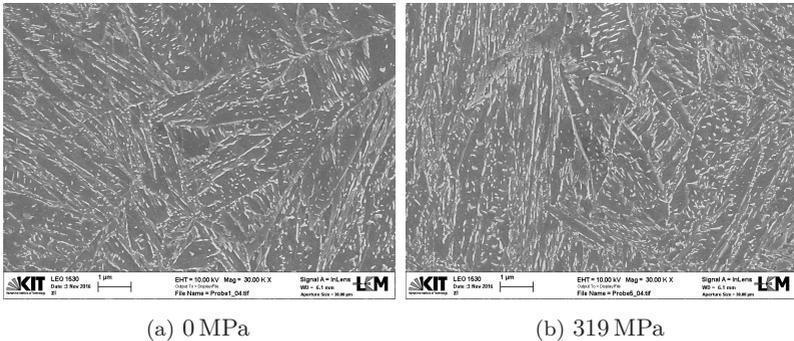


Abbildung 5.17: REM-Aufnahmen der Zementitstruktur nach Anlassen unter verschiedenen Druckbelastungen bei 30kX Vergrößerung. Die Belastungsrichtung ist senkrecht zur Bildebene.

TEM Untersuchungen

Zur Analyse der chemischen Zusammensetzung von Matrix und Karbiden wurden TEM Untersuchungen, wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, an Proben der Versuche 9 und 10 aus Tabelle 5.1 durchgeführt.

Abbildung 5.18 zeigt die Elementverteilungen der konventionell angelassenen Proben. Es zeigt sich eine lokal verringerte Konzentration an Eisenatomen an den gleichen Stellen, an denen sich erhöhte Kohlenstoffkonzentration zeigt. Die aus den HRTEM Aufnahmen berechneten Diffraktogramme ergaben, dass diese Bereiche Zementitausscheidungen enthalten. Für die Substitutionselemente Chrom und Mangan ergibt sich eine homogene Verteilung über die gesamte analysierte Fläche, was nahe legt, dass es keine Anreicherung des Zementits mit Substitutionsatomen gibt.

Die Element Flächenscans der nach Versuch 9 schnell angelassenen Probe, dargestellt in Abbildung 5.19, zeigt eine nahezu homogen verteilte Eisenkonzentration mit feinen dunkleren Linien geringerer Konzentration. Analog finden sich lokal erhöhte Kohlenstoffgehalten, ebenfalls in Form sehr feiner Strukturen, die durch Strukturanalyse anhand von aus HRTEM Bildern berechneten Diffraktogrammen als Zementitpartikel

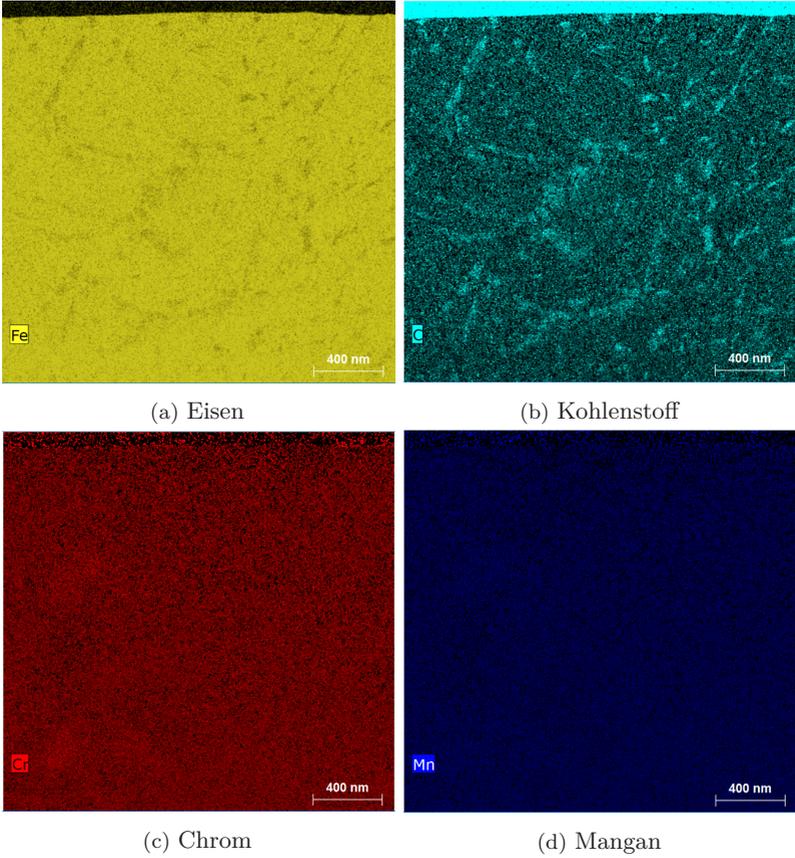


Abbildung 5.18: Element Flächenscans an einer für 1 Stunde bei 430 °C (Versuch 10) angelassenen Probe für verschiedene Elemente.

identifiziert werden können. Die Größe der kohlenstoffreichen Bereiche passt zu den im REM gefundenen Ausscheidungen. Wie bei der konventionell angelassenen Probe zeigt sich keine messbare Anreicherung des Zementits mit Chrom oder Mangan. Dies lässt ein vollständiges Wachstum im Paragleichgewicht vermuten.

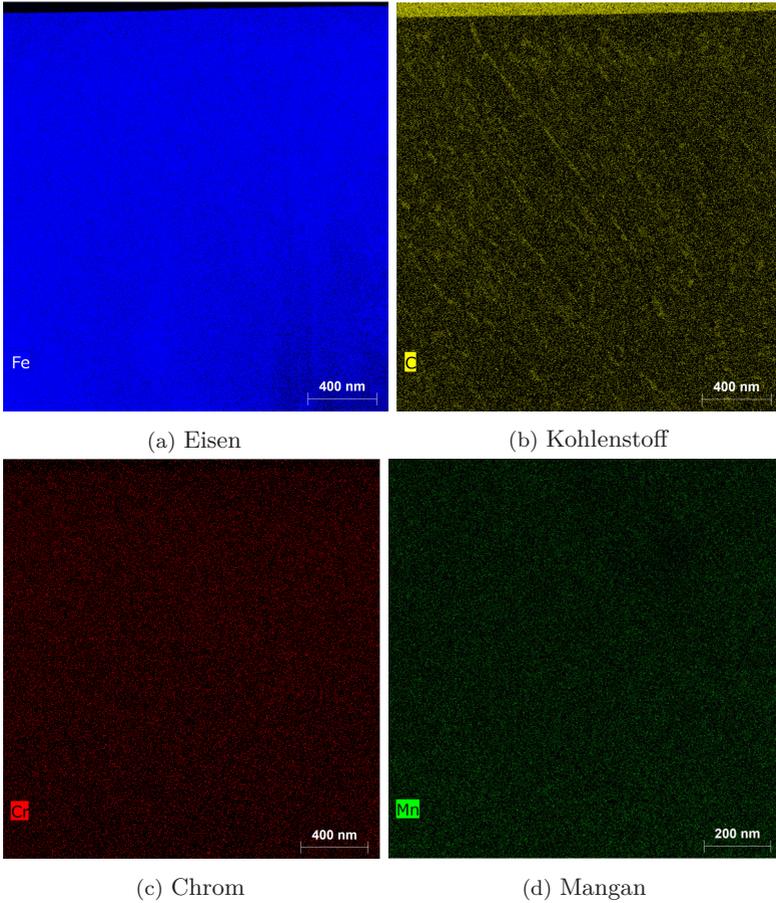


Abbildung 5.19: Element Flächenscans einer mit 1900 °C/s auf 575 °C angelassenen Probe (Versuch 9).

5.1.4 Mechanische Charakterisierung

Härtemessungen

Die Abhängigkeit der Härte vom Anlasszustand kann wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben über den Hollomon-Jaffe Parameter P_{HJ} berechnet werden. Zur Kalibrierung der Berechnung wurden Proben im Dilatometer mit verschiedenen konstanten Aufheizgeschwindigkeiten von 1°C bis $1200^\circ\text{C}/\text{s}$ auf verschiedene Endtemperaturen zwischen 300°C und 600°C angelassen und abgeschreckt. Aus dem Temperaturverlauf wurde P_{HJ} nach Gleichung 2.5 berechnet. Für die Konstante C ergibt sich für den vorliegenden Kohlenstoffgehalt nach [57] $C = 18,864$. Dabei wurde das Abschrecken mit berücksichtigt. Die Mikrohärtete der einzelnen Proben ergibt aufgetragen gegen P_{HJ} einen linearen Verlauf, dargestellt in Abbildung 5.20.

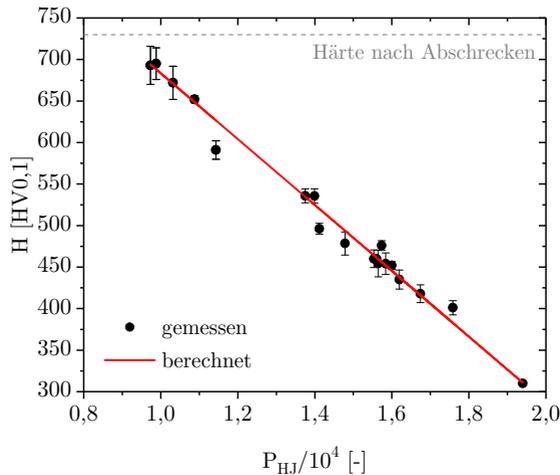


Abbildung 5.20: Härte nach dem Anlassen in Abhängigkeit des Anlassparameters P_{HJ} . Die rote Gerade zeigt einen linearen Fit.

Bis auf vereinzelte Ausreißer zeigt sich der Hollomon-Jaffe Parameter eine gute Eignung für die Härteberechnung auch bei sehr hohen Auf-

heizraten. Für $P_{\text{HJ}} < 9500$ endet die lineare Abhängigkeit, da für diese Werte die Grundhärte nach dem Härten von 730 HV0,1 nahezu unverändert bleibt. Daraus und aus den Parametern der in Abbildung 5.20 eingetragenen Regressionsgeraden ergibt sich als Berechnungsvorschrift für die Härte

$$H = \begin{cases} 730 \text{ HV0,1}, & P_{\text{HJ}} < 9500 \\ 1079 \text{ HV0,1} - 0,0396 \text{ HV0,1} \cdot P_{\text{HJ}}, & P_{\text{HJ}} > 9500 \end{cases} \quad (5.7)$$

Messung des Verfestigungsverhaltens

Das Verfestigungsverhalten des angelassenen Martensits wurde anhand der im Kapitel 3.3.5 beschriebenen Zugversuche bei Temperaturen von 20 °C – 600 °C charakterisiert.

Zur Bestimmung des E-Moduls bei verschiedenen Temperaturen wurden Be- und Entlastungszyklen im elastischen Zugbereich durchgeführt. Aufgrund von Maschineneffekten, die zu einer scheinbar nichtlinearen Verformung führen, werden die Zyklen ab dem ersten Entlasten zur Bestimmung des E-Moduls verwendet. Dabei wurde eine kraftgeregelte Belastungsrate von 1000 N/s verwendet, um Kriecheffekte bei höheren Temperaturen zu minimieren. Abbildung 5.21 zeigt die gemessenen Werte von E für verschiedene Temperaturen. Zum Vergleich sind Daten nach [150] für den Stahl C45 mit aufgetragen. Die hier gemessenen E-Moduln von 42CrMo4 weichen bei erhöhten Temperaturen um maximal 8% von den Literaturwerten von C45 ab, was die verwendete Messmethode validiert.

Anhand der gemessenen und oben gezeigten temperaturabhängigen E-Moduln lassen sich die mittels Traversenweg gemessenen Verfestigungskurven korrigieren und der plastische Dehnungsanteil bestimmen. Zur vollständigen Charakterisierung wurden Versuche durchgeführt, bei denen die Versuchstemperatur T_V der Anlasstemperatur T_A entspricht sowie solche, bei denen die Versuchstemperatur kleiner als die Anlasstemperatur ist. Die Ergebnisse der Versuche sind in 5.22a für

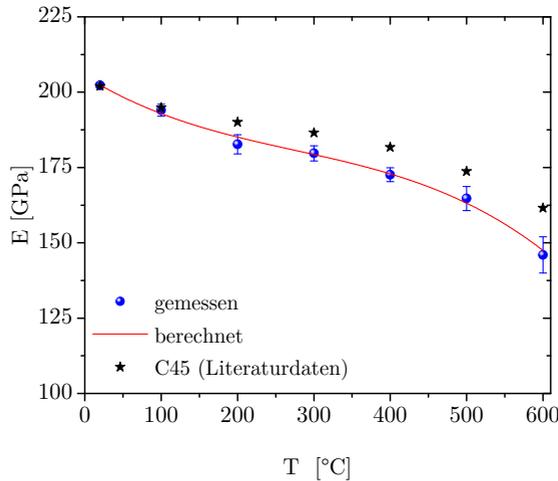


Abbildung 5.21: Gemessener temperaturabhängiger Verlauf des E-Moduls mit Anpassung durch ein Polynom 3. Ordnung im Vergleich zu Literaturdaten für den Stahl C45 [150].

$T_V = T_A$ und in 5.22b für $T_V \neq T_A$ dargestellt. Die Kurven wurden nur bis zur Gleichmaßdehnung aufgetragen, da eine Interpretation darüber hinaus ohne aufwendigere optische Auswertemethoden [151, 152] nicht möglich ist.

Aus den Messungen mit $T_A = T_V$ ergibt sich eine erwartete Abnahme der Festigkeit mit steigender Temperatur. Die Gleichmaßdehnung sinkt bis 500 °C aufgrund der steigenden Duktilität kontinuierlich ab. Bei 600 °C lässt sich ein Anstieg beobachten. Dieser Effekt beruht jedoch auf Kriechdehnungen bei dieser vergleichsweise hohen Temperatur. Nach dem Anlassen bei 150 °C zeigt der Werkstoff beim Zugversuch bei Raumtemperatur eine ähnliche hohe Streckgrenze wie der nicht angelassene Martensit bei gleichzeitig deutlich höherer Duktilität, dargestellt in Abbildung 5.22b. Dies lässt sich vermutlich auf den Abbau innerer Spannungen durch Ausscheidung kohärenter ε -Karbide zurück-

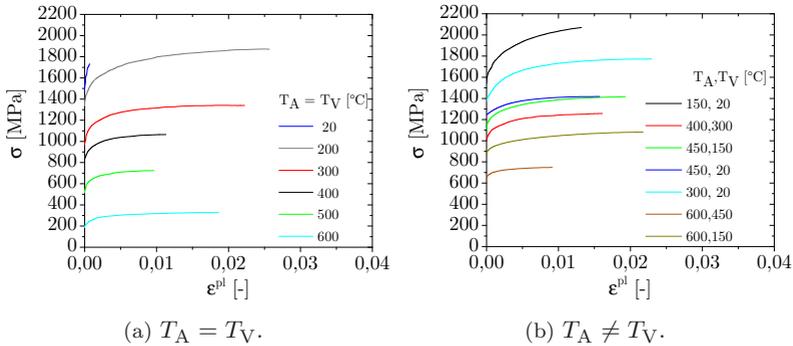


Abbildung 5.22: Im Zugversuch gemessene Spannung gegen plastische Dehnung ε^{pl} für verschiedene Kombinationen aus Anlasstemperatur und Versuchstemperatur.

führen (vgl. [28]), da die Kohlenstoffatome nicht mehr im Martensit zwangsgelöst sind.

5.2 Modellierung

In diesem Abschnitt werden die in Abschnitt 5.1 beschriebenen experimentellen Ergebnisse mit Hilfe geeigneter mathematischer Modelle modelliert. Dadurch können weitere Erkenntnisse über die zugrundeliegenden Prozesse gewonnen werden. Zudem ist die Modellierung notwendig für die Prozesssimulation.

5.2.1 Modellierung der Ausscheidungskinetik

Anhand der in Abschnitt 5.1.1 gemessenen Anlassdehnungen für verschiedene Aufheizraten lässt sich die Ausscheidungskinetik in der ersten und dritten Anlassstufe bestimmen. Zur Modellierung der Ausscheidungskinetik aus den Dilatometerkurven in Abbildung 5.1 wird Gleichung 4.4 verwendet. Da es sich bei den hier betrachteten kontinuierlichen Anlassversuchen um nicht-isotherme Prozesse handelt, wird b nach Gleichung 4.5 temperaturabhängig gewählt und der gebildete

Phasenanteil nach dem in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Verfahren berechnet. Die Modellparameter $\Delta H_C, C_C, n_C$ für die Zementitabscheidung werden als Polynome zweiten Grades nach

$$I(T) = \sum_{j=0}^2 i_j T^j \quad (5.8)$$

als temperaturabhängig angenommen, wobei I stellvertretend für die Parameter steht.

Da die Ausscheidung des ε -Karbids aus den in Abbildung 5.1 gemessenen Dehnungskurven selbst bei geringen Aufheizraten nur schwach ausgeprägt ist, wird der Einfachheit halber das klassische JMAK Modell, Gleichung 4.1, angenommen. Aktivierungsenergie ΔH_ε , Geschwindigkeitskonstante C_ε und Wachstumskonstante n_ε sind temperaturunabhängige Konstanten.

Aufgrund des starken Temperaturgradienten in Längsrichtung der Probe lassen sich die Phasenanteile nicht mit dem häufig verwendeten Hebelgesetz auswerten, da keine definierte Temperatur in der Probe vorliegt. Daher werden die Modellparameter direkt aus der gemessenen Dehnung bestimmt. Dazu wird diese nach

$$\begin{aligned} \varepsilon = & (f_{\alpha'} \alpha_{\alpha'} + f_{\alpha'_\varepsilon} \alpha_{\alpha'_\varepsilon} + f_{\alpha'_C} \alpha_{\alpha'_C})(T - T_0) \\ & + (f_{\alpha'_\varepsilon} + f_{\alpha'_C}) \Delta \varepsilon_{\alpha' \rightarrow \alpha'_\varepsilon} + f_{\alpha'_C} \Delta \varepsilon_{\alpha'_\varepsilon \rightarrow \alpha'_C}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

berechnet. Für den Ausdehnungskoeffizienten von Martensit und angelassenem Martensit + ε -Karbid wurde $\alpha_{\alpha'}(T) = \alpha_{\alpha'_\varepsilon}(T) = 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1} + 1,9 \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2} T$ angenommen. Für angelassenen Martensit + Zementit wurde $\alpha_{\alpha'_C}(T) = 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1} + 3,0 \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-2} T$ angenommen. Zudem gilt $T_0 = 293 \text{ K}$. Die umwandlungsbedingten Dehnungen wurden anhand des Experiments mit der langsamen Aufheizrate $1 \text{ }^\circ\text{C/s}$ bestimmt. Die beste Übereinstimmung ergibt sich bei den Werten $\Delta \varepsilon_{\text{M} \rightarrow \varepsilon} = 2,0 \cdot 10^{-4}$ sowie $\Delta \varepsilon_{\varepsilon \rightarrow \text{C}} = 1,4 \cdot 10^{-3}$. Da im Dilatometer ein Temperaturgradient vorherrscht, der mit steigender

Aufheizrate größer wird, werden die Phasenumwandlungen und thermischen Dehnungen an 10 verschiedenen Punkten nach Gleichung 5.9 berechnet, woraus sich durch Summation die berechnete Gesamtdehnung ergibt. Die Proben temperatur wurde mit dem in Abschnitt 3.3.2 vorgestellten Verfahren berechnet [153] (eigene Veröffentlichung).

Als Werte für r bei der Zementitbildung wurde 1 (JMAK), 1,5 und 2 (Austin-Rickett) verwendet. Dabei zeigte sich die beste Übereinstimmung für $r = 1,5$. Dies legt einen stärkeren Behinderungseffekt der einzelnen Wachstumsbereiche des Zementits durch soft-impingement nahe, was in [126] für diffusive Umwandlungen vermutet wird.

Die optimalen Fitparameter für die Ausscheidung von ε -Karbide in der ersten Anlassenstufe sind in Tabelle 5.2 aufgetragen. Die ermittelte Aktivierungsenergie stimmt sehr gut mit dem in [154] ermittelten Wert von $1,79 \cdot 10^{-19}$ J überein und wird dort mit der Aktivierungsenergie für Kohlenstoffdiffusion in Martensit assoziiert, die aufgrund des verzerrten Gitters höher ist als bei Ferrit. In [154] wurde $n = 0,3$ ermittelt, was ebenfalls gut zum hier gefundenen Wert passt.

ΔH_ε	C_ε	n_ε
$1,75 \cdot 10^{-19}$ J	$8,79 \cdot 10^{10}$ s $^{-1}$	0,42

Tabelle 5.2: Per Anpassung an die gemessenen Daten ermittelte Parameter für das Phasenumwandlungsmodell der ε -Karbide Ausscheidung.

Als optimale Fitparameter haben sich für die Zementitbildung die in Tabelle 5.3 dargestellten Werte ergeben. Der temperaturabhängige Verlauf der Kinetikparameter für Zementit ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Für ΔH_C sowie C_C ist nur eine schwache Temperaturabhängigkeit angenommen worden, während sich der Wert von n_C im für die Ausscheidung von Zementit relevanten Bereich von etwa 500 – 800 K von 0,7 auf etwa 0,55 reduziert. Eine leichte Temperaturabhängigkeit des Parameters n lässt sich nach [155] durch eine Veränderung der Wechselwirkung der einzelnen Phasen motivieren.

Auf eine Interpretation der ermittelten Werte von n und ΔH soll an dieser Stelle verzichtet werden, da es eine starke Wechselwirkung

Koeff.	$i = 0$	$i = 1$	$i = 2$
$h_{C,i}$	$2,74 \cdot 10^{-19} \text{ J}$	$-1,47 \cdot 10^{-24} \text{ JK}^{-1}$	$2,05 \cdot 10^{-26} \text{ JK}^{-2}$
$c_{C,i}$	$5,4 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$	$-6,78 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}\text{K}^{-1}$	$3,56 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}\text{K}^{-2}$
$n_{C,i}$	1,53	$-1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.3: Per Anpassung an die gemessenen Daten ermittelte Parameter für Gleichung 5.8 für das Phasenumwandlungsmodell der Zementit Ausscheidung.

zwischen der Wahl des zugrunde liegenden Kinetikmodells und den Werten von n und ΔH gibt [156, 157]. Da das Kinetikmodell in diesem Fall jedoch empirisch anhand der gemessenen Daten ausgewählt wurde, ist die physikalische Deutung von n und ΔH schwierig.

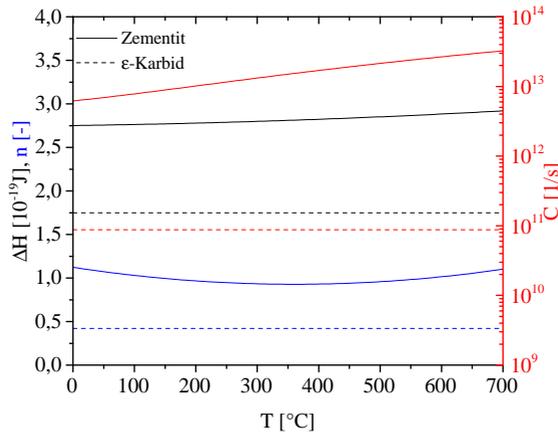


Abbildung 5.23: Temperaturabhängiger Verlauf der Kinetikparameter für Karbid-ausscheidungen.

Abbildung 5.24 zeigt den Vergleich von gemessener und berechneter Dehnung für verschiedene Aufheizraten. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von gemessenen und berechneten Dehnungen für alle Aufheizraten. Wie bei den gemessenen Dehnungsverläufen zeigt

sich mit ansteigender Aufheizrate eine immer schwächer ausgeprägte Senke in der ersten Anlassstufe, obwohl der Wert von $\Delta\varepsilon_{M \rightarrow \varepsilon}$ bei allen Berechnungen konstant war.

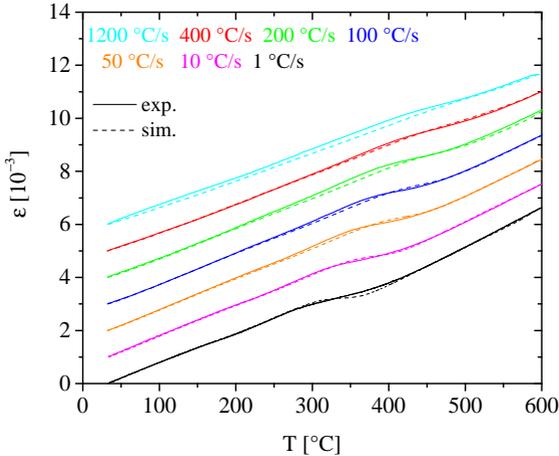
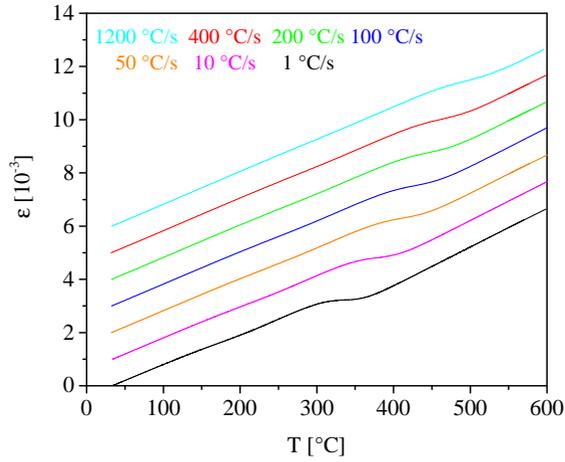
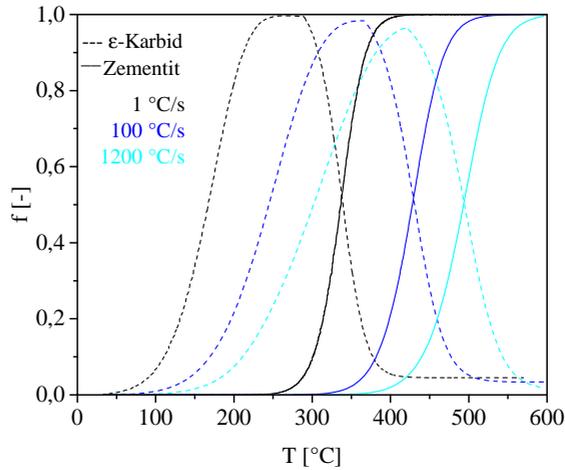


Abbildung 5.24: Vergleich von berechneten und gemessener Dehnung für verschiedene Aufheizraten unter Berücksichtigung des longitudinalen Temperaturgradienten.

Die in Abbildung 5.24 gezeigten Dehnungen für verschiedene Aufheizraten basieren auf Messungen und Berechnungen mit einem Temperaturgradienten in Probenlängsrichtung. Die Abbildungen 5.25a und 5.25b zeigen die berechneten Dehnungen und umgewandelten Anteile mit den selben Parametern wie für die Berechnungen in Abbildung 5.24 unter der Annahme einer vollkommen homogen erwärmten Probe und einer perfekt linearen Erwärmung mit der angegebenen Heizrate. Die schwächer werdende Ausprägung der Anlassstufen mit steigender Aufheizrate zeigt sich auch hier. Demnach ist dies ein den gewählten Kinetikmodellen innewohnender Effekt, der in der realen Messung durch die zeitlich versetzte Umwandlung aufgrund des inhomogenen Proben temperatur noch verstärkt wird.



(a) Dehnung



(b) Karbidausscheidung

Abbildung 5.25: Berechnete Dehnung (a) und Karbidausscheidung (b) beim Anlassen für die experimentell ermittelten Parameter unter Annahme einer homogenen Proben temperatur.

Aus den berechneten Ausscheidungsverläufen aus Abbildung 5.25b lässt sich ein Ausscheidungsdiagramm erstellen, das in Abbildung 5.26 dargestellt ist. Dabei wurden als Start- und Stoppwert 0,01 sowie 0,99 Volumenanteil angenommen. Aufgrund der bei erhöhten Aufheizraten unvollständigen Ausscheidung von ε -Karbid wird in Abbildung 5.26 eine Finish-Temperatur für ε -Karbid nur bei der geringsten Aufheizrate angegeben.

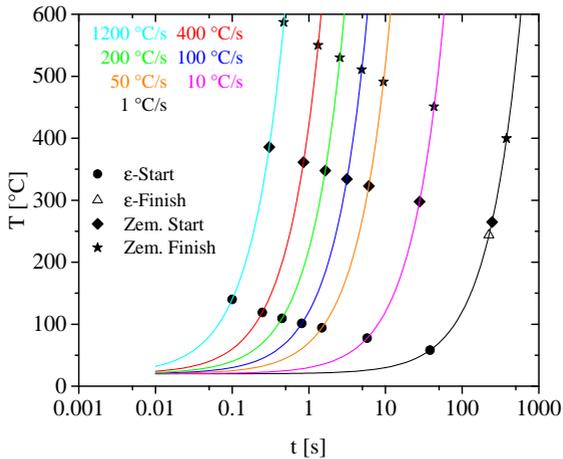


Abbildung 5.26: Berechnetes Zeit-Temperatur Ausscheidungsdiagramm für verschiedene Aufheizraten.

5.2.2 Modellierung des Selbstanlassens

In Abschnitt 5.1.1 wurde der Selbstanlasseffekt anhand unterschiedlich schnell abgeschreckter Proben untersucht. Dabei zeigte sich beim nachfolgenden Anlassen eine Abhängigkeit der Dehnungsänderung in der ersten Anlassstufe von der Abkühlrate beim Abschrecken. Basierend auf der Ausscheidungskinetik von ε -Karbide lässt sich nun der Selbstanlasseffekt berechnen. Dazu muss für die experimentellen Abkühlraten aus Abschnitt 5.1.1 der Anteil an selbstangelasenem Martensit berechnet werden. Dies erfolgt über die Kombination von Gleichung 2.2 mit dem Modell für die Ausscheidungskinetik von ε -Karbide. Die Parameter für Gleichung 2.2 wurden anhand der in [21] angegebenen Gleichungen mit der chemischen Zusammensetzung von Charge 1 nach Tabelle 3.1 zu $T_{KM} = 310\text{ °C}$ und $a_{KM} = 0,0169\text{ °C}^{-1}$ berechnet. Der Algorithmus zur Berechnung des selbstangelasenen Anteils läuft wie folgt ab. Der Abkühlvorgang wird zunächst in N Zeitschritte unterteilt. Betrachtet wird im Folgenden der Zeitschritt i . Bis zu diesem Zeitschritt sei bereits in M Zeitschritten zuvor Martensit gebildet worden. Nun wird für alle Martensitanteile $f_{\alpha',j}$, die bisher gebildet wurden der Anteil an ε -Karbide im Zeitschritt i , $f_{\alpha'_\varepsilon,ij}$ berechnet. Der Gesamtanteil an selbstangelasenem Martensit im Zeitschritt i wird nun nach

$$f_{SA,i} = \sum_{j=0}^M f_{\alpha',j} f_{\alpha'_\varepsilon,ij} \quad (5.10)$$

gebildet. Dies wird für alle N Zeitschritte wiederholt, bis der Abkühlvorgang beendet ist. Mit Hilfe dieser Berechnung lassen sich die im Abschnitt 5.1.1 gezeigten Versuche zum Selbstanlassen weiter auswerten. Unter der Annahme, dass die beim Anlassen gemessene Umwandlungsdehnung proportional zum Anteil an nicht selbstangelasenem Martensit ist und dass die Ausscheidung von ε -Karbide beim Anlassen unter Wiedererwärmung als nahtlose Fortsetzung zum Selbstanlassen anzusehen ist, lässt sich die maximale Umwandlungsdehnung durch Ausscheidung von ε nach

$$\Delta\varepsilon_{\text{Max}} = \frac{\Delta\varepsilon_{\text{Exp}}}{1 - f_{\text{SA}}} \quad (5.11)$$

bestimmen. Für die experimentellen Abkühlkurven, die jeweils zweimal gemessen wurden, ergeben sich die in Abbildung 5.27 dargestellten Verläufe der Selbstanlassanteile.

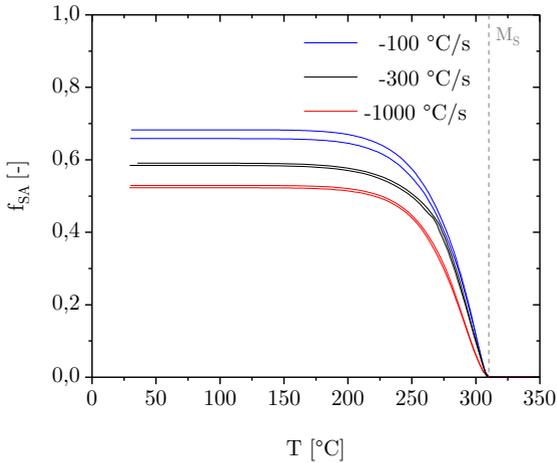


Abbildung 5.27: Berechneter Gesamtanteil an selbstangelassenem Martensit für verschiedene gemessene Abkühlkurven.

Es zeigt sich, dass nach Unterschreiten von etwa 200 °C kein signifikanter Anstieg im selbstangelassenen Anteil mehr zu verzeichnen ist, da die Ausscheidungskinetik von ε -Karbonid unterhalb dieser Temperatur bereits stark verlangsamt ist. Weiterhin zeigt sich, dass selbst die schnellste im Dilatometer erreichbare Abkühlrate immer noch zu rund 50% selbstangelassenem Martensit führt, es ist daher praktisch unmöglich, mit im Labor oder bei industriellen Anwendungen erreichbaren Abkühlraten eine ε -Karbonid Ausscheidung zu unterbinden. Dies deckt sich mit den Ergebnissen aus [35] für den dort betrachteten Stahl mit $M_s = 350$ °C. Tabelle 5.4 fasst die über zwei Berechnungen gemittelten Selbstanlassanteile sowie die nach Gleichung 5.11 berechneten

maximalen Umwandlungsdehnungen bei der ε -Karbonid Ausscheidung zusammen. Bei allen Messungen ergibt sich für $\Delta\varepsilon_{\text{Max}}$ ein ähnlicher Wert, was die Vorgehensweise gleichzeitig validiert. Dieser Wert gibt die umwandlungsbedingte Dehnung bei der Ausscheidung von ε -Karbonid an unter den oben getroffenen Annahmen sowie für eine unendliche schnelle Abschreckung, bei der kein ε -Karbonid gebildet wird.

\dot{T}	f_{SA}	$\Delta\varepsilon_{\text{Exp}}$	$\Delta\varepsilon_{\text{Max}}$
100 °C/s	0,67	$1,44 \cdot 10^{-4}$	$4,36 \cdot 10^{-4}$
300 °C/s	0,58	$2,05 \cdot 10^{-4}$	$4,88 \cdot 10^{-4}$
1000 °C/s	0,53	$2,09 \cdot 10^{-4}$	$4,47 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.4: Berechneter Selbstanlassanteil f_{SA} , gemessene Werte der Umwandlungsdehnung $\Delta\varepsilon_{\text{Exp}}$ während der Ausscheidung von ε -Karbonid sowie berechnete maximale Dehnung $\Delta\varepsilon_{\text{Max}}$ für verschiedene Abkühlraten.

5.2.3 Modellierung der Umwandlungsplastizität beim Anlassen

Zur Modellierung des temperaturabhängigen Dehnungsincrements $\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{tp}}$ kann Gleichung 2.6 unter Verwendung des in Abschnitt 5.1.2 experimentell bestimmten Parameters K verwendet werden. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben wurden für die Funktion ϕ in der Literatur verschiedene Vorschläge gemacht. Abbildung 5.28 zeigt den berechneten Verlauf der UP-Dehnung bei der Zementitausscheidung für verschiedene Funktionen $\phi(z)$. Die zugrundeliegende Ausscheidungskinetik ist die spannungsfrei gemessene und in der Abbildung mit f_{exp} bezeichnet. Zur Beschreibung des hier beobachteten Umwandlungsplastizitätseffekts während der dritten Anlassstufe hat sich $\phi = 2(1 - z)$ als am besten geeignet erwiesen. Diese Funktion wird im Folgenden auch für die UP-Dehnung bei der Ausscheidung von ε -Karbonid verwendet.

Die komplette umwandlungsplastische Dehnung beim Anlassen mit Berücksichtigung beider Karbidausscheidungen lässt sich anhand der beiden K -Werte, Gleichung 2.6 sowie der in Abschnitt 5.2.1 bestimmten Ausscheidungskinetik beim Anlassen berechnen. Abbildung 5.29

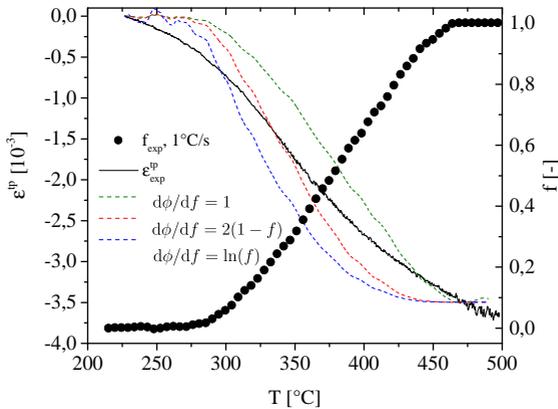


Abbildung 5.28: Experimenteller sowie für verschiedene Funktionen $d\phi/df$ berechneter Verlauf der Umwandlungsdehnung in der dritten Anlasstufe bei -318 MPa. Für die Berechnung wurde die bei 1 °C/s gemessene Ausscheidungskinetik von Zementit verwendet.

zeigt den Vergleich zwischen berechneter und gemessener umwandlungsplastischer Dehnung bei verschiedenen angelegten Druckspannungen beim Anlassen mit einer Aufheizrate von 1 °C/s. Während die Enddehnungen sehr gut übereinstimmen, ist der Verlauf der umwandlungsplastischen Dehnung nur qualitativ richtig wiedergegeben. Der Dehnungsabfall findet in einem deutlich zu schmalen Temperaturbereich statt. Dies ist primär darauf zurückzuführen, dass das Modell für die Kinetik der Zementitausscheidung für geringe Aufheizraten zu schnell abläuft, vgl. Abbildung 5.24. Zudem wird für alle Spannungen dieselbe Kinetik für die Ausscheidungen angenommen, was weiter für Abweichungen sorgt, da bei Phasenumwandlungen generell eine Spannungsabhängigkeit der Ausscheidungsbildung zu erwarten ist. Der in Abschnitt 5.1.2 diskutierte nichtlineare Verlauf der umwandlungsplastischen Dehnung bei der Zementitausscheidung bei erhöhten Druckspannungen wird über die von [70] vorgeschlagene Gleichung nach

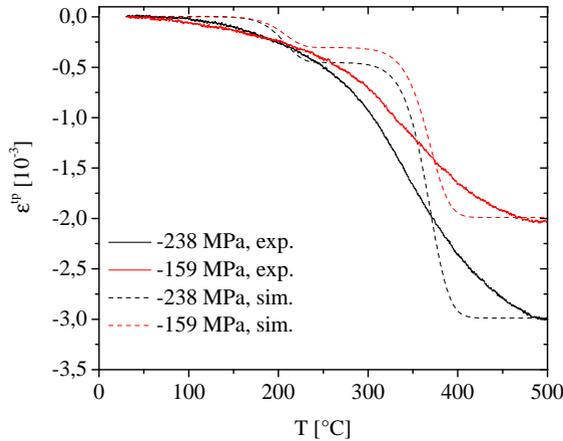


Abbildung 5.29: Vergleich zwischen gemessener und berechneter umwandlungsplastischer Dehnung für verschiedene angelegte Druckspannungen beim kontinuierlichen Anlassen mit 1 °C/s.

$$K(\sigma_M) = \begin{cases} K_0, & \delta < 0,5 \\ K_0 \cdot (1 + 3,5(\delta - 0,5)), & \delta > 0,5 \end{cases} \quad (5.12)$$

modelliert. Darin ist $\delta = \sigma_M / \sigma_y$ das Verhältnis aus von-Mises Vergleichsspannung und Streckgrenze der weicheren Phase, die mit $\sigma_y = 450$ MPa angenommen wird. K_0 bezeichnet hier die UP-Konstante im linearen Bereich.

5.2.4 Modellierung der Mikrostrukturentwicklung

Nach bisherigen Erkenntnissen gibt es keine einheitliche Erklärung für die Verfeinerung der Karbide beim Anlassen mit hohen Aufheizraten (vgl. Abschnitt 2.2.4). Mit Hilfe des in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Modells werden die Karbidausscheidungen während der in Abschnitt 5.1.3 beschriebenen Anlassversuche berechnet.

Eingangsparameter

Der Stoffmengenanteil von Kohlenstoff an der Grenzfläche zwischen Zementit und Ferrit x_e (siehe Gleichung 4.13) wurde mit Hilfe der Thermodynamiksoftware ThermoCalc berechnet und anhand der Gleichung

$$x_e = 10^{-18,39+0,037 \text{ K}^{-1} \cdot T - 3,11 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-2} \cdot T^2 + 9,96 \cdot 10^{-9} \text{ K}^{-3} \cdot T^3} \quad (5.13)$$

genähert. Für die Gleichgewichtsanteile von Kohlenstoff zwischen Ferrit und metastabilem ε -Karbide wurden die Parameter aus [100] verwendet. Auch die Triebkraft für die Nukleation von Zementit im Paragleichgewicht wurde mit Hilfe von ThermoCalc berechnet. Da ThermoCalc die chemische Triebkraft für die Nukleation von Zementit (Gleichung 4.12) in Tabellenform für diskrete Temperaturen und Matrixzusammensetzungen liefert, wurden die erhaltenen Werte anhand der empirischen Gleichung

$$\Delta G_V(x_c, T) = A(T) + B(T)x_c^{C(T)} \quad (5.14)$$

mathematisch beschrieben. Darin ist x_c der Stoffmengenanteil von Kohlenstoff in der Matrix in und T die Temperatur in Kelvin. Die temperaturabhängigen Koeffizienten wurden anhand von Polynomen bis zu dritten Grades nach $I(T) = \sum_{j=0}^3 i_j T^j$ mit $[T] = \text{K}$ berechnet, wobei I für die Koeffizienten A, B, C steht. Die verwendeten Koeffizienten sind in Tabelle 5.5 aufgelistet. Die Einheit der Triebkraft ist bei Verwendung der angegebenen Gleichungen J/mol.

Die chemische Triebkraft für die Nukleation von ε -Karbide wurde aus [100] übernommen. Die übrigen verwendeten Modellparameter sind in Tabelle 5.6 aufgeführt. Parameter ohne Quellenangabe wurden als freie Parameter belassen und durch den Vergleich mit experimentellen Daten für Zementitgröße sowie Ausscheidungskinetik von ε -Karbide und Zementit angepasst.

Kritisch für das Verhalten des Modells ist die Wahl der Grenzflächenenergie der Karbide mit der ferritischen Matrix. Der hier gewählte Pa-

Koeffizient	$i = 0$	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$
a_i	-54 383	-572,1	0,463	$-1,35 \cdot 10^{-4}$
b_i	105 178	395,8	-0,187 58	0
c_i	0,0012	$5,74 \cdot 10^{-6}$	0	0

Tabelle 5.5: Parameter für Gleichung 5.14. Da diese ausschließlich der mathematischen Beschreibung der chemischen Triebkraft aus den Tabellen aus ThermoCalc dient, sind die Koeffizienten ohne Einheiten angegeben.

parameter für ε -Karbid wurde in Anlehnung an [129] als $\gamma_\varepsilon = 0,13 \text{ J/m}^2$ gewählt und geht von einer kohärenten Grenzfläche aus.

Die Zementitnukleation wird als inkohärent angenommen, wodurch sich die Grenzflächenenergie erhöht. Für die hier gezeigte Studien wurde der Wert $\gamma_C = 0,74 \text{ J/m}^2$ nach [100] angenommen. Eine weitere entscheidende Größe ist der Diffusionskoeffizient für Kohlenstoffdiffusion in Martensit. Dieser wird als temperaturabhängig nach der Arrhenius-Gleichung

$$D_c(T) = D_{c,0} \exp\left(\frac{-Q_c}{RT}\right) \quad (5.15)$$

angenommen. Dabei ist $D_{c,0}$ ein Vorfaktor und Q_c die Aktivierungsenergie. Für Ferrit sind diese Werte nach [158] $D_{c,0} = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ sowie $Q_C = 84,1 \text{ kJ/mol}$. Der Diffusionskoeffizient in Martensit ist nicht systematisch ermittelt worden. [154] sowie [143] haben die Aktivierungsenergie von Kohlenstoffdiffusion in Martensit indirekt über Messungen der Ausscheidungskinetik von ε -Karbid mit Hilfe der JMAK Gleichung bestimmt. Dabei wurden Werte von 108 kJ/mol ([154]) und 120 kJ/mol ([143]) gefunden. In diesem Fall würde die Diffusion von Kohlenstoff in Martensit erheblich langsamer ablaufen als in Ferrit. Dies wurde auch in [156] gemessen und damit begründet, dass die geänderten kristallographischen Verhältnisse im tetragonalen, verspannten Martensit die Diffusion von Kohlenstoff verlangsamen. Die dort vorgeschlagene, kohlenstoffabhängige Korrekturformel kann jedoch nicht

die hohen Werte nach [143] und [154] erklären. Untersuchungen an Fe-C-Cr-Ni Stählen von [159] fanden eine stark verlangsamte Kohlenstoffdiffusion in an Kohlenstoff übersättigtem Ferrit. In [143] wurde zudem der Einfluss von Legierungselementen wie Chrom als mögliche Ursache für eine langsamere Kohlenstoffdiffusion diskutiert.

Die Interpretation der Aktivierungsenergie für die Ausscheidung von ε -Karbid als Aktivierungsenergie für Kohlenstoffdiffusion wird jedoch nicht von allen Autoren geteilt. So fanden [160] als Aktivierungsenergie für die Ausscheidung von ε -Karbid ebenfalls 120 kJ/mol, allerdings wurde der Wert dort als Aktivierungsenergie für die Selbstdiffusion von Eisenatomen entlang Versetzungen interpretiert, die mit 134 kJ/mol angegeben wurde.

Größe	Wert	Quelle
$D_{c,0}$	$2,0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	[158]
Q_c	108 kJ/mol	[158, 154]
γ_ε	0,13 J/m ²	nach [129]
γ_C	0,74 J/m ²	[100]
ξ	0,023	-
Δr	$3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$	-
ρ_0	$5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-1}$	[49]
$\rho_{t,\min}$	$1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-1}$	[49]
Q_{Dis}	134 kJ/mol	[88]
C_{Dis}	$5 \cdot 10^4 \text{ m}^{-1}\text{s}^{-1}$	-

Tabelle 5.6: Verwendete Parameter für das Ausscheidungssimulationsmodell.

Die Breite der Größenklassen wurde zu $\Delta r = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ gewählt. Alle Modellparameter sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst.

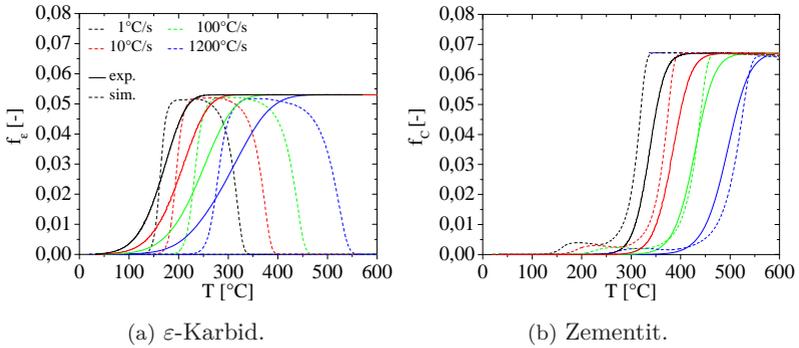


Abbildung 5.30: Vergleich zwischen gemessener (durchgezogene Linie) und simulierter (gestrichelte Linie) Karbidausscheidung.

Ergebnisse

Die Abbildungen 5.30a und 5.30b zeigen den Vergleich zwischen simuliertem und anhand der Gleichungen aus Abschnitt 5.2.1, basierend auf den experimentellen Daten berechneten Ausscheidungsanteil von ϵ -Karbidausscheidung bzw. Zementit. Während die Übereinstimmung bei Zementit zufriedenstellend ist, ergeben sich bei ϵ -Karbidausscheidung vor allem bei hohen Aufheizraten größere Abweichungen. Da die Ausscheidungskinetik von ϵ -Karbidausscheidung aus der gemessenen Dehnung insbesondere bei hohen Aufheizraten nur schwer zu identifizieren ist, sind die experimentellen Daten hier jedoch mit einer größeren Unsicherheit behaftet.

Im Folgenden wird die anhand des Modells berechnete Entwicklung der Karbidgrößen während des Anlassens diskutiert. Da keine experimentellen Daten für die Größe von ϵ -Karbidausscheidung vorliegen, beschränkt sich die Diskussion auf Zementit.

Abbildung 5.31 zeigt den berechneten Verlauf des mittleren Zementitradius R sowie der Teilchendichte N_C .

Eine Charakteristik des Modells mit der gegebenen Parameterkombination bei allen untersuchten Aufheizraten ist die Einteilbarkeit der Ausscheidungs- und Wachstumskinetik in die Phasen Nukleation (I),

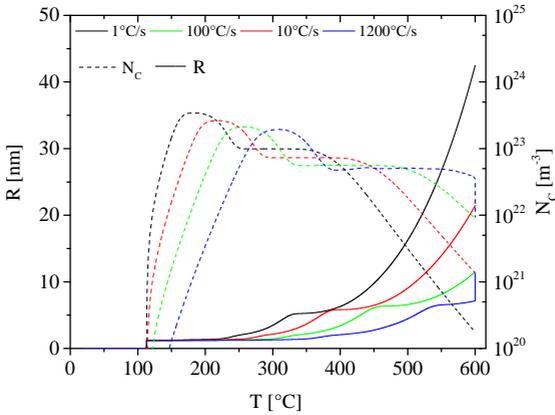


Abbildung 5.31: Berechneter mittlerer Radius R und Teilchendichte der Zementitausscheidungen N_C über der Temperatur für verschiedene Aufheizraten.

Wachstum (II), Plateauphase (III) und Vergrößerung (IV). Dieses Verhalten wurde auch bei anderen klassenbasierten Ausscheidungsmodellen beobachtet [130, 161]. Während der Nukleations- und Wachstumsphase kommt es zur Bildung der Keime sowie deren Wachstum. Diese Phase endet, wenn der komplette bei der gegebenen Temperatur erreichbare Volumengehalt an Zementit ausgeschieden wurde. Anschließend wird ein Plateau erreicht, bei dem sich weder die Gesamtanzahl an Partikeln, noch der mittlere Radius sichtbar ändern, klar zu erkennen in Abbildung 5.31. Bei Betrachtung der Größenverteilung der Zementitteilchen fällt auf, dass es während dieser Phase zu einem Wachstum der größeren und einem Schrumpfen der kleineren Partikel kommt. Diese beiden Prozesse gleichen sich im Hinblick auf den mittleren Radius nahezu aus. Anschließend kommt es zur Vergrößerung, bei der sich die bereits geschrumpften Partikel auflösen und die großen Partikel weiter wachsen, was zu einer Abnahme der Gesamtteilchenzahl sowie einer Zunahme des mittleren Radius führt.

Betrachtet man den Verlauf dieser Phasen für verschiedene Aufheiz-

raten, so zeigt sich, dass sich die Nukleationsphase I mit steigender Aufheizrate zu höheren Temperaturen verschiebt. Die Nukleationsrate \dot{N} steigt aufgrund der höheren Temperatur an, die Anzahl an nukleierten Partikeln ist jedoch geringer, da diese durch das Integral von \dot{N} über die Zeit gegeben wird. Dieses ist für geringe Aufheizraten größer, da \dot{N} zwar kleiner ist, die Zeit während der $\dot{N} \neq 0$ gilt jedoch deutlich größer ist als bei hohen Aufheizraten. Demnach liegen nach Phase I mehr Partikel bei langsamen Aufheizraten vor. Die nukleierten Partikel wachsen im Verlauf von Phase II solange, bis der Gleichgewichtsanteil von Kohlenstoff in der Matrix erreicht ist.

Die Plateauphase tritt bei allen Aufheizraten auf, verschiebt sich mit steigender Aufheizrate jedoch zu höheren Temperaturen. Für alle Aufheizraten ist die mittlere Zementitgröße in der Plateauphase etwa gleich.

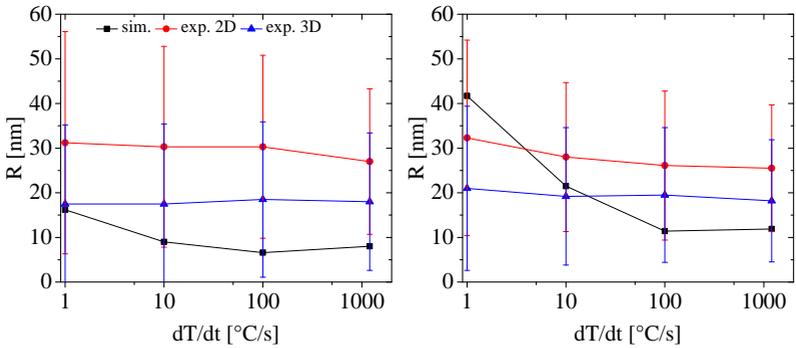
Nach Beginn von Phase IV kommt es zur Vergrößerung der Partikel durch den Gibbs-Thomson Effekt. Wird die selbe Maximaltemperatur erreicht, bleibt bei geringen Aufheizraten mehr Zeit zum Vergrößern, wodurch am Ende weniger, dafür größere Partikel bei geringen Aufheizraten vorliegen.

Diskussion

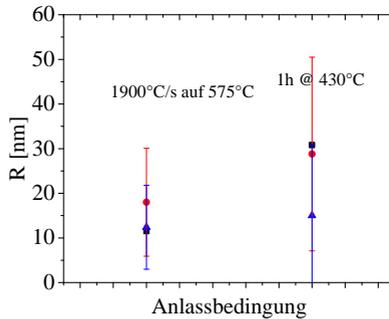
Im Vergleich mit den experimentellen Ergebnisse der Mikrostrukturcharakterisierung angeht ergibt sich ein geteiltes Bild, was die Vorhersagegüte der Simulation angeht. Einerseits liefert die Existenz des Plateaus eine mögliche Erklärung für die zwischen den Maximaltemperaturen 500 °C und 600 °C kaum sichtbaren Größenunterschiede bei allen Aufheizraten aus Abschnitt 5.1.3. Dies würde bedeuten, dass beide Temperaturen für alle Aufheizraten in Phase III liegen. Andererseits ergibt die Simulation während dieser Plateauphase eine deutlich höhere Teilchendichte mit geringerer Aufheizrate, wohingegen die experimentellen Daten das Gegenteil zeigen. Eine mögliche Ursache für diese Diskrepanz ist die Beschränkung des Modells auf Nukleation an Versetzungen. Es ist bekannt, dass Zementit ebenso

an energetisch günstigeren Orten wie Martensitlattengrenzen sowie Grenzflächen von ε -Karbide und Matrix nukleiert. Eine höhere Aufheizrate könnte aufgrund der steigenden Triebkraft, verbunden mit den kurzen Diffusionswegen, die Nukleationsrate an den energetisch weniger günstigen Versetzungen erhöhen, was auch die höhere beobachtete Teilchendichte bei schnell angelassenen Zuständen im Vergleich mit langsam angelassenen erklären könnte. Diesen bimodalen Charakter kann das verwendete Modell nicht wiedergeben, da wie bereits erwähnt nur die Nukleation an Versetzungen betrachtet wird. Dies spiegelt sich im Vergleich der berechneten und in Abschnitt 5.1.3 gemessenen mittleren Zementitgrößen wider, die für alle durchgeführten Experimente in Abbildung 5.32 dargestellt sind. Zunächst ist festzuhalten, dass das Modell für alle Versuche die korrekte Größenordnung der Zementitpartikel vorhersagt. Im Detail zeigt sich jedoch, dass nur eine qualitative Vorhersage möglich ist, auch wenn vereinzelt sehr gute Übereinstimmungen erreicht werden, wie beispielsweise bei den Versuchen 6, 9 und 10. Der Erklärungsansatz für die Verfeinerung aus [50], wonach bei geringeren Aufheizraten ein stärkerer Versetzungsabbau erfolgt, weshalb weniger Nukleationskeimstellen und demnach weniger Zementitpartikel nukleieren, konnte mit Hilfe der Simulationen nicht bestätigt werden. Bei den gewählten Parametern für den Abbau der Versetzungen nach Gleichung 4.9 kommt es im Temperaturbereich der Nukleation zu keinem nennenswerten Abbau der Versetzungsdichte bei allen untersuchten Aufheizraten. Auch eine starke Beschleunigung des Abbaus der Versetzungsdichte bis hin zu physikalisch unrealistischen Werten ergab im Moment der Zementitnukleation keinen ausreichenden Versetzungsabbau bei geringen Aufheizraten, um die These von [50] zu belegen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das verwendete Modell vereinzelte Aspekte und Mechanismen, die die Zementitentwicklung bei hohen Aufheizraten beeinflussen, abbilden kann. Dazu gehören die Ausbildung eines Plateaus in Dichte sowie mittlerer Größe des Zementits in einem bestimmten Temperaturbereich, die später einsetzende Vergrößerung und die Verschiebung der Ausscheidungsbereiche zu



(a) Versuche 1-4 ($T_{\max} = 500$ °C) (b) Versuche 5-8 ($T_{\max} = 600$ °C)



(c) Versuche 9 + 10

Abbildung 5.32: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Karbidgröße für verschiedene Anlassbedingungen. Die Versuchsnummern beziehen sich auf Tabelle 5.1. Die Legende aus a) gilt für alle Abbildungen.

höheren Temperaturen mit steigender Aufheizrate. Die beobachtete Verfeinerung der Zementitpartikel konnte jedoch nicht vollständig erklärt werden. Ebenso wurde der Temperaturbereich des beschriebenen Plateaus im Vergleich zu den Experimenten nicht korrekt vorhergesagt.

5.2.5 Modellierung des Verfestigungsverhaltens angelassener Zustände

Die gemessenen plastischen Dehnungen aus den Warmzugversuchen aus Abschnitt 5.1.4 lassen sich mit Hilfe von Gleichung 4.19 mathematisch beschreiben. Im Verlauf des Anlassens kann es zu nahezu beliebigen Kombinationen aus Anlasszustand und Temperatur T bei der die plastische Verformung auftritt kommen. Um diesen Umstand im Modell abzubilden, werden die Größen σ_0, R_0, R_1 sowie e aus Gleichung 4.19 in Abhängigkeit der Temperatur T sowie des Anlasszustands, charakterisiert durch den Hollomon-Jaffe Parameter P_{HJ} , ermittelt. Alle Größen werden zunächst als linear abhängig von T und P_{HJ} nach

$$I(T, P_{\text{HJ}}) = i_0 + i_1 T + i_2 P_{\text{HJ}} \quad (5.16)$$

berechnet, wobei I stellvertretend für die Größen steht und $[T] = ^\circ\text{C}$ gilt. Die daraus resultierenden unbekannt Parameter werden durch gleichzeitige Anpassung von Gleichung 4.19 an die in Abbildung 5.22 dargestellten Verfestigungskurven ermittelt. Tabelle 5.7 zeigt die Parameter, mit denen die beste Übereinstimmung zwischen Berechnung und Experiment erreicht wurde.

Größe	$i = 0$	$i = 1$	$i = 2$
σ_y	2273 MPa	-1,07 MPa/ $^\circ\text{C}$	-0,067 MPa
R_0	337 MPa	1,05 MPa/ $^\circ\text{C}$	0
R_1	567 MPa	-0,031 MPa/ $^\circ\text{C}$	-0,022 MPa
e	307	0	0

Tabelle 5.7: Parameter für die Gleichungen 4.19 und 5.16.

Abbildung 5.33 zeigt den Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Verfestigungskurven für unterschiedliche Anlasszustände und Versuchstemperaturen.

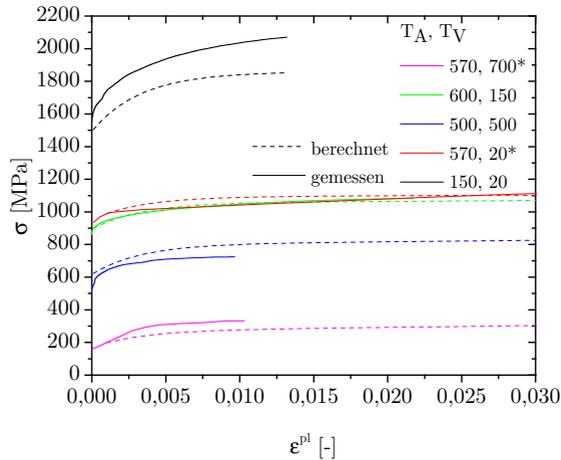


Abbildung 5.33: Vergleich zwischen berechneter und im Zugversuch gemessener Verfestigung von vergütetem 42CrMo4 bei verschiedenen Anlass- und Versuchstemperaturen. Die experimentellen Daten der mit * gekennzeichneten Kurven stammen aus [82]. Darin wurden die Proben zunächst für 3 Stunden bei der angegebenen Temperatur angelassen.

Es zeigt sich eine gute quantitative Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Verfestigungskurven über das gesamte Spektrum der Versuchstemperaturen sowie Anlasszustände. Auch das in [82] gemessene Verfestigungsverhalten des Ausgangszustands (dreistündiges Anlassen bei 570 °C) bei stark unterschiedlichen Temperaturen wird gut abgebildet. Da diese Verfestigungskurven nicht zur Anpassung der in Tabelle 5.7 aufgelisteten Fitparameter verwendet wurden, bestätigt dies die Gültigkeit des Ansatzes.

Das entwickelte Modell ermöglicht eine einheitliche Beschreibung des Verfestigungsverhaltens gehärteter und angelassener Werkstoffzustände. Darüber hinaus das Modell ohne erneute experimentelle Bestimmung das Verfestigungsverhalten für andere vorvergütete Ausgangszustände temperaturabhängig wiedergeben.

6 Induktive Wärmebehandlung einer bauteilnahen Geometrie

Um den Einfluss des induktiven Anlassens auf Härte und Eigenspannungen einer randschichtgehärteten Probe zu untersuchen, wurden induktive Vergütungsversuche an der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Anlage durchgeführt. Alle Proben werden zunächst mit identischen Parametern gehärtet und anschließend mit zwei verschiedenen Parametersätzen angelassen.

6.1 Härten

Zunächst erfolgte bei allen Proben eine Randschichthärtung. Dazu wurde eine Frequenz von 30 kHz und eine relative Leistung von 37 % gewählt, was etwa 150 kW entspricht. Die gewählte Heizdauer betrug 500 ms. Aus dem Frequenzumrichter lassen sich die Umrichterdaten während der Wärmebehandlung auslesen. Abbildung 6.1 zeigt für die genannten Einstellungen den Verlauf von Frequenz f und skaliertes Stromstärke I_{skal} über der Zeit. Zu beachten ist, dass die Stromstärke nicht in Ampere, sondern in einer unbekannt, relativen Einheit vorliegt. Obwohl die HF-Leistung auf den minimalen Wert reduziert wurde, zeigt sich zu Beginn der Aufzeichnung ein kurzer Heizimpuls im HF Bereich. Dieser fällt schnell auf einen geringen Wert ab. Gleichzeitig steigt der Strom im MF Bereich innerhalb von etwa 150 ms auf einen nahezu konstanten Wert an. Die Frequenz im MF-Bereich liegt über die gesamte Heizdauer etwa bei den gewählten 30 kHz.

Nach Ende der Heizphase fährt die Abschreckbrause innerhalb von etwa 400 ms über die Probe und das Abschrecken beginnt. Abbildung 6.2 zeigt den gesamten Temperaturverlauf während des Randschichthärtens. Das Temperaturmaximum unmittelbar nach Beginn der Messung rührt vom bereits diskutierten kurzen HF-Impuls her. Diesem Maximum folgt ein kontinuierlicher Anstieg der Temperatur bis auf eine Maximaltemperatur von 1050 °C. Während die Abschreckbrause ver-

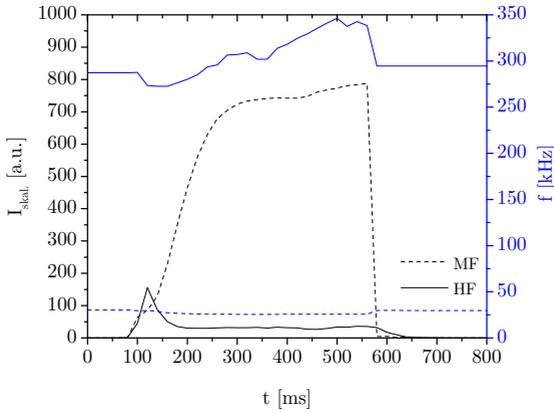


Abbildung 6.1: Verlauf von skaliertes Stromstärke und Frequenz im MF- und HF-Bereich beim Härten.

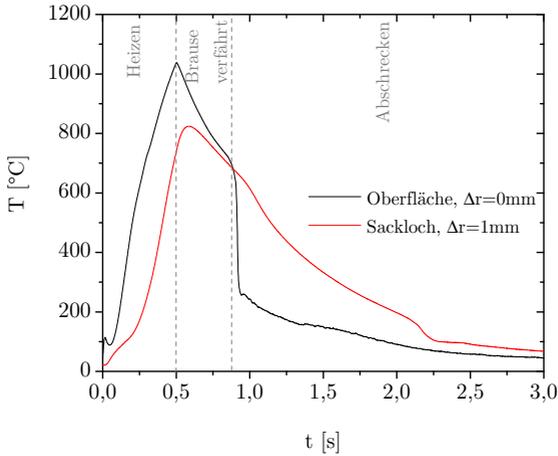


Abbildung 6.2: Gemessener Temperaturverlauf an der Probenstirnfläche beim Randschichthärten.

fährt, kühlt sich die Stirnfläche um etwa $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ ab. Mit einsetzendem Abschrecken sinkt die Temperatur schlagartig auf etwa $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ ab, um

dann im weiteren Verlauf langsam auf Raumtemperatur zu sinken. Die ebenfalls in Abbildung 6.2 aufgetragene Temperatur im Sackloch mit 1 mm Oberflächenabstand folgt mit zeitlicher Verzögerung und geringerer Maximaltemperatur diesem Verlauf, da die Erwärmung bzw. Abkühlung durch Wärmeleitung erfolgt. Der Bauteilzustand nach dem Härten wurde anschließend per Härtemessung und röntgenographischer Eigenspannungsmessung charakterisiert. Für die Härtemessung wurde ein Segment aus der Probe herausgetrennt, halbiert, metallographisch präpariert und anschließend vermessen. Abbildung 6.3a zeigt den gemessenen Härtetiefenverlauf. An der Stirnfläche ergibt sich eine Härte von etwa 800 HV_{0,1}, die bis auf einen Oberflächenabstand von etwa 1 mm auf etwa 700 HV_{0,1} abfällt. Die im Vergleich zur konventionellen Wärmebehandlung erreichbare deutlich höhere Härte nach dem Induktionshärten wurde auch in [87] beobachtet. Der Effekt ist in der Literatur als super-hardening bekannt [162]. Die genaue Ursache ist nicht abschließend geklärt, einen möglichen Einfluss haben der Eigenspannungszustand sowie eine durch die induktive Härtung vorliegende verfeinerte Martensitstruktur.

Danach folgt ein scharfer Abfall der Härte auf 330 HV_{0,1} innerhalb der nächsten 0,2 mm, was der Härte des Grundgefüges entspricht. Ein ausgeprägtes Härteminimum in der Übergangszone ist nicht zu erkennen.

Die Integralbreiten der bei der Eigenspannungsbestimmung gemessenen Reflexe sind in Abbildung 6.3b für beide Messrichtungen aufgetragen. In beiden Richtungen sind die Integralbreiten praktisch identisch. Bis zum Erreichen der Übergangszone zeigt sich die für Martensit typische sehr ausgeprägte Verbreiterung [49], die bei etwa 1,1 mm schlagartig abfällt, da ab hier das hoch angelassene Grundgefüge vorliegt. Die Eigenspannungen in Axial- und Tangentialrichtung, dargestellt in den Abbildungen 6.3c und 6.3d, liegen an der Stirnfläche im Druckbereich. In beiden Spannungsrichtungen bleiben die Werte bis zum Übergang in das Grundgefüge nahezu konstant, um dann in einem steilen Verlauf in den Zugbereich zu wechseln. Insbesondere in tangentialer Richtung stellt sich eine sehr hohe Zugeigenspannung ein.

Somit liegt nach dem Randschichthärten der typische zu erwartende Bauteilzustand vor, wie er für andere Geometrien ebenfalls gefunden wurde [82, 163].

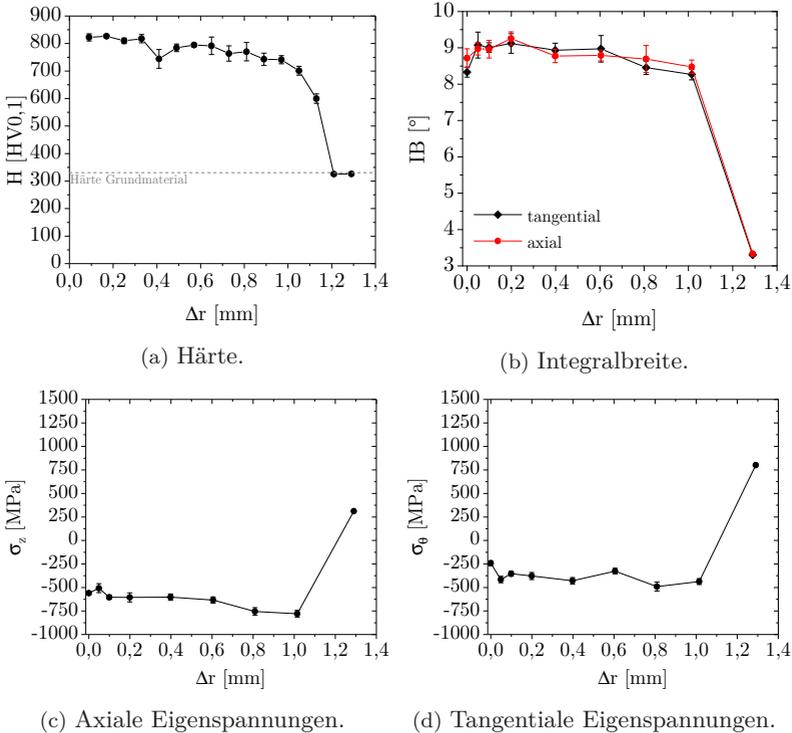


Abbildung 6.3: Gemessene Probeneigenschaften nach dem induktiven Randschicht-
härten als Funktion des Oberflächenabstands.

6.2 Anlassen

Die randschichtgehärteten Proben wurden anschließend angelassen, wobei zwei verschiedene Anlassversuche durchgeführt wurden, die im Folgenden Anlassversuch 1 und Anlassversuch 2 genannt werden.

Anlassversuch 1

Bei Anlassversuch 1 wurde mit einer Frequenz von 30 kHz und einer relativen Leistung von 6 % im MF Bereich für 1000 ms angelassen und anschließend abgeschreckt. Der Temperaturverlauf an der Probenstirnfläche ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Wie bereits beim Härten zeigt sich unmittelbar nach Beginn der Temperatureaufzeichnung ein Temperaturanstieg durch einen kurzen HF-Impuls. Ab etwa 0,3s steigt die Temperatur nahezu linear auf etwa 360 °C an. Während des Verfahrens der Abschreckbrause kühlt sich die Stirnfläche auf etwa 200 °C ab, bevor final ein rapider Temperaturabfall mit Einsetzen des Abschreckens folgt.

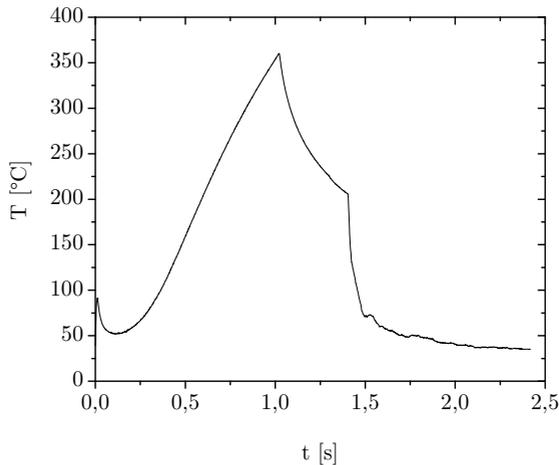
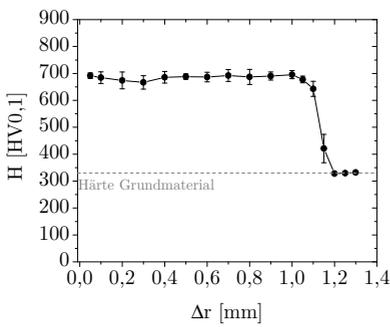


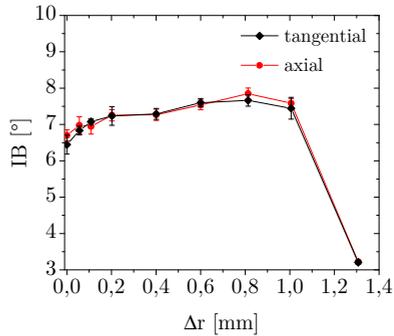
Abbildung 6.4: Gemessener Temperaturverlauf an der Probenstirnfläche bei Anlassversuch 1.

Abbildung 6.5a stellt den Verlauf der gemessenen Härte graphisch dar. Vom Rand bis zur Übergangszone ins Grundgefüge liegt eine nahezu konstante Härte von etwa 680 HV_{0,1} vor, die dann in einem steilen Abfall in die Grundhärte übergeht. Demnach kam es nur zu einer geringen Reduktion der Härte, was durch die relativ geringe

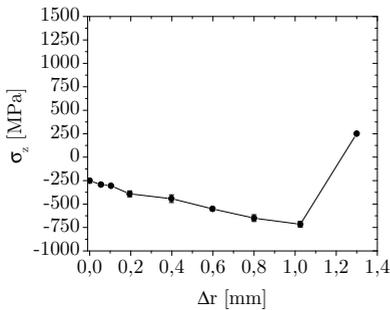
Maximaltemperatur und die kurze Anlassdauer zu erklären ist. Die Integralbreite ist in Abbildung 6.5b dargestellt. Wie beim gehärteten Zustand sind die Werte in beiden Spannungsrichtungen praktisch identisch. Im Vergleich zum gehärteten Zustand ist die Integralbreite an der Oberfläche um etwa 2° zurückgegangen und steigt mit größer werdendem Oberflächenabstand an. Dies ist ein Indiz für einen Abbau von Versetzungen [49]. Die Abnahme der Anlasswirkung mit zunehmendem Oberflächenabstand ist durch die geringer werdende maximal erreichte Temperatur zu erklären. Die Eigenspannungen in axialer



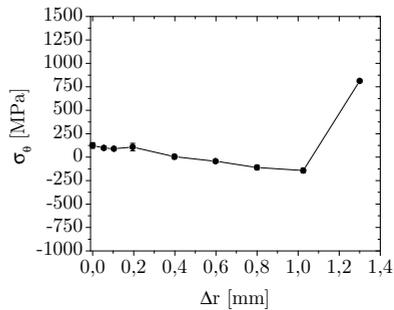
(a) Härte.



(b) Integralbreite.



(c) Axiale Eigenspannungen.



(d) Tangentiale Eigenspannungen.

Abbildung 6.5: Gemessene Probeneigenschaften nach Anlassversuch 1 als Funktion des Oberflächenabstands.

und tangentialer Richtung sind in den Abbildungen 6.5c und 6.5d als Funktion des Oberflächenabstands aufgetragen. In axialer Richtung liegen die Eigenspannungen bis zum Erreichen der Übergangszone im Druckbereich. Der Wert an der Oberfläche beträgt etwa -250 MPa und ist somit betragsmäßig deutlich geringer als nach dem Härten. Mit zunehmendem Oberflächenabstand steigt der Absolutwert der Druckeigenspannungen an, bei etwa $\Delta r = 1,0$ mm liegt der auf dem Niveau nach dem Härten. In tangentialer Richtung liegen die Eigenspannungen an der Oberfläche knapp über dem Nullpunkt im Zugbereich. Mit steigendem Oberflächenabstand kommt es zum Vorzeichenwechsel in den Zugbereich, bevor die Eigenspannungen mit Erreichen der Übergangszone wieder in den Zugbereich wechseln. Demnach verlagern sich die Druckeigenspannungen nach dem Härten durch das Anlassen in geringere Druckeigenspannungen in axialer Richtung und teilweise in Zugeigenspannungen in tangentialer Richtung.

Anlassversuch 2

Die Prozessparameter für Anlassversuch 2 sind bis auf die höhere relative Leistung von 8 % identisch.

Der Temperaturverlauf an der Stirnfläche ist in Abbildung 6.6 über der Anlassdauer aufgetragen. Wie beim Härten zeigt sich auch hier ein sehr schneller Anstieg unmittelbar nach Beginn der Temperaturmessung durch einen HF-Impuls. Danach steigt die Temperatur kontinuierlich bis auf etwa 540 °C an, um anschließend durch Selbstabschrecken beim Verfahren der Brause auf 330 °C und final durch das einsetzende Abschrecken auf Raumtemperatur abzukühlen.

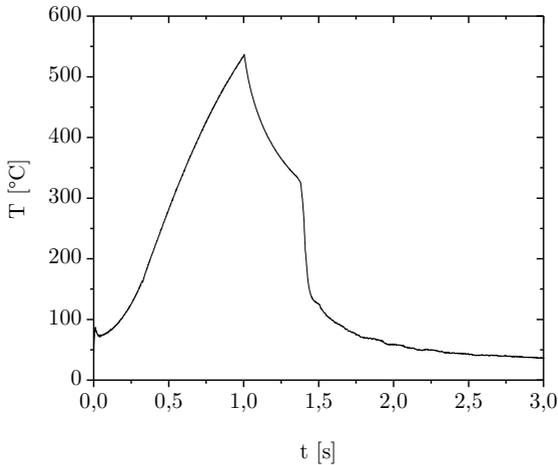


Abbildung 6.6: Gemessener Temperaturverlauf an der Probenstirnfläche bei Anlassversuch 2.

Die Härte nach dem Anlassen ist in Abbildung 6.7a als Funktion des Oberflächenabstands zu sehen. An der Stirnfläche beträgt die Härte rund 500 HV_{0,1}. Mit steigendem Oberflächenabstand steigt sie bis auf rund 580 HV_{0,1} bei einem Wert von $\Delta r = 1,1$ mm an. Danach kommt es zu einem steilen Abfall der Härte auf den Wert des Grundmaterials. Dieser Verlauf erklärt sich durch den Temperaturgradienten in der Probe beim Kurzzeitanlassen. Die Oberfläche wird direkt durch die induzierte Wärme aufgeheizt und erwärmt sich am stärksten, während sich die Bereiche unterhalb der Oberfläche weniger stark aufheizen, da diese sich nur über Wärmeleitung erwärmen. Dieser Verlauf zeigt sich auch in der röntgenographisch gemessenen Integralbreite, dargestellt in Abbildung 6.7b. Die nach dem Härten sehr große Integralbreite von rund $8,5^\circ$ ist an der Stirnfläche auf etwa die Hälfte zurückgegangen. Mit steigendem Abstand zur Oberfläche steigt sie auf etwa 6° im Übergangsbereich zum Grundgefüge an, um dann auf die geringe Verbreiterung des Grundgefüges zu fallen. Die Verringerung der Re-

flexverbreiterung ist primär auf eine Entspannung des Gefüges durch den Abbau von Versetzungen zurückzuführen und ist in Einklang mit dem Verlauf der gemessenen Härte. Im Vergleich zu Anlassversuch 1 zeigt sich über den gesamten gehärteten Bereich ein deutlicher Effekt des Anlassens im Hinblick auf Härte und Integralbreite. Die

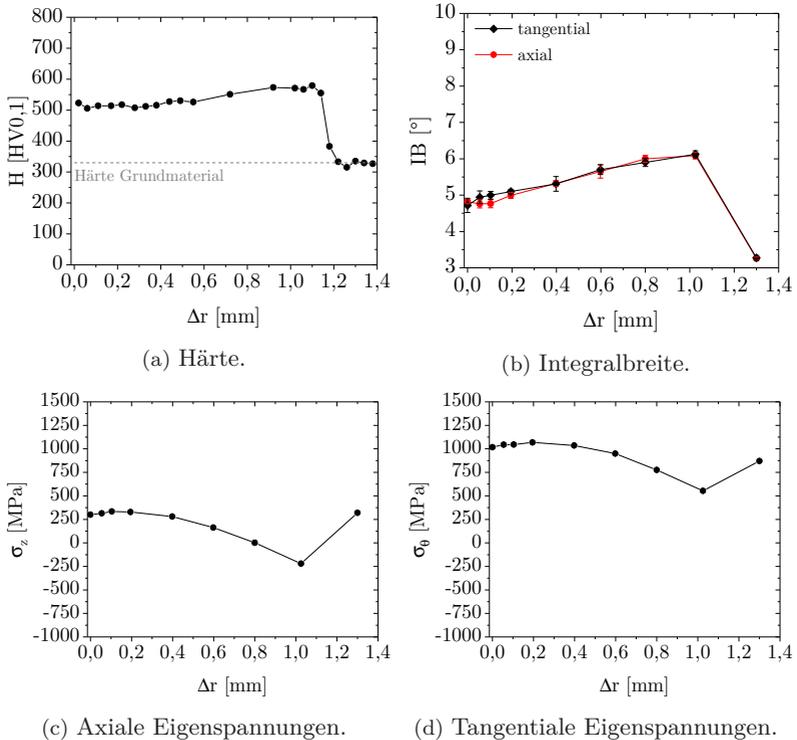


Abbildung 6.7: Gemessene Probeneigenschaften nach Anlassversuch 2 als Funktion des Oberflächenabstands.

Eigenspannungen in axialer und tangentialer Richtung, dargestellt in den Abbildungen 6.7c respektive 6.7d zeigen, bezogen auf die Eigenspannungen nach dem Härten, eine massive Veränderung. In beiden

Spannungsrichtungen kommt es zu einer starken Verlagerung in den Zugspannungsbereich. An der Stirnfläche liegen Zugeigenspannungen von etwa 1000 MPa vor. Bis zum maximal gemessenen Oberflächenabstand von 1,3 mm liegen alle gemessenen Werte in tangentialer Richtung im Zugbereich. In axialer Richtung liegen 250 MPa an der Stirnfläche vor. Kurz vor dem Übergang in das Grundgefüge gibt es ein Druckeigenspannungsmaximum von etwa -220 MPa.

7 Simulation von Härten und Anlassen

7.1 Modellparameter

7.1.1 Thermisch-mechanisch-metallurgisches Modell

Zur Simulation von Härten und anschließendem Anlassen per Induktion wird das in Abschnitt 4.2 beschriebene FE-Modell verwendet. Im Modell wird die Temperaturabhängigkeit einer Materialeigenschaft $I(T)$ als Polynom dritten Grades nach $I(T) = \sum_{i=0}^3 a_i T^i$ beschrieben, worin die Temperatur in K zu verwenden ist. Es wird nur zwischen kubisch flächenzentrierten (Austenit) und kubisch raumzentrierten (Ferrit/Karbid, Martensit) Phasen unterschieden.

Die verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 7.1 aufgelistet. Zur besseren Lesbarkeit sind die Einheiten der Koeffizienten nicht angegeben, können aber nach $[a_i] = \text{Einheit}/\text{K}^i$ berechnet werden. Bei Größen, für die die Originaldaten digitalisiert und anschließend angepasst wurden, ist ein * an der Quelle zu finden. Die Parameter zur Beschreibung der Martensitumwandlung nach Gleichung 2.2 wurden anhand der Formeln aus [21] unter Verwendung der chemischen Zusammensetzung von Charge 1 in Tabelle 3.1 berechnet.

Die Berechnung der Festigkeit der krz Phasen erfolgt über das in Abschnitt 5.2.5 vorgestellte Modell mit Hilfe der Gleichungen 4.19 und 5.16 mit den Parametern aus Tabelle 5.7 berechnet.

Größen, die je nach Phase unterschiedlich sind, werden nach einer linearen Mischungsregel nach $I_h = f_A I_A + (1 - f_A) I_{\text{krz}}$ berechnet, wobei I_A , I_{krz} den Wert der Größe in Austenit sowie in den krz Phasen bezeichnet.

Eine gesonderte Rolle spielt hierbei die Verfestigung. Die totale plastische Dehnung ε^{pl} wird zur Berechnung der Verfestigung nach Gleichung 4.19 verwendet. Kommt es jedoch zu einer Phasenumwandlung, bleibt die plastische Dehnung des Bauteils zwar erhalten, die Verfesti-

gung wird in der Realität jedoch drastisch verändert, da sie auf einer erhöhten Versetzungsdichte beruht. Die Versetzungsstruktur wird im Zuge von Phasenumwandlungen jedoch grundlegend verändert. Dies spielt insbesondere bei der Umwandlung von Austenit zu Martensit eine Rolle. In der Literatur werden Lösungsansätze für das Problem vorgeschlagen [164], die jedoch im hier vorgestellten Modell nicht verwendet werden. Stattdessen wird vereinfacht angenommen, dass der Martensit bei seiner Bildung keine Verfestigung vom plastisch verformten Austenit erbt.

Umwandlungsplastizität wird für alle auftretenden Phasenumwandlungen berücksichtigt. Bei der Ausscheidung von Zementit wird zudem die Nichtlinearität der umwandlungsplastischen Dehnung, wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben, implementiert.

Die in Kapitel 5 beschriebenen Effekte die beim Anlassen inhomogen austenitisierter Zustände auftreten sowie das Selbstanlassen werden aufgrund des geringen zu erwartenden Effekts nicht im Prozessmodell berücksichtigt.

Größe	Einheit	Phase	$i = 0$	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	Quelle
λ	W/(mK)	kfz	21,1	$-3,14 \cdot 10^{-2}$	$2,87 \cdot 10^{-5}$	0	[113]*
λ	W/(mK)	krz	44,23	$-5,97 \cdot 10^{-4}$	$-1,79 \cdot 10^{-5}$	0	[113]*
c_p	J/(kgK)	kfz	233	0,586	0	0	[113]*
c_p	J/(kgK)	krz	476	0,103	0	0	[113]*
$\Delta Q_{\alpha \rightarrow \gamma}$	J/kg	-	$8,3 \cdot 10^4$	0	0	0	[165]
$\Delta Q_{\gamma \rightarrow \alpha'}$	J/kg	-	$-8,3 \cdot 10^4$	0	0	0	[165]
E	GPa	kfz	283,0	-0,211	0	0	[166]
E	GPa	krz	284,5	-0,456	$7,29 \cdot 10^{-4}$	$-4,43 \cdot 10^{-7}$	<i>d.A.</i>
α	1/K	kfz	$2,3 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	[158]
α	1/K	krz	$9,1 \cdot 10^{-6}$	$9,6 \cdot 10^{-9}$	0	0	<i>d.A.</i>
$K_{\alpha \rightarrow \gamma}$	1/MPa	-	$1,4 \cdot 10^{-4}$	0	0	0	[87]
$K_{\gamma \rightarrow \alpha'}$	1/MPa	-	$6,5 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	<i>d.A.</i>
$K_{\alpha' \rightarrow \alpha'_e}$	1/MPa	-	$2,0 \cdot 10^{-6}$	0	0	0	<i>d.A.</i>
$K_{\alpha'_e \rightarrow \alpha'_C}$	1/MPa	-	$1,1 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	<i>d.A.</i>
$\Delta \varepsilon_{\alpha \rightarrow \gamma}$	-	-	-0,0092	0	0	0	<i>d.A.</i>
$\Delta \varepsilon_{\gamma \rightarrow \alpha'}$	-	-	0,0093	0	0	0	<i>d.A.</i>
$\Delta \varepsilon_{\alpha' \rightarrow \alpha'_e}$	-	-	-0,0002	0	0	0	<i>d.A.</i>
$\Delta \varepsilon_{\alpha'_e \rightarrow \alpha'_C}$	-	-	-0,0014	0	0	0	<i>d.A.</i>

Tabelle 7.1: Eingangsparameter für das FE-Modell.

Größe	Einheit	Phase	$i = 0$	$i = 1$	$i = 2$	$i = 3$	Quelle
$r_{\alpha \rightarrow \gamma}$	-	-	1	0	0	0	[167]
$r_{\alpha' \rightarrow \alpha'_\epsilon}$	-	-	1	0	0	0	d.A.
$r_{\alpha'_\epsilon \rightarrow \alpha'_C}$	-	-	1,5	0	0	0	d.A.
$n_{\alpha \rightarrow \gamma}$	-	-	1,525	0	0	0	[167]
$n_{\alpha' \rightarrow \alpha'_\epsilon}$	-	-	0,42	0	0	0	d.A.
$n_{\alpha'_\epsilon \rightarrow \alpha'_C}$	-	-	1,53	$-1,90 \cdot 10^{-3}$	$1,50 \cdot 10^{-6}$	0	d.A.
$\Delta H_{\alpha \rightarrow \gamma}$	J	-	$6,7 \cdot 10^{-19}$	0	0	0	[167]
$\Delta H_{\alpha' \rightarrow \alpha'_\epsilon}$	J	-	$1,75 \cdot 10^{-19}$	0	0	0	d.A.
$\Delta H_{\alpha'_\epsilon \rightarrow \alpha'_C}$	J	-	$2,74 \cdot 10^{-19}$	$-1,47 \cdot 10^{-24}$	$2,05 \cdot 10^{-26}$	0	d.A.
$C_{\alpha \rightarrow \gamma}$	s^{-1}	-	$2,84 \cdot 10^{20}$	0	0	0	[16]
$C_{\alpha' \rightarrow \alpha'_\epsilon}$	s^{-1}	-	$8,79 \cdot 10^{10}$	0	0	0	d.A.
$C_{\alpha'_\epsilon \rightarrow \alpha'_C}$	s^{-1}	-	$5,4 \cdot 10^{12}$	$-6,78 \cdot 10^9$	$3,56 \cdot 10^7$	0	d.A.
a_M	$^{\circ}C^{-1}$	-	0,0169	0	0	0	[21]
T_{KM}	$^{\circ}C$	-	310	0	0	0	[21]
$\sigma_{y,\gamma}$	MPa	ktz	427,2	$-0,405$	$7,60 \cdot 10^{-5}$	0	[113]*
$R_{0,\gamma}$	MPa	ktz	$-351,1$	7,51	$-0,0062$	0	[113]*
$R_{1,\gamma}$	MPa	ktz	32,3	$-9,66 \cdot 10^{-4}$	0	0	[113]*
ϵ_γ	-	ktz	410,5	$-0,277$	0	0	[113]*

Tabelle 7.1: Eingangsparmeter für das FE-Modell (Fortsetzung).

7.1.2 Elektromagnetisches Modell

Alle Eingabedaten für das elektromagnetische Modell von 42CrMo4, Kupfer und Umgebungsluft (relative Permeabilität, $B(H)$ Kurven, elektrische Leitfähigkeit) stammen aus [87]. Für die relative Permeabilität des Feldkonzentrators wurde gemäß Datenblatt des Herstellers $\mu_r = 20$ verwendet. Die Vorgabe des Stroms für die elektromagnetische Simulation wurde aus den in Kapitel 6 beschriebenen Umrichterdaten abgeleitet. Da die tatsächlichen Stromstärken nicht bekannt sind, wurden die ausgelesenen Werte mit Umrechnungsfaktoren multipliziert. Diese Faktoren, je einer für den HF und MF Bereich, wurden durch Vergleich von gemessener und simulierter Erwärmung bestimmt.

Der Wärmeübergang beim Abschrecken wird mit $\beta = 30\,000\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ angenommen, die Umgebungstemperatur beträgt konstant $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

7.2 Simulation des Abtrags

Zur Messung des Eigenspannungstiefenverlaufs wurde von der Stirnfläche der Probe sukzessive Material abgetragen (s. Abschnitt 3.3.6). Daher sind die simulierten Eigenspannungen nicht unmittelbar mit den am abgetragenen Bauteil gemessenen vergleichbar, da es beim Abtragen zu Dehnungsauslösungen und Spannungsumlagerungen kommt. Aus diesem Grund muss das Abtragen mitsimuliert werden, um den Einfluss der Spannungsauslösung abschätzen zu können. Aufgrund des lokalen Abtrags in einem Winkelausschnitt von etwa 7° muss diese Simulation auf einem 3D Modell der Probe durchgeführt werden. Da eine komplette 3D Simulation des elektromagnetisch-thermisch-mechanisch-metallurgischen Problems numerisch nur mit extrem großem Rechenaufwand machbar ist, wird der finale Eigenspannungszustand vom 2,5D Modell auf das 3D Modell übertragen. Die Simulation des Abtrags erfolgt rein elastisch, weshalb mögliche Plastifizierungen aufgrund der Kerbwirkung im Grund des abgetragenen Bereichs nicht abgebildet werden.

Zunächst wird der aus der 2,5D Simulation berechnete Eigenspannungs-

tiefenverlauf in θ - und z -Richtung mit Hilfe der Subroutine SIGINI auf ein 3D Netz des Körpers aufgeprägt. Alle anderen Spannungskomponenten wurden zu 0 gesetzt. Die z -Abhängigkeit der Komponenten wurde nicht berücksichtigt. Zudem wird das Modell im ursprünglichen Zustand verwendet, also ohne die plastischen Dehnungen nach der Wärmebehandlung. Nach dem Aufprägen der Spannungen wird ein statischer Berechnungsschritt durchgeführt, um das mechanische Gleichgewicht einzustellen. Nach dem statischen Rechenschritt sind Abweichungen der aufgeprägten Eigenspannungen von denen aus dem 2,5D Modell von etwa 5 % – 10 % festzustellen, die auf die oben genannten Vereinfachungen zurückzuführen sind. Anschließend werden die gewünschten Elemente zur Abtragssimulation gelöscht und es wird ein finaler statischer Rechenschritt durchgeführt.

Für die Abtragssimulation wurde ein Bereich mit 10 mm Breite und 14 mm Höhe angenommen, was in etwa der Größe des experimentell abgetragenen Bereichs entspricht. Die beim elektrolytischen Abtragen entstehende Verrundung des abgetragenen Bereichs wurde in der Simulation nicht berücksichtigt. Es wird von einem planaren Abtrag ausgegangen. Abbildung 7.1 zeigt einen Ausschnitt aus dem vernetzten 3D Modell mit einer Abtragtiefe von 500 μm .

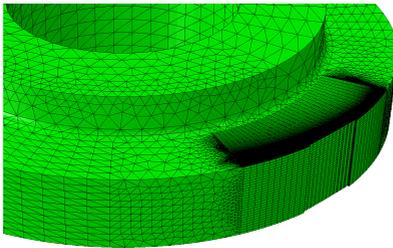


Abbildung 7.1: Ausschnitt aus dem vernetzten 3D Modell zur Abtragssimulation. Zu sehen ist ein Abtrag von 500 μm an der Oberfläche.

Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf der Änderung der Eigenspannungen nach dem Randschichthärten in θ - und z -Richtung bei verschiedenen Abtragtiefen. Für alle Tiefen und beide Spannungsrichtungen

zeigt sich stets eine Verlagerung in den Druckspannungsbereich. Dieses Relaxationsverhalten beim Abtrag ist im Einklang mit dem in [168] diskutierten Einfluss verschiedener Methoden zur Simulation des Abtrags auf die Eigenspannungen. Da die Spannungsänderung beim Abtrag vom Spannungszustand abhängt, muss die Abtragssimulation für jeden zu untersuchenden Zustand separat durchgeführt werden.

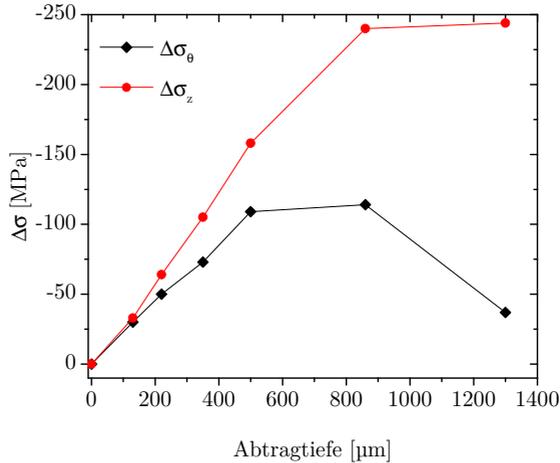


Abbildung 7.2: Simulierte Änderung der Eigenspannungen nach dem Härten beim Abtragen in Abhängigkeit der Abtragtiefe.

7.3 Simulation der Versuche aus Kapitel 6

7.3.1 Härten

Zunächst werden die Simulationsergebnisse des Härteprozesses mit den experimentellen Daten aus Kapitel 6 verglichen. Für die Umrechnungsfaktoren der Stromstärken wurden die Werte 22 A/mm^2 und 135 A/mm^2 für MF und HF verwendet.

Abbildung 7.3 zeigt den Vergleich zwischen simulierter und gemessener Temperaturentwicklung an der Oberfläche der Probe sowie an

der Position des Mantelthermoelements im Sackloch. Die simulierte Temperatur im Sackloch wurde durch Mitteln über die entsprechenden Elemente berechnet. Bei der Oberflächentemperatur zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Kurven, insbesondere für das Abschrecken ab etwa 0,9 s.

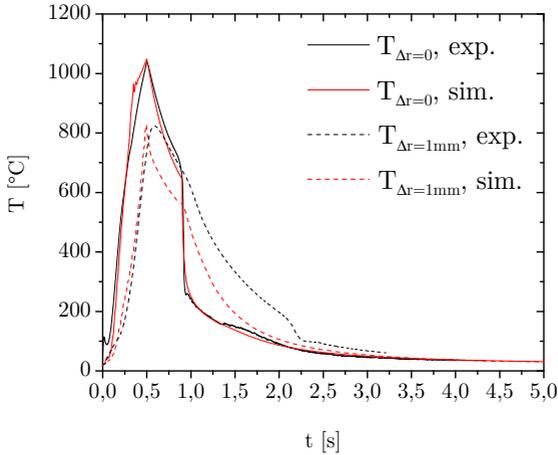


Abbildung 7.3: Gemessener und simulierter Temperaturverlauf beim Härten.

Das in Kapitel 6 diskutierte anfängliche Temperaturmaximum wird durch die Simulation nur ansatzweise abgebildet. Eine mögliche Ursache dafür ist die relativ ungenaue zeitliche Aufzeichnung der Stromdaten aus dem Umrichter, die bei diesem sehr kurzen HF-Impuls zu Ungenauigkeiten führt. Bis zum Erreichen von etwa 720 °C stimmen beide Kurven sehr gut überein. Danach kommt es zu einer Überschätzung der simulierten Temperatur, deren Ursache nicht abschließend geklärt werden konnte. Ein möglicher Erklärungsansatz ist der magnetische Phasenübergang von ferro- zu paramagnetischer Ordnung bei etwa 750 °C. Diese ist zwar im Modell implementiert, allerdings scheinen die Zeitschritte Δt bei der abwechselnden Simulation (siehe Abschnitt 4.2.5) zu groß zu sein. Eine Reduktion der Zeitschritte

im Rahmen noch vertretbarer Rechenzeiten brachte jedoch keine signifikante Verbesserung. Die Temperatur im Sackloch wird bis zum Erreichen der Maximaltemperatur sehr gut wiedergegeben. Die experimentell gemessene Temperatur sinkt nach Ende der Heizphase mit einer kurzen zeitlichen Verzögerung ab, während die simulierte Temperatur unmittelbar abfällt. Dadurch entsteht ein Versatz beider Kurven, die simulierte Abkühlrate im Sackloch zeigt jedoch eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment.

Entscheidend für die Validierung des Modells ist die Vorhersage der mechanischen Eigenschaften nach dem Härten. Die Abbildungen 7.4a bis 7.4c zeigen den Vergleich zwischen simulierten und berechneten Eigenspannungen sowie der Härte. Für die Einhärtetiefe ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Allerdings wird die Maximalhärte bis zu einem Abstand von 0,8 mm von der Oberfläche vom Modell unterschätzt, da der in Kapitel 6 diskutierte super-hardening Effekt nicht vom Modell abgebildet wird.

Wie im Experiment beobachtet ergibt auch die Simulation keine Ausbildung eines Härteminimums in der Übergangszone. Eine genaue Betrachtung des Anlassparameters des nicht austenitisierten Grundgefüges in der Übergangszone zeigt zwar eine leichte Abnahme von dessen Härte. Da in diesem Bereich jedoch auch ein Anteil des Gefüges aus Martensit mit hoher Härte besteht, ergibt sich eine Gesamthärte auf dem Niveau des Ausgangsgefüges. Die vom Modell vorhergesagten Eigenspannungen in tangentialer und axialer Richtung stimmen nach Korrektur des Abtrags sehr gut mit den gemessenen Werten überein, wobei in axialer Richtung etwas größere Abweichungen auftreten als in tangentialer Richtung. Abbildung 7.4d zeigt den berechneten Martensitanteil. Es zeigt sich, dass der Übergang zur Grundhärte sowie der Übergang von Druck- zu Zugeigenspannungen in beiden Spannungsrichtungen mit dem Übergang in das Grundgefüge zusammenfällt.

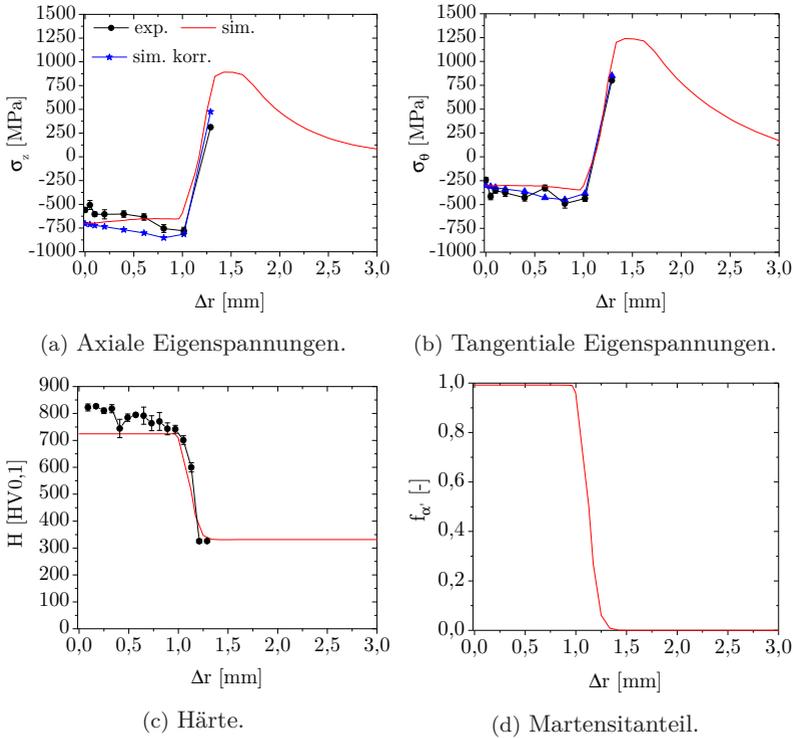


Abbildung 7.4: Gemessene und simulierte mechanische Kenngrößen nach dem Härten. *Sim. korr.* bezeichnet die mit Hilfe der Abtragsimulation korrigierten simulierten Spannungswerte. Die Legende aus Bild (a) gilt für alle Abbildungen.

7.3.2 Anlassen

Die Anlasssimulation erfolgt basierend auf dem Ausgangszustand nach der Simulation des Härten aus Abschnitt 7.3.1. Beide Anlassversuche aus Kapitel 6 wurden simuliert.

Anlassversuch 1

Für den Anlassversuch 1 wurden Umrechnungsfaktoren für die Stromstärke zu 31 A/mm^2 respektive 135 A/mm^2 für den MF und HF Bereich gewählt. Damit ergibt sich die in Abbildung 7.5 gezeigte gute Übereinstimmung zwischen simulierter und gemessener Oberflächen-temperatur über der Zeit beim Anlassen.

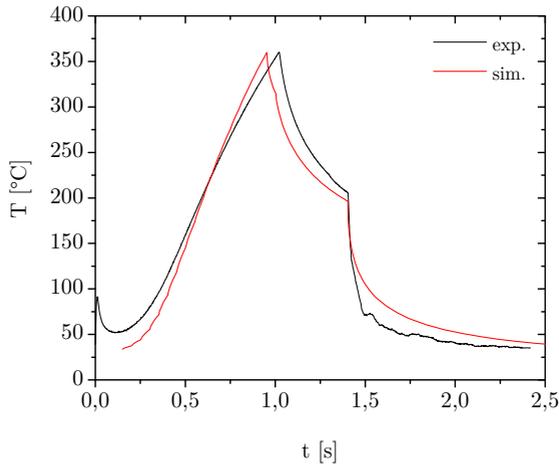


Abbildung 7.5: Gemessener und berechneter Temperaturverlauf an der Oberfläche über der Zeit für Anlassversuch 1.

Der Vergleich zwischen berechneter und gemessener Härte als Funktion des Oberflächenabstands ist in Abbildung 7.6c aufgetragen. Bis zu $\Delta r \approx 0,25 \text{ mm}$ unterschätzt die Simulation die gemessene Härte. Dies könnte durch den bereits bei der Randschichthärtung diskutierten super-hardening Effekt bedingt sein. Für größere Oberflächenabstände wird die gemessene Härte sehr gut wiedergegeben. Die simulierten Phasenteile, aufgetragen in Abbildung 7.6d, zeigen eine vollständige Ausscheidung von ϵ -Karbide bis zum Erreichen der Übergangszone. Zementit hat sich hingegen nur direkt an der Oberfläche in sehr geringer Menge gebildet. Zu beachten ist, dass damit der beim Anlassen aus-

geschiedene Anteil gemeint ist. Der im Übergangsbereich vorliegende Zementit im Grundgefüge wird nicht dargestellt. Der Vergleich von gemessenen und berechneten Eigenspannungen ist in axialer Richtung in Abbildung 7.6a und in tangentialer Richtung in Abbildung 7.6b dargestellt. Für beide Spannungskomponenten lässt sich eine gute quantitative Übereinstimmung zwischen gemessenem und berechnetem Eigenspannungstiefenverlauf erkennen.

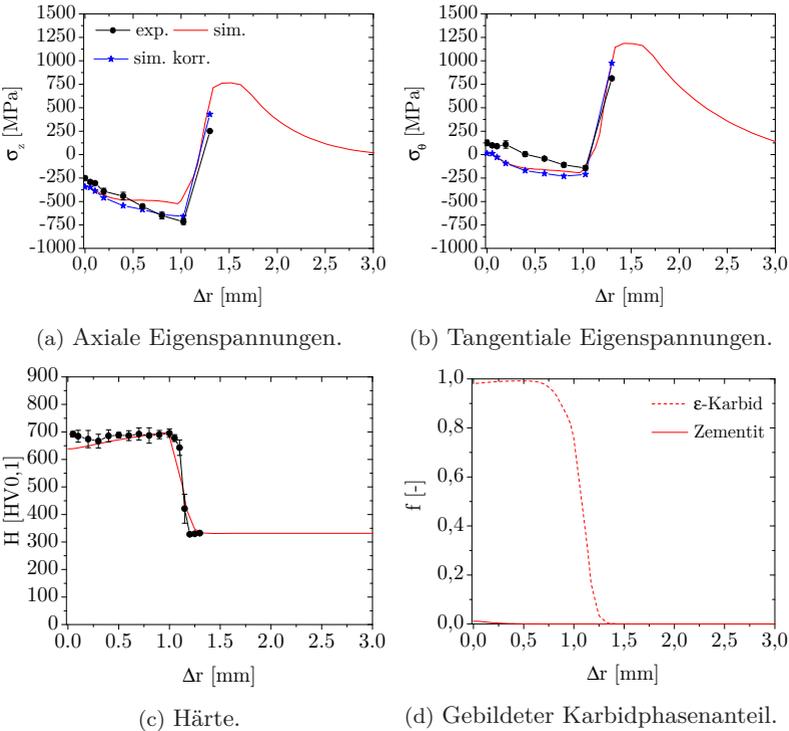


Abbildung 7.6: Gemessene und simulierte mechanische Kenngrößen nach Anlassversuch 1. Die Legende aus Bild (a) gilt für alle Abbildungen.

Anlassversuch 2

Zur Simulation von Anlassversuch 2 wurden die Umrechnungsfaktoren 22 A/mm^2 und 135 A/mm^2 für den MF und HF Bereich verwendet. Wie aus Abbildung 7.7 ersichtlich ergibt sich auch hier eine gute Übereinstimmung zwischen gemessener und berechneter Temperatur über der Zeit.

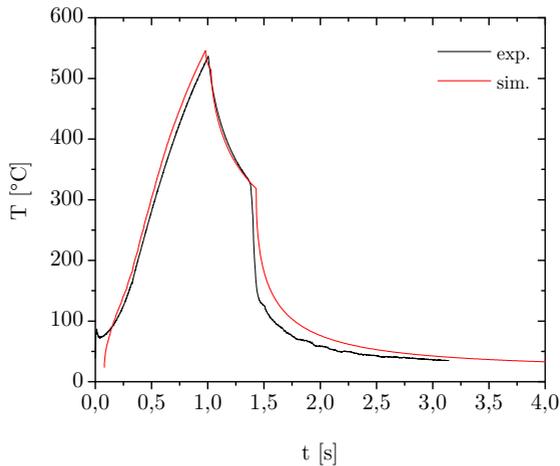


Abbildung 7.7: Gemessener und berechneter Temperaturverlauf über der Zeit für Anlassversuch 2.

Auch die berechnete Härte stimmt gut mit der gemessenen Härte überein, wie Abbildung 7.8c zu entnehmen ist. Insbesondere der Anstieg mit zunehmendem Oberflächenabstand wird vom Modell gut abgebildet. Abbildung 7.8d zeigt die berechneten Anteile von $f_{\alpha'_\varepsilon}$ und $f_{\alpha'_C}$ als Funktion des Oberflächenabstands. An der Oberfläche konnte sich der komplette Phasenanteil an Zementit bilden, darunter liegt bis zum Erreichen der Übergangszone stets ein Mischgefüge aus Ferrit, ε -Karbonid und Zementit vor.

Der Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Eigenspannungen in axialer und tangentialer Richtung ist in Abbildung 7.8a und 7.8b

dargestellt. Für die axiale Komponente werden die gemessenen Oberflächeneigenspannungen vom Modell akkurat wiedergegeben. Mit zunehmendem Oberflächenabstand kommt es zu einer verstärkten Abweichung. Die tangentielle Komponente wird über den gesamten Bereich bis zur Übergangszone in guter Übereinstimmung mit dem Experiment vorhergesagt.

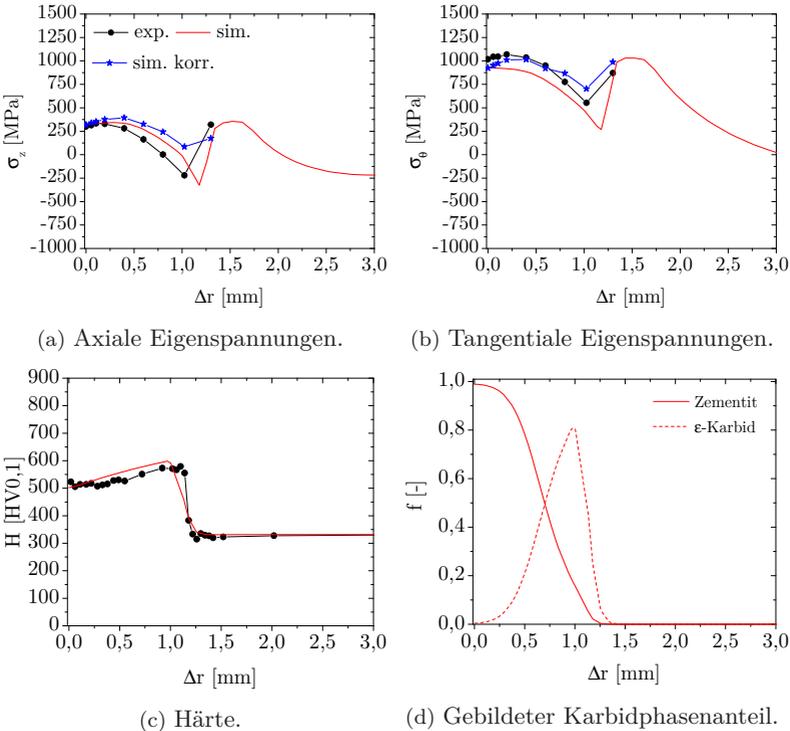


Abbildung 7.8: Gemessene und simulierte mechanische Kenngrößen nach Anlassversuch 2. Die Legende aus Bild (a) gilt für alle Abbildungen.

Zeitliche Spannungsentwicklung

Der zeitliche Verlauf von tangentialen Spannungen, Karbidphasenanteilen und Temperatur bei der Simulation von Anlassversuch 2 ist in Abbildung 7.9 aufgetragen. Zunächst sorgt die ansteigende Temperatur für eine Erhöhung der Druckspannungen in der Randschicht. Die Ausscheidung von ϵ -Karbid und der damit verbundene Volumenschwund sowie umwandlungsplastische Dehnung wirken dem nur kurzzeitig entgegen. Mit Einsetzen der Zementitausscheidung kommt es zu einer rapiden Verlagerung Richtung Zug aufgrund von umwandlungsbedingten, plastischen und umwandlungsplastischen Dehnungen. Durch die dabei auftretende Stauchung der Randschicht verstärken sich die Zug-eigenstressungen beim letztendlichen Abkühlen noch weiter. Daraus lässt sich schließen, dass die Ausbildung von Zugeigenstressungen nach dem Anlassen primär von der Zementitausscheidung herrührt.

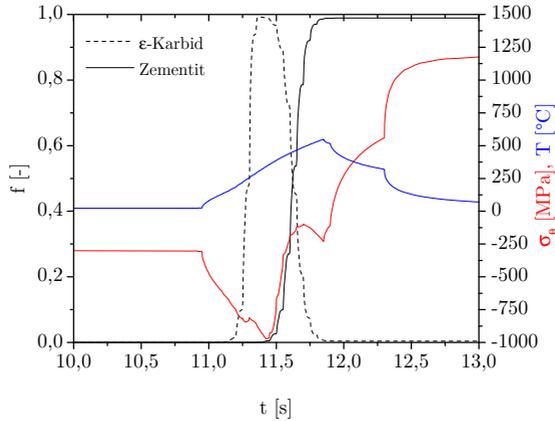


Abbildung 7.9: Zeitliche Entwicklung von Temperatur, tangentialen Spannungen und Karbidphasenanteilen.

7.4 Simulation von konventionellem Anlassen

Um den Einfluss des in Kapitel 6 experimentell ermittelten und in Abschnitt 7.3 simulierten Kurzzeitanlassens auf den Bauteilzustand nach der Wärmebehandlung einzuordnen zu können, wird nun ein konventioneller Anlassprozess im Ofen nach dem Randschichthärten simuliert. Die Simulation der dem Anlassen vorausgehenden Randschichthärtung ist identisch mit der aus Abschnitt 7.3.

Die Erwärmung beim Anlassen wird mit einer konstanten Aufheizrate von $20^\circ/\text{min}$ auf eine vorgegebene Temperatur mit einer anschließenden Haltezeit von 20 min bei dieser Temperatur angenommen. Die Haltetemperatur wird so gewählt, dass sich an der Stirnseite der Probe dieselbe Härte wie nach dem Kurzzeitanlassen aus Kapitel 6 einstellt. Nach Gleichung 5.7 ergeben sich für die Kurzzeitanlassversuche 1 und 2 die Haltetemperaturen 215°C respektive 380°C .

Simulativ wird die Ofenerwärmung über die Vorgabe einer Temperaturrandbedingung an den auf den Rändern ∂_1 , ∂_2 und ∂_3 liegenden Knoten realisiert (siehe Abbildung 4.2).

Die simulierten Eigenspannungen nach dem Anlassen bei 215°C , dargestellt in Abbildung 7.10a, zeigen verglichen mit dem Zustand nach dem Härten eine leichte Abnahme der Druckeigenspannungen. Bis kurz vor Erreichen des Übergangs zum Grundgefüge bleiben die Eigenspannungen in beiden Komponenten jedoch im Druckbereich. Abbildung 7.10c stellt die simulierten Eigenspannungen nach konventionellem, 20 minütigem Anlassen bei 380°C dar. Wie beim induktiven Anlassen kommt es auch beim konventionellen Anlassen zur Ausbildung von Zugeigenspannungen in tangentialer Richtung, allerdings in weitaus geringerem Maße als beim induktiven Anlassen. In axialer Richtung liegen die Eigenspannungen bis zum Übergangsbereich knapp unterhalb von 0 MPa. Auch hier gab es also eine massive Reduktion der Druckeigenspannungen, wenn auch weitaus geringer als beim induktiven Anlassen. Es lässt sich also festhalten, dass die Eigenspannungen nach konventionellem Anlassen eine deutlich geringere Veränderung aufweisen als beim induktiven Anlassen, insbesondere sind in tangentialer Richtung

deutlich kleinere Zügeigenstressungen vorzufinden. Die Härte ist bei beiden Anlasstemperaturen bis zum Erreichen der Übergangszone praktisch konstant, wie aus den Abbildungen 7.10b und 7.10d für $T_A = 215\text{ °C}$ und $T_A = 380\text{ °C}$ ersichtlich ist.

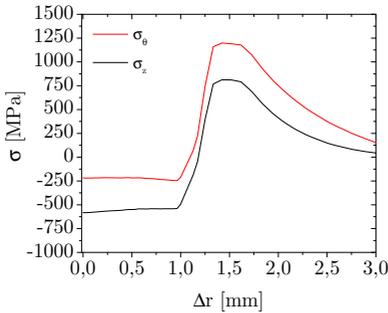
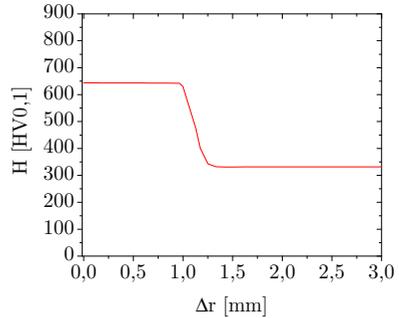
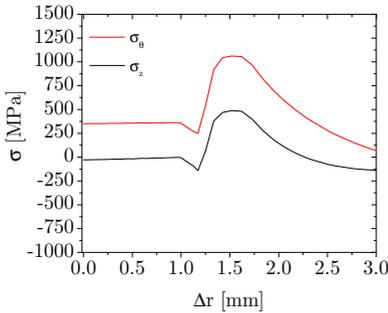
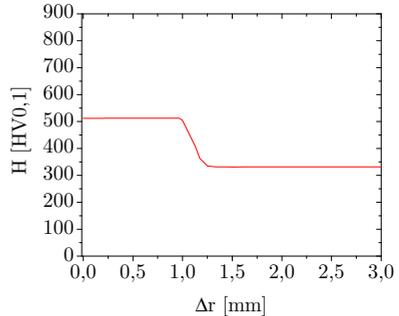
(a) Eigenspannungen, $T_A = 215\text{ °C}$.(b) Härte, $T_A = 215\text{ °C}$.(c) Eigenspannungen, $T_A = 380\text{ °C}$.(d) Härte, $T_A = 380\text{ °C}$.

Abbildung 7.10: Simulierte Eigenspannungen und Härte nach 20 minütigem konventionellem Anlassen bei verschiedenen Temperaturen.

7.5 Simulation mit härteren Ausgangszuständen

Aus der gemessenen und simulierten Härte nach dem Abschrecken aus Abschnitt 7.3 zeigt sich, dass die Härte stets über der des Ausgangsgefüges liegt. Dies liegt daran, dass der Ausgangszustand bereits hoch angelassen ist und die Temperaturen, die in der Übergangszone während des Härtens auftreten, nicht ausreichen, um eine merkliche Erweichung des Grundgefüges zu bewirken. Anders verhält es sich bei weniger stark angelassenen Ausgangsgefügen. Abbildung 2.7 zeigt ein Härteminimum aufgrund einer während des Härtens höher angelassenen Übergangszone. Dieses ist stark ausgeprägt, da der Ausgangszustand mit einer Härte von etwa 466 HV_{0,1} im Vergleich zum in Abschnitt 7.3 betrachteten Zustand relativ niedrig angelassen ist. Aufgrund der Beschreibung der mechanischen Kennwerte des Ausgangsgefüges durch den Anlassparameter P_{HJ} kann die Erweichung des Grundgefüges in der Übergangszone während des Härtens abgebildet werden. Um die Vorhersagegüte zu überprüfen, wurde das Härteexperiment aus Abschnitt 7.3 mit einem Grundgefüge der Härte 466 HV_{0,1} simuliert. Abbildung 7.11c zeigt den simulierten Härteverlauf sowie zum Vergleich die Werte aus Abbildung 2.7 von [26]. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung, was Tiefe des Härteminimums sowie Breite der weicheren Übergangszone betrifft.

Die berechneten Eigenspannungen in Axial- und Tangentialrichtung nach dem Härten sind in den Abbildungen 7.11a und 7.11b dargestellt. Der Verlauf beider Komponenten stimmt mit dem aus Abschnitt 7.3.1 für den höher angelassenen Ausgangszustand grundsätzlich überein. Erneut kommt es zur Ausbildung von Druckeigenspannungen in beiden Richtungen, die bei Erreichen des Übergangsgefüges in Zugeigenspannungen übergehen. Allerdings fällt das Maximum der Zugeigenspannungen in beiden Richtungen etwas höher aus. Ursache hierfür ist die höhere Festigkeit des Grundgefüges, die zu einer erhöhten Streckgrenze im Übergangsbereich führt. Das Druckspannungsmaximum an der Oberfläche bleibt auf dem selben Niveau wie beim Härten des weicheren Ausgangsgefüges.

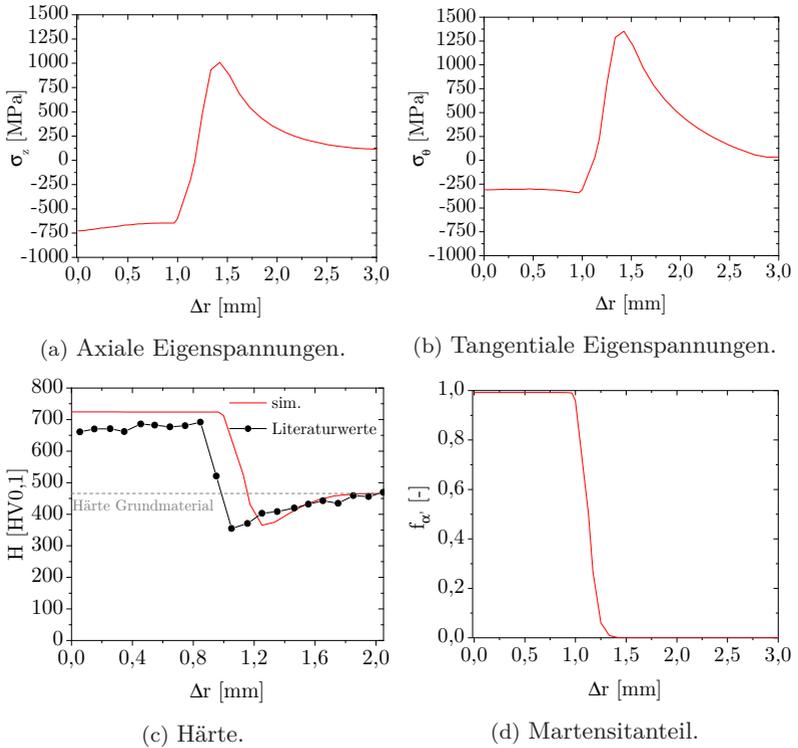


Abbildung 7.11: Simulierte mechanische Kenngrößen nach dem Härten unter Voraussetzung eines weniger stark angelassenen Grundgefüges höherer Härte. Die Literaturwerte stammen aus [26].

7.6 Diskussion

Umwandlungsplastizität beim Anlassen

Die Umwandlungsplastizität beim Anlassen hat großen Einfluss auf die Entwicklung der Eigenspannungen, insbesondere bei der Ausscheidung von Zementit. Um dies zu verdeutlichen sind in Abbildung 7.12 die ohne UP beim Anlassen simulierten tangentialen Eigenspannungen

nach Anlassversuch 2 aufgetragen. Zum direkten Vergleich sind die Ergebnisse mit Berücksichtigung der UP aus Abschnitt 7.3.2 mit aufgetragen.

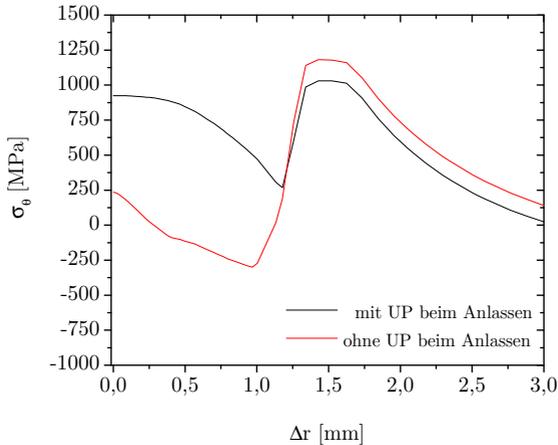


Abbildung 7.12: Simulierte tangentielle Eigenspannungen nach Anlassversuch 2 mit und ohne Berücksichtigung der Umwandlungsplastizität beim Anlassen.

Im Bereich von der Oberfläche bis zur Übergangszone in das Grundgefüge zeigen sich Unterschiede von bis zu 680 MPa. Ohne die Berücksichtigung der umwandlungsplastischen Dehnung kommt es zu einer weitaus geringeren Stauchung der Randschicht, was dann beim Abkühlen zu schwächer ausgeprägten Zugeigenspannungen führt. Verglichen mit den gemessenen Eigenspannungen ergibt sich eine massive Abweichung, wenn die umwandlungsplastische Dehnung beim Anlassen unberücksichtigt bleibt.

Die Wahl der UP-Konstante K ist von großer Bedeutung für die berechneten Spannungen. Während die Konstante im linearen Spannungsbereich (vgl. Abbildung 5.10) präzise zu bestimmen ist, ist der Verlauf im nichtlinearen Bereich schwierig vorherzusagen. Im vorliegenden Fall wurde Gleichung 5.12 nach [70] verwendet. Bei dieser

ändert sich die UP-Konstante linear mit der angelegten Spannung mit einer Steigung von 3,5. Um den Einfluss der gewählten Steigung zu untersuchen, wurden Simulationen mit den Steigungen 2,5 und 4,5 durchgeführt. Abbildung 7.13 zeigt die resultierenden tangentialen Eigenspannungen nach Anlassversuch 2 für die Steigungswerte 2,5, 3,5 und 4,5.

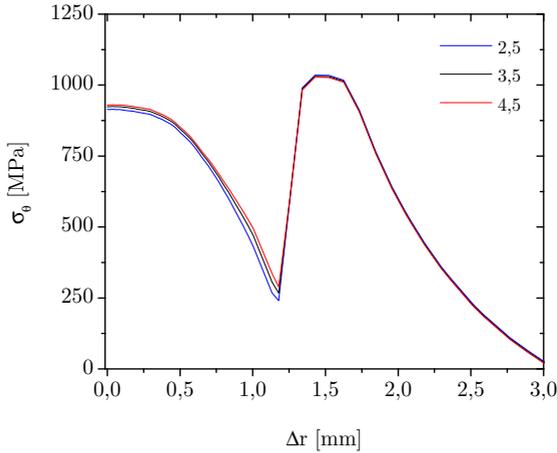


Abbildung 7.13: Simulierte tangentiale Eigenspannungen nach Anlassversuch 2 mit verschiedenen Steigungen in Gleichung 5.12. 3,5 ist der von [70] vorgeschlagene Wert.

Die Änderung der Steigung im nichtlinearen UP-Bereich ändert die resultierenden Eigenspannungen nur geringfügig. Die Erklärung liefert die Betrachtung der Vergleichsspannung σ_M während des Anlassens. Diese liegt zu Beginn der Zementitausscheidung oberhalb der Grenze für die nichtlineare UP-Dehnung. Für den Phasenanteil $f_{\alpha'_C} \approx 0,15$ ist σ_M bereits unter die Streckgrenze der weicheren Phase gefallen, sodass die nichtlineare UP und somit die Wahl der Steigung keine Rolle mehr spielen. Da dieser Verlauf jedoch vom Ausgangsspannungszustand sowie den Aufheizbedingungen abhängt, kann die Wahl der Steigung im Einzelfall durchaus einen Einfluss haben.

Vergleich zwischen konventionellem und induktivem Anlassen

Bemerkenswert ist der Unterschied in den resultierenden Eigenspannungen nach induktiven und konventionellem Anlassen auf die selbe Härte an der Stirnfläche. Die Eigenspannungen verschieben sich nach induktivem Anlassen deutlich weiter in den Zugbereich als beim konventionellen Anlassen. Ursache hierfür ist das Zusammenspiel aus Temperaturgradienten beim Anlassen und Dehnungseffekten bei der Karbidausscheidung. Beim schnellen Anlassen wird die Randschicht aufgrund des hohen Temperaturgradienten unter thermische Druckspannungen gesetzt, die zusätzlich zu den bereits vorliegenden Druckeigenspannungen nach dem Härten wirken. Der Kern hingegen bleibt kalt und steht unter Zug. Mit Einsetzen der Karbidausscheidungen kommt es zu einem Volumenschwund in der Randschicht durch die Umwandlungsdehnung. Weitaus stärker wirkt sich jedoch die umwandlungsplastische Dehnung aus. Diese ist spannungsabhängig, wodurch es durch die großen thermischen Spannungen zu einer massiven Stauchung der Randschicht kommt. Beim nachfolgenden Abkühlen zieht sich die erkaltende Randschicht wieder zusammen und steht aufgrund der starken Stauchung nun unter Zug. Beim konventionellen Anlassen treten prinzipiell die selben Effekte auf. Allerdings sind die Spannungen bei Einsetzen der Karbidausscheidungen deutlich geringer, da sich die Probe nahezu homogen erwärmt. Dies sorgt letztendlich für eine deutlich kleinere umwandlungsplastische Dehnung und damit für geringere Zugeigenspannungen nach dem Anlassen. Diese Unterschiede sind charakteristisch für beide Anlasszustände, beim Anlassversuch 2 jedoch stärker ausgeprägt, da das Einsetzen der Zementitbildung eine verstärkte Stauchung der Randschicht mit sich bringt.

Für die resultierende Härte ergeben sich ebenfalls Unterschiede. Beim induktiven Anlassen steigt sie mit zunehmendem Oberflächenabstand an, wohingegen beim konventionellen Anlassen eine gleichmäßige Härte bis zum Erreichen der Übergangszone vorliegt.

Die Entstehung großer Temperaturgradienten und die damit verbun-

dene Stauchung der Randschicht durch die beschriebenen Effekte sind charakteristisch für das induktive Anlassen. Daher lässt sich folgern, dass das induktive Anlassen randschichtgehärteter Bauteile geometrieunabhängig zu höheren Zugeigenspannungen als bei konventionellem Anlassen führt. Auch wenn das induktive Anlassen die mechanischen Eigenschaften des Werkstoffs positiv beeinflusst (siehe Abschnitt 2.2.4), kann insbesondere bei schwingender Belastung der negative Einfluss der höheren Zugeigenspannungen überwiegen. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen aus den Experimenten von [90], nach denen ein konventionelles Anlassen im Ofen dem induktiven Anlassen vorzuziehen ist.

Einfluss des Grundgefüges

Bei Simulation des Randschichthärtens mit einem weniger hoch angelassen Grundgefüge zeigt sich ein deutliches Härteminimum im Bereich der Übergangszone. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten aus [26].

Zum Einfluss des Grundgefüges auf die Eigenspannungen lässt sich sagen, dass ein höher angelassener Zustand ein größeres Maximum der Zugeigenspannungen unmittelbar hinter der Übergangszone zum Grundgefüge erzeugt. Zudem kommt es zum bereits erläuterten Härteminimum in der Übergangszone. Beide Effekte sind mit niedriger angelassenem und somit härterem Ausgangsgefüge stärker ausgeprägt, womit sich ein hoch angelassener Zustand empfiehlt, nicht zuletzt auch aufgrund der einfacheren maschinellen Bearbeitung hoch angelassener Bauteile.

Thermisch aktivierte Eigenspannungsrelaxation

Beim entwickelten Prozessmodell nicht explizit berücksichtigt wird der thermisch aktivierte Abbau von Eigenspannungen (s. Abschnitt 2.4). Ein Teil der dort gemessenen Eigenspannungsrelaxation lässt sich auf Kriechdehnungen zurückführen, die auch beim konventionellen Anlassen randschichtgehärteter Bauteile eine Rolle spielen [89]. Darüber

hinaus kann auch Umwandlungsplastizität bei der Karbidausscheidung zu der in Abbildung 2.15 dargestellten Relaxation führen. Dementsprechend wurden zumindest Teileffekte, die zur in [92] gemessenen Relaxation von Eigenspannungen beitragen, implizit berücksichtigt.

7.7 Bewertung der Prozesssimulation

Das neu entwickelte Simulationsmodell für das Anlassen erlaubt eine gute quantitative Vorhersage der finalen Eigenspannungen nach dem induktiven Anlassen. Zwar liegen die Abweichungen in axialer Richtung bei bis zu 300 MPa im Vergleich zum gemessenen Eigenspannungstiefenverlauf. Allerdings müssen hierbei mehrere Aspekte berücksichtigt werden. Zunächst basiert die Anlasssimulation auf der vorangestellten Simulation des Randschichthärtens. Diese weist bereits Abweichungen zu den gemessenen Eigenspannungen auf, die sich dann per Fehlerfortpflanzung auch auf die nachfolgende Anlasssimulation auswirken. Die zum Vergleich mit den experimentellen Daten notwendige Abtragssimulation ist ebenfalls mit Unsicherheiten behaftet, die in Abschnitt 7.2 diskutiert werden. Daher ist eine isolierte Bewertung der Vorhersagegüte des Anlassmodells nicht möglich, die trotz der diskutierten Unsicherheiten gute quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten lässt jedoch auf eine gute Vorhersagegüte schließen. Das Modell erlaubt zudem die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Eigenspannungen. Diese konnte im Verlauf dieser Arbeit zwar nicht validiert werden, ist aber plausibel, wie in Abschnitt 7.3.2 diskutiert.

Die Implementierung des Anlassmodells in die Randschichthärtensimulation erlaubt ebenfalls eine mindestens qualitative Vorhersage des Härteminimums. Zur finalen Validierung des Ansatzes müssen jedoch noch Experimente mit härterem Grundgefüge mit den selben Prozessparametern wie in der vorgestellten Simulation durchgeführt werden. Dennoch bestätigt das Ergebnis, dass der Anlasszustand von 42CrMo4 auch nach unterbrochenen Anlassprozessen einheitlich mit Hilfe des inkrementellen Hollomon-Jaffe Parameters beschrieben werden kann.

Durch die gute Vorhersagegüte des Simulationsmodell kann es zur Optimierung von Wärmebehandlungsprozessen verwendet werden. Dazu können per Simulation Prozessführungen getestet werden, die einen günstigen Eigenspannungszustand mit Druckeigenspannungen der Oberfläche bei gleichzeitig gesteigerter Duktilität und einer Verringerung des Zugeigenspannungsmaximums in der Übergangszone ergeben. Neben dem in dieser Arbeit untersuchten manuellen Anlassen nach dem Härten eignet sich das entwickelte Anlassmodell auch zur Untersuchung anderer Prozesse, in denen schnelles Anlassen gehärteter Bauteile auftritt. Ein bekanntes Beispiel ist das Schleifen randschichtgehärteter Bauteile. Dabei kommt es je nach maximal erreichter Temperatur zu einer Umwandlung der Druckeigenspannungen nach dem Härten in Zugeigenspannungen [169, 170]. Die genauen Mechanismen die hierzu führen, konnten in den genannten Arbeiten lediglich qualitativ diskutiert werden. Durch Implementierung des hier vorgestellten Anlassmodells in eine Prozesssimulation für das Schleifen könnten jedoch genauere Studien durchgeführt werden. Auch für die Simulation der additiven Fertigung von Vergütungsstählen [171], bei der prozessbedingt Spannungsgradienten und Anlasseffekte auftreten können, ist ein Einsatz des Modells möglich. Weiterhin denkbar ist eine Anwendung im Bereich der Simulation von Zerspanprozessen, bei denen es aufgrund der Hitzeentwicklung unter Umständen zur Bildung von Martensit kommt [172], der im späteren Verlauf des Prozesses ebenfalls angelassen werden kann.

8 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein umfassendes Verständnis von Härten und Anlassen mit Kurzzeitwärmebehandlung, in diesem Fall per Induktion, aufzubauen. Dies beinhaltet einerseits die Untersuchung der Wechselwirkung der nach dem Randschichthärten vorliegenden Eigenspannungen mit den beim Anlassen ablaufenden mikrostrukturellen Prozessen. Weiterhin sollte untersucht werden, welchen Einfluss die bei induktivem Anlassen erreichbaren hohen Aufheizraten auf die Entwicklung von Gefüge und Eigenspannungen haben.

Dazu wurden umfassende experimentelle sowie simulative Untersuchungen am weit verbreiteten Vergütungsstahl 42CrMo4 durchgeführt, deren wichtigste Ergebnisse im Folgenden rekapituliert werden.

Zunächst wurde der Einfluss hoher Aufheizraten auf die Ausscheidungsbildung beim Anlassen homogen austenitisierter und anschließend martensitisch gehärteter Proben untersucht. Per Dilatometrie wurde die Ausscheidungskinetik von ϵ -Karbonid und Zementit für verschiedene Aufheizraten bis 1200 °C/s untersucht. Dazu wurde ein Temperaturmodell für das Dilatometer entwickelt, um die bei hohen Aufheizraten auftretenden Temperaturgradienten in der Probe zu berücksichtigen. Dieses Modell erlaubt, verglichen mit den üblicherweise verwendeten Ansätzen, eine genauere und flexiblere Berücksichtigung des Temperaturgradienten. Auf Basis der gemessenen Dehnungsverläufe und mit Hilfe des Temperaturmodells für das Dilatometer wurde ein mathematisches Modell für die Ausscheidung beider Karbidtypen entwickelt, das auf einer modifizierten Form der JMAK-Gleichung beruht. Die Ausscheidungsbereiche beider Karbidtypen verschieben sich mit steigender Aufheizrate zu höheren Temperaturen hin. Mit Hilfe von REM- und TEM-Untersuchungen wurde der Einfluss hoher Aufheizraten auf die Zementitausscheidungen untersucht. Die von einigen Autoren beschriebene Verfeinerung der Zementitausscheidungen mit höheren Aufheizraten konnte bestätigt werden. Während bei geringer Aufheizrate verstärkt Nukleation an den Grenzen der Martensitlatten

auftritt, wurde bei hohen Aufheizraten eine gleichmäßige Verteilung des Zementits auch innerhalb der Latten beobachtet. TEM-Aufnahmen konnten die Verfeinerung bestätigen. Zudem konnte mittels hochauflösender Elementanalyse gezeigt werden, dass bei schnellem Anlassen selbst auf eine vergleichsweise hohe Temperatur von rund 600 °C keine Anreicherung von Substitutionsatomen im Zementit erfolgt, was auf ein Wachstum im Paragleichgewicht hinweist. Ein auf der klassischen Nukleations- und Wachstumstheorie basiertes Modell für die Karbid-ausscheidungen konnte qualitativ einzelne Aspekte der experimentellen Befunde erklären.

Um den Einfluss von Druckeigenspannungen in der Randschicht auf den Anlassprozess zu ermitteln, wurden Anlassversuche unter konstanter Druckspannung im Dilatometer durchgeführt. Dabei zeigte sich eine auffällige Stauchung der Proben im Temperaturbereich der Ausscheidungsbildung, die mit steigender Druckspannung zunächst linear und dann nichtlinear ansteigt. Aufgrund dieser Charakteristik wurde der Effekt als Umwandlungsplastizität bei der Karbidausscheidung interpretiert. Mit Hilfe der Standard Theorien zur Umwandlungsplastizität konnte diese Annahme bekräftigt werden. Diese Untersuchung ist die erste systematische Untersuchung der Umwandlungsplastizität beim Anlassen.

Zur Untersuchung der Eigenspannungsentwicklung beim Anlassen wurden bauteilnahe Rundproben mit einer Zweifrequenz Induktionshärteanlage randschichtgehärtet und anschließend induktiv innerhalb einer Sekunde auf 350 °C respektive 550 °C angelassen. In beiden Fällen kam es zu einer signifikanten Verschiebung der nach dem Härten vorliegenden Druckeigenspannungen. Bei der höheren Anlasstemperatur kommt es sogar zur Bildung von Zugeigenspannungen.

Ausgehend von den experimentellen Erkenntnissen wurde ein Prozessmodell für das induktive Härten und Anlassen entwickelt. Dabei wurde ein bestehendes Modell für das induktive Randschichthärten verwendet und um das neu entwickelte Anlassmodell erweitert. Im Zuge dieser Entwicklung wurden die mechanischen Eigenschaften des angelassenen Gefüges in Abhängigkeit eines Anlassparameters sowie der Tempera-

tur modelliert. Dieses Modell wurde zudem in die Härtesimulation implementiert, wodurch die Berücksichtigung von Anlasseffekten beim induktiven Randschichthärten möglich wird.

Die Simulation der oben beschriebenen Versuche zum Härten und Anlassen zeigte eine gute quantitative Übereinstimmung von gemessener Härte sowie tangentialen und axialen Eigenspannungen nach dem Anlassen. Der zeitliche Verlauf der Eigenspannungen während des Anlassens zeigt, dass die Umwandlungsplastizität bei der Karbidausscheidung, insbesondere der von Zementit, einen signifikanten Anteil an der Änderung der Eigenspannungen hat und demnach bei der Simulation des Anlassens randschichtgehärteter Bauteile zwingend betrachtet werden muss. Eine simulative Studie ergab weiterhin, dass ein konventionelles Ofenanslassen auf die selbe Randhärte zu einer deutlich schwächer ausgeprägten Veränderung der Druckeigenspannungen nach dem Härten führt. Daraus lässt sich die Empfehlung ableiten, randschichtgehärtete Bauteile konventionell und somit langsam anstatt schnell induktiv anzulassen, sofern der Eigenspannungszustand im späteren Betrieb relevant ist.

Das neu entwickelte Simulationsmodell für das induktive Anlassen erlaubt in Kombination mit dem bestehenden Härtemodell erstmals die komplette Simulation des induktiven Härten und Anlassens. Dies eröffnet die Möglichkeit, eine ganzheitliche Prozessoptimierung simulationsgestützt durchzuführen.

Neben der hier gezeigten Simulation des induktiven Anlassens kann das Modell auch in andere Prozessmodelle, z.B. für die mechanische Bearbeitung harter Bauteile oder für den 3D Druck von Metallen implementiert werden und bietet damit vielfältige Anwendungsmöglichkeiten.

Literaturverzeichnis

- [1] V. Rudnev: *Handbook of induction heating*, volume 61 of *Manufacturing engineering and materials processing*. Marcel Dekker, New York, 2003.
- [2] G. Meunier, editor: *The finite element method for electromagnetic modeling*. Wiley, London, 2008.
- [3] W. Schwenk, H.-J. Peter: “Anwendungen des Zweifrequenz-Simultan-Verfahrens zum induktiven Randschichthäärten.” *Elektrowärme international* **60**, 13–18, 2002.
- [4] G. Hanisch: “Neue Anwendungen beim induktiven Randschichthäärten in der Automobilindustrie.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **53**, 381–388, 1998.
- [5] H. Jehnert, H.-J. Peter: “Einsatzhäärten vs. Induktionshäärten.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **64**, 72–79, 2009.
- [6] D. A. Porter, K. E. Easterling: *Phase Transformations in Metals and Alloys*. Chapman & Hall, London, 2nd edition, 1992.
- [7] H. I. Aaronson, M. Enomoto, J. K. Lee: *Mechanisms of diffusional phase transformations in metals and alloys*. CRC Press, Boca Raton, 2010.
- [8] G. Kostorz, editor: *Phase Transformations in Materials*. Wiley-VCH, Weinheim, 2001.
- [9] D. E. Coates: “Diffusion-controlled precipitate growth in ternary systems I.” *Metallurgical Transactions* **3**, 1203–1212, 1972.
- [10] M. Hillert, J. Ågren: “On the definitions of paraequilibrium and orthoequilibrium.” *Scripta Materialia* **50**, 697–699, 2004.
- [11] G. Ghosh, G. B. Olson: “Precipitation of paraequilibrium cementite: Experiments, and thermodynamic and kinetic modeling.” *Acta Materialia* **50**, 2099–2119, 2002.

- [12] J. W. Christian: *The theory of transformations in metals and alloys - Part 1*. Pergamon Press, Oxford, 2nd edition, 2002.
- [13] H. D. Alvarenga, N. van Steenberge, J. Sietsma, H. Terryn: "The Kinetics of Formation and Decomposition of Austenite in Relation to Carbide Morphology." *Metallurgical and Materials Transactions A* **48**, 828–840, 2017.
- [14] J. Agren: "Kinetics of carbide dissolution." *Scandinavian Journal of Metallurgy* **19**, 2–8, 1990.
- [15] J. Orlich: *Atlas zur Wärmebehandlung der Stähle: Zeit, Temperatur, Austenitisierung, Schaubilder*. Atlas zur Wärmebehandlung der Stähle. Verlag Stahleisen, Düsseldorf, 1976.
- [16] T. Mioković, V. Schulze, O. Vöhringer, D. Löhe: "Prediction of phase transformations during laser surface hardening of AISI 4140 including the effects of inhomogeneous austenite formation." *Materials Science and Engineering: A* **435–436**, 547–555, 2006.
- [17] F. G. Caballero, C. Capdevila, C. Garcia de Andrés: "Modeling of Kinetics of Austenite Formation in Steels of Different Initial Microstructures." *ISIJ International* **41**, 1093–1102, 2001.
- [18] E. Pereloma, D. V. Edmonds, editors: *Phase Transformations in Steels*. Woodhead Publishing Series in Metals and Surface Engineering. Woodhead Publishing, Oxford, 2012.
- [19] S. Morito, J. Nishikawa, T. Maki: "Dislocation Density within Lath-Martensite in Fe-C and Fe-Ni alloys." *ISIJ International* **43**, 1475–1477, 2003.
- [20] D. P. Koistinen: "A General Equation Prescribing the Extent of the Austenite-Martensite Transformation in Pure Iron-Carbon Alloys and Plain Carbon Steels." *Acta Metallurgica* **7**, 59–60, 1959.
- [21] S. van Bohemen, J. Sietsma: "Martensite Formation in Partially and Fully Austenitic Plain Carbon Steels." *Metallurgical and Materials Transactions A* **40**, 1059–1068, 2009.

- [22] F. HajyAkbar, J. Sietsma, A. J. Böttger, M. J. Santofimia: “An improved X-ray diffraction analysis method to characterize dislocation density in lath martensitic structures.” *Materials Science and Engineering: A* **639**, 208–218, 2015.
- [23] B. Hoffmann, O. Vöhringer, E. Macherauch: “Effect of tempering on the microstructure and strength of martensitically hardened plain carbon steels.” *Materials Science and Engineering: A* **234-236**, 707–710, 1997.
- [24] B. Hutchinson, D. Lindell, M. Barnett: “Yielding Behaviour of Martensite in Steel.” *ISIJ International* **55**, 1114–1122, 2015.
- [25] T. Mioković, V. Schulze, O. Vöhringer, D. Löhe: “Influence of cyclic temperature changes on the microstructure of AISI 4140 after laser surface hardening.” *Acta Materialia* **55**, 589–599, 2007.
- [26] F. Nazemi, J. Hamel-Akré, P. Bocher: “Modeling of cementite coarsening during tempering of low-alloyed-medium carbon steel.” *Journal of Materials Science* **53**, 6198–6218, 2018.
- [27] L. Ambrosini, S. Bahadur: “Erosion of AISI 4140 steel.” *Wear* **117**, 37–48, 1987.
- [28] G. R. Speich, W. C. Leslie: “Tempering of steel.” *Metallurgical Transactions* **3**, 1043–1054, 1972.
- [29] M. Jung, S.-J. Lee, Y.-K. Lee: “Microstructural and Dilational Changes during Tempering and Tempering Kinetics in Martensitic Medium-Carbon Steel.” *Metallurgical and Materials Transactions A* **40**, 551–559, 2009.
- [30] L. Cheng: “The tempering of iron- carbon martensite; dilatometric and calorimetric analysis.” *Metallurgical Transactions A* **19**, 2415–2426, 1988.
- [31] A. Vieweg, E. Povoden-Karadeniz, G. Ressel, P. Prevedel, T. Wojcik, F. Martin-Mendez, A. Stark, J. Keckes, E. Kozeschnik:

- “Phase evolution and carbon redistribution during continuous tempering of martensite studied with high resolution techniques.” *Materials & Design* **136**, 214–222, 2017.
- [32] Y. Xiao, W. Li, H. S. Zhao, X. W. Lu, X. J. Jin: “Investigation of carbon segregation during low temperature tempering in a medium carbon steel.” *Materials Characterization* **117**, 84–90, 2016.
- [33] K.H. Jack: “Structural transformations in the tempering of high-carbon martensitic steels.” *Journal of the Iron and Steel Institute* **169**, 26–36, 1951.
- [34] H. L. Yakel: “Crystal structures of stable and metastable iron-containing carbides.” *International Metals Reviews* **30**, 17–44, 1985.
- [35] C. Aubry, S. Denis, P. Archambault, A. Simon, F. Ruckstuhl: “Modelling of tempering kinetics for the calculation of heat treatment residual stresses in steels.” In “The fifth International Conference on Residual Stresses, Linköping, Schweden,” 412–417. 1997.
- [36] W. Mayer, S. Sackl, Y. V. Shan, S. Primig, E. Kozeschnik: “Evolution of Precipitates and Martensite Substructure During Continuous Heat Treatment.” *Materials Today: Proceedings* **2**, 619–622, 2015.
- [37] S. Primig, H. Leitner: “Separation of overlapping retained austenite decomposition and cementite precipitation reactions during tempering of martensitic steel by means of thermal analysis.” *Thermochimica Acta* **526**, 111–117, 2011.
- [38] A. Eser, C. Broeckmann, C. Simsir: “Multiscale modeling of tempering of AISI H13 hot-work tool steel – Part 1: Prediction of microstructure evolution and coupling with mechanical properties.” *Computational Materials Science* **113**, 280–291, 2016.

- [39] G. Ghosh, G. B. Olson, C. E. Campbell: “An analytical electron microscopy study of paraequilibrium cementite precipitation in ultra-high-strength steel.” *Metallurgical and Materials Transactions A* **30**, 501–512, 1999.
- [40] H. Bhadeshia, R. Honeycombe: *Steels: Microstructure and properties*. Butterworth-Heinemann, Amsterdam, 4th edition, 2017.
- [41] T. Sakuma, N. Watanabe, T. Nishizawa: “The Effect of Alloying Element on the Coarsening Behavior of Cementite Particles in Ferrite.” *Transactions of the Japan Institute of Metals* **21**, 159–168, 1980.
- [42] R. Thomson, M. Miller: “Carbide precipitation in martensite during the early stages of tempering Cr- and Mo-containing low alloy steels.” *Acta Materialia* **46**, 2203–2213, 1998.
- [43] S. Zamberger, L. Whitmore, S. Krisam, T. Wojcik, E. Kozechnik: “Experimental and computational study of cementite precipitation in tempered martensite.” *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* **23**, 1–22, 2015.
- [44] A. J. Clarke, M. K. Miller, R. D. Field, D. R. Coughlin, P. J. Gibbs, K. D. Clarke, D. J. Alexander, K. A. Powers, P. A. Papin, G. Krauss: “Atomic and nanoscale chemical and structural changes in quenched and tempered 4340 steel.” *Acta Materialia* **77**, 17–27, 2014.
- [45] W. J. Nam, D. S. Kim, S. T. Ahn: “Effects of alloying elements on microstructural evolution and mechanical properties of induction quenched-and-tempered steels.” *Journal of Materials Science* **38**, 3611–3617, 2003.
- [46] S. Ghosh: “Rate-controlling parameters in the coarsening kinetics of cementite in Fe–0.6C steels during tempering.” *Scripta Materialia* **63**, 273–276, 2010.
- [47] R. A. Grange, C. R. Hribal, L. F. Porter: “Hardness of tempered martensite in carbon and low-alloy steels.” *Metallurgical Transactions A* **8**, 1775–1785, 1977.

- [48] D. C. Saha, E. Biro, A. P. Gerlich, Y. Zhou: “Effects of tempering mode on the structural changes of martensite.” *Materials Science and Engineering: A* **673**, 467–475, 2016.
- [49] B. Hoffmann: *Einfluß des Anlassens auf die Mikrostruktur und das Verformungsverhalten gehärteter Stähle*. Dissertation. Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1997.
- [50] C. Revilla, B. López, J. M. Rodríguez-Ibabe: “Carbide size refinement by controlling the heating rate during induction tempering in a low alloy steel.” *Materials & Design* **62**, 296–304, 2014.
- [51] T. Furuhashi, K. Kobayashi, T. Maki: “Control of Cementite Precipitation in Lath Martensite by Rapid Heating and Tempering.” *ISIJ International* **44**, 1937–1944, 2004.
- [52] J. Pešička, R. Kužel, A. Dronhofer, G. Eggeler: “The evolution of dislocation density during heat treatment and creep of tempered martensite ferritic steels.” *Acta Materialia* **51**, 4847–4862, 2003.
- [53] J. Friedel: *Dislocations*. Pergamon Press, Oxford, 1st english edition, 1964.
- [54] G. Thomas: “Retained Austenite and Tempered Martensite Embrittlement.” *Metallurgical Transactions A* **9**, 439–450, 1978.
- [55] D. Dengel: “Kurzzeitanlassen von stahl.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **39**, 182–192, 1984.
- [56] J. H. Hollomon, L. D. Jaffe: “Time-temperature relations in tempering steel.” *Trans. AIME* **162**, 223–249, 1945.
- [57] C. Gomes, A.-L. Kaiser, J.-P. Bas, A. Aissaoui, M. Piette: “Predicting the mechanical properties of a quenched and tempered steel thanks to a “tempering parameter”.” *Revue de Métallurgie* **107**, 293–302, 2010.
- [58] S. L. Semiatin, D. E. Stutz, T. G. Byrer: “Induction tempering of steel: Part I. Development of an effective tempering parameter.” *Journal of Heat Treating* **4**, 39–46, 1985.

-
- [59] G. B. Olson, M. Cohen: “Early Stages of Aging and Tempering of Ferrous Martensites.” *Metallurgical Transactions A* **14**, 1057–1065, 1983.
- [60] E. I. Galindo-Nava, P. Rivera-Díaz-del Castillo: “A model for the microstructure behaviour and strength evolution in lath martensite.” *Acta Materialia* **98**, 81–93, 2015.
- [61] J. Winczek, A. Kulawik: “Dilatometric and hardness analysis of C45 steel tempering with different heating-up rates.” *Metalurgija* **51**, 9–12, 2012.
- [62] A. Nagao, K. Hayashi, K. Oi, S. Mitao, N. Shinakai: “Refinement of Cementite in High Strength Steel Plates by Rapid Heating and Tempering.” *Materials Science Forum* **539-543**, 4720–4725, 2007.
- [63] A. Nagao, K. Hayashi, K. Oi, S. Mitao: “Effect of Uniform Distribution of Fine Cementite on Hydrogen Embrittlement of Low Carbon Martensitic Steel Plates.” *ISIJ International* **52**, 213–221, 2012.
- [64] V. K. Judge, J. G. Speer, K. D. Clarke, K. O. Findley, A. J. Clarke: “Rapid Thermal Processing to Enhance Steel Toughness.” *Scientific Reports* **8**, 1–6, 2018.
- [65] A. Eggbauer Vieweg, G. Ressel, P. Raninger, P. Prevedel, S. Marsoner, R. Ebner: “Comparing fast inductive tempering and conventional tempering: Effects on microstructure and mechanical properties.” *Metallurgical Research & Technology* **115**, 407–414, 2018.
- [66] K. Kawasaki, T. Chiba, T. Yamazaki: “Effect of Induction Heating Tempering for Strengthening and Toughening of Spring Steel.” *Tetsu-to-Hagané* **74**, 334–341, 1988.
- [67] F. D. Fischer, G. Reisner, E. Werner, K. Tanaka, G. Cailletaud, T. Antretter: “A new view on transformation induced plasticity (TRIP).” *International Journal of Plasticity* **16**, 723–748, 2000.

- [68] G. W. Greenwood, R. H. Johnson: “The Deformation of Metals Under Small Stresses During Phase Transformations.” *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **283**, 403–422, 1965.
- [69] C.L. Magee: *Transformation kinetics, micro-plasticity and aging of martensite in Fe-31 Ni*. Dissertation. Carnegie Mellon University, Pittsburgh, 1966.
- [70] J.B. Leblond, J. Devaux, J.C. Devaux: “Mathematical modelling of transformation plasticity in steels I: Case of ideal-plastic phases.” *International Journal of Plasticity* **5**, 551–572, 1989.
- [71] M. Wolff, M. Böhm, B. Suhr: “Comparison of different approaches to transformation-induced plasticity in steel.” *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* **40**, 454–459, 2009.
- [72] J. B. Leblond: “Mathematical modelling of transformation plasticity in steels II: Coupling with strain hardening phenomena.” *International Journal of Plasticity* **5**, 573–591, 1989.
- [73] M. Dalgic, A. Irretier, H. W. Zoch, G. Lowisch: “Transformation plasticity at different phase transformations of a through hardening bearing steel.” *International Journal of Microstructure and Materials Properties* **3**, 49–64, 2008.
- [74] M. Coret, S. Calloch, A. Combescure: “Experimental study of the phase transformation plasticity of 16MND5 low carbon steel under multiaxial loading.” *International Journal of Plasticity* **18**, 1707–1727, 2002.
- [75] M. Coret, S. Calloch, A. Combescure: “Experimental study of the phase transformation plasticity of 16MND5 low carbon steel induced by proportional and nonproportional biaxial loading paths.” *European Journal of Mechanics - A/Solids* **23**, 823–842, 2004.
- [76] G. Besserdich, B. Scholtes, H. Müller, E. Macherauch: “Consequences of transformation plasticity on the development of

- residual stresses and distortions during martensitic hardening of SAE 4140 steel cylinders.” *Steel Research* **65**, 41–46, 1994.
- [77] P. Zwigl, D. C. Dunand: “A non-linear model for internal stress superplasticity.” *Acta Materialia* **45**, 5285–5294, 1997.
- [78] P. Zwigl, D. C. Dunand: “A numerical model of transformation superplasticity for iron.” *Materials Science and Engineering: A* **262**, 166–172, 1999.
- [79] M. Schwenk: “Experimentally validated residual stresses and distortion prediction for dual frequency induction hardening.” *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics* **44**, 127–135, 2014.
- [80] Y. E. Majaty, J.-B. Leblond, D. Kondo: “A novel treatment of Greenwood–Johnson’s mechanism of transformation plasticity - Case of spherical growth of nuclei of daughter-phase.” *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **121**, 175–197, 2018.
- [81] T. Otsuka, T. Akashi, S. Ogawa, T. Imai, A. Egami: “Effect of Volume Expansion on Transformation Plasticity during Ferrite and Martensite Transformation of Steel.” *Journal of the Society of Materials Science, Japan* **60**, 937–942, 2011.
- [82] M. Schwenk, B. Kaufmann, J. Hoffmeister, V. Schulze: “Residual Stress Prediction for Dual Frequency Induction Hardening considering Transformation Plasticity during Austenitization.” In “Proceedings from the 6th International Quenching and Control of Distortion Conference, Ohio, USA,” 45–56. 2012.
- [83] P. V. Morra, S. Radelaar, M. Yandouzi, J. Chen, A. J. Böttger: “Precipitate coarsening-induced plasticity: Low temperature creep behaviour of tempered SAE 52100.” *International Journal of Plasticity* **25**, 2331–2348, 2009.
- [84] M. Habschied, B. de Graaff, A. Klumpp, V. Schulze: “Fertigung und Eigenspannungen.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **70**, 111–121, 2015.

- [85] P. J. Withers, H. Bhadeshia: “Residual stress. Part 2 – Nature and origins.” *Materials Science and Technology* **17**, 366–375, 2013.
- [86] M. Schwenk, M. Fisk, T. Cedell, J. Hoffmeister, V. Schulze, L.-E. Lindgren: “Process Simulation of Single and Dual Frequency Induction Surface Hardening Considering Magnetic Nonlinearity.” *Materials Performance and Characterization* **1**, 1–21, 2012.
- [87] M. Schwenk: *Numerische Modellierung der induktiven ein- und zweifrequenz Randschichthärtung*. Dissertation. Karlsruhe Institut für Technologie, Institut für Angewandte Materialien, Karlsruhe, 2012.
- [88] Y. Wang: *Etude et modélisation de l’effet du revenu sur les évolutions des microstructures, du comportement thermomécanique et des contraintes résiduelles de trempe*. Dissertation. Institut National Polytechnique de Lorraine, Nancy, 2006.
- [89] D. Tong, G. Jianfeng, F. Yang: “Numerical simulation on induction heat treatment process of a shaft part: Involving induction hardening and tempering.” *Journal of Materials Processing Technology* **262**, 277–289, 2018.
- [90] E. Vatev: “Einfluss von Anlassverfahren und -temperaturen auf den Eigenspannungsverlauf über den Querschnitt induktionsgehärteter zylindrischer Proben.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **29**, 32–37, 1974.
- [91] O. Vöhringer: “Relaxation of Residual Stresses by Annealing or mechanical Treatment.” *Advances in Surface Treatment* **4**, 367–396, 1987.
- [92] J. Hoffmann: *Entwicklung schneller röntgenographischer Spannungsmeßverfahren und ihre Anwendung bei Untersuchungen zum thermischen Eigenspannungsabbau*. Dissertation. Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1985.

-
- [93] H. Holzapfel, V. Schulze, O. Vöhringer, E. Macherauch: “Residual stress relaxation in an AISI 4140 steel due to quasistatic and cyclic loading at higher temperatures.” *Materials Science and Engineering: A* **248**, 9–18, 1998.
- [94] E. Wrona, B. Nacke, D. Resetov: “3D-modelling of the transient heating process for induction surface hardening.” In “MEP-International Scientific Colloquium Modelling for Electromagnetic Processing, Hanover,” 119–123. 2003.
- [95] D. Hömberg, T. Petzold, E. Rocca: “Analysis and simulations of multifrequency induction hardening.” *Nonlinear Analysis: Real World Applications* **22**, 84–97, 2015.
- [96] M. Fisk, L.-E. Lindgren, W. Datchary, V. Deshmukh: “Modelling of induction hardening in low alloy steels.” *Finite Elements in Analysis and Design* **144**, 61–75, 2018.
- [97] J. Mackerle: “Finite element analysis and simulation of quenching and other heat treatment processes.” *Computational Materials Science* **27**, 313–332, 2003.
- [98] T. Inoue, S. Nagaki, T. Kishino, M. Monkawa: “Description of transformation kinetics, heat conduction and elastic-plastic stress in the course of quenching and tempering of some steels.” *Ingenieur-Archiv* **50**, 315–327, 1981.
- [99] T. Inoue, K. Arimoto: “Development and implementation of cae system “hearts” for heat treatment simulation based on metallo-thermo-mechanics.” *Journal of Materials Engineering and Performance* **6**, 51–60, 1997.
- [100] Y. Wang, S. Denis, B. Appolaire, P. Archambault: “Modelling of precipitation of carbides during tempering of martensite.” *Le Journal de Physique IV* **120**, 103–110, 2004.
- [101] Y. Wang, B. Appolaire, S. Denis, P. Archambault, B. Dussoubs: “Study and modelling of microstructural evolutions and thermomechanical behaviour during the tempering of steel.” *Inter-*

- national Journal of Microstructure and Materials Properties* **1**, 197–207, 2006.
- [102] X. Deng, D. Ju: “Modeling and Simulation of Quenching and Tempering Process in steels.” *Physics Procedia* **50**, 368–374, 2013.
- [103] A. Zabett, S. H. Mohamadi Azghandi: “Simulation of induction tempering process of carbon steel using finite element method.” *Materials & Design* **36**, 415–420, 2012.
- [104] A. Vieweg, P. Raninger, P. Prevedel, G. Ressel, W. Ecker, S. Marschner, R. Ebner: “Experimentelle und numerische Untersuchung des induktiven Anlassens eines Vergütungsstahles.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **72**, 199–204, 2017.
- [105] K. D. Clarke, C. J. van Tyne, S.-J. Lee: “Correlation Between Crystal Structure Change and Transformation Strain for Multi-phase Transformations.” *JOM* **68**, 198–202, 2016.
- [106] C. García de Andrés: “Application of dilatometric analysis to the study of solid–solid phase transformations in steels.” *Materials Characterization* **48**, 101–111, 2002.
- [107] M. Takahashi, H. Bhadeshia: “The interpretation of dilatometric data for transformations in steels.” *Journal of Materials Science Letters* **8**, 477–478, 1989.
- [108] T. A. Kop, J. Sietsma, S. van der Zwaag: “Dilatometric analysis of phase transformations in hypo-eutectoid steels.” *Journal of Materials Science* **36**, 519–526, 2001.
- [109] G. Mohapatra, F. Sommer, E. J. Mittemeijer: “Calibration of a quenching and deformation differential dilatometer upon heating and cooling: Thermal expansion of Fe and Fe–Ni alloys.” *Thermochimica Acta* **453**, 31–41, 2007.
- [110] Y. Liu, D. Wang, F. Sommer, E. J. Mittemeijer: “Isothermal austenite–ferrite transformation of Fe–0.04 at.% C alloy: Dilatometric measurement and kinetic analysis.” *Acta Materialia* **56**, 3833–3842, 2008.

-
- [111] V. A. Esin, B. Denand, Q. Le Bihan, M. Dehmas, J. Teixeira, G. Geandier, S. Denis, T. Sourmail, E. Aeby-Gautier: "In situ synchrotron X-ray diffraction and dilatometric study of austenite formation in a multi-component steel: Influence of initial microstructure and heating rate." *Acta Materialia* **80**, 118–131, 2014.
- [112] D. Kaiser, B. de Graaff, S. Dietrich, V. Schulze: "A novel procedure to account for high temperature gradients in an induction dilatometer sample during rapid heating." *Thermochimica Acta* **646**, 8–15, 2016.
- [113] M. Schwenk, J. Hoffmeister, V. Schulze: "Experimental Determination of Process Parameters and Material Data for Numerical Modeling of Induction Hardening." *Journal of Materials Engineering and Performance* **22**, 1861–1870, 2013.
- [114] P. Combis, P. Cormont, L. Gallais, D. Hebert, L. Robin, J.-L. Rullier: "Evaluation of the fused silica thermal conductivity by comparing infrared thermometry measurements with two-dimensional simulations." *Applied Physics Letters* **101**, 211908, 2012.
- [115] R. B. Sosman: *Properties of silica*. Chemical Catalog Company, Inc., New York, 1927.
- [116] H. D. Baehr, K. Stephan: *Wärme-und Stoffübertragung*. Springer, Heidelberg, 7th edition, 1994.
- [117] J. A. Nelder, R. Mead: "A Simplex Method for Function Minimization." *The Computer Journal* **7**, 308–313, 1965.
- [118] E. Macherauch: "Das $\sin^2(\psi)$ -Verfahren der röntgenographischen Spannungsmessung." *Z. angew. Phys.* **13**, 305–312, 1961.
- [119] B. Eigenmann, E. Macherauch: "Röntgenographische Untersuchung von Spannungszuständen in Werkstoffen. Teil III. Fortsetzung von Matwiss. und Werkstofftechn. Heft 3/1995, S. 148-160 und Heft 4/1995, S. 199-216." *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* **27**, 426–437, 1996.

- [120] M. Avrami: "Kinetics of Phase Change. I General Theory." *The Journal of Chemical Physics* **7**, 1103–1112, 1939.
- [121] M. Avrami: "Kinetics of Phase Change. II Transformation-Time Relations for Random Distribution of Nuclei." *The Journal of Chemical Physics* **8**, 212–224, 1940.
- [122] M. Avrami: "Granulation, Phase Change, and Microstructure Kinetics of Phase Change. III." *The Journal of Chemical Physics* **9**, 177–184, 1941.
- [123] A. N. Kolmogorov: "On the Statistical Theory of Crystallization of Metals." *Izv. Akad. Nauk SSSR* **1**, 355–359, 1937.
- [124] J. B. Austin, R. L. Rickett: "An improved calculation of the transformation of steels." *Metals Technology* **964**, 1–20, 1938.
- [125] M. J. Starink: "On the meaning of the impingement parameter in kinetic equations for nucleation and growth reactions." *Journal of Materials Science* **36**, 4433–4441, 2001.
- [126] M. J. Starink: "Kinetic equations for diffusion-controlled precipitation reactions." *Journal of Materials Science* **32**, 4061–4070, 1997.
- [127] C. H. Gür, J. Pan: *Handbook of thermal process modeling of steels*. CRC Press and IFHTSE/International Federation for Heat Treatment and Surface Engineering, Boca Raton, 2009.
- [128] B. Dutta, E. J. Palmiere, C. M. Sellars: "Modelling the kinetics of strain induced precipitation in Nb microalloyed steels." *Acta Materialia* **49**, 785–794, 2001.
- [129] M. Perez, A. Deschamps: "Microscopic modelling of simultaneous two-phase precipitation: Application to carbide precipitation in low-carbon steels." *Materials Science and Engineering: A* **360**, 214–219, 2003.
- [130] J. Robson: "Modelling the overlap of nucleation, growth and coarsening during precipitation." *Acta Materialia* **52**, 4669–4676, 2004.

- [131] N. Fujita, H. Bhadeshia: “Modelling Simultaneous Alloy Carbide Sequence in Power Plant Steels.” *ISIJ International* **42**, 760–769, 2002.
- [132] O. Myhr: “Modelling of the age hardening behaviour of Al–Mg–Si alloys.” *Acta Materialia* **49**, 65–75, 2001.
- [133] M. Perez: “Gibbs-Thomson effects in phase transformations.” *Scripta Materialia* **52**, 709–712, 2005.
- [134] D. Labridis, P. Dokopoulos: “Calculation of eddy current losses in nonlinear ferromagnetic materials.” *IEEE Transactions on Magnetism* **25**, 2665–2669, 1989.
- [135] S. Sjöström: “Interactions and constitutive models for calculating quench stresses in steel.” *Materials Science and Technology* **1**, 823–829, 1985.
- [136] M. Naderi, L. Durrenberger, A. Molinari, W. Bleck: “Constitutive relationships for 22MnB5 boron steel deformed isothermally at high temperatures.” *Materials Science and Engineering: A* **478**, 130–139, 2008.
- [137] A. Ellermann, B. Scholtes: “The strength differential effect in different heat treatment conditions of the steels 42CrMoS4 and 100Cr6.” *Materials Science and Engineering: A* **620**, 262–272, 2015.
- [138] J. C. Simo, T. Hughes: *Computational inelasticity*. Springer, New York, 1997.
- [139] M. F. Ashby, K. E. Easterling: “The transformation hardening of steel surfaces by laser beams—I. Hypo-eutectoid steels.” *Acta Metallurgica* **32**, 1935–1948, 1984.
- [140] D. Kaiser, B. de Graaff, A. M. Jung, S. Dietrich, V. Schulze: “A dilatometric study on the influence of compressive stresses on the tempering of martensitic AISI 4140 steel - Evidence of transformation induced plasticity during cementite precipitation.” *Materials Science and Engineering: A* **705**, 114–121, 2017.

- [141] M. Umemoto, Y. Todaka, K. Tsuchiya: “Mechanical Properties of Cementite and Fabrication of Artificial Pearlite.” *Materials Science Forum* **426-432**, 859–864, 2003.
- [142] S. Denis, S. Sjöström, A. Simon: “Coupled temperature, stress, phase transformation calculation.” *Metallurgical Transactions* **18**, 1203–1212, 1987.
- [143] M. Perez, C. Sidoroff, A. Vincent, C. Esnouf: “Microstructural evolution of martensitic 100Cr6 bearing steel during tempering: From thermoelectric power measurements to the prediction of dimensional changes.” *Acta Materialia* **57**, 3170–3181, 2009.
- [144] J. Schindelin, I. Arganda-Carreras, E. Frise, V. Kaynig, M. Longair, T. Pietzsch, S. Preibisch, C. Rueden, S. Saalfeld, B. Schmid, J.-Y. Tinevez, D. J. White, V. Hartenstein, K. Eliceiri, P. Tomancak, A. Cardona: “Fiji: An open-source platform for biological-image analysis.” *Nature Methods* **9**, 676–682, 2012.
- [145] P. G. Ulyanov, D. Usachov, A. V. Fedorov, A. S. Bondarenko, B. V. Senkovskiy, O. F. Vyvenko, S. V. Pushko, K. S. Balizh, A. A. Maltcev, K. I. Borygina, A. M. Dobrotvorskii, V. K. Adamchuk: “Microscopy of carbon steels: Combined AFM and EBSD study.” *Applied Surface Science* **267**, 216–218, 2013.
- [146] J. Ohser, F. Mücklich: *Statistical Analysis of Microstructures in Materials Science*. John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, 2000.
- [147] J. Takahashi, H. Suito: “Evaluation of the accuracy of the three-dimensional size distribution estimated from the schwarz-saltykov method.” *Metallurgical and Materials Transactions A* **34**, 171–181, 2003.
- [148] J. Gegner: “Stereological Cross-Sectional Micrograph Analysis for the Calculation of Real Particle Size Distributions.” *Praktische Metallographie* **43**, 214–226, 2006.
- [149] J. W. Stewart, R. C. Thomson, H. Bhadeshia: “Cementite precipitation during tempering of martensite under the influence of

- an externally applied stress.” *Journal of Materials Science* **29**, 6079–6084, 1994.
- [150] K.-H. Hellwege, A. M. Hellwege, editors: *Part A: Garnets and Perovskites*. Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter. Springer, Berlin, Heidelberg, 1978.
- [151] Y. Ling: “Uniaxial True Stress-Strain after Necking.” *AMP Journal of Technology* **5**, 37–48, 1996.
- [152] G.-H. Majzooobi, F. Fariba, M. K. Pipelzadeh, S. J. Hardy: “A new approach for the correction of stress–strain curves after necking in metals.” *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design* **50**, 125–137, 2015.
- [153] D. Kaiser, B. d. Graaff, S. Dietrich, V. Schulze: “Investigation of the precipitation kinetics and microstructure evolution of martensitic AISI 4140 steel during tempering with high heating rates.” *Metallurgical Research & Technology* **115**, 1–7, 2018.
- [154] B. S. Lement, M. Cohen: “A dislocation-attraction model for the first stage of tempering.” *Acta Metallurgica* **4**, 469–476, 1956.
- [155] F. Liu, F. Sommer, C. Bos, E. J. Mittemeijer: “Analysis of solid state phase transformation kinetics: Models and recipes.” *International Materials Reviews* **52**, 193–212, 2013.
- [156] M. Hillert: “The kinetics of the first stage of tempering.” *Acta Metallurgica* **7**, 653–658, 1959.
- [157] J. Damon, F. Mühl, S. Dietrich, V. Schulze: “A Comparative Study of Kinetic Models Regarding Bainitic Transformation Behavior in Carburized Case Hardening Steel 20MnCr5.” *Metallurgical and Materials Transactions A* **50**, 104–117, 2019.
- [158] J. Ågren: “Computer Simulations of the Austenite/Ferrite Diffusional Transformations in low alloyed Steels.” *Acta Metallurgica* **30**, 841–851, 1982.

- [159] J. Cermak, L. Kral: “Carbon diffusion in carbon-supersaturated ferrite and austenite.” *Journal of Alloys and Compounds* **586**, 129–135, 2014.
- [160] L. Cheng, C. M. Brakman, B. M. Korevaar, E. J. Mittemeijer: “The Tempering of Iron-Carbon Martensite; Dilatometric and Calorimetric Analysis.” *Metallurgical Transactions A* **19**, 2415–2426, 1988.
- [161] Z. Hou, P. Hedström, Y. Xu, W. Di, J. Odqvist: “Microstructure of Martensite in Fe–C–Cr and its Implications for Modelling of Carbide Precipitation during Tempering.” *ISIJ International* **54**, 2649–2656, 2014.
- [162] S. Hashmi, editor: *Comprehensive Materials Processing*. Elsevier, Amsterdam, Boston, Heidelberg, 2014.
- [163] V. Savaria, H. Monajati, F. Bridier, P. Bocher: “Measurement and correction of residual stress gradients in aeronautical gears after various induction surface hardening treatments.” *Journal of Materials Processing Technology* **220**, 113–123, 2015.
- [164] C. H. Gur, J. Pan: *Handbook of Thermal Process Modeling Steels*. CRC Press, Boca Raton, 2008.
- [165] B. Buchmayr, J. S. Kirkaldy: “Modeling of the temperature field, transformation behavior, hardness and mechanical response of low alloy steels during cooling from the austenite region.” *Journal of Heat Treating* **8**, 127–136, 1990.
- [166] U. Ahrens: *Beanspruchungsabhängiges Umwandlungsverhalten und Umwandlungsplastizität niedrig legierter Stähle mit unterschiedlich hohen Kohlenstoffgehalten*. Dissertation. Universität Paderborn, 2003.
- [167] T. Mioković, J. Schwarzer, V. Schulze, O. Vöhringer, D. Löhe: “Description of short time phase transformations during the heating of steels based on high-rate experimental data.” *Journal de Physique IV* **120**, 591–598, 2004.

- [168] V. Savaria, F. Bridier, P. Bocher: “Computational quantification and correction of the errors induced by layer removal for sub-surface residual stress measurements.” *International Journal of Mechanical Sciences* **64**, 184–195, 2012.
- [169] J. Grum: “A review of the influence of grinding conditions on resulting residual stresses after induction surface hardening and grinding.” *Journal of Materials Processing Technology* **114**, 212–226, 2001.
- [170] M. J. Balart, A. Bouzina, L. Edwards, M. E. Fitzpatrick: “The onset of tensile residual stresses in grinding of hardened steels.” *Materials Science and Engineering: A* **367**, 132–142, 2004.
- [171] W. Wang, S. Kelly: “A Metallurgical Evaluation of the Powder-Bed Laser Additive Manufactured 4140 Steel Material.” *JOM* **68**, 869–875, 2016.
- [172] V. Schulze, J. Michna, J. Schneider, P. Gumbsch: “Modelling of cutting induced surface phase transformations considering friction effects.” *Procedia Engineering* **19**, 331–336, 2011.

