

Simulationsgestützte Prozessoptimierung des Wärmebehandlungsverfahrens Internal Quenching

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

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

angenommene
Dissertation

von

M. Sc. Fabian A. Mühl
aus Offenburg, Baden

Tag der mündlichen Prüfung: 21. April 2022
Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Volker Schulze
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. habil. Olaf Keßler

Kurzfassung

Zur Festigkeitssteigerung schwerzugänglicher Innenbohrungen von Stahlbauteilen aus der Hochdrucktechnologie wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Wärmebehandlungsverfahren Internal Quenching entwickelt und erüchtigt. Das Hauptaugenmerk lag hierbei auf der gezielten Einstellung des Randschichtzustands von Durchgangsbohrungen, welche bisher nur über rein mechanische Verfahren wie beispielsweise der Autofrettage optimiert werden. Als alternatives Verfestigungsverfahren bietet hierbei das Wärmebehandlungsverfahren Internal Quenching neben der Einstellung einer hochfesten martensitischen Randschicht, die Möglichkeit randnahe Druckeigenspannungen einzubringen.

Ziel der durchgeführten Untersuchungen war es, ein umfangreiches Prozessverständnis zur martensitischen Härtung innenliegender Randschichten von Durchgangsbohrungen aufzubauen. Hierzu wurde der Prozess sowohl experimentell als auch simulativ betrachtet. Zudem wurden über das Zusammenführen der jeweiligen Erkenntnisse die Prozess-Eigenschaftsbeziehungen herausgearbeitet, woraus schließlich optimale Wärmebehandlungsstrategien entwickelt werden konnten.

Im Rahmen einer experimentellen Prozesscharakterisierung wurde der Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit der Abschreckbedingungen mithilfe einer Finiten-Differenzen-Methode untersucht. So lassen sich in Abhängigkeit der hohen Drücke und Strömungsgeschwindigkeiten des Abschreckmediums Wärmeübergangskoeffizienten von über $60\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ erzielen. Anhand

einer Prozessparameterstudie wurden schließlich unterschiedliche Wärmebehandlungsstrategien umgesetzt und der resultierende Randschichtzustand charakterisiert. Hierdurch konnte gezeigt werden, dass rissfreie martensitische Innenbohrungen über die simultane Regelung von Innenbohrungs- und Manteltemperatur erzeugt werden können. Des Weiteren konnten Parameter, welche eine Rissbildung an der Innenbohrung entscheidend fördern, herausgearbeitet werden. So ergaben sich für den Stahl 42CrMo4 die innere Abschreckgeschwindigkeit, die Abschrecktemperatur der Innenbohrung sowie der Bainitgehalt in den äußeren Bereichen als entscheidende Faktoren im Hinblick auf Härterisse.

Zur numerischen Vorhersage der Erkenntnisse aus den experimentellen Versuchen wurde der Wärmebehandlungsprozess mithilfe eines FE-Modells abstrahiert abgebildet und untersucht. Dementsprechend wurde ein Modell entwickelt, das alle relevanten Phänomene, die während des Abschreckprozesses auftreten, sowie die prozessseitigen Randbedingungen berücksichtigt. Zur Modellierung der bainitischen Phasenumwandlung im Hinblick auf Kinetik, Umwandlungsdehnungen, Umwandlungsplastizität und dem Einfluss von äußeren Lasten und Plastifizierungen im Austenit wurden dilatometrische Untersuchungen durchgeführt. Des Weiteren wurde das am IAM-WK bestehende Simulationsmodell mit mathematischen Modellen zur Abbildung einer martensitischen Phasenumwandlung mit vorgeschalteter Bainitumwandlung und einer spannungsabhängigen Martensitumwandlung ergänzt. Über die erarbeiteten Ergebnisse konnte schließlich ein umfangreiches Prozessmodell aufgestellt und validiert werden.

Mit dem validierten FE-Modell wurden im Anschluss simulative Parameterstudien für die Stähle 42CrMo4 und C45 durchgeführt und die optimierten Prozessparameter experimentell umgesetzt. Die darauffolgende Charakterisierung der Bauteilzustände belegte das Potential des Wärmebehandlungsprozesses zur Verbesserung des Randschichtzustands von Durchgangsbohrungen. So konnten rissfreie martensitische Randschichten mit gleichzeitig hohen Druckeigenstressungen erreicht werden.

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) und wurde dankenswerterweise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanziell unterstützt.

Prof. Dr.-Ing. habil. Schulze möchte ich besonders für die Möglichkeit, meine Arbeit an seinem Institut und unter seiner Betreuung zu schreiben, danken. Das mir entgegengebrachte Vertrauen wusste und weiß ich sehr zu schätzen. Des Weiteren möchte ich mich für die Durchsicht des Manuskripts sowie die Übernahme des Hauptreferats bedanken. Ich habe mich zu jeder Zeit bestens betreut gefühlt.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Keßler danke ich für die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. Matthiesen für die Übernahme des Vorsitzes.

Weiterhin möchte ich allen MitarbeiterInnen am IAM-WK, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, danken. Ein besonderer Dank gilt vor allem der Metallographie, der mechanischen Werkstatt sowie den Technikern. Besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle die Techniker R. Rössler und M. Brecht, die mir bei der Entwicklung und Optimierung des Aufbaus eine große Hilfe waren. Des Weiteren danke ich den Herren T. Unger und T. Eble aus der mechanischen Werkstatt für die stetige Unterstützung bei den langwierigen Bohr- und Erodierversuchen. Ebenso gilt ein großer Dank D. Kiefer für die Durchführung hochauflösender röntgenografischen Eigenspannungsmessungen an MP6 und Herrn V. Zibat vom Laboratorium für Elektronenmikroskopie für die Durchführung der REM-Aufnahmen.

Besonderer und herzlicher Dank gilt Herrn Dr. Stefan Dietrich für alles, insbesondere jedoch für sein entgegengebrachtes Vertrauen und seine Unterstützung und Hilfe bei jeglichen fachlichen aber auch privaten Fragen und Problemen. Unter seiner Leitung war die Zusammenarbeit innerhalb des FuB-Teams sehr effizient und erfolgreich sowie der Zusammenhalt stark, weshalb mir die gemeinsame Arbeit aber auch die zahlreichen Radtouren und unsere unterhaltenden Gespräche immer eine große Freude bereiteten und mir stets in guter Erinnerung bleiben werden. Vielen Dank für eine sehr schöne und lehrreiche Zeit.

Allen studentischen Hilfskräften und AbschlussarbeiterInnen, die mich bei dieser Arbeit oder weiteren Projekten unterstützten, möchte ich einen großen Dank aussprechen. Besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle meinen Abschlussarbeiter und langjährigen HIWI, Moritz Klug. Danke für die hervorragende Arbeit und ständige Unterstützung bei jeglichen Aufgabenstellungen. Der letzte und für mich wichtigste Dank gilt meinen Eltern, meiner Oma und meiner Schwester, ohne deren Unterstützung mein Bildungsweg und meine Entwicklung in der Form nie möglich gewesen wären. Dieses Dankeschön richte ich auch an meine Verlobte Katharina für Ihren stetigen Rückhalt, Ihre Liebe, Ihr Verständnis und Ihre Entbehrungen infolge meiner Hobbys und natürlich für die sprachliche Durchsicht dieses Manuskripts.

Karlsruhe, im April 2022

Fabian A. Mühl

Für Katharina und meine Familie

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kenntnisstand	5
2.1	Durchgreifende Wärmebehandlung von Stählen	5
2.1.1	Phasenumwandlungen bei der Wärmebehandlung von Stählen	6
2.1.2	Härten und Anlassen von Stählen	12
2.1.3	Intensive Quenching	17
2.2	Entstehung von Eigenspannungen bei der Wärmebehandlung	21
2.3	Numerische Simulation der Wärmebehandlung von Stählen	27
2.3.1	Thermische Modellierung	30
2.3.2	Metallurgische Modellierung	32
2.3.3	Mechanische Modellierung	39
3	Material, Prozess und Methoden	49
3.1	Versuchswerkstoffe	49
3.2	Proben- und Demonstratorbauteilgeometrie	50
3.2.1	Internal Quenching Versuche	50
3.2.2	Dilatometrie und Warmzugversuche	51
3.3	Aufbau und Funktionsweise des Internal Quenching Prozesses	52
3.4	Dilatometrie	57
3.4.1	Spannungsfreie Versuche	60
3.4.2	Spannungsbehaftete Versuche	61
3.5	Mechanische Charakterisierung	63
3.5.1	Zugversuche	63
3.5.2	Härtemessungen	64

3.6	Metallografische Untersuchungen	65
3.7	Eigenstressanalyse	65
3.7.1	Röntgenografische Eigenstressanalyse	65
3.7.2	Ausbohrverfahren nach Sachs	66
3.8	Finite-Differenzen-Methode und Versuchsdurchführung zur Wärmeübergangsbestimmung	68
4	Experimentelle Untersuchungen zum Internal Quenching	
	Prozess	73
4.1	Wärmeübergangsbestimmung	73
4.1.1	Bewertung der Finite-Differenzen Methode	73
4.1.2	Experimentelle Ergebnisse und Auswertung	77
4.2	Machbarkeitsstudie zur Härtung von Innenbohrungen an Demonstratoren aus 42CrMo4	82
5	Experimentelle Bestimmung von Parametern für die Materialmodellierung	93
5.1	Untersuchungen an 42CrMo4	93
5.1.1	Spannungsfreie bainitische Phasenumwandlung	93
5.1.2	Spannungsbehaftete bainitische Phasenumwandlung	99
5.1.3	Spannungsbehaftete martensitische Umwandlung	115
5.1.4	Einfluss einer unvollständigen bainitischen Phasenumwandlung auf die martensitische Umwandlung	120
5.1.5	Mechanische Charakterisierung	123
5.2	Untersuchungen an C45 zur spannungsfreien bainitischen und ferritisch-perlitischen Phasenumwandlung	129
6	Prozesssimulation der Internal Quenching	
	Wärmebehandlung	133
6.1	Prozessmodell	133
6.2	Modellparameter	135
6.3	Simulationsvalidierung anhand rissfreier Proben	136

6.4	Ableitung eines Rissbildungskriteriums	142
6.5	Simulationsstudie zur Optimierung des Randschichtzustands an Demonstratorproben	148
6.5.1	Simulationsstudie an 42CrMo4	149
6.5.2	Simulationsstudie an C45	159
6.6	Sensitivitätsstudie zum Einfluss der Materialparameter und Pro- bengeometrie	164
6.7	Diskussion der Ergebnisse	174
7	Experimentelle Umsetzung der ermittelten optimalen Wärmebehandlungen und deren Validierung	185
7.1	Experimentelle Umsetzung	185
7.1.1	Demonstratoren aus 42CrMo4	185
7.1.2	Demonstratoren aus C45	188
7.2	Resultierende Bauteilzustände und deren Validierung	190
7.2.1	Demonstratoren aus 42CrMo4	190
7.2.2	Demonstratoren aus C45	196
7.3	Diskussion und Bewertung der Bauteilzustände	198
8	Zusammenfassung und Ausblick	209
9	Literaturverzeichnis	213
10	Anhang	231

1 Einleitung

Für die Entwicklung von Stahlbauteilen in der Hochdrucktechnik bedarf es zur Steigerung der Effizienz und Leistungsfähigkeit hochfeste Material- und Bauteilzustände. Der Fokus liegt hierbei auf der Randschicht von Innenbohrungen von beispielsweise Common-Rail-Injektoren [1, 2], Hochdruckzylindern/-ventilen in Wasserstrahlschneidsystemen [3] oder Hochdruckleitungen aus der Energie- und Verfahrenstechnik [4, 5], welche im Betrieb hohen pulsierenden Drücken dauerhaft standhalten soll. Zur Gewährleistung einer gewissen Betriebsdauer von Hochdruckkomponenten ist eine präzise und somit kostspielige Fertigung unter Einhaltung sehr geringer Fertigungstoleranzen sowie eine aufwendige Nachbearbeitung daher unabdingbar. Über eine gezielte Festigkeitssteigerung der hochbelasteten, schwerzugänglichen Bauteilbereiche können zum einen der Nachbearbeitungsaufwand und damit Nachbearbeitungskosten reduziert werden. Zum anderen kann über die dadurch ermöglichte Reduktion von Wandstärken eine Gewichtseinsparung erzielt werden. Des Weiteren kann die Leistungsfähigkeit der Anwendungssysteme gesteigert werden. So können im Fall von Diesel-Einspritzsystemen sowohl ein geringerer Kraftstoffverbrauch als auch reduzierte CO_2 -Emissionen über die Steigerung des Einspritzdrucks auf bis zu 2500 bar erreicht werden [1, 6].

Zur Gewährleistung einer hohen Bauteillebensdauer werden üblicherweise höherfeste Stähle eingesetzt und das hydromechanische Verfahren der Autofrettage angewandt [7–9]. Letzteres kann die Dauerfestigkeit von Hochdruckkomponenten um bis zu 35 % steigern, was auch Potentiale zur Gewichtseinsparung bietet. Neben einer Kaltverfestigung lassen sich über die Autofrettage gezielt Druckeigenstressungen, die sich positiv auf die Bauteillebensdauer auswirken,

in innenliegenden Randschichten induzieren. Die Einbringung von Druckeigenspannungen erfolgt über eine lokale plastische Verformung der inneren Randschicht, welche über einen einmalig oder mehrmalig beaufschlagten Überdruck, der weit über der späteren Betriebsbelastung liegt, im Bauteil bewirkt wird. Wird die Gesamtheit an werkstofftechnischen Lösungsansätzen zur Festigkeitssteigerung von Stählen in Betracht gezogen, so ist die Einbringung von Druckeigenspannungen nur einer von verschiedenen Optimierungsaspekten. Über Randschichthärteverfahren, wie das Einsatz- oder Induktionshärten, oder eine durchgreifende Wärmebehandlungen werden nicht nur oberflächen-nahe Druckeigenspannungen induziert, sondern auch die Materialeigenschaften über die Erzeugung hochfester martensitischer Mikrostrukturen erheblich verbessert. Diese Verfahren stoßen jedoch in ihrer Anwendung bei innenliegenden und damit schwerzugänglichen Randschichten an ihre Grenzen oder sind nur sehr eingeschränkt anwendbar.

Das neu entwickelte Wärmebehandlungsverfahren Internal Quenching stellt hierbei ein alternatives Wärmebehandlungsverfahren zur Einstellung martensitischer Mikrostrukturen und günstiger Eigenspannungszustände an schwerzugänglichen Innenbohrungsrandschichten dar. Hierzu nutzt das Verfahren die induktive Erwärmung zur effizienten Austenitisierung und Wasser mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten zur lokalen Innenabschreckung der Randschicht. Für den industriellen Einsatz ist ein umfangreiches Prozessverständnis von Bedeutung, um optimale und an die spätere Belastung angepasste Randschichtzustände einstellen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Internal Quenching Verfahren am Beispiel der Vergütungsstähle 42CrMo4 und C45 im Hinblick auf eine optimale Prozessführung erprobt sowie Prozessparameter und -grenzen experimentell und simulativ herausgearbeitet. Für ein detailliertes Verständnis der ablaufenden mikrostrukturellen Mechanismen und zur Vorhersage der erzeugten Randschichtzustände wird ein Prozessmodell entwickelt, welches den Gefüge- und Eigenspannungszustand sowie risskritische Prozessführungen vorhersagt. Für den Stahl 42CrMo4 werden hierzu experimentelle Untersuchungen zur

Beschreibung der bainitischen Phasenumwandlung im Hinblick auf Umwandlungsdehnung, Umwandlungsplastizität, Härte und Festigkeit durchgeführt und analysiert. Die hieraus abgeleiteten Werkstoffmodelle werden in ein Prozessmodell implementiert, um eine Betrachtung der zeitliche Phasen- und Spannungsentwicklung im Internal Quenching Prozess zu ermöglichen und somit Prozesszusammenhänge detailliert abzubilden. Über die Charakterisierung der Randschichtzustände ausgewählter wärmebehandelter Proben und den Abgleich mit den simulativen Ergebnissen erfolgt schließlich die Validierung des Modells. Mithilfe des Prozessmodells können letztlich umfangreiche Studien durchgeführt und ein besseres Prozessverständnis aufgebaut sowie optimale Wärmebehandlungsstrategien entwickelt werden. Die experimentelle Umsetzung der erarbeiteten Randschichtzustände mit einer martensitischen Mikrostruktur und hohen Druckeigenstressungen und deren Bewertung belegen das Potential des Internal Quenching Prozesses in der Entwicklung von Hochdruckkomponenten.

2 Kennntnisstand

2.1 Durchgreifende Wärmebehandlung von Stählen

Unter dem Begriff der Wärmebehandlung versteht man nach DIN EN 4885 [10] die ganzheitliche oder partielle Änderung der Eigenschaften oder der Mikrostruktur von Eisenwerkstoffen über eine zeitliche Temperierung. Die Wärmebehandlung von Stahlbauteilen ist dabei einer der wichtigsten Schritte innerhalb einer Prozesskette, da die Bauteileigenschaften hierüber an die spätere Betriebsbelastung angepasst werden können. In Abhängigkeit davon, ob die Erwärmung im gesamten Bauteil oder lokal in einem begrenzten Bereich der Randschicht erfolgt, wird zwischen durchgreifenden und randnahen Wärmebehandlungen unterschieden [11, 12]. Neben den rein thermischen Verfahren können Wärmebehandlungsvorgänge mit thermochemischen (Einsatzhärtten, Nitrieren) oder mechanischen (Warmwalzen, Schmieden) Vorgängen kombiniert werden. Thermochemische Verfahren zielen hierbei auf eine Änderung der chemischen Zusammensetzung in meist randnahen Bauteilbereichen ab, um die Randschicht zu verfestigen und Druckeigenspannungen zu induzieren. Ist die Wärmebehandlung an einen Umformprozess gekoppelt, so lassen sich meist feinkörnige Mikrostrukturen einstellen, die über ein Normalglühen nicht erreicht werden können [12].

2.1.1 Phasenumwandlungen bei der Wärmebehandlung von Stählen

Die Möglichkeit der thermischen Einstellung verschiedener Mikrostrukturen und mechanischer Eigenschaften bei Stählen beruht auf den verschiedenen Kristallstrukturen/alloptropen Modifikationen, die Eisen temperaturabhängig eingehen kann. So ist zwischen 911 °C und 1392 °C die kubisch-flächenzentrierte (kfz) Gitterstruktur (γ -Eisen) stabil, wohingegen bei niedrigeren und höheren Temperaturen eine kubisch-raumzentrierte (krz) (α -Eisen/ δ -Eisen) Anordnung vorliegt. Die Verwendung von Stählen als vielfältige Konstruktionswerkstoffe wird über den Kohlenstoffgehalt, der maximal 2 Gew.-% beträgt, entscheidend beeinflusst. Zudem können die Eigenschaften über weitere Legierungselemente oder die Unterdrückung von Gleichgewichtsphasen beim Abkühlen eingestellt und Streckgrenzen zwischen 200 MPa und 2500 MPa erreicht werden. Die für eine Wärmebehandlung bestimmten Stähle lassen sich vereinfacht in die Klassen der unlegierten, niedriglegierten und hochlegierten Stähle einteilen. Unlegierte Stähle enthalten sehr kleine Mengen an Mangan, Phosphor, Schwefel und Silizium bei Kohlenstoffanteilen von 0,25 Gew.-% bis 2 Gew.-%. Typische niedriglegierte Stähle enthalten Nickel, Chrom, Molybdän, Mangan und Silizium zur Erhöhung der Härbarkeit oder Festigkeit. Hochlegierte Stähle sind meist rostfrei und lassen sich über ihren Chrom-, Nickel- und Mangengehalt definieren und je nach stabilisierter Mikrostruktur in martensitische, ferritische oder austenitischen Stähle unterteilen.[13]

Die stabilen/metastabilen temperatur- und kohlenstoffabhängigen Gefügeänderungen und Phasenanteile lassen sich über das Eisen-Kohlenstoff-Diagramm bestimmen, wobei die Aussagefähigkeit bei höherem Gehalt an Legierungselementen und schnellen Abkühlungen abnimmt und bei technischen Wärmebehandlungen nicht mehr gültig ist [13, 14]. Die für eine Wärmebehandlung von untereutektoiden Stählen und im Rahmen dieser Arbeit relevanten Mikrostrukturänderungen beschränken sich auf die Festkörperumwandlung des kfz Fe-C-Mischkristalls Austenit in die Gleichgewichtsphasen Ferrit und Perlit und die

Nichtgleichgewichtsphasen Bainit und Martensit mit raumzentrierter Kristallstruktur. Basierend auf ihrem Entstehungsmechanismus wird in der Literatur zwischen der diffusionskontrollierten und der „displacive“ also der umklappgesteuerten Phasenumwandlung, unterschieden (vgl. Abbildung 2.1). Bei der diffusionskontrollierten rekonstruktiven Phasenumwandlung erfolgt die Änderung der Gitterstruktur über die Diffusion von Atomen, sodass auftretende innere Dehnungen und Spannungen minimiert werden. Bei der umklappgesteuerten Umwandlung erfolgt die Gitterstrukturänderung über die Verzerrung der austenitischen Ausgangsstruktur. Beide Mechanismen führen zu einer Formänderung, wobei diese bei der diffusionskontrollierten Umwandlung auf die Änderung der Packungsdichte zurückzuführen ist. Im Falle einer umklappgesteuerten Scherumwandlung basiert die Formänderung auf einer Kombination aus einer Scherdehnung parallel zur Habitusebene und einer Längung senkrecht dazu. Die Habitusebene ist hierbei die Grenzfläche zwischen der austenitischen und martensitischen/bainitischen Phase, welche bei einer Scherumwandlung unverzerrt bleibt. Die mit dieser Gesamtdehnung auftretende Verformungsenergie wird über die Ausbildung dünner Platten der Produktphase minimiert, weshalb Phasen wie Bainit oder Martensit eine nadelförmige Morphologie haben.

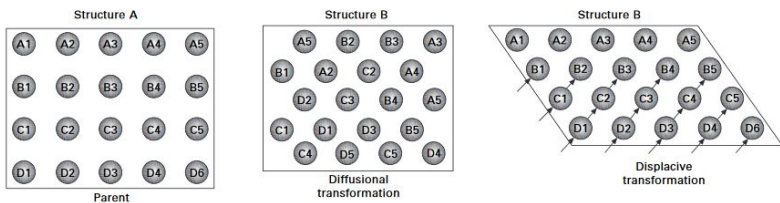


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der diffusionskontrollierten und umklappgesteuerten Austenitumwandlung [15].

Ferritisch-perlitische-Umwandlung

Sowohl die Austenit-Ferrit als auch die Austenit-Perlit Umwandlung beruhen auf der Diffusion von Eisen- und Kohlenstoffatomen zur Bildung energetisch günstiger Zustände [16, 17]. Analog zur Primärkristallisation lassen sich die Umwandlungsvorgänge mit den Teilvorgängen der Keimbildung und des Keimwachstums beschreiben. Grundlegend kann die Keimbildung homogen, also intrinsisch ohne Fremdkeimstellen, oder heterogen an Gitterfehlern wie Korngrenzen oder Versetzungen stattfinden. Letzteres ist bei der Festkörperphasenumwandlung des Austenits von Relevanz. Das Keimwachstum findet statt, sobald die freiwerdende Volumenenergie die für ein Keimwachstum aufzubringende Oberflächenenergie übertrifft und die freie Enthalpie G_V gesenkt wird [14, 16, 18]. Der kritische Keimradius, ab dem ein Wachstum möglich ist, sinkt mit zunehmender Unterkühlung ΔT und die Anzahl der sich bildenden Keime wird größer. Dieser Vorgang ist hierbei durch die mit zunehmender Unterkühlung gehemmte Diffusion begrenzt, sodass ab einer bestimmten Unterkühlung die Umwandlung erschwert wird. Der erläuterte Zusammenhang zwischen der Unterkühlung aus dem Austenitgebiet und der Umwandlungsgeschwindigkeit wird in Abbildung 2.2 am Beispiel der perlitischen Umwandlung dargestellt und verdeutlicht, dass mit zunehmender Unterkühlung eine Verfeinerung der Gefügebestandteile stattfindet. In untereutektoiden Stählen ist der Perlitbildung eine Umwandlung des Austenits in den kurz Fe-C Mischkristall Ferrit vorgeschaltet, bis der Austenit die eutektoide Zusammensetzung von 0,8 Gew.-% Kohlenstoff erreicht hat. Ausgehend von der Keimbildung an den Austenitkorngrenzen ist das Ferritwachstum grenzflächenkontrolliert, was bedeutet, dass die Wachstumsgeschwindigkeit der Geschwindigkeit, mit der die Atome die Phasengrenze übertreten, entspricht [16]. Der Anteil des voreutektoiden Ferrits verringert sich dabei mit steigendem Kohlenstoffgehalt bis zur eutektoiden Zusammensetzung. Der sich hierbei bildende Ferrit unterscheidet sich in seiner Kristallstruktur nicht von dem sich bei der perlitischen

Bainitumwandlung sowohl auf diffusiven Teilprozessen im Rahmen von Kohlenstoffdiffusion sowie diffusionslosen Umklappvorgängen von Fe Matrixatomen. Je nach Verteilung und Größe der sich dabei ausbildenden Karbidausscheidungen kann zwischen oberem und unterem Bainit unterschieden werden [13, 16, 17]. Oberer Bainit besteht aus nadel- und plattenförmigem Ferrit, innerhalb dessen keine Karbidausscheidungen vorliegen. Grund hierfür ist die Kohlenstoffanreicherung des Austenits während der Bainitumwandlung infolge von Diffusionsprozessen. Im Gegensatz hierzu sind die Karbide beim unteren Bainit innerhalb der Ferritplatten fein verteilt. Nach Bhadeshia [20] basieren beide Umwandlungskonfigurationen auf der umklappbasierten Nukleation von bainitischen Subeinheiten an Austenitkorn Grenzen ohne Diffusion von Eisenatomen und gleichzeitiger Ausscheidung von Karbiden, was in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt ist. Im Anschluss kommt es zum Wachstum der Subeinheiten bis eben dieses von der induzierten plastischen Verformung im Austenit gestoppt wird. Die erhöhte Versetzungsdichte an der Front bietet wiederum neue Keimstellen für weitere Subeinheiten, weshalb sich aus diesem Prinzip ein bündelförmiger Aufbau bainitischer Ferritnadeln ergibt. Das Wachstum der Subeinheiten ist hierbei deutlich schneller als das der Gesamtstruktur und der Anteil des sich bildenden Bainits ist sowohl von der Gesamtzahl an Keimstellen als auch von der zeitgleich stattfindenden Karbidausscheidung abhängig. Im Falle des oberen Bainits, sprich bei höheren Bildungstemperaturen, reichert sich der zwischen den einzelnen Ferritnadeln verbleibenden Austenit mit Kohlenstoff stark an, woraus sich Karbidausscheidungen bilden können. Mit abnehmendem Diffusionsvermögen bei niedrigeren Temperaturen bilden sich direkt innerhalb der Ferritnadeln Karbidausscheidungen aufgrund des überschüssigen Kohlenstoffanteils. Die Kohlenstoffanreicherung im Austenit während der Bainitbildung kann auch zu einer unvollständigen Umwandlung führen, wenn der Kohlenstoffanteil im Austenit den für eine Umwandlung maximalen Kohlenstoffgehalt überschreitet. Demnach ist der Restaustenitanteil im oberen Bainit üblicherweise höher als im unteren Bainit.

über Gleitprozesse und Zwillingsbildung mit benachbarten Regionen wechselwirken und eine sehr hohe Versetzungsdichte induzieren, die der Umwandlung entgegenwirkt. Erst wenn die für die Anpassungsverformung nötige Unterkühlung erreicht wird, kann die Umwandlung weiter voranschreiten. Die für eine Martensitbildung notwendige Unterkühlung wird über die Martensitstarttemperatur M_S beschrieben. Eine vollständige Martensitumwandlung wird beim Unterschreiten der Martensitfinishtemperatur M_F erreicht. Sowohl M_S als auch M_F nehmen mit steigendem Kohlenstoffgehalt ab und es kommt ab einem C-Gehalt von 0,5 Gew.-% zur Bildung von Restaustenit bei einer maximalen Unterkühlung auf Raumtemperatur. Da die entstehenden Martensitnadeln eine definierte Habitusebene besitzen, kann eine Orientierungsbeziehung zwischen Austenit und Martensit abgeleitet werden. Nach [22] entspricht die Habitusebene der $\{111\}$ -Ebene im Austenit und der $\{011\}$ -Ebene im Martensit, sodass die $\langle 110 \rangle$ -Richtung im Austenit parallel zur $\langle 111 \rangle$ -Richtung des Martensits ist. Hieraus ergeben sich 24 Orientierungsvarianten der sich beim Umklappvorgang bildenden Martensitnadeln. Diese Beziehung ist auch bei der Bildung der bainitischen Subeinheiten gegeben [20].

2.1.2 Härten und Anlassen von Stählen

Aufgrund der hohen Härte und Festigkeit des Martensits infolge der hohen Versetzungsdichte, Verzerrung und Mischkristallbildung ist der Prozess des Härten eines der am meist verbreiteten Wärmebehandlungsverfahren bei Konstruktions- und Werkzeugstählen. Nach [10] beinhaltet die Härtung das Austenitisieren eines Werkstückes mit anschließender hinreichend schneller Abkühlung, die eine nahezu vollständige Martensitumwandlung hervorruft. Wird hierbei Martensit bis zum Kern eines Werkstückes gebildet, so wird von einer Durchhärtung gesprochen, andernfalls von einer Randschichthärtung [23]. Die Abkühlung beziehungsweise der Wärmeentzug muss je nach Stahlzusammensetzung und Werkstückgröße groß genug sein, so dass die diffusionsgesteuerte

Ferrit/Perlit Umwandlung in den relevanten Werkstückbereichen unterdrückt wird. Typische Abschreckmedien sind hierbei Wasser, Härteöle oder Polymerlösungen mit der Eigenschaft, dass deren Siedetemperatur unterhalb der Austenitisierungstemperatur liegt [24]. Zur Beschreibung der Abschreckwirkung des Abschreckmediums wird der Wärmeübergangskoeffizient α verwendet. Der Wärmeübergangskoeffizient α wird aus dem Verhältnis der Wärmestromdichte \dot{q} und der Differenz zwischen Oberflächentemperatur T_O des Werkstücks und der Temperatur des Abschreckmediums T_M wie folgt berechnet [25].

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{T_O - T_M} \quad (2.1)$$

Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten bei Abschreckprozessen müssen demnach die experimentell unzugänglichen Größen Oberflächentemperatur T_O und Wärmefluss \dot{q} an der Oberfläche bekannt sein. Eine Bestimmung kann daher nur indirekt über oberflächennahe Temperaturmessungen und der Berechnung des Wärmeflusses erfolgen. Neben dem Silberkugelverfahren [26, 27] welches aufgrund der Annahme einer homogenen Proben temperatur häufig zur Charakterisierung von Abschreckmitteln eingesetzt wird, kann die Bestimmung von prozessspezifischen Wärmeübergangskoeffizienten auf Basis von Temperaturmessungen in verschiedenen Oberflächenabständen und durch Lösung des inversen Wärmeleitungsproblems mit der Finiten-Differenzen Methode erfolgen. So wird beispielsweise in [27] über die Vorgabe einer, mittels des Silberkugelverfahren bestimmten, Anfangsnäherung des Wärmeübergangskoeffizienten die Temperaturverteilung im Inneren berechnet. Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird schließlich der Wärmeübergangskoeffizient iterativ angepasst, bis ein Abbruchkriterium erfüllt ist. Ist die Anfangsnäherung nur unzureichend bekannt, kann das Temperaturfeld im Inneren mittels der Wärmeleitungsgleichung [28–30] oder Interpolation zwischen den Messpunkten [31] berechnet werden und anschließend die Oberflächentemperatur per Extrapolation und der Wärmefluss über die zeitliche Betrachtung

der Oberflächentemperatur bestimmt werden. Der Abschreckprozess in flüssigen Abschreckmitteln lässt sich in drei Phasen einteilen (vgl. Abbildung 2.4). Zu Beginn des Abschreckprozesses kommt es infolge der hohen Oberflächentemperaturen zum Aufbau einer wärmeisolierenden Dampfphase, weshalb der Wärmeübergang an der Oberfläche mit sinkender Temperatur abnimmt oder auf niedrigem Niveau konstant bleibt. Bei tieferen Temperaturen und dem Erreichen der Leidenfrosttemperatur bricht die Dampfschicht zusammen und es kommt zur Bildung von aufsteigenden Dampfblasen. Hierdurch entsteht ein turbulenter konvektiver Wärmeübergang und es werden dem Bauteil zusätzlich Wärmemengen über die Verdampfungswärme entzogen, weshalb sich in dieser Phase die höchsten Abschreckraten einstellen. Nach Erreichen der maximalen Abschreckwirkung nehmen die Verdampfungseffekte ab und die Wärmeabfuhr ist nur noch durch die Konvektion bestimmt. Hierdurch nimmt der Wärmeübergangskoeffizient im weiteren Verlauf der Abkühlung ab. Je nach Abschreckmedium können Wärmeübergangskoeffizienten von bis zu $10000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (Polymerlösungen), $8500 \text{ W/m}^2\text{K}$ (Wasser) und $3000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (Öl) erreicht werden [32–34]. Neben dem Abschreckmedium kann der Wärmeübergang zudem stark von der Bauteilgröße/-geometrie, T_M und der Kinetik des Abschreckmediums beeinflusst werden. Insbesondere führen Umwälzprozesse des Abschreckmediums oder Sprühabschreckverfahren zu höheren Abschreckraten infolge des besseren Wärmeaustauschs beziehungsweise der kontinuierlichen Nachführung des Abschreckmediums [13].

Um eine gesamtheitliche Vorhersage der Mikrostruktur in Bauteilen nach einem Härteprozess und den gegebenen Abschreckbedingungen treffen zu können, werden Zeit-Temperatur-Umwandlungsdiagramme (ZTU-Diagramme), welche sowohl für isotherme als auch kontinuierliche Wärmebehandlungsprozesse abbilden können, herangezogen. Diese geben Aufschluss über die Gefügebestandteile, welche sich für einen spezifischen Stahl über die Austenitisierungsbedingungen, Abkühlrate, Haltedauer einstellen lassen. So führen hohe Austenitisierungstemperaturen und -zeiten zu einer Retardation der Umwandlungskinetik. Den gleichen Effekt bewirken Legierungselemente wie Cr,

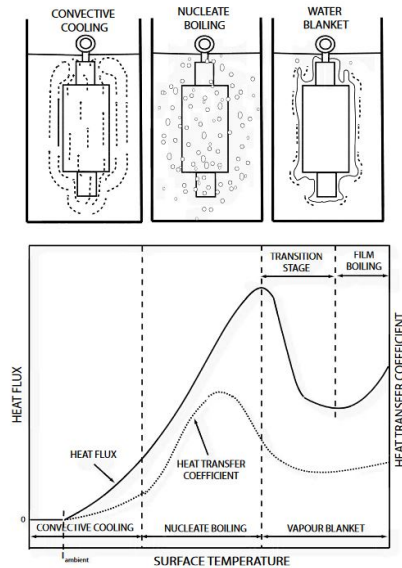


Abbildung 2.4: Abkühlphasen während der Abschreckung in flüssigen Medien [35].

Mo, V oder Mn, da diese zum einen die Kohlenstoffdiffusion behindern und zum anderen auch Karbide bilden [24]. Der Einfluss der Legierungselemente wird anhand der ZTU-Diagramme der Vergütungsstähle C45 und 42CrMo4 in Abbildung 2.5 dargestellt. Aufgrund des nahezu gleichen Kohlenstoffgehalts besitzen beide Stähle eine nahezu identische Martensitstarttemperatur, aber die Bildung der diffusionsgesteuerten Phasenumwandlungen ist durch die Legierungselemente Chrom und Molybdän zu größeren Zeiten hin verschoben. Demnach ist die kritische Abkühlgeschwindigkeit v_{krit} , bei der noch eine vollständige Martensitumwandlung erreicht wird, infolge dieser Legierungselemente kleiner. Dies führt dazu, dass die Einhärtungstiefe, nach DIN-EN 10328

[23] der Oberflächenabstand bei dem die gemessene Härte auf 80% der Oberflächenhärte gesunken ist, bei konstanten Abschreckbedingungen und Bauteilgrößen zunimmt. Bei durchgreifenden Wärmebehandlungen können Selbstan-

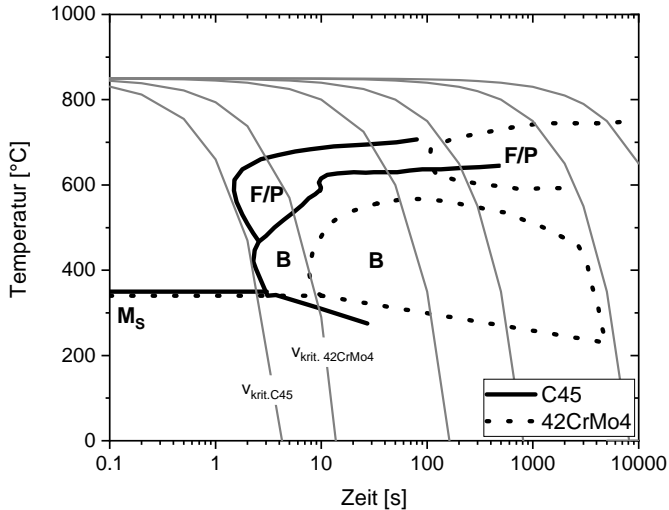


Abbildung 2.5: Kontinuierliches ZTU-Diagramm der Vergütungsstähle C45 und 42CrMo4 nach [29] und [36].

lasseffekte in der gehärteten Randschicht auftreten, da die Wärmeabfuhr über die Werkstückoberfläche erfolgt. Einerseits kann ein frühzeitiges Beenden des Abschreckvorgangs zu diesem Effekt führen, da die Restwärme im Inneren die bereits abgekühlte gehärtete Randschicht wieder erwärmt [37]. Andererseits kann eine zu langsame Abkühlung unterhalb der Martensitstarttemperatur Anlassprozesse begünstigen. Grundsätzlich führt ein Anlassen, also das erneute Erwärmen martensitischer Bereiche unterhalb der A_{c1} Temperatur, zu einer Erhöhung der Bruch- [38] und Kerbschlagzähigkeit [39] und zur Verringerung der Härte sowie der Versetzungsdichte im Martensit [40]. Zudem können dadurch innere Spannungen im Bauteil abgebaut werden [41]. Diese Effekte beruhen auf thermisch aktivierten Diffusionsprozessen des Kohlenstoffs und

dem Versetzungsabbau infolge von Erholung. Je nach Temperaturbereich unterscheidet man vier Anlassenstufen, die sich über die dort entstehenden Karbidzusammensetzung unterscheiden. Zudem kommt es bei Stählen mit mehr als 0,5 % zwischen 200 °C und 320 °C zum Zerfall von Restaustenit unter der Bildung von Zementit [42]. Insgesamt führt die Bildung von Karbiden an Gitterfehlern und die damit verbundene Verminderung der mittleren Verzerrung des Martensits zu einer Volumenabnahme, wohingegen eine Restaustenitumwandlung Gegenteiliges bewirkt. Zur technologischen Beurteilung von Anlasseffekten wird der Hollomon-Jaffe-Parameter p_{HJ} [43] verwendet, der den Einfluss von Zeit, Temperatur und Kohlenstoffgehalt berücksichtigt und mit der resultierenden Härte korreliert werden kann [44]. Aus der mathematischen Beschreibung (Gl. 2.2) geht hervor, dass die linear eingehende Temperatur T im Vergleich zur logarithmisch eingehenden Zeit einen größeren Einfluss auf den Anlasszustand hat. Der Einfluss des Kohlenstoffgehalts c_c wird über die Konstante C berücksichtigt.

$$p_{HJ} = T(C(c_c) + \log(t)) \quad (2.2)$$

2.1.3 Intensive Quenching

Unter dem Wärmebehandlungsverfahren Intensive Quenching versteht man das Härten von Bauteilen mit sehr hohen Abschreckraten, die mittels hohen Strömungsgeschwindigkeiten des Abschreckmediums, üblicherweise Wasser, erreicht werden. Durch den ständigen Wasserfluss mit hohen Geschwindigkeiten entlang des Bauteils kommt es zur Unterdrückung der Dampffilmphase und somit zur direkten Wärmeabfuhr über Konvektion und zur Bildung von Dampfblasen, welche direkt von der Werkstückoberfläche weggeführt werden [13, 28, 45]. Hierdurch lässt sich ein mit der Zeit nahezu konstanter Wärmeübergang erzeugen, der sich über der Volumenstrom des Abschreckmediums

einstellen lässt. So konnten in [28] ein linearer Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigendem Volumenstrom festgestellt und konstante Wärmeübergangskoeffizienten von bis zu $20000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ erzeugt werden. Eine erhöhte Abschreckgeschwindigkeit birgt zwar die Gefahr von Härterissen, jedoch nimmt, wie in Abbildung 2.6 dargestellt, die Härterisswahrscheinlichkeit bei sehr hohen Abkühlraten wieder ab [45]. Der Effekt wird in der Literatur als Superstrengthening-Phänomen bezeichnet, welches sich über die Betrachtung der Versetzungsverteilung während des Abkühlprozesses ergibt. Während es bei langsameren Abkühlungen zu einer Anhäufung von Versetzungen, die im Austenit während der Martensitumwandlung induziert werden, an den Korngrenzen kommt, haben nach Vorstellung von [45] Versetzungen mit zunehmender Abschreckintensität weniger Zeit, sich über Versetzungsbewegung an Korngrenzen anzustauen. Dies führt zu fein verteilten Versetzungen ohne Versetzungsansammlungen, welche die Bildung von Mikrorissen minimieren [45]. Neben der abnehmenden Risswahrscheinlichkeit führt eine intensive Abschreckung zur Reduzierung entstehender Verzüge, da die gesamte Randschicht nahezu homogen martensitisch umwandelt und eine inhomogene Umwandlung und Spannungsverteilung vermieden wird (vgl. Abbildung 2.6 rechts). In [13]

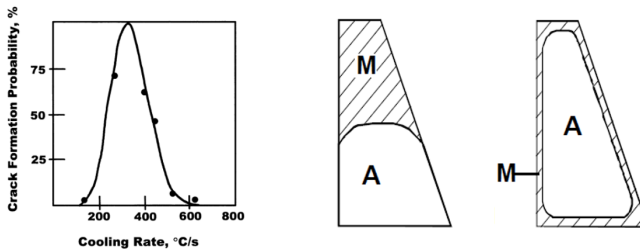


Abbildung 2.6: Einfluss der Abkühlgeschwindigkeit auf die Rissbildung bei der Durchhärtung zylindrischer Proben aus 41Cr4 [45] (links) und schematische Darstellung der Martensitbildung beim Intensive Quenching [46] (rechts).

werden drei Abkühlstrategien zur Einstellung rissfreier gehärteter Randschichten und oberflächennaher Druckeigenspannungen unter der Ausnutzung des Intensive Quenching Verfahrens erläutert. So kann der Abschreckprozess beispielsweise in zwei Schritte mit unterschiedlichen Abkühlraten unterteilt werden. Zu Beginn wird hierbei das Bauteil langsam und homogen über eine Öl- oder Luftabkühlung bis zur Martensitstarttemperatur abgekühlt und anschließend mittels hoher Abschreckintensitäten auf Raumtemperatur abgeschreckt. Zum einen werden hierdurch innere thermische Spannungen reduziert und hohe Druckeigenspannungen bei gleichzeitig geringem Verzug an der Randschicht induziert. Eine zweite Variante besteht aus einer anfänglichen raschen Abschreckung, bis circa die Hälfte der Randschicht martensitisch umgewandelt ist, und einer anschließenden Luftabkühlung, um die entstandenen risskritischen Temperaturgradienten zu minimieren. Infolge der Wärmeabfuhr über die Oberfläche kommt es hierbei zu Selbstanlasseffekten in der Randschicht. Im Anschluss an den Temperatenausgleich wird das Werkstück wieder rasch auf Raumtemperatur abgeschreckt. Bei der dritten Wärmebehandlungsstrategie wird das Bauteil direkt intensiv abgeschreckt, sodass unmittelbar ein konvektiver Wärmeübergang stattfindet. Im Falle einer Durchhärtung der Bauteile konnte gezeigt werden, dass maximale Druckeigenspannungen erreicht werden, wenn zum Zeitpunkt maximaler Druckspannungen am Rand die Abschreckung unterbrochen wird und das Bauteil langsam auf Raumtemperatur abgekühlt wird. Der Einfluss der Abschreckintensität auf die resultierenden Eigenspannungen beim Durchhärten von zylindrischen Proben aus 100Cr6 wurde in [28] experimentell und simulativ untersucht. Hierbei konnte gezeigt werden, dass randnahe Druckeigenspannungen über die Erhöhung des Wärmeübergangs eingestellt werden können. Des Weiteren ist die Bauteilgröße ein entscheidender Faktor im Hinblick auf den Eigenspannungszustand. Je größer das Verhältnis aus Probenvolumen und -oberfläche, desto höher werden die erreichbaren Druckeigenspannungen. Eine gesamttheitliche Betrachtung der Einflussgrößen Werkstückgröße und Abschreckwirkung kann über die Betrachtung der Biot-Zahl B_i getroffen werden. Diese ist eine dimensionslose Zahl

und gibt das Verhältnis des Wärmeleitwiderstands eines Körpers zum konvektiven Wärmeübergangswiderstand an das Abschreckmedium an. Sie kann wie folgt über den Wärmeübergangskoeffizienten α , die Wärmeleitfähigkeit λ und \tilde{L} berechnet werden [13, 25, 47].

$$Bi = \frac{\alpha}{\lambda} \tilde{L} \quad (2.3)$$

\tilde{L} ist hierbei eine charakteristische Länge und gibt das Volumen zu Oberflächenverhältnis an. \tilde{L} ist demnach proportional zum Radius r bei Zylindern. In den meisten Anwendungen ist \tilde{L} ein Maß für die Entfernung der maximalen Temperaturdifferenz. Aus Gleichung 2.3 ergibt sich, dass bei konstanten Abschreckbedingungen an zylindrischen Körpern die Biot-Zahl mit kleinerem Durchmesser abnimmt. Der gleiche Effekt kann über eine Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten oder die Verringerung der Wärmeleitfähigkeit des Materials erreicht werden. Jede der beschriebenen Änderungen führt dazu, dass die während einer Abschreckung entstehenden Temperaturgradienten verringert werden. Eine Zunahme der Biot-Zahl und somit auch eine Zunahme des Temperaturgradienten führt nach [28] zu einer Erhöhung der randnahen Druckspannungen. Der sich hierbei einstellende Eigenspannungswert ist dabei unabhängig vom Wärmeübergang oder der Probengröße bei gleichbleibender Biot-Zahl (vgl. Abbildung 2.7). Ein Abbruch der intensiven Abschreckung zum Zeitpunkt maximaler Druckeigenspannungen führt zu höheren randnahen Druckeigenspannungen, wobei dieser Effekt mit zunehmender Biot-Zahl abnimmt und ab Biot-Zahlen von 4 die Druckeigenspannungen nicht mehr beeinflusst werden.

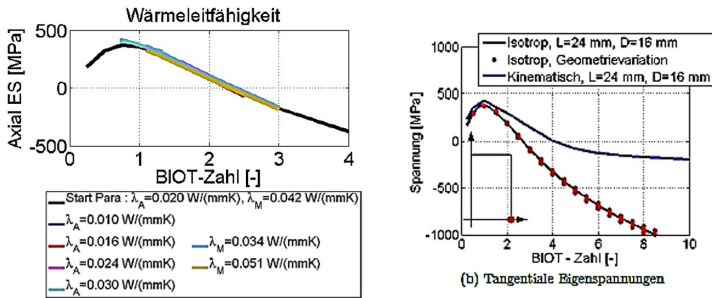


Abbildung 2.7: Simulierte Oberflächeneigenspannungen beim IQ-Prozess an zylindrischen durchgehärteten Proben aus 100Cr6 in Abhängigkeit der Biot-Zahl unter Variation der Wärmeleitfähigkeit (links) und Geometrie (rechts) [28].

2.2 Entstehung von Eigenspannungen bei der Wärmebehandlung

Eine wichtige Größe in der Beschreibung des Randschichtzustands wärmebehandelter Bauteile ist neben der Oberflächenbeschaffenheit, der Mikrostruktur und den daraus resultierenden mechanischen Eigenschaften der vorliegende Eigenspannungszustand. Dieser ist von technischer Relevanz, da randnahe Eigenspannungen die Schwingfestigkeit maßgeblich beeinflussen können [48, 49]. Eigenspannungen sind in einem Bauteil vorliegende Spannungen ohne die Einwirkung von äußeren Kräften oder Dehnungsbehinderungen [50]. Demnach ist die Summe der im Bauteil über Eigenspannungen induzierten Kräfte und Momente gleich Null. In Abhängigkeit ihrer Reichweite im betrachteten Werkstoffbereich werden Eigenspannungen in drei Arten unterteilt [51, 52]. Bei der Auslegung von Bauteilen spielen vor allem makroskopische Eigenspannungen (1. Art) eine Rolle, da diese sich über größere homogene Werkstoffbereiche erstrecken und somit direkt mit äußeren Lastspannungen korreliert

werden können. Grundsätzlich entstehen Eigenspannungen infolge von inhomogenen plastischen Verformungen, die über thermische Gradienten, Phasenumwandlungen oder äußere Lasten hervorgerufen werden können. Die Eigenspannungsentwicklung bei sowohl durchgreifenden als auch Randschichtwärmebehandlungen von Stählen ist von den zeitabhängigen Temperaturgradienten, also auch den Phasenumwandlungen und deren umwandlungsbedingten Dehnungen abhängig. Demnach hat die Legierungszusammensetzung, die Abschreckbedingungen als auch die Bauteilgröße Einfluss auf den entstehenden Eigenspannungszustand.

Für ein detailliertes Verständnis zur Eigenspannungsentstehung bei durchgreifenden Wärmebehandlungen von Stählen ist zwischen thermischen und umwandlungsbedingten Eigenspannungen zu unterscheiden [53]. Betrachtet man die rein thermisch bedingte zeitliche Spannungsentwicklung bei einer Abschreckung eines zylindrischen Körpers, so ergeben sich die in Abbildung 2.8 gezeigten Verläufe. Infolge der schnelleren Abkühlung der Oberfläche, entstehen zu Beginn der Abkühlung randnahe Zugspannungen, da die Kontraktion dieser Bereiche durch die wärmeren innere Bereiche behindert wird. Diese Zugspannungen werden über Druckspannungen im Inneren kompensiert. Die maximalen Zug- beziehungsweise Druckspannungen entstehen zum Zeitpunkt t_{max} der maximalen Temperaturdifferenz und sind daher vom vorliegenden Wärmeübergang als auch von der Probengeometrie abhängig.

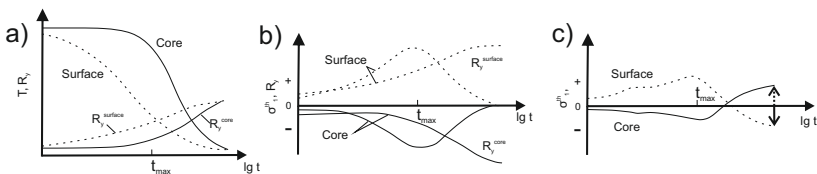


Abbildung 2.8: Entstehung von thermisch bedingten Eigenspannungen beim Abschrecken eines Zylinders nach [53].

Führen die entstehenden Spannungen zu keinen lokalen plastischen Verformungen, so sind keine Eigenspannungen bei vollständiger Abkühlung im Bauteil vorhanden. Dies ist in Abbildung 2.8b dargestellt. Aufgrund der temperaturabhängigen Streckgrenzen ist jedoch davon auszugehen, dass es infolge der thermischen Spannungen zu Plastizitätseffekten in der Oberfläche und im Kern kommt, welche mit sinkender Rand- und Kerntemperatur und damit steigenden Streckgrenzen abnehmen. Die plastische Streckung der Oberfläche und die plastische Kompression des Kerns bewirken bei weiterer Abkühlung und Abnahme des Temperaturgradienten schließlich Druckeigenspannungen respektive Zugeigenspannungen (vgl. Abbildung 2.8c).

Die Auswirkungen einer Phasenumwandlung unter Vernachlässigung der thermischen Spannungen und gleichen Abschreckbedingungen wie in Abbildung 2.8 sind in Abbildung 2.9 anhand einer rein martensitischen Umwandlung von Randschicht und Kern ersichtlich. Da eine Umwandlung der austenitischen Phase in die martensitische Phase eine Vergrößerung des Volumens bewirkt, führt eine einsetzende martensitische Umwandlung der Randschicht zum Zeitpunkt t_1 zur Ausbildung von randnahen Druckspannungen und Zugspannungen im Inneren, da die noch nicht umgewandelten inneren Bereiche dem Volumensprung entgegenwirken. Im Gegensatz zur thermischen Betrachtung wird die Randschicht plastisch komprimiert und der Kern plastisch gestreckt (vgl. Abbildung 2.9b). Die einsetzende Umwandlung des Kerns bei t_2 bewirkt gegenläufige Prozesse und die aufgebauten randnahen Druckspannungen reduzieren sich und gehen schließlich in Zugeigenspannungen über.

Überlagert man nun die thermischen und umwandlungsbedingten Spannungen, so ist der resultierende Eigenspannungszustand stark vom Umwandlungszeitpunkt und den vorliegenden Streck- und Stauchgrenzen abhängig. Tritt die Phasenumwandlung bei niedrigen Temperaturen auf (Abbildung 2.10a), so treten Rand- und Kernumwandlung aufgrund des geringen Temperaturgradienten nahezu gleichzeitig auf. Die umwandlungsbedingten Spannungen fallen daher nicht stark ins Gewicht und die Eigenspannungsbildung wird durch die

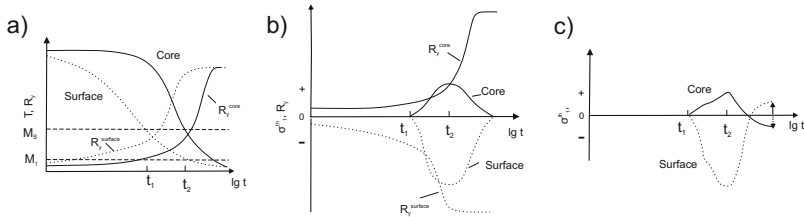


Abbildung 2.9: Entstehung von umwandlungsbedingten Eigenspannungen beim Abschrecken eines Zylinders nach [53].

thermischen Spannungen geprägt. Treten die Phasenumwandlungen zum Zeitpunkt der maximalen thermischen Gradienten und Spannungen auf, werden die randnahen Druckspannungen durch die später einsetzende Kernumwandlung abgebaut und es entstehen Zugeigenspannungen in der Oberfläche (Abbildung 2.10b). Sehr hohe Martensitstarttemperaturen können zu einer Reduktion der randnahen Zugeigenspannungen und der Bildung von Druckeigenspannungen führen, wenn die thermisch bedingten anfänglichen Zugspannungen vor dem Erreichen der maximalen thermischen Spannungen zügig infolge der einsetzenden Phasenumwandlung in Druckspannungen übergehen. Mit sinkenden Umwandlungstemperaturen steigen die randnahen thermischen Zugspannungen. Diese können nun nicht mehr über eine einsetzende Phasenumwandlung vollständig kompensiert werden, weshalb Zugeigenspannungen in der Randschicht verbleiben. Erst wenn die Umwandlungstemperatur so niedrig ist, dass die thermischen Randspannungen wieder in den Druck übergehen, wirkt sich eine spät einsetzende Phasenumwandlung wieder förderlich auf Druckeigenspannungen in der Randschicht aus (Abbildung 2.10a). Die beschriebenen Zusammenhänge aus thermischen und umwandlungsbedingten Spannungen und ihr Einfluss auf den letztendlich vorliegenden Eigenspannungszustand sind in

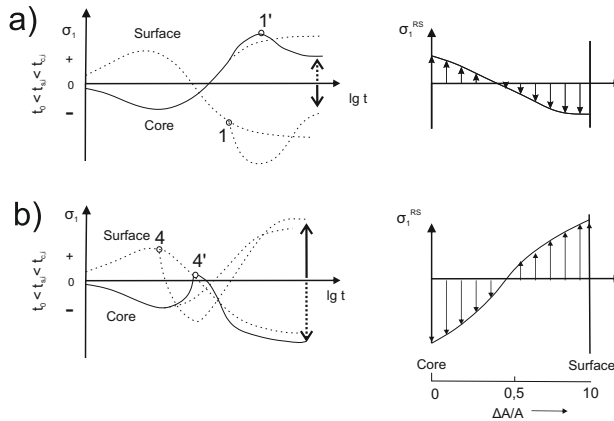


Abbildung 2.10: Gesamtheitliche Betrachtung der Entstehung von Eigenspannungen beim Abschrecken eines Zylinders nach [53].

der Realität komplexerer Natur. So spielt der Zeitpunkt von einsetzenden lokalen plastischen Verformungen, welche innere Spannungen reduzieren, eine entscheidende Rolle, da die lokalen Streckgrenzen stark phasen- und temperaturabhängig sind. Des Weiteren führen nicht-martensitische Phasenumwandlungen mit geringeren Umwandlungsdehnungen zu einer wenig stark ausgeprägten Bildung umwandlungsbedingter Spannungen. Infolgedessen haben Bauteilgeometrie, Abschreckwirkung und die Stahlzusammensetzung einen entscheidenden Einfluss auf den Eigenspannungszustand. Der Einfluss der Bauteilgröße wird in Abbildung 2.11 links beschrieben und kann auch zur Veranschaulichung der Abschreckwirkung verwendet werden. Große Bauteilmaße und hohe Abschreckintensitäten führen zu einer stark inhomogenen Temperaturverteilung, wodurch die Ausbildung von thermischen Spannungen begünstigt wird. Wird eine Martensitumwandlung im Inneren unterdrückt, werden die aufgebauten Druckspannungen in der Randschicht nur geringfügig abgebaut und es entstehen randnahe Druckeigenspannungen. Mit abnehmender Bauteilgröße und abnehmender Abschreckwirkung und der damit einhergehenden

Verringerung thermischer Spannungen wirken sich die umwandlungsbedingten Spannungen stärker aus, was zu einer Verringerung der Druckeigenspannungen oder im Falle einer Durchhärtung zur Bildung von Zugspannungen führt. Eine retardierte Phasenumwandlung infolge einer Zugabe von Cr oder Mo führt, wie in Abbildung 2.11 rechts dargestellt, zu Zugeigenspannungen, da eine Durchhärtung erfolgt, wohingegen eine schnellere Umwandlungskinetik radiale Phasengradienten hervorruft, die Druckeigenspannungen in der Randschicht begünstigen.

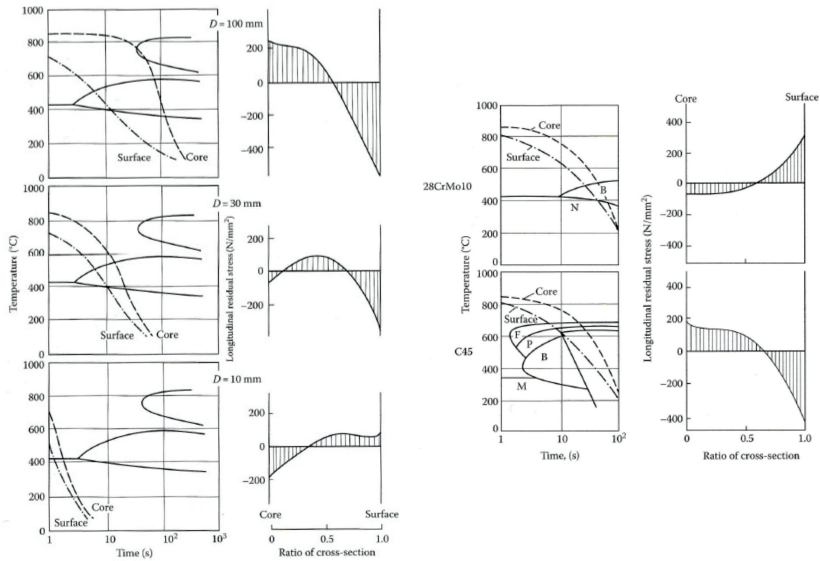


Abbildung 2.11: Einfluss der Bauteilgröße (links) und der chemischen Zusammensetzung (rechts) auf die Ausbildung von Eigenspannungen beim Abschrecken eines Zylinders [53].

Die gezeigten Zusammenhänge verdeutlichen, dass eine Durchhärtung infolge hoher Abschreckraten prinzipiell zu Zugeigenspannungen in der Randschicht

führt. Die zuvor beschriebene Theorie zum Intensive Quenching und die Induzierung von randnahen Druckeigenstressungen über die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten und der damit einhergehenden Gefahr einer Durchhärtung kann über die Betrachtung des umgewandelten Volumens erläutert werden. Sehr hohe Abkühlraten führen zu weitreichender rascher Unterkühlung, weshalb ein großes Volumen nahezu gleichzeitig martensitisch umwandelt. Die spätere Umwandlung des Kerns, der nur noch einen Bruchteil des Gesamtvolumens hat, kann die zuvor entstandenen Druckspannungen nicht mehr kompensieren, weshalb sich Druckeigenstressungen an der Oberfläche ausbilden. Im Falle einer konventionellen Abkühlung ist das Volumen in der Randschicht, was zum Zeitpunkt der Umwandlung des Kerns bereits umgewandelt ist geringer, weshalb die Auswirkungen der Kernumwandlung nicht kompensiert werden können [45].

2.3 Numerische Simulation der Wärmebehandlung von Stählen

Im Zuge der stetigen Entwicklung der Rechenleistung von Computern und Finiter-Elementen Methoden hat sich die numerische Simulation immer mehr als Werkzeug zur Analyse und Optimierung von Wärmebehandlungsprozessen etabliert. Insbesondere in der Fertigungskette von Hochleistungsbauteilen, wo eine Wärmebehandlung meist zwingend notwendig ist, können simulative Betrachtungen zur Analyse der Auswirkungen von prozess- sowie Materialschwankungen beitragen [54]. Des Weiteren stellt der Bedarf einer nachhaltigen und umweltverträglichen Produktion Anforderungen an die Optimierung und Steigerung der Effizienz von Bauteilen und deren Wärmebehandlung, was unterstützt von numerischen Methoden bewerkstelligt werden kann.

Das Hauptaugenmerk von Wärmebehandlungssimulationen liegt insbesondere in der Berechnung der Maß- und Formänderung, Härterisneigung, resultierenden Mikrostruktur und von Zustandsgrößen wie Härte und Eigenspannungen. Zur Abbildung dieser Zielgrößen ist die Kenntnis von Grundgrößen unterschiedlichster physikalischer Bereiche und deren Wechselwirkung unabdingbar. So ist zur Vorhersage des Verzugs und der Eigenspannungen, Mikrostrukturentwicklung sowie des Temperaturfeldes das Zusammenspiel von mechanischen Materialeigenschaften, metallurgischen Vorgängen sowie prozessabhängigen Wärmeübergangsbedingungen in Abhängigkeit des Abschreckmediums beim konventionellem Härten oder elektromagnetischer Felder beim Induktionshärten von entscheidender Rolle. Simulationen von durchgreifenden sowie randnahen Wärmebehandlungen an Stählen wurden in der Literatur umfangreich an verschiedenen Wärmebehandlungsprozessen ertüchtigt. So wurde in [29, 47, 55, 56] die Ausbildung von Eigenspannungen und Verzug bei der Durchhärtung von zylindrischen Stäben untersucht. Eine simulative Betrachtung des Einsatzhärtens und somit die Berücksichtigung von kohlenstoffabhängigen Materialparametern erfolgte in [57–59].

Eine Abbildung von Randschichthärteprozessen und deren Auswirkung auf den Randschichtzustand wurde über die Entwicklung von Kurzzeitaustenitierungsmodellen [60], Modellen zur induktiven Erwärmung [61] und Validierungsmethoden [62] umgesetzt. Die genannten Arbeiten konzentrierten sich hierbei auf material- und prozessspezifische Modellierungsaspekte sowie deren Auswirkung auf den Bauteilzustand und belegen das Potential einer FEM-Simulation als Optimierungswerkzeug. Die Ausnutzung eines gesamtheitlichen Simulationsmodells zur Ableitung von Prozess-Eigenschaftsbeziehungen und der dadurch ermöglichten Optimierung des Randschichtzustands wurde in [28] anhand des Intensive Quenching Prozesses vorgestellt. Grundlegend basieren Simulationsmodelle der Wärmebehandlung auf der Wechselwirkung mehrerer physikalischer Domänen, die eine Vielzahl von phasenspezifischen

Materialparametern als Eingangsgrößen benötigen [35, 63–65]. Eine vereinfachte Darstellung der in dieser Arbeit berücksichtigten Wirkgrößen ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Ausgehend von einem spezifischen Wärmebehandlungsprozess und den gegebenen thermischen Randbedingungen kommt es zur gegenseitigen Beeinflussung der mechanischen, metallurgischen und thermischen Prozesse, die letztendlich den resultierenden Bauteilzustand im Hinblick auf Mikrostruktur, Härte und Eigenspannungen prägen. Im Folgenden wird daher auf die grundlegenden mathematischen und numerischen Modelle zur Beschreibung des Materialverhaltens und der zeitlich ablaufenden Prozesse sowie der Vorhersage des Bauteilzustands eingegangen.

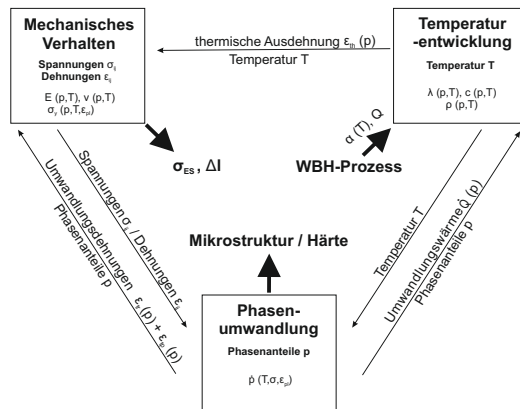


Abbildung 2.12: Wechselwirkung der relevanten physikalischen Domänen unter Berücksichtigung der phasenspezifischen Materialparameter bei der Wärmebehandlung von Stählen nach [13].

2.3.1 Thermische Modellierung

Die Berechnung des Temperaturfeldes $T(x,t)$ in seiner räumlichen und zeitlichen Abhängigkeit kann unter der Betrachtung eines infinitesimal kleinen Volumenelements erfolgen. Über die Annahme, dass die zeitliche Temperaturänderung mit der eingebrachten, entzogenen und lokal erzeugten Wärme korreliert, kann das instationäre Temperaturfeld über das numerische Lösen der Wärmeleitungsgleichung ermittelt werden. Für zylindrische Bauteile, welche Hauptuntersuchungsgegenstand in der vorliegenden Arbeit sind, ergibt sich die Wärmeleitungsgleichung zur Berechnung des Temperaturfeldes $T(r,t)$ unter Beschränkung auf einen Wärmefluss in radialer Richtung r wie folgt zu

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} = \frac{\lambda(T(r,t), p_k)}{\rho(T(r,t), p_k) c(T(r,t), p_k)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \right) + \frac{\partial \lambda(T(r,t), p_k)}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + \dot{W}(p_k). \quad (2.4)$$

Hierbei sind λ , ρ und c die Wärmeleitfähigkeit, Dichte sowie Wärmekapazität, die sowohl von der Temperatur T als auch von den Phasenanteilen p_k abhängen [54, 66]. Die bei einer Phasenumwandlung auftretende Umwandlungswärme ΔQ_k einer Phase k kann über die Berücksichtigung einer inneren Wärmequelle/-senke \dot{W} über

$$\dot{W} = \Delta Q_k \dot{p}_k \quad (2.5)$$

oder die Manipulation der Wärmekapazität c um den Anteil der auftretenden Umwandlungswärme über

$$c^*(T, p_k) = c(T, p_k) + \frac{\dot{p}_k}{T} \Delta Q_k \quad (2.6)$$

erfolgen. Um die Differentialgleichung 2.4 zu lösen und somit das Temperaturfeld zu berechnen, müssen Randbedingungen festgelegt werden. Die Grenzbedingungen müssen hierbei sowohl eine zeitliche Anfangsbedingung als auch

örtliche Randbedingungen beinhalten, damit das zu lösende Problem vollständig bestimmt ist. Neben der Anfangsbedingung

$$T(x,y,z,t=0) = T_0(x,y,z) \quad (2.7)$$

zur Vorgabe der gesamten Temperaturverteilung zu einem bestimmten Zeitpunkt t müssen von der Zeit abhängige örtliche Randbedingungen gegeben sein. Zum einen kann hierbei eine Randbedingung 1. Art (Dirichlet'sche Randbedingung), bei der die Oberflächentemperatur als Funktion der Zeit bekannt ist, verwendet werden. Zum anderen kann die zeitabhängige Wärmestromdichte \dot{q} normal zur Oberfläche verwendet werden. Bei dieser Randbedingung 2. Art, auch Neumann'sche Randbedingung genannt, muss die folgende Gleichung

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \dot{q} \quad (2.8)$$

erfüllt werden. Dabei entspricht n dem Normalenvektor der Oberfläche. Liegt eine Berührung mit einem anderen Medium vor, so kann der Wärmeübergang zur Berechnung von \dot{q} genutzt werden. Die an das Medium übertragene Wärme kann mithilfe des Wärmeübergangskoeffizienten α ausgedrückt werden (vgl. Gl. 2.1). Unter Berücksichtigung von Gl. 2.8 ergibt sich die Randbedingung 3. Art

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\alpha}{\lambda}(T_R - T_U) \quad (2.9)$$

mit der Temperatur des umgebenen Mediums T_U und der Randtemperatur T_R . Je nach abzubildenden Wärmebehandlungsprozess werden die erläuterten Randbedingungen einzeln oder in Kombination genutzt. So wird beispielsweise beim Induktionshärten der Wärmeeintrag mittels Induktion über Gl. 2.8 berücksichtigt [54, 67, 68]. Zur Vereinfachung kann der randnahe Wärmeeintrag auch über eine Dirichlet'sche Randbedingung an der Oberfläche dargestellt werden [69]. In Abschrecksimulationen wird üblicherweise die Randbedingung 3. Art verwendet, sofern die Umgebungstemperatur und der Wärmeübergangskoeffizient α bekannt sind [28, 33, 59].

2.3.2 Metallurgische Modellierung

Die Kenntnis über die bei einer Wärmebehandlung stattfindenden Mikrostrukturänderungen ist essentiell zur Beschreibung der Temperatur- und besonders der Dehnungsentwicklung, welche maßgeblich den Spannungszustand beeinflusst. Aus den berechneten Phasenanteilen p_k kann das Dilatationsverhalten beziehungsweise die Gesamtdehnung infolge thermisch bedingter Phasenumwandlungen und Ausdehnung, welche sich aus der Umwandlungsdehnung ϵ_{tr} , der thermischen Dehnung ϵ_{th} und der umwandlungsplastischen Dehnung ϵ_{tp} zusammensetzt, beschrieben werden. Mithilfe der Mikrostrukturverteilung und der Betrachtung der phasenspezifischen mechanischen Eigenschaften können letztendlich der resultierende Bauteilzustand und die Bauteileigenschaften, wie beispielsweise die resultierende Härte, vorhergesagt werden. Im Folgenden werden daher Modelle zur Beschreibung von diffusionsgesteuerten und diffusionslosen Phasenumwandlungen und deren Implementierung in eine Wärmebehandlungssimulation erläutert.

Diffusive/teildiffusive Phasenumwandlungen

Zur Beschreibung der Vorgänge Keimbildung, Wachstum und Wachstumsbehinderung während einer Phasenumwandlung können Modelle zu isothermen Umwandlungsprozessen verwendet werden. Die Parametrisierung kann auf Basis von ZTU-Diagrammen oder über die Ergebnisse isothermer Umwandlungsversuche erfolgen. Letztere Methode führt im Gegensatz zur Verwendung von Start- und Endzeitpunkten bei bestimmten Abkühlraten zu einer zeitlich gesehen gesamtheitlichen Betrachtung des Umwandlungsvorgangs. Eines der meist verwendeten Modelle zur Abbildung der perlitischen, bainitischen oder austenitischen Umwandlung in Abhängigkeit der Zeit beruht auf Arbeiten von

Johnson, Mehl, Avrami [70, 71] und Kolmogorov [72]. Die sogenannte JMAK-Gleichung basiert dabei auf der Annahme eines zu Beginn unbegrenzten isotropen Phasenwachstums der Form

$$p_k = (b_k t)^{n_k} \quad (2.10)$$

Dabei sind b_k und n_k pphasenspezifische und temperaturabhängige Parameter zur Beschreibung der Nukleations- beziehungsweise der Wachstumsrate. Die Temperaturabhängigkeit der Wachstumsrate b wird häufig durch den Arrhenius-Ansatz

$$b_k(T) = C \exp\left(\frac{-\Delta H}{k_B T}\right) \quad (2.11)$$

bestimmt. Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante, ΔH eine Aktivierungsenergie und C ein Vorfaktor. Zur Berücksichtigung der abnehmenden Nukleationsrate und der zunehmenden Wachstumsbehinderung, welche mit dem entstandenen Phasengehalt zunimmt, wird die zeitlich Änderung von Gl.2.10 um den Faktor $1 - p$ multipliziert. Die Behinderungswirkung kann über den empirischen Sättigungsparameter r_k eingestellt werden, der von der Wachstumsart und Temperatur abhängt. Hieraus ergibt sich eine allgemeine Differentialgleichung zur Berechnung der zeitlichen Änderung des Phasenanteils \dot{p}_k .

$$\dot{p}_k = (1 - p_k)^{r_k} n_k b_k (b_k t)^{n_k - 1} \quad (2.12)$$

Für $r_k = 1$ und der Berücksichtigung des maximalen umwandelbaren Phasenanteil $p_{k,\max}$ erhält man durch Integration die JMAK-Gleichung

$$p_k = p_{k,\max} (1 - \exp(-(b_k t)^{n_k})) \quad (2.13)$$

und für $r_k = 2$ die sogenannte Austin-Rickett-Gleichung [73], die eine stärkere Wechselwirkung beziehungsweise einen stärkeren Behinderungseffekt von wachsenden Keimen annimmt und somit ein langsames Wachstum besser abbilden kann.

Aufgrund des komplexen Entstehungsmechanismus ist die bainitische Phase die wohl am wenigsten verstandene Phase bei Stählen. Geht man von einer umklappgesteuerten Umwandlung aus, stoßen Modelle zur diffusionskontrollierten Umwandlung an ihre Grenzen. Die Bildung von bainitischen Subeinheiten ohne eine Ausscheidung von Carbiden ähnelt einer martensitischen Umwandlung, wobei bei höheren Bildungstemperaturen auch von einer teildiffusiven bainitischen Umwandlung ausgegangen werden kann. In [74, 75] wird hierzu ein modifiziertes Kinetikmodell zur Berechnung des entstehenden Bainitgehalts bei isothermer Umwandlung vorgestellt. Das Wachstum der bainitischen Subeinheiten kann über

$$\dot{p}_B = \frac{k_B T}{h} (1 - p_B) \alpha_{KM} (T_h - T) (1 + \lambda_{VB} p_B) \exp\left(-\frac{Q^*}{k_B T}\right) \quad (2.14)$$

mit der Planck-Konstante h berechnet werden. T_h entspricht der maximalen Temperatur, bei der ein diffusionsloser Umklappvorgang stattfinden kann und Q^* der Summe aus der Aktivierungsenergie zur Keimbildung und der freien Energie zur Aktivierung von Diffusionsprozessen. Die autokatalytische Nukleation wird über den sogenannten autokatalytischen Faktor $1 + \lambda_{VB} p_B$ berücksichtigt. α_{KM} ist hierbei der Koistinen-Marburger Koeffizient. Im Falle einer isothermen Phasenumwandlung können alle nicht differenzierbaren Terme zur Konstanten κ zusammengefasst werden und Gl. 2.14 vereinfacht sich zu

$$\dot{p}_B = (1 - p_B)(1 + \lambda_{VB} p_B)\kappa. \quad (2.15)$$

Durch Integration erhält man schließlich die analytische Lösung

$$p_B = p_{B,\max} \left(\frac{1 - \exp(-\kappa(1 + \lambda_{VB})t)}{\lambda_{VB} \exp(-\kappa(1 + \lambda_{VB})t) + 1} \right) \quad (2.16)$$

zur Berechnung des Bainitgehaltes in Abhängigkeit der Zeit. Der Kinetikparameter κ ist dabei temperaturabhängig und λ_{VB} berücksichtigt die Autokatalyse der Phasenumwandlung und ist somit von den Austenitisierungsbedingungen

und der sich einstellenden Austenitkorngröße abhängig.

Die beschriebenen Modelle zur isothermen Umwandlung lassen sich unter der Verwendung des Scheil'schen Prinzips auf kontinuierliche Abkühlprozesse anwenden. Hierbei wird die Abkühlkurve wie in Abbildung 2.13 dargestellt, in isotherme und isochrone Stufen und hinreichend kleinen Zeitschritten Δt approximiert. Zur Berechnung des zu einem Zeitpunkt $t + \Delta t$ und bei der Temperatur $T_{t+\Delta t}$ entstandenen Phasenanteils muss eine äquivalente Zeit τ bestimmt werden. τ entspricht der Zeit die nötig ist um den bereits gebildeten Phasenanteil p_t bei der neu erreichten Temperatur $T_{t+\Delta t}$ zu bilden.

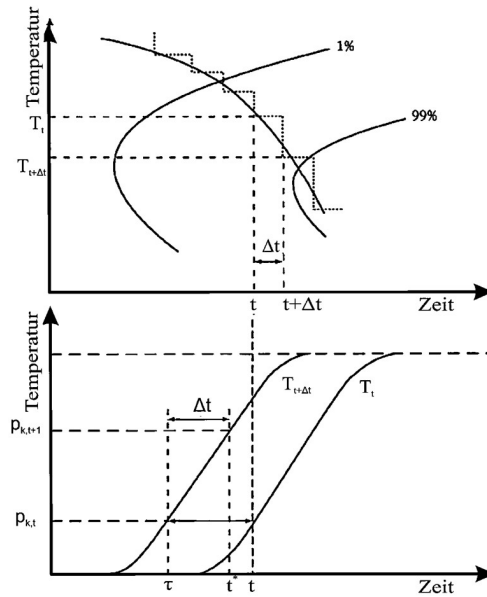


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Phasenkinetikberechnung auf Basis isothermer Modelle bei einer kontinuierlichen Abkühlung nach [13].

Über die fiktive Umwandlungszeit

$$t^* = \tau + \Delta t \quad (2.17)$$

kann schließlich der gebildete Gefügeanteil zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ bei der neuen Temperatur $T_{t+\Delta t}$ mit dem entsprechenden Modell berechnet werden. Die äquivalente Abkühldauer τ ergibt sich im Falle der JMAK-Gleichung zu

$$\tau = \left(-\frac{1}{b_k(T_{t+\Delta t})} \ln\left(1 - \frac{p_{k,t}}{p_{k,\max}}\right) \right)^{\frac{1}{n_k(T_{t+\Delta t})}}. \quad (2.18)$$

Durch Umformung von Gl. 2.15 ergibt sich für den Kinetikansatz nach [74] folgende Formulierung.

$$\tau = \frac{1}{-\kappa(1+\lambda)} \left(\ln \left(\frac{1 - \frac{p_{k,t}}{p_{k,\max}}}{1 + \lambda \frac{p_{k,t}}{p_{k,\max}}} \right) \right) \quad (2.19)$$

Diffusionslose Phasenumwandlungen

Der infolge einer ausreichend raschen Abkühlung unterhalb der Martensitstarttemperatur M_S gebildete Martensitanteil p_M lässt sich über die Koistinen-Marburger-Gleichung [76]

$$p_M = p_{M,\max} (1 - \exp(\alpha_{KM}(M_S - T))) \quad (2.20)$$

berechnen. α_{KM} ist hierbei eine materialabhängige Konstante [77], über die sich der bildende Phasenanteil infolge einer bestimmten Unterkühlung einstellen lässt.

Einfluss äußerer Spannungen und plastischer Vorverformungen auf die Phasenumwandlung

Zur Modellierung der Wechselwirkung von mechanischen Belastungen mit Phasenumwandlungen gibt es in der Literatur bereits einige experimentelle

Untersuchungen und Modellierungsansätze, die in [13] zusammengefasst sind. Prinzipiell wird in der Literatur zwischen dem Einfluss einer plastischer Vorverformung des Austenits und äußerer Spannungen unterschieden, wobei je nach Art der Umwandlung deren Einflüsse unterschiedlich stark ins Gewicht fallen. Untersuchungen zum Einfluss äußerer Spannungen auf perlitsche und bainitische Umwandlungen wurden von [65, 78–83] durchgeführt. So zeigen Untersuchungen von [78, 83] am Vergütungsstahl 50CrV4, dass ein hydrostatisch aufgeprägter Druck zu einer Verzögerung der Phasenumwandlung führt. Dieser Effekt beruht auf der Reduzierung der Diffusionskoeffizienten infolge der Abnahme des freien Volumens und der Änderung der freien Energie der Umwandlung. Uniaxiale Zugbeanspruchungen sowie reine Schubbeanspruchungen hingegen beschleunigen die diffusionsgesteuerten Phasenumwandlungen aufgrund der Erhöhung des freien Volumens und der Nukleationsrate. Phänomenologische Ansätze zur modellhaften Berücksichtigung des Einflusses äußerer Spannungen auf die Phasenumwandlung werden in [79] vorgestellt. Im Falle der JMAK-Gleichung wird zum einen die äquivalente Abkühldauer τ (Gl. 2.18) um den Term $1 + D_k$ erweitert, um die Änderung der Inkubationszeit infolge von äußeren Spannungen zu berücksichtigen. Zum Anderen kann die Kinetik über die Berücksichtigung eines von der Mises-Vergleichspannung σ_V abhängigen Wachstumsparameters $b_k(\sigma_V)$ beeinflusst werden [78, 84]. Ein ähnlicher Ansatz wird in [85–87] auf das Modell nach [74] (Gl.2.14) angewendet. Unter der Annahme, dass Wachstumsorientierungen über die Maximierung der mechanischen Triebkraft begünstigt werden, kann das Kinetikmodell um den Term

$$\frac{\Delta G^{\gamma,\alpha} - U_i}{\Delta G^{\gamma,\alpha}} \quad (2.21)$$

erweitert werden. Zur Berechnung des Energieterms U_i wird auf die Arbeiten [80, 81, 85, 88] verwiesen. Die Erhöhung der thermischen Triebkraft $\Delta G^{\gamma,\alpha}$ um die mechanische Triebkraft U_i berücksichtigt demnach die spannungsbedingte Begünstigung von Orientierungsvarianten bei der bainitischen Umwandlung, was zu einer beschleunigten Kinetik führt.

Zum Einfluss einer plastischen Vorverformung des Austenits zeigen Untersuchungen von [81, 89, 90], dass plastischen Verformungen größer 10% zu einer Stabilisierung des Austenits führen und somit diffusionsgesteuerte Umwandlungen verlangsamen. Die bei einer Wärmebehandlung gewöhnlichen plastische Verformungen des Austenits von 2 – 3% führen nach [80] infolge einer erhöhten Keimdichte zu einer beschleunigten Umwandlungskinetik von bis zu 70%. Eine verformungsinduzierte Stabilisierung des Austenits bei plastischen Dehnungen kleiner 5%, wie sie in [90] dargestellt ist, wird in [80] nicht bestätigt. Aufgrund der unterschiedlichen Ergebnisse in der Literatur [80, 81, 85, 90, 91] und der Tatsache, dass ein Einfluss auf die Karbidausscheidung während der perlitischen und bainitischen Phasenumwandlung bei der Betrachtung vernachlässigt wird, ist keine einheitliche Modellierung zum Einfluss einer plastischen Vorverformung in der Literatur dargestellt [13]. Ein Modellierungsansatz auf Basis von Gleichung 2.14 wird in [85] für die bainitische Umwandlung dargestellt. Die Änderung der Nukleationsdichte infolge der Erhöhung der Versetzungsdichte wird hier über den Parameter α_{KM} berücksichtigt.

Bei Betrachtung der martensitischen Umwandlung kann der Einfluss einer plastischen Vorverformung des Austenits und die hervorgerufene mechanische Austenitstabilisierung während Abschreckprozessen vernachlässigt werden [13, 92, 93]. Vielmehr führen Spannungen unterhalb der austenitischen Streckgrenze zu einer Änderung der Martensitstarttemperatur von 30 – 50°C. So konnte in den Arbeiten von [80, 88, 92] bei uniaxialen Zug- und Druckbelastungen eine Zunahme von M_s zwischen 0,8 und 0,1 KMPa⁻¹ festgestellt werden. Im Gegensatz dazu zeigen die Untersuchungen von [33],[82] und [94] eine vernachlässigbar geringe Spannungsabhängigkeit von M_s . Zudem können geringe Druckspannungen zu einer im Dehnungssignal vermeintlichen Erniedrigung von M_s führen, da die auftretenden umwandlungsplastischen negativen

Anteile den positiven Umwandlungsdehnungen entgegenwirken [33]. Nach [94] lassen sich spannungsbedingt auftretende Änderungen von M_s über

$$\Delta M_s = A\sigma_H + B\sigma_V \quad (2.22)$$

mit dem hydrostatischen Spannungsanteil σ_H und der Mises-Vergleichspannung σ_V abbilden.

2.3.3 Mechanische Modellierung

Zur Berechnung der thermisch und umwandlungsbedingten, orts aufgelösten Spannungen und Verformungen müssen die auftretenden Dehnungsänderungen betrachtet und modelliert werden [64, 65]. Die Gesamtdehnungsänderung $\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{ges}}$ ergibt sich über die Summierung spezifischer Dehnungen zu

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{ges}} = \dot{\epsilon}_{ij}^{\text{th}} + \dot{\epsilon}_{ij}^{\text{tr}} + \dot{\epsilon}_{ij}^{\text{tp}} + \dot{\epsilon}_{ij}^{\text{el}} + \dot{\epsilon}_{ij}^{\text{pl}}. \quad (2.23)$$

Auf die Modellierung und Berechnungen der inkrementellen Dehnungstensor der thermischen Dehnung $\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{th}}$, der Umwandlungsdehnung $\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{tr}}$, der umwandlungsplastischen Dehnung $\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{tp}}$, der elastischen Dehnung $\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{el}}$ sowie der plastischen Dehnung $\dot{\epsilon}_{ij}^{\text{pl}}$ wird im Folgenden näher eingegangen.

Thermische Dehnungen

Für die Berechnung des thermischen Dehnungsinkrements mittels des thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_k^{th} werden die einzelnen phasenspezifischen Ausdehnungen über den Volumenanteil p_k gewichtet. Unter der Berücksichtigung der Anzahl der betrachteten Phasen N_p und einer Referenztemperatur

T_{ref} , bei der die thermischen Dehnungen für die austenitische oder ferritischen Phasen gleich Null sind, ergibt sich das thermische Dehnungsinkrement zu

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{th}} = \sum_{k=1}^{N_p} \left(\dot{p}_k \int_{T_{\text{ref}}}^T \alpha_k^{\text{th}} dT + p_k \alpha_k^{\text{th}} \dot{T} \right), \quad (2.24)$$

wobei in der Berechnung eine mögliche Temperaturabhängigkeit des phasenspezifischen Ausdehnungskoeffizienten α_k^{th} berücksichtigt werden muss [67].

Umwandlungsdehnungen

Die bei einer vollständigen Phasenumwandlung entstehende isotrope Dehnungsänderung kann mit der Volumenänderung ΔV , die bei einer Phasenumwandlung und einer bestimmten Referenztemperatur eintritt, über

$$\dot{\varepsilon}_{k,ij}^{\text{tr}} = \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta V}{V} \right)_{k,\text{tr}} \delta_{ij} = \Delta \varepsilon_k^{\text{tr}} \delta_{ij} \quad (2.25)$$

berechnet werden. Die phasenspezifische Umwandlungsdehnung $\Delta \varepsilon_k^{\text{tr}}$ kann hierbei mittels Dilatometrie und isothermen/kontinuierlichen Versuchen zur Phasenbildung ermittelt werden. Die gesamtheitliche inkrementelle Betrachtung zur Berücksichtigung von mehreren stattfindenden sowie unvollständigen Phasenumwandlungen erfolgt mit Gleichung

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{\text{tr}} = \sum_{k=1}^{N_p} \dot{p}_k \Delta \varepsilon_k^{\text{tr}} \delta_{ij} \quad (2.26)$$

und den berechneten Phasenänderungen \dot{p}_k aus den Modellen in Kapitel 2.3.2.

Umwandlungsplastische Dehnungen

Neben dem beschriebenen Einfluss äußerer Kräfte und Vorverformungen auf die Umwandlungskinetik (vgl. Kapitel 2.3.2), entstehen infolge eines Kräfteinflusses auch Änderungen im umwandlungsbedingten Dilatationsverhalten.

Die hervorgerufenen Dehnungsänderungen haben hierbei einen großen Einfluss auf den resultierenden Eigenspannungszustand und auftretende Verzüge im Bauteil [54, 95]. Treten Phasenumwandlungen unter mechanischen Spannungen, die unterhalb der vorliegenden Streckgrenze liegen, auf, kommt es dennoch zu bleibenden Verformungen. Diese werden in der Literatur als umwandlungsplastische Dehnungen bezeichnet. Der Effekt der Umwandlungsplastizität lässt sich über die Ansätze von Greenwood/Johnson [96] und Magee [97] erläutern. Nach Greenwood/Johnson kommt es bei einer diffusionskontrollierten spannungsbehafteten Phasenumwandlung infolge der Volumenänderung zu einer Plastifizierung der weicheren Phasen, die der Austenit darstellt. Im Hinblick auf die diffusionslose Martensitumwandlung besagt die Theorie nach Magee, dass es infolge einer angelegten Spannung zu Orientierungseffekten kommt, da sich ausgewählte Martensitvarianten infolge der angelegten Spannungen bevorzugt bilden können. Es ist davon auszugehen, dass beide Effekte eine Umwandlungsplastizität bewirken, wobei bei einer martensitischen Umwandlung der Magee-Effekt dominiert [98]. Im Falle der bainitischen Umwandlung konnte in [85] gezeigt werden, dass beide Mechanismen einen nicht zu vernachlässigen Beitrag an der auftretenden Umwandlungsplastizität haben. Zur Berücksichtigung der Umwandlungsplastizität in Wärmebehandlungssimulationen wird das phänomenologische Modell von [78, 99] verwendet. Die phasenabhängige umwandlungsplastische Dehnungsänderung $\dot{\epsilon}_{k,ij}^{\text{tp}}$ kann unter Kenntnis der deviatorischen Spannungsanteile σ'_{ij} über

$$\dot{\epsilon}_{k,ij}^{\text{tp}} = \frac{3}{2} \sum_{k=1}^{N_p K_k} \sigma'_{ij} \dot{p}_k \phi(p_k) \quad (2.27)$$

errechnet werden. K_k ist hierbei die material- und phasenabhängige Umwandlungsplastizitätskonstante, die für eine spezifische Phase experimentell bestimmt oder über die Beziehung

$$K_k = C \frac{\Delta \epsilon_k^{\text{tr}}}{\sigma_y} \quad (2.28)$$

berechnet werden kann. σ_y entspricht der Streckgrenze der weicheren der bei der stattfindenden Umwandlung vorliegenden Phasen und C einer Konstanten. Unter Annahme einer einachsigen Belastung und Integration von Gleichung 2.27 berechnet sich die resultierende umwandlungsplastische Dehnung nach

$$\varepsilon_{k,ii}^{\text{tp}} = \sum_{k=1}^{N_p} K_k \sigma_{ii} p_k \phi(p_k). \quad (2.29)$$

$\phi(p)$ ist hierbei eine Funktion zur Beschreibung der Umwandlungsplastizitätsanteile in Abhängigkeit des Phasenanteils, welche die Bedingungen $\phi(0) = 0$ und $\phi(1) = 1$ erfüllen muss. In der Literatur finden sich sowohl für die Konstante C als auch für die Funktion $\phi(p)$ verschiedene heuristische Ansätze, welche in Tabelle 2.1 aufgeführt sind. Diese beziehen sich auf eine vollständige Martensitumwandlung, wobei die Ansätze von [100] und [79] auch für die Modellierung der Umwandlungsplastizität bei bainitischen Phasenumwandlungen verwendet werden [86]. Die lineare Beziehung zwischen der Umwandlungsplastizität $\varepsilon_k^{\text{tp}}$ und der angelegten Spannung aus Gleichung 2.29 ist ab einem gewissen Verhältnis aus angelegter Vergleichsspannung und vorliegender Streckgrenze der weicheren Phase $\frac{\sigma_y}{\sigma_y}$ nicht mehr gültig. So wird in [33],[101] bei

Tabelle 2.1: Aus der Literatur ermittelte Werte für die Konstante C und Funktionen $\phi(p)$ zur Berechnung der Umwandlungsplastizität.

Quelle	C	$\phi(p)$
[96]	$\frac{5}{2}$	-
[101]	2	$p(1 - \ln(p))$
[102]	$\frac{3}{4}$	$3p - 2p^{1,5}$
[79]	-	$p(2 - p)$
[100, 103]	-	p

der martensitischen Umwandlung eine nichtlineare Zunahme der Umwandlungsplastizität ab einem Verhältnis größer 0,5 festgestellt. Die Untersuchungen zur umwandlungsplastischen Dehnung bei einer bainitischen Umwandlung in [85] zeigten diesen Effekt erst ab einem Verhältnis von 0,7 unabhängig von der Bildungstemperatur. Zur Berücksichtigung der eintretenden Nichtlinearität bei größeren Spannungsverhältnissen wird Gleichung 2.29 um die Funktion $h(\frac{\sigma_v}{\sigma_y})$, welche anhand der experimentellen Daten bestimmt wird, ergänzt [85, 101, 104].

Neben einer angelegten Spannung können auch plastische Verformungen zu einer umwandlungsplastischen Dehnung führen, wobei die bisherigen Befunde aus [80] und [91] im Widerspruch zueinander stehen. So wird im Fall von Bainit in [80] eine positive Umwandlungsplastizität bei einer plastischen Vorverformung des Austenits unter Zugbeanspruchung festgestellt. Die Befunde aus [91] zeigen hingegen eine Dehnungsabnahme bei gleicher Vorbelastung. Nach [80] lässt sich das Ausmaß der umwandlungsplastischen Dehnung ϵ_k^{tp} infolge einer vorgeschalteten Plastifizierung ϵ_{pl} analog zu Gleichung 2.29 und unter der Verwendung einer Linearitätskonstanten $K_{\epsilon_{pl}}$ über

$$\epsilon^{tp} = K_{\epsilon_{pl}} \epsilon_{pl} \quad (2.30)$$

berechnen. Im Falle einer bainitischen Umwandlung bei 300 °C eines Stahls mit 0,4% Kohlenstoff ergibt sich $K_{\epsilon_{pl}} = 0,98$ [80].

Mechanische Dehnungen

Bei rein elastischem Materialverhalten wird die elastische Dehnung ϵ_{ij}^{el} in Abhängigkeit des Spannungstensors σ_{ij} über das Hooke'sche Gesetz

$$\epsilon_{ij}^{el} = \frac{1}{E(T, p_k)} \left((1 + \nu(T, p_k)) \sigma_{ij} - \delta_{ij} \nu(T, p_k) \sigma_{mm} \right) \quad (2.31)$$

mit dem Elastizitätsmodul E und der Querkontraktionszahl ν , die sowohl temperatur als auch phasenabhängig sind, berechnet. Die Änderung der elastischen Dehnung ergibt sich nach [64, 99] zu

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{el} = \frac{1}{E(T, p_k)} \left[- \left(\frac{(1 + \nu(T, p_k)) \sigma_{ij} - \delta_{ij} \nu(T, p_k) \sigma_{mm}}{E(T, p_k)} \right) \dot{E}(T, p_k) \right. \\ \left. + (\sigma_{ij} - \delta_{ij} \nu(T, p_k) \sigma_{mm}) \dot{\nu}(T, p_k) + (1 + \nu(T, p_k)) \dot{\sigma}_{ii} - \delta_{ij} \nu(T, p_k) \dot{\sigma}_{mm} \right]. \quad (2.32)$$

Die temperaturabhängigen mechanischen Eigenschaften werden in Wärmebehandlungssimulationen über viskoelastisch-viskoplastische oder elastoplastische Materialmodelle beschrieben, wobei Erstere bei sehr langsamen Ofenprozessen relevant sind, da hier Relaxationsprozesse eintreten können [54]. So konnte in [105] gezeigt werden, dass bei einer perlitischen Umwandlung innerhalb einer Abkühlzeit von 100s die Annahme eines viskoplastischen Materialverhalten zu keiner Änderung des resultierenden Eigenspannungszustands führt. Demnach wird in den meisten Wärmebehandlungssimulationen auf ein elastoplastisches Materialmodell ohne Berücksichtigung einer kinematischen Verfestigung oder Dehnratenabhängigkeit zurückgegriffen [28, 64, 67, 106]. Die Annahme eines rein isotropen Materialverhaltens wird durch Untersuchungen von [107] und [108], die das anisotrope Verfestigungsverhalten und die Dehnratenabhängigkeit von unterkühlten austenitischen Zuständen untersucht haben, unterstützt.

Zur Implementierung des mechanischen Materialverhaltens wird eine Fließfunktion verwendet, die den Übergang von der elastischen zur plastischen Verformung beschreibt [109–112]. In Wärmebehandlungssimulationen wird hierzu meist die Fließbedingung nach von Mises verwendet [28, 59, 64, 67]. Unter

Verwendung der temperatur- und phasenabhängigen Fließspannung σ_y und des Spannungsdeviators σ'_{ij} ergibt sich die Fließfunktion ψ nach [64] zu

$$\psi = \frac{3}{2} \sigma'_{ij} \sigma'_{ij} - \sigma_y(T, p_k, \epsilon_k^{pl})^2. \quad (2.33)$$

Für $\psi < 0$ tritt rein elastische Verformung auf und für $\psi = 0$ erfolgt eine Plastifizierung infolge der Streckgrenzenüberschreitung. Das plastische Dehnungsinkrement wird über folgende Differentialgleichung und den plastischen Multiplikator $\dot{\gamma}$ berechnet.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^{pl} = \dot{\gamma} \frac{\partial \psi}{\partial \sigma_{ij}} \quad (2.34)$$

Das plastische Fließen und das Maß der plastischen Dehnung werden über Verfestigungsmodelle beschrieben. Häufig verwendet sind die Modelle nach Ramberg-Osgood [113], Ludwik [114] und Voce [115]. Das in dieser Arbeit verwendete Voce-Modell

$$\sigma_{y,k} = \sigma_{0,k} + R_{0,k} \epsilon_k^{pl} + R_{1,k} (1 - \exp(-e \epsilon_k^{pl})) \quad (2.35)$$

zur Beschreibung der phasenspezifischen Fließspannung $\sigma_{y,k}$ ergibt sich aus der Streckgrenze σ_0 und einem linearen sowie einem exponentiellen Verfestigungsterm. Die Wirkweise der Verfestigung wird hierbei über die Parameter R_0, R_1, e beeinflusst. Zur Berücksichtigung eines temperaturabhängigen Verfestigungsverhaltens können die Verfestigungsparameter als Funktion der Temperatur beschrieben werden [67, 116].

Die Berechnung der mechanischen Dehnungen und somit des vorliegenden Spannungszustands ermöglicht eine Analyse der zeitlichen Spannungsentwicklung während eines Härteprozesses. Unter Verwendung von phasenspezifischen Festigkeitswerten wie Streckgrenze oder Zugfestigkeit können somit

Prozessanalysen zur Härterissentstehung erfolgen. Über den Abgleich der experimentellen und simulativen Ergebnisse kann somit ein für die Wärmebehandlung spezifisches Härterisskriterien abgeleitet werden. Verschiedene Untersuchungen hierzu zeigen, dass insbesondere sich ausbildende Zugspannungen die Härterissneigung fördern. So wurde in [117, 118] über die Einstellung unterschiedlicher Ablühlbedingungen, welche wiederum die auftretenden inneren Zugspannungen beeinflussen, gezeigt, dass eine Härterissbildung lokal in Bereichen mit hohen Zugspannungen auftritt. Diese Härterisse sind interkristallin und meist spröder Natur und entstehen schlagartig ohne makroskopische plastische Deformation. Sprödbrüche werden in der Bruchmechanik über die Verwendung des Spannungsintensitätsfaktors K abgeschätzt. Eine Übertragung dieses Konzepts zur Entstehung von Härterissen ist nur bedingt möglich, da zum einen von einem vorhandenen Riss ausgegangen werden muss und zum anderen temperatur- und phasenspezifische Risszähigkeiten bekannt sein müssen. Zudem können vorliegende Segregationen an Austenitkorngrenzen, welche zu einer Versprödung führen können, die Rissanfälligkeit steigern. Eine weitere Möglichkeit zur Vorhersage von Härterissen aus der Kenntnis des vorliegenden Spannungszustands bietet das Rissbildungskriterium nach Pisarenko und Lebedev [119, 120]. Dieses verknüpft das Versagenskriterium nach Tresca für duktilen Verhalten, welches über

$$R = 2\tau_{\max} \quad (2.36)$$

gegeben ist, mit der Normalspannungshypothese

$$R = \sigma_1 \quad (2.37)$$

für sprödes Materialverhalten. Der Werkstoffwiderstand R kann hierbei in Abhängigkeit des gewählten Kriteriums der Streckgrenze σ_y oder der Zugfestigkeit σ_m entsprechen.

Unter Verwendung der maximalen Hauptspannungsdifferenz $\sigma_1 = \sigma_1 - \sigma_3 =$

$2\tau_{\max}$ ergibt sich durch Gewichtung von Gl. 2.36 und Gl.2.37 und Verwendung von σ_m als Werkstoffwiderstand das Pisarenko-Lebedev Rissbildungskriterium zu

$$\chi\sigma_i + (1 - \chi)\sigma_1 \leq \sigma_m. \quad (2.38)$$

Bei sprödem Verhalten gilt $\chi = 0$ und bei einem ideal plastischen Materialverhalten $\chi = 1$. Im Zuge einer martensitischen Umwandlung und der Annahme eines spröden Materialverhaltens gilt $\chi = 0$ und im austenitischen Zustand $\chi = 1$. Im Bereich zwischen der Martensitstart- und Finishtemperatur wird in der Literatur ein mit der Temperatur linearer Abfall von χ angenommen. Da für das Rissbildungskriterium lediglich temperaturabhängige mechanische Kenngrößen aus Zug- und Druckversuchen benötigt werden, ist das Modell eines der meist verwendeten Kriterien zur Vorhersage von Härterissen [121].

3 Material, Prozess und Methoden

3.1 Versuchswerkstoffe

Die Internal Quenching Versuche erfolgten an Proben aus dem niedriglegierten Vergütungsstahl 42CrMo4 (330HV1) im vorvergüteten Zustand und dem normalisierten unlegierten Vergütungsstahl C45 (300HV1). Als Hauptuntersuchungswerkstoff für die Wärmebehandlungsversuche und Untersuchungen zur Materialmodellierung wurde jedoch der Stahl 42CrMo4 verwendet. Zur Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten wurden zusätzlich Proben aus dem umwandlungsfreien austenitischen Stahl X2CrNiMo-17-12-2 gefertigt. Die mittels Elektronen-Emissions-Spektroskopie ermittelten Zusammensetzungen der betrachteten Stähle sind Tabelle 3.1 zu entnehmen.

Tabelle 3.1: Chemische Zusammensetzung der verwendeten Stähle in Gew.-%.

Werkstoff	C	Si	Mn	Cr	Mo	Ni	Fe
42CrMo4	0,43	0,21	0,82	1,13	0,18		bal.
C45	0,4	0,21	0,82	0,97	0,16	0,303	bal.
X2CrNiMo-17-12-2	0,04	0,38	1,6	17,3	2,1	9,4	bal.

3.2 Proben- und Demonstratorbauteilgeometrie

3.2.1 Internal Quenching Versuche

Die Wärmebehandlungsexperimente zum Internal Quenching erfolgten an zylindrischen Demonstratorbauteilen mit einem Durchmesser von 29 mm, einer Länge von 70 mm und einer Durchgangsbohrung von 4 mm. Zur Erfassung der Innenbohrungstemperatur bei den Internal Quenching Versuchen wurde zusätzlich eine Thermoelementbohrung mit einem Durchmesser von 0,6 mm über Senkerosion eingebracht. Die Bohrung wurde dabei so eingebracht, dass die Temperatur auf halber Probenhöhe bei einer Restwandstärke von 0,5 mm gemessen werden konnte. Die zur Wärmeübergangsbestimmung verwendeten austenitischen Proben wurden zusätzlich mit einer zweiten Thermoelementbohrung und einem Innenbohrungsabstand von 1 mm versehen. Die Geometrie der Demonstratorbauteile wird in Abbildung 3.1 dargestellt. Zur Ermitt-

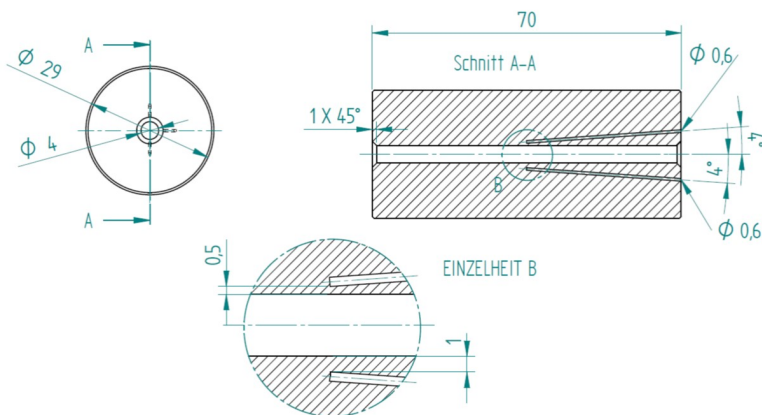


Abbildung 3.1: Demonstratorbauteil für die Internal Quenching Wärmebehandlungsexperimente.

lung der radialen und axialen Temperaturverteilung wurden zusätzlich einzelne Proben mit einer Vielzahl an Thermoelementbohrungen versehen. Für die Ermittlung der radialen Temperaturverteilung wurden sechs Thermoelementbohrungen bei unterschiedlichen Innenbohrungsabständen auf halber Probenhöhe eingebracht. Neben den in Abbildung 3.1 dargestellten Thermoelementpositionen wurden Bohrungen bei Innenbohrungsabständen von 2 mm, 4 mm, 6,5 mm und 10,5 mm eingebracht. Zum anderen wurden weitere Proben mit fünf Thermoelementbohrungen bei Probenhöhen von 5 mm, 20 mm, 35 mm, 50 mm und 60 mm und einem Wandungsabstand von 0,5 mm versehen.

3.2.2 Dilatometrie und Warmzugversuche

Die spannungsfreien dilatometrischen Untersuchungen wurden an zylindrischen Hohlproben (Abbildung 3.2 a) durchgeführt, wohingegen bei den druckbehafteten dilatometrischen Untersuchungen je nach Versuchslast Hohl- oder Vollproben (Abbildung 3.2 a/b) verwendet wurden. Die unter Zugbelastung durchgeführten Dilatometerversuche sowie die Warmzugversuche wurden mit 2 mm dicken Flachzugproben gemäß Abbildung 3.2 c durchgeführt. Die Flachzugproben wurden hierbei über Drahterosion aus dem Stangenmaterial gefertigt.

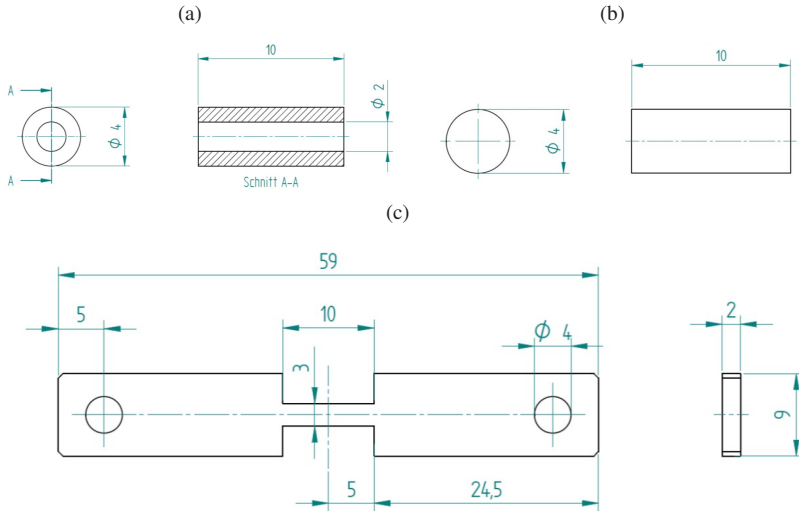


Abbildung 3.2: Probengeometrien für die spannungsfreien (a), druckbehafteten (a+b) und zugbehafteten (c) dilatometrischen Untersuchungen und Warmzugesversuche.

3.3 Aufbau und Funktionsweise des Internal Quenching Prozesses

Zur lokalen Wärmebehandlung von schwer zugänglichen Innenbohrungen wurde eine prototypische Versuchsanlage zur induktiven Erwärmung und anschließenden lokalen Abschreckung an Innenbohrungen am IAM-WK entwickelt und aufgebaut. Auf den genauen Versuchsaufbau sowie die Beschreibung des Wärmebehandlungsprozesses wird im Folgenden näher eingegangen.

Aufbau

Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau der Internal Quenching Anlage für Demonstratoren mit Durchgangsbohrung. Grundsätzlich besteht der Aufbau aus einem hydraulischen System, einer Probenhalterung mit Ablaufsystem, einem Heizsystem bestehend aus Generator und Induktor und einer

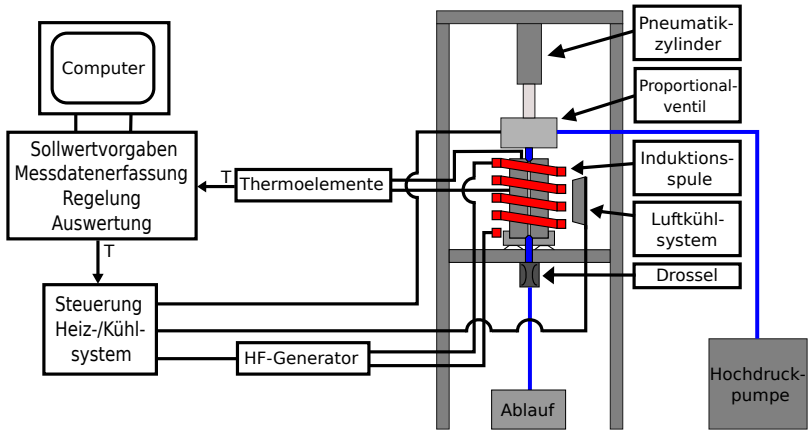


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der Internal Quenching Anlage.

Messelektronik sowie einem auf LabView basierenden Steuer- und Regelungssystem. Der für die Abschreckung der Innenbohrung benötigte Wasserstrom wird dabei über eine elektrische Wasserpumpe, die von einem Wassertank gespeist wird, erzeugt. Durch den Einsatz einer Hochdruckwasserpumpe können Drücke von bis zu 100 bar erzeugt werden. Der hierdurch erzeugte Hochdruckwasserstrom wird über ein Proportionalventil der Innenbohrung zugeführt. Das Proportionalventil sowie die daran angeschraubte obere Düse können mit Hilfe eines Pneumatikzylinders vertikal verfahren werden und somit mit der darunter befindlichen Probe gekoppelt werden. Durch die verwendeten hohen Drücke und Volumenströme muss eine dichte Kontaktierung der Hydraulikeinheit mit dem Demonstratorbauteil gewährleistet werden, um Prozessschwankungen infolge eines unerwünschten Wasseraustritts zu vermeiden. Vorversuche zeigten hierbei, dass sich ein dichtes System über eine Flächenpressung zwischen kugelförmigen Düse und einer in der Probe eingebrachten 45° Fase am Bohrungsende erreichen lässt. Eine detaillierte Darstellung der entwickelten Probenhalterung wird in Abbildung 3.4 gezeigt. Diese besteht aus einem mit

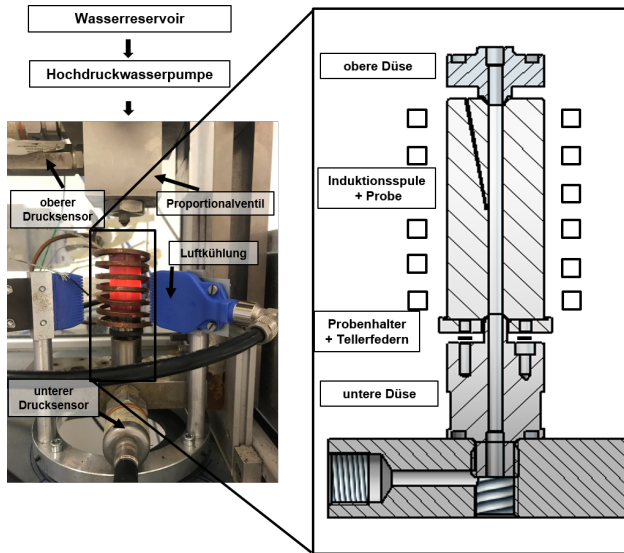


Abbildung 3.4: Detaillierte Darstellung des Aufbaus der Probenhalterung für die verwendeten Demonstratoren nach [122].

Tellerfedern gestützten Ring über der unteren Düse. Wird die Probe von der oberen Düse nach unten gedrückt, erfolgt ein Anpressen an die untere Düse, wodurch ein geschlossenes System ohne Druckverluste aufgrund von Wasseraustritt entsteht. Zur Reduktion von axialen Temperaturgradienten während der Austenitisierung wurde der Probenhalter so konstruiert, dass er zum Teil innerhalb der Spule liegt, sodass dieser bei der induktiven Erwärmung mit ein-koppelt und sich mit der Probe simultan erwärmt. Unterhalb der Probenhalterung befindet sich ein verstellbares Drosselventil, über welches eine Anpassung von Durchflussmenge und Druckniveau erfolgen kann. Das eingestellte Druckniveau innerhalb der Innenbohrung kann hierbei über einen installierten Drucksensor vor und nach der Probe bestimmt werden. Die Erwärmung und ein mögliches Nachheizen der Proben erfolgte in beiden Fällen über einen Hochfrequenz-Generator der Firma Hüttinger Elektronik GmbH des Typs

Hüttinger AXIO 10/450. Der Generator verfügt über eine Ausgangsfrequenz von 50 bis 450 kHz und eine wassergekühlte Induktionsspule. Zusätzlich ist die Probe von 3 Luftdüsen umgeben, sodass die Mantelfläche während des Prozesses zusätzlich gekühlt werden kann. Während des Prozesses erfolgten die Messungen der Manteltemperatur unter der Verwendung von Thermoelementen des Typs K, welche auf halber Probenhöhe aufgeschweißt wurden. Die Ermittlung der Innenbohrungstemperatur wurde über Mantelthermoelemente des Typs K mit einem Durchmesser von 0,5 mm, welche in die vorgesehene Thermoelementbohrung (vgl. Abbildung 3.1) eingebracht wurden, ermöglicht. Sowohl die Mantel- als auch die Innenbohrungstemperatur dienen als Eingangsgrößen für das implementierte Regelsystem. So kann zum einen eine Regelung der Manteltemperatur über den Generator und die installierte Luftkühlung erfolgen. Zum anderen kann die Innenbohrungstemperatur über die Öffnung des Proportionalventils geregelt werden. Die Vorgabe der Mantel- und Innenbohrungstemperatur erfolgte hierbei über einen externen Rechner.

Funktionsweise

Der gesamte Wärmebehandlungsprozess lässt sich in drei Phasen unterteilen. Nach dem induktiven Austenitisieren, bestehend aus Aufheiz- und Haltephase (Phase 1), wird das Hydrauliksystem über die Pneumatikeinheit mit dem Demonstrator verbunden. Nach dem Kopplungsschritt (Phase 2) beginnt der Abschreckprozess, indem Wasser mit Hochdruck durch das Bauteil geleitet wird (Phase 3). Die Abschreckanlage bietet die Möglichkeit, eine Vielzahl an Wärmebehandlungsstrategien während der dritten Phase umzusetzen. Die implementierte freie Reglersatzzuweisung ermöglicht hierbei die Realisierung einer simultanen Regelung von Bohrungs- und Manteltemperatur in unterschiedlichen Prozessschritten. Zum einen kann eine an das Intensive Quenching Verfahren [45] angelehnte Abschreckung stattfinden, bei der die Innenbohrung in einem unregelmäßigen Prozess unter hohen Abkühlraten über einen kontinuierlichen Wasservolumenstrom $\dot{V}_{\text{H}_2\text{O}}$ abgeschreckt wird. Über die Variation des

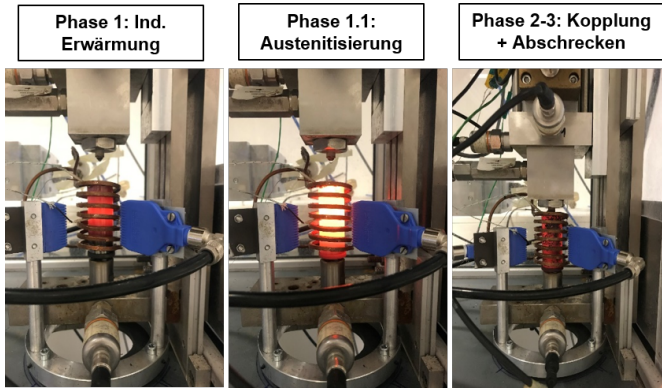


Abbildung 3.5: Prozessschritte bei der Internal Quenching Wärmebehandlung nach [122].

Wasserdrucks $p_{\text{H}_2\text{O}}$ und der Drosseleinstellungen können hierbei verschiedene Wärmeübergangskoeffizienten erreicht werden. Zum anderen kann während der Abschreckung der Innenbohrung die Mantelfläche über induktives Nachheizen und Luftkühlung geregelt abgekühlt werden. Über das eingebaute Proportionalventil ist es zudem möglich, die Innenbohrungstemperatur über das eingebrachte Thermoelement zu regeln, sodass ein vollständig geregelter Prozess umgesetzt werden kann. Demnach lassen sich Innenbohrungstemperatur T_{IB} sowie die Manteltemperatur T_{M} in Abhängigkeit vom Wasservolumenstrom $\dot{V}_{\text{H}_2\text{O}}$, Wasserdruck $p_{\text{H}_2\text{O}}$, Luftstrom \dot{V}_{O_2} sowie über die Generatorleistung $P_{\text{ind.}}$ flexibel während des Abkühlprozesses regeln:

$$T_{\text{IB}}; T_{\text{M}} = f(\dot{V}_{\text{H}_2\text{O}}, p_{\text{H}_2\text{O}}, \dot{V}_{\text{O}_2}, P_{\text{ind.}}) \quad (3.1)$$

3.4 Dilatometrie

Die dilatometrischen Untersuchungen erfolgten an einem Abschreckdilatometer des Typs DIL 805A/D der Firma TA Instruments. Das Dilatometer ermöglicht eine simultane induktive Erwärmung und Heliumabschreckung der Dilatometerproben, sodass definierte isotherme als auch kontinuierliche Wärmebehandlungsrouten eingestellt werden können. Die Temperatur wurde bei allen Versuchen über Typ-S Thermoelemente mit einem Durchmesser von 0,1 mm gemessen. Des Weiteren wurden alle Proben unter Heliumatmosphäre innerhalb von 60 s auf 920 °C erwärmt und für 60 s austenitisiert, ehe die im Folgenden beschriebenen untersuchungsspezifischen definierten Abkühlungen auf Raumtemperatur erfolgten.

Das Dilatometer kann mit drei unterschiedlichen Versuchsaufbauten genutzt werden, welche in Abbildung 3.6 schematisch dargestellt werden. Zum einen können im Normalmodus Dehnungsänderungen ohne Lastaufprägung infolge von Phasenumwandlungen oder eine Erwärmung ermittelt werden. Im Druckbeziehungsweise Zugmodus können statische Druck- und Zugversuche durchgeführt oder Phasenumwandlungen unter Last untersucht werden. Die Druckaufbringung erfolgt hierbei über Druckstempel und eine Hydraulikeinheit. Im Falle der Zugflachproben werden die Proben über eine Klemmung fixiert und können über die Hydraulikeinheit mit einer Zugkraft belastet werden. Bei allen drei Versuchsvarianten erfolgt die Ermittlung der Längenänderung über zwei Schubstangen, deren relative Verschiebung über einen induktiven, linearen Dehnungsaufnehmer (LVDT) gemessen wird. Die Messgenauigkeit dieser differentiellen Messmethodik liegt hierbei bei 0,1 μm . Damit das Längenänderungssignal nicht durch die thermische Ausdehnung der Schubstangen verfälscht wird, wurden Schubstangen und Druckstempel aus Glas (SiO_2) verwendet, welche einen geringen Ausdehnungskoeffizienten sowie eine niedrige Wärmeleitfähigkeit besitzen. Infolge der Wärmeabfuhr über die Schubstangen (Normalmodus) oder die Druckstempel (Druckmodus) sowie einer inhomogenen Wärmeeinbringung durch den Induktor kann es innerhalb der Proben

zu hohen Temperaturinhomogenitäten kommen. Bei kontinuierlichen Aufheizprozessen ist der sich einstellende Temperaturgradient zwischen Probenmitte und -kante von der Aufheizrate abhängig [67]. Bei langsamen Aufheizraten und isothermen Prozessen ist der sich einstellende Temperaturgradient in allen drei Versuchsaufbauten kleiner als $7\text{ }^{\circ}\text{C}$ [123]. Da die durchgeführten Versuche nur isotherme Temperaturführungen oder rasche Abkühlungen beinhalten, wurde bei der Auswertung der Dilatometerversuche auf eine rechnerische Berücksichtigung der Temperaturgradienten verzichtet.

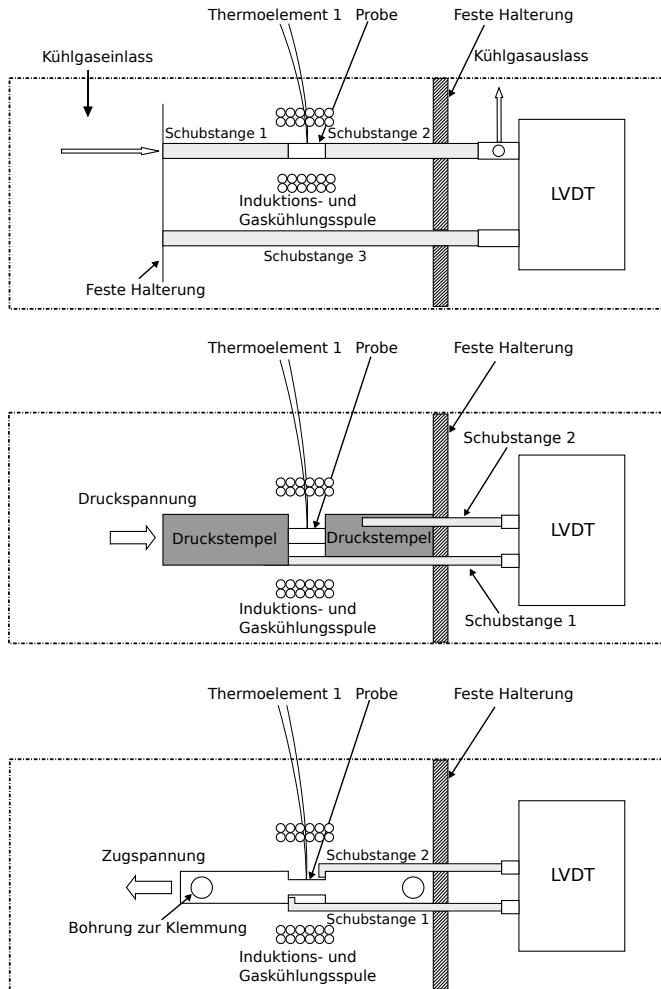


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Versuchsaufbauten am Dilatometer DIL805 A/D: Normalmodus (oben); Druckmodus (mittig); Zugmodus (unten).

3.4.1 Spannungsfreie Versuche

42CrMo4

Da bei den durchgeführten Wärmebehandlungsprozessen neben Martensit auch große bainitische Bereiche entstehen, wurden im Rahmen dieser Arbeit für den Stahl 42CrMo4 isotherme Versuche zur Ermittlung und Modellierung der bainitischen Phasenumwandlungskinetik und Umwandlungsdehnungen durchgeführt. Hierzu wurden Dilatometerproben im Anschluss nach der Austenitisierung bei 920 °C innerhalb von 2 s auf definierte Haltetemperaturen zwischen der Bainit- und Martensitstarttemperatur, welche dilatometrisch bestimmt beziehungsweise über ThermoCalc berechnet wurden, abgeschreckt. Insgesamt wurde auf sieben Haltetemperaturen in äquidistanten Schritten zwischen 375 °C und 500 °C abgeschreckt und so lange auf der jeweiligen Isothermen gehalten bis keine Längenänderung mehr zu verzeichnen war, ehe die Proben auf Raumtemperatur abgeschreckt wurden. Auf Basis dieser Experimente wurden Versuche zum Einfluss einer unvollständigen Bainitbildung auf eine darauffolgende Martensitumwandlung durchgeführt. Die Bainitbildung erfolgt hier bei den Haltetemperaturen 400 °C, 450 °C und 500 °C. Die jeweiligen Haltezeiten auf den Isothermen wurden über die Versuche mit vollständiger Bainitumwandlung bestimmt, so dass sich jeweils ein Bainitvolumengehalt von 20 %, 40 %, 60 % und 80 % einstellt, ehe die Proben auf Raumtemperatur abgeschreckt wurden.

C45

Die am IAM-WK vorhandenen Modelle zur Umwandlungskinetik beim unlegierten Stahl C45 basieren auf einer Parametrisierung über in der Literatur vorhandener isothermer ZTU Diagramme [29, 55]. Aufgrund der Tatsache, dass die Parameter über die Start- und Endpunkte der Phasenumwandlung bestimmt wurden, bilden die vorhandenen Modelle die zeitliche Phasenentwicklung unzureichend ab. Voruntersuchungen zur Validierung der Modelle zeigten, dass

die Phasenumwandlungen der in dieser Arbeit verwendeten Charge nicht mit den bereits bestehenden Modellen abgebildet werden können. Daher wurden sowohl für die bainitische als auch für die ferritisch-perlitische Phasenumwandlung isotherme Versuche zur Kinetikmodellierung durchgeführt. Die Proben wurden hierzu innerhalb von 2 s auf Haltetemperaturen zwischen 375 °C und 700 °C abgeschreckt, wobei die Isothermen in 25 °C Schritten variiert wurden. Zur Bestimmung der Martensitstarttemperatur wurden zusätzlich Proben über eine unregelmäßige Heliumabschreckung auf Raumtemperatur abgeschreckt.

3.4.2 Spannungsbehaftete Versuche

Versuche unter konstanter Last

Zur Untersuchung des Lasteinflusses auf die bainitische und martensitische Umwandlung, wurden sowohl Versuche im Druck- als auch im Zugaufbau an Proben aus 42CrMo4 durchgeführt. Für jeden Parametersatz wurden hierbei zwei Versuche durchgeführt. In Tabelle 3.2 sind die Versuchsparameter, die bei der martensitischen Phasenumwandlung verwendet wurden, aufgestellt. Die Aufbringung der konstanten Lasten erfolgte stets nach einer Abkühlung auf 450 °C mit 100 K/s. Nach einer Haltezeit von 3 s wurden die Proben unter der konstanten Last auf 50 °C abgeschreckt und im Anschluss wieder entlastet. Die Druckversuche erfolgten hierbei bis zu einer Spannungen von 170 MPa an zylindrischen Vollproben. Bei größeren Spannungen wurden Hohlproben verwendet, damit die maximal zulässige Kraft bei den verwendeten SiO₂ Druckstempeln nicht überschritten wurde. Die Untersuchung der bainitischen Phasenumwandlung erfolgte mit den selben Laststufen, die auch bei der martensitischen Umwandlung verwendet wurden. Die Lastaufprägung erfolgte unmittelbar nach Erreichen der betrachteten Haltetemperaturen 375 °C, 400 °C und 450 °C innerhalb von 1 s. Spannungen größer 170 MPa wurden nur bei der Haltetemperatur von 400 °C betrachtet und die Entlastung erfolgte bei allen Versuchen nach einer Abschreckung auf 50 °C (s.a. Tabelle 3.3).

Tabelle 3.2: Versuchsparameter bei der martensitischen Phasenumwandlung unter konstanter Druck-/Zugbeanspruchung.

Parameter bei der lastbehafteten Martensitumwandlung	
Abkühlgeschwindigkeit [K/s]	100
$T_{\text{Belastung}} [^{\circ}\text{C}]$	450
Zeit bei $T_{\text{Belastung}}$ [s]	3
Spannungen [MPa]	0 / ± 20 / ± 35 / ± 50 / ± 100 / ± 120 / ± 150 / ± 170 / ± 200 / ± 225 / ± 250 / ± 300
$T_{\text{Entlastung}} [^{\circ}\text{C}]$	50

Tabelle 3.3: Versuchsparameter bei der bainitischen Phasenumwandlung unter konstanter Druck-/Zugbeanspruchung.

Parameter bei der lastbehafteten Bainitumwandlung	
Abkühlgeschwindigkeit [K/s]	100
$T_{\text{Belastung}} = T_{\text{Isotherm}} [^{\circ}\text{C}]$	375 / 400 / 450
Zeit bei T_{Isotherm} [s]	500
Spannungen [MPa]	0 / ± 20 / ± 35 / ± 50 / ± 100 / ± 120 / ± 150 / ± 170 / ± 200 / ± 225 / ± 250 / ± 300
$T_{\text{Entlastung}} [^{\circ}\text{C}]$	50

Versuche mit plastischer Vorverformung

Während des Abschreckprozesses einer Wärmebehandlung kommt es zur Plastifizierung des Austenits infolge von Temperaturgradienten und einsetzenden Phasenumwandlungen. Daher wurde ein möglicher Einfluss einer plastischen Verformung des Austenits auf eine bainitsche/martensitische Umwandlung untersucht. Hierzu wurden Proben ausgehend von 920 °C mit 100 K/s auf

600 °C abgeschreckt und anschließend bei dieser Temperatur definiert plastisch verformt. Nach der Verformung, der anschließenden Entlastung und einer Verweildauer von insgesamt 5 s wurden die Proben mit 100 K/s auf die untersuchten Isothermen abgeschreckt und dort für 500 s gehalten, ehe sie auf Raumtemperatur abgekühlt wurden. Weitere Proben wurden direkt nach der Entlastung auf Raumtemperatur ungerichtet abgeschreckt, um den Einfluss bei einer martensitischen Umwandlung zu untersuchen. Die beschriebenen Prozessparameter sind hierbei in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Tabelle 3.4: Versuchsparameter bei der bainitischen/martensitischen Phasenumwandlung mit vorgeschalteter plastischer Verformung des Austenits.

Parameter	Bainit	Martensit
Abkühlgeschwindigkeit [K/s]	100	
$T_{\text{Verformung}} [^{\circ}\text{C}]$	600	
Zeit bei $T_{\text{Verformung}}$ [s]	5	
plast. Verformungen [%]	0 / ± 1 / ± 3 / ± 5	
$T_{\text{Isotherm}} [^{\circ}\text{C}]$	375 / 400 / 450	-
Zeit bei T_{Isotherm} [s]	500	-

3.5 Mechanische Charakterisierung

3.5.1 Zugversuche

Bisherige Verfestigungsmodelle für bainitischen Phasen [29, 55, 59] beschreiben das Verfestigungsverhalten temperaturabhängig, aber unabhängig von der Bildungstemperatur. Zur Bestimmung und Modellierung des Verfestigungsverhaltens der bainitischen Phasen in Abhängigkeit der Umwandlungs- und Prüftemperatur wurden Warmzugversuche über den Zugmodus des Dilatometers

mit Proben aus 42CrMo4 durchgeführt. Hierzu wurden Proben bei den Temperaturen 400 °C, 450 °C und 500 °C homogen bainitisiert und im Anschluss bei ihrer Bildungstemperatur sowie bei 300 °C, 200 °C, 100 °C und 50 °C bis zu einer Gesamtdehnung von 2,5 % geprüft. Die Dehnrate betrug bei allen Versuchen $0,001 \text{ s}^{-1}$.

Des Weiteren wurde das temperaturabhängige Verfestigungsverhalten der martensitischen Phase im selbstangelassenen Zustand an Proben, welche über unterschiedliche Abkühlauern martensitisch gehärtet wurden, erprobt. Hierzu wurden Flachzugproben auf die Martensitstarttemperatur mit 100 K/s abgeschreckt und anschließend mit 1 K/s auf die Prüftemperaturen 250 °C, 200 °C, 175 °C, 150 °C und 100 °C abgekühlt und geprüft.

3.5.2 Härtemessungen

Zur späteren simulativen Vorhersage der Härteverteilung wärmebehandelter Demonstratoren erfolgten Härtemessungen an Proben aus den dilatometrischen Untersuchungen zur bainitischen Phasenumwandlung. Hierzu wurde jeweils ein Querschliff aus der Mitte der Proben erstellt. Die Härtemessungen erfolgten an dem Vickers-Mikrohärteprüfgerät Q10+ der Firma Qness mit einer Prüfkraft von 9,81 N (HV1). Für jeden Probenzustand wurden hierbei 10 Härteindrücke durchgeführt.

Da je nach Wärmebehandlungsstrategie im Internal Quenching Prozess Selbstanlasseffekte im Martensit während der Abkühlung stattfinden können, wurden zusätzlich Dilatometerproben mit unterschiedlichen Abkühlauern martensitisch gehärtet. Hierzu wurden Proben auf Temperaturen unterhalb der Martensitstarttemperatur mit -100 K/s abgeschreckt und anschließend in unterschiedlichen Abkühlzeiten auf 100 °C abgekühlt. Im Anschluss daran erfolgte eine Schlussabschreckung auf Raumtemperatur.

Die Untersuchung der Härteverteilung wärmebehandelter Demonstratoren erfolgte ebenfalls an Querschliffen aus der Demonstratormitte. Zur Auflösung

des Härtetiefenverlaufs an der Innenbohrung der Demonstratorproben wurden für jede Probe Härtemessungen entlang fünf Messpfaden in radialer Richtung mit jeweils 60 Messpunkten durchgeführt, sodass die Eindrücke einen radialen Abstand von 200 μm zueinander hatten.

3.6 Metallografische Untersuchungen

Die metallografischen Untersuchungen beinhalteten lichtmikroskopische, elektronenmikroskopische Aufnahmen an den wärmebehandelten Dilatometer- und Demonstratorproben. Hierzu wurden Proben in der Hälfte der Längesseite quer getrennt und die resultierende Querschnittsfläche mit dem Kalteinbettmittel VariKem200 eingebettet. Anschließend erfolgte ein Schleifschritt mit P320 Schleifpapier. Die darauffolgende Politur erfolgte für die Härtemessungen mit 9 μm und 3 μm Diamantsuspension. Für die Erstellung der Schlibbildern erfolgte im Anschluss ein weiterer Polierschritt mit 1 μm Suspension mit anschließender Endpolitur über eine 0,05 μm OPS Suspension. Die Ätzung der Proben erfolgte für 3 s in 1 % Nitallösung. Die elektromikroskopische Aufnahmen erfolgten an einem Zeiss-LEO 1530. Das Rasterelektronenmikroskop verfügt über eine Feldemissionskathode und eine maximale Auflösung von 1 nm unter Verwendung einer Sekundäselektronen-Detektor.

3.7 Eigenspannungsanalyse

3.7.1 Röntgenografische Eigenspannungsanalyse

Die Ermittlung des randschichtnahen Eigenspannungszustands an der Innenbohrung und der Oberflächeneigenspannungen an der Mantelfläche nach dem Interl Quenching erfolgte mittels Röntgendiffraktometrie nach dem $\sin^2(\psi)$ -Verfahren [124, 125]. Die Messungen erfolgten im Laboratorium der Abteilung

Struktur- und Spannungsanalyse am IAM-WK. Die Eigenspannungsanalysen erfolgten mittels eines ψ -Diffraktometers Karlsruher Bauart unter Verwendung von vandadiumgefilterter Cr- K_{α} -Strahlung. Die Messungen erfolgten hierbei an den $\{211\}$ -Gitterebenen der ferritischen Phasen mit $2\theta_0 = 156,39^\circ$. Dabei wurden die Gitterdehnungen an 15 ψ Winkeln, in äquidistanten Schritten, zwischen -60° und 60° ermittelt. Für die Messungen an der Innenbohrung wurde primärseitig eine polykapillare Optik mit einem Durchmesser von $100\ \mu\text{m}$ benutzt, wohingegen bei den Messungen am Mantel eine 1 mm Lochblende verwendet wurde. Sekundärseitig wurde in beiden Fällen eine 4 mm Symmetrisierungsblende [126] verwendet. Zur Auswertung wurden die ebenenspezifischen, röntgenografischen Elastizitätskonstanten $E_{\{211\}} = 219911\ \text{MPa}$ und $\nu_{\{211\}} = 0,283$ verwendet [127]. Für die Ermittlung des Eigenspannungstiefenverlaufes an der Innenbohrung wurden Proben der Länge nach mittig mittels Drahterosion aufgetrennt. Die Messungen erfolgten im Anschluss auf halber Höhe der Proben. Hierbei wurde durch elektrochemischen Abtrag schrittweise Material bis zu einer Tiefe von $200\ \mu\text{m}$ abgetragen und konsekutiv für jede Abtragtiefe die Axial- sowie die Tangentialeigenspannungen ermittelt. Die Eigenspannungsanalyse an der Mantelfläche erfolgte nach elektrochemischem Abtrag der Zunderschicht entlang eines axialen Pfades in 10 mm Schritten, wobei die äußeren Messpunkte 5 mm Abstand zu den Zylinderstirnflächen hatten.

3.7.2 Ausbohrverfahren nach Sachs

Aufgrund der beschränkten Zugänglichkeit des Röntgenstrahls ist die röntgenografische Bestimmbarkeit des Eigenspannungstiefenverlaufes an der Innenbohrung stark limitiert. Zur weitreichenden Eigenspannungsanalyse an der Innenbohrung wurde daher zusätzlich das Ausbohrverfahren nach Sachs [128] an einzelnen Proben ertüchtigt. Unter Voraussetzung eines rotationssymmetrischen Eigenspannungszustands an zylindrischen Rohren kann der Eigenspannungszustand im Inneren über inkrementelles Aufbohren der Proben ermittelt

werden. Durch das Entfernen eines Ringsegments wird der Spannungszustand der restlichen Probe verändert, so dass sich ein neues Spannungsgleichgewicht einstellt und es folglich zu einer Änderung des Dehnungszustands im Bauteil kommt. Über die Messung der Dehnungsänderung in axialer (ε_a) und tangentialer (ε_t) Richtung am Mantel können nach [128] die Eigenspannungen in axialer, tangentialer und radialer Richtung im Inneren über

$$\sigma_a^{ES} = \frac{E}{1-\nu^2} \left[(A_0 - A) \frac{d(\varepsilon_a + \nu\varepsilon_t)}{dA} - (\varepsilon_a + \nu\varepsilon_t) \right] \quad (3.2)$$

$$\sigma_t^{ES} = \frac{E}{1-\nu^2} \left[(A_0 - A) \frac{d(\varepsilon_t + \nu\varepsilon_a)}{dA} - \frac{A_0 + A}{2A} (\varepsilon_t + \nu\varepsilon_a) \right] \quad (3.3)$$

$$\sigma_r^{ES} = \frac{E}{1-\nu^2} \left[\frac{A_0 + A}{2A} (\varepsilon_t + \nu\varepsilon_a) \right] \quad (3.4)$$

errechnet werden. Hierbei ist A_0 der zylindrische Ausgangsquerschnitt und A der Querschnitt der aufgebohrten Innenbohrung, welcher sich mit jedem Bohrungsschritt vergrößert. Für die Auswertung wurde ein Elastizitätsmodul E von 215 GPa und die Querkontraktionszahl ν von 0,285 benutzt. In der Literatur erfolgt der sukzessive Materialabtrag üblicherweise mittels Bohr- und Fräsverfahren [129, 130], welche jedoch bei zu hohen Härten der Bauteile stark limitiert sind. So zeigten Voruntersuchungen an den Demonstratorbauteilen, dass es beim Aufbohren von martensitisch gehärteten Innenbohrungen zu einem hohen Werkzeugverschleiß und häufig zu einem Werkzeugbruch kommt. Das inkrementelle Aufbohren erfolgte daher an den wärmebehandelten Proben mittels Drahterosion. Als Erodierdraht wurde hierbei ein Messingdraht mit einem Durchmesser von 250 μm verwendet. Ausgehend vom Anfangsdurchmesser 4 mm wurden zylindrische Ringsegmente mit einer Wandstärke von 0,5 mm inkrementell bis zu einem Innendurchmesser von 8 mm entnommen. Im Anschluss erfolgte der inkrementelle Materialabtrag auf einen Durchmesser von 12 mm in 1 mm Schritten und bis zu einem Durchmesser von 20 mm in 2 mm Schritten.

Es wird davon ausgegangen, dass ein möglicher thermisch bedingter Eigenspannungsabbau infolge des Wärmeeintrags beim Erodierprozess keine Auswirkungen auf die Dehnungsauslösung hat, da die Wärmeeinflusszone mit einer Reichweite von bis zu 20 μm [131–133] im Vergleich zu den entnommenen Wandstärken vernachlässigbar klein ist. Zur Dehnungsmessung am Mantel wurden drei Dehnmessstreifen des Typs FCAB-2-11 verwendet, welche auf halber Probenhöhe über den Umfang in 120° Schritten angebracht wurden. Der verwendete Dehnmessstreifentyp ermöglicht eine simultane Messung der Dehnungen in axialer und tangentialer Richtung, so dass pro Richtung drei Dehnungswerte zur Auswertung zur Verfügung standen. Nach jedem Erodiervorgang wurde das abgetragene Zylindersegment aus der Bohrung entfernt und die Probe aus der Anlage ausgebaut. Danach wurde zur Speicherung des Dehnungsmesswertes einige Zeit gewartet, bis sich der Wert der Dehnungsmessung stabilisierte.

3.8 Finite-Differenzen-Methode und Versuchsdurchführung zur Wärmeübergangsbestimmung

Beschreibung der Finite-Differenzen-Methode

In der Literatur finden sich physikalische Modelle zur Beschreibung des Wärmeübergangs von durchströmten Rohren [66, 134]. Die hierbei getroffenen Annahmen einer rein konvektiven Wärmeübertragung und einer konstanten Wandtemperatur lassen sich jedoch nicht auf den Internal Quenching Prozess übertragen, weshalb eine Finite-Differenzen-Methode (FDM) zur Bestimmung des Wärmeübergangs an Innenbohrungen angewandt wurde. Zur

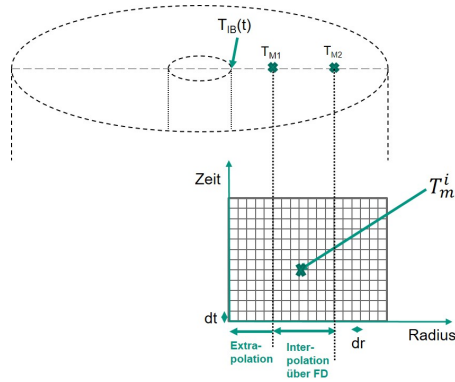


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten bei einer Innenabschreckung von dickwandigen Rohren über die FDM.

Beschreibung des Abschreckvorgangs bei Vollzylindern wurde in den Arbeiten von [28, 135–137] der Wärmeübergangskoeffizient über eine oberflächennahe Temperaturmessung und die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung (Gleichung 2.4) unter Ausnutzung eines Finiten-Differenzen Verfahrens bestimmt. Da im Kern des Zylinders kein radialer Wärmestrom auftritt, kann die Neumann-Randbedingung

$$\frac{\partial T}{\partial r}_{r=0} = 0 \quad (3.5)$$

zur Lösung des inversen Wärmeleitungsproblems und der Berechnung des Temperaturfelds zwischen Kern und Messstelle genutzt werden. Da die Neumann-Randbedingung bei dickwandigen Rohren nicht gültig ist, wird eine zusätzliche Temperaturmessung als Randbedingung zur Lösung des direkten Wärmeleitungsproblems und somit der Berechnung des Temperaturfeldes zwischen den beiden Messstellen im Probeninneren genutzt. Das prinzipielle Vorgehen zur Bestimmung der Innenbohrungstemperatur T_{IB} und dem daraus abgeleiteten Wärmeübergangskoeffizienten wird in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Über die Ermittlung des zeitlichen Temperaturverlaufes an zwei

Messstellen im Inneren kann über die Methode der Finiten Differenzen eine Näherungslösung an diskreten Punkten zwischen den Messstellen berechnet werden. Hierzu wird der Definitionsbereich zwischen Innenbohrungstemperatur und äußerer Messstelle mit den Schrittweiten dr und dt örtlich und zeitlich eingeteilt. Des Weiteren werden die Differentialquotienten aus der Wärmeleitungsgleichung durch Differenzenquotienten ersetzt, um eine implizite Darstellung der Differenzenformeln zu erhalten. Zu einer bestimmten Zeit t_i und einem bestimmten Ort x_m ergeben sich die Differenzenquotienten aus der Wärmeleitungsgleichung (Gl.2.4) zu

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_m^{i+1} - T_m^i}{dt}, \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{4dr} \left(T_{m+1}^{i+1} + T_{m+1}^i - T_{m+1}^i - T_{m+1}^{i-1} \right), \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial^2 r} = \frac{1}{2dr^2} \left(T_{m+1}^{i+1} - 2T_m^{i+1} + T_{m-1}^{i+1} + T_{m+1}^i - 2T_m^i + T_{m-1}^i \right), \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \lambda}{\partial r} = \frac{1}{2dr} \left(\lambda_{m+1}^i - \lambda_{m-1}^i \right). \quad (3.9)$$

Zur Berechnung des Temperaturfeldes zwischen den Messstellen T_{M1} und T_{M2} muss demnach für alle Zeitschritte $t_i = i \cdot dt$ ein lineares Gleichungssystem der Form

$$L \cdot \begin{pmatrix} T_0^{i+1} \\ T_1^{i+1} \\ \cdot \\ \cdot \\ T_m^{i+1} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_1 T_{M1}^{i+1} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ C_2 T_{M2}^{i+1} \end{pmatrix} = R \cdot \begin{pmatrix} T_0^i \\ T_1^i \\ \cdot \\ \cdot \\ T_m^i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_2 T_{M1}^i \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ C_2 T_{M2}^i \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

gelöst werden. T_0 und T_m sind hierbei die Temperatur am Ort $x_0 = r_{M1} + dr$ beziehungsweise $x_m = r_{M2} - dr$. Die Matrizen L und R sind schwachbesetzte Matrizen der Form

$$L = \begin{bmatrix} B_1 & C_1 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ A_1 & B_1 & C_1 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & A_1 & B_1 & C_1 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & A_1 & B_1 \end{bmatrix}; R = \begin{bmatrix} B_2 & C_2 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ A_2 & B_2 & C_2 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & A_2 & B_2 & C_2 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & A_2 & B_2 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

mit

$$A_1 = -A_2 = -a \left(\frac{1}{2dr^2} - \frac{1}{4dr\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial r} - \frac{1}{4rdr} \right); \quad (3.12)$$

$$B_1 = 1 + \frac{a}{dr^2}; B_2 = 1 - \frac{a}{dr^2}; \quad (3.13)$$

$$C_1 = -C_2 = -a \left(\frac{1}{2dr^2} + \frac{1}{4dr\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial r} + \frac{1}{4rdr} \right); \quad (3.14)$$

und

$$a = \frac{\lambda dt}{\rho c_p}. \quad (3.15)$$

Über die Lösung des Gleichungssystems 3.10 kann eine Extrapolation der Temperatur von der Messstelle 1 zur Innenbohrungsoberfläche erfolgen.

Schließlich kann durch die Berechnung des radialen Wärmeflusses \dot{q}_m^i über die Wärmeleitungsgleichung das Temperaturfeld zwischen innerer Messstelle und Innenoberfläche über Gleichung 3.5 mit

$$T_{m-1}^i = T_m^i - \frac{dr}{\lambda} \dot{q}_m^i \quad (3.16)$$

ermittelt werden. Mit der Innenbohrungstemperatur T_{IB} kann schließlich der Wärmeübergangskoeffizient α gemäß Gleichung 2.1 berechnet werden.

Versuchsdurchführung zur Wärmeübergangsberechnung

Zur Vermeidung einer Berücksichtigung von Phasenumwandlungswärmen in der beschriebenen FDM erfolgte die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten an Demonstratoren aus dem umwandlungsfreien austenitischen Stahl. Die Ermittlung der hierzu nötigen Temperaturreichweiten erfolgte mit Mantelthermoelementen Typ-K an den in Abbildung 3.1 gezeigten Positionen mit 0,5 mm und 1 mm Abstand zur Innenbohrungsfläche. Bei den durchgeführten Untersuchungen wurden die Proben bei 920 °C austenitisiert und im Anschluss bei unterschiedlich eingestellten Wasserdrücken von 40 bar, 60 bar und 100 bar abgeschreckt. Des Weiteren wurden das Druckverhältnis β , das dem Verhältnis zwischen dem vor der Probe $p_{\text{H}_2\text{O,vor}}$ und hinter der Probe $p_{\text{H}_2\text{O,nach}}$ gemessenen Wasserdruck entspricht, über das installierte Drosselventil variiert. Untersucht wurde hierbei ein Verhältnis von 0,5 und 0,75. Über die Variationen können zum einen verschiedene Drücke des Abschreckmediums und zum anderen auch unterschiedliche Durchflussraten, welche über einen Durchflusssensor ermittelt werden können, realisiert werden.

4 Experimentelle Untersuchungen zum Internal Quenching Prozess

4.1 Wärmeübergangsbestimmung

4.1.1 Bewertung der Finite-Differenzen Methode

Die Beurteilung des in Kapitel 3.8 beschriebenen Berechnungsverfahrens zur Wärmeübergangsbestimmung erfolgt mithilfe einer thermischen FE-Simulation zur Generierung definierter Temperaturverläufe aus Vorgabe eines konstanten Wärmeübergangskoeffizienten an der Innenbohrung. Die hieraus berechneten Abkühlkurven bei den Innenbohrungsabständen von 0,5 mm und 1 mm dienen als Eingangsgrößen für das FD-Programm zur Berechnung von α . Betrachtet wurde ein Abschreckvorgang von 850 °C auf Raumtemperatur mit einem konstanten Wärmeübergangskoeffizienten von 30000 W/m²K und einer Wassertemperatur von $T_{\text{H}_2\text{O}} = 20$ °C. Die temperaturabhängigen thermischen Eigenschaften für den austenitischen Stahl X2CrNiMo-17-12-2 mit einer Dichte $\rho = 7,85 \cdot 10^{-6}$ kg/mm³ wurden [138] entnommen und ergeben sich zu

$$\lambda(T)[W/mK] = 14,6 + 1,27 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{°C}} T \quad (4.1)$$

$$c_p(T)[J/kgK] = 450,0 + 0,28 \frac{1}{\text{°C}} T - 2,91 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{°C}^2} T^2 + 1,34 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{°C}^3} T^3. \quad (4.2)$$

Neben der Schrittweite dr und dem Zeitinkrement dt wurde der Einfluss der Materialparameter, der Temperatur des Abschreckmediums sowie der Thermoelementpositionen rechnerisch untersucht.

Betrachtet man den Einfluss der Schrittweite in Abbildung 4.1a, so zeigt sich infolge des vorgegebenen steilen Anstiegs des Wärmeübergangs eine anfängliche Überschätzung der berechneten Werte bis 550 °C. Insgesamt wird mit zunehmender Schrittweite der Wärmeübergangskoeffizient unterschätzt, wobei sich ab einer Schrittweite von 0,005 mm die berechneten Werte kaum von der Vorgabe unterscheiden. Die anfängliche Überschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten reduziert sich hierbei mit kleineren Zeitinkrementen dt , was in Abbildung 4.1b verdeutlicht wird. Der sich im Anschluss einstellende Wärmeübergangskoeffizient ist dabei nahezu unabhängig von dt . Eine Änderung

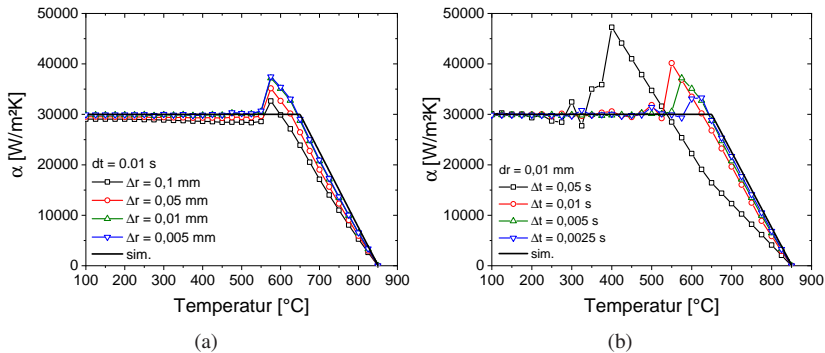


Abbildung 4.1: Einfluss der Schrittweite dr (a) und des Zeitinkrements dt (b) auf den berechneten Wärmeübergangskoeffizienten α .

der Wärmekapazität c_p von $\pm 10\%$ führt wie in Abbildung 4.2a dargestellt zu keiner sichtbaren Änderung des berechneten Wärmeübergangskoeffizienten, wohingegen eine Erhöhung/Erniedrigung der Wärmeleitfähigkeit zu einer Überschätzung/Unterschätzung des berechneten Wärmeübergangs führt. Da die Wassertemperatur innerhalb des Demonstrators unbekannt ist und in

den späteren experimentellen Versuchen Temperaturschwankungen des Abschreckmediums nicht ausgeschlossen werden können, wurde der Einfluss der Wassertemperatur untersucht. Aus Abbildung 4.2b geht hervor, dass eine Ab beziehungsweise Zunahme der Wassertemperatur um $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu einer maximalen Änderung des vorgegebenen Wärmeübergangskoeffizienten von 6% führt. Abbildung 4.3 zeigt den berechneten Wärmeübergangskoeffizienten für un-

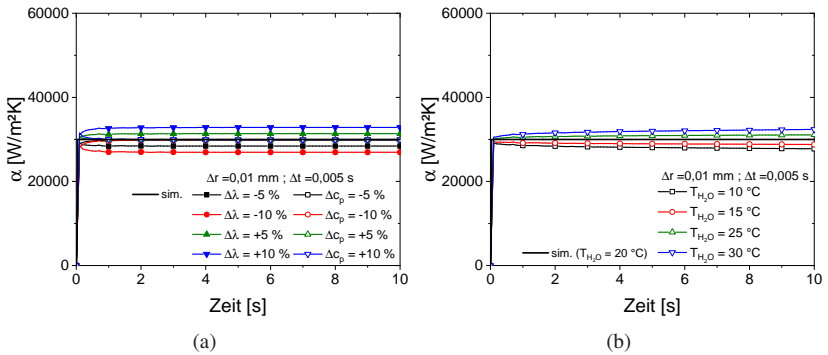


Abbildung 4.2: Einfluss der Wärmeleitfähigkeit λ und Wärmekapazität c_p (a) und der Wassertemperatur $T_{\text{H}_2\text{O}}$ (b) auf den mittels der FDM berechneten Wärmeübergangskoeffizienten α .

terschiedliche Thermoelementpositionen. Es ist ersichtlich, dass insbesondere die Position des näher an der Innenbohrung liegenden Thermoelements einen großen Einfluss auf den berechneten Wärmeübergang hat. Hierbei führt die Annahme eines geringeren Oberflächenabstands zu einer Unterschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten und vice versa. Die Annahme eines größeren Randabstands des äußeren Thermoelementes bei gleichbleibendem Abstand des inneren Thermoelements führt ebenso zu einer Unterschätzung des Wärmeübergangskoeffizienten. Dies kann durch den hierbei errechneten kleineren Temperaturgradienten zwischen den beiden Messstellen und die damit einhergehende Überschätzung der Oberflächentemperatur durch die Extrapolation erklärt werden.

Auf Basis der gezeigten Einflussgrößen auf das Berechnungsverfahren, wurde für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten aus den experimentell ermittelten Abkühlkurven eine Schrittweite dr von 0,01 mm und ein Zeitinkrement dt von 0,0025 s verwendet und die thermischen Eigenschaften gemäß den Gleichungen 4.1 und 4.2 implementiert. Des Weiteren wurde aufgrund des geringen Einflusses eine konstante Wassertemperatur von 20 °C angenommen. Da schon geringe Abweichungen der inneren Thermoelementposition zu großen Änderungen des errechneten Wärmeübergang führen, wurde der Wärmeübergangskoeffizient unter Variation der Thermoelementposition im Rahmen der Fertigungstoleranz von $\pm 0,1$ mm, errechnet. Im Anschluss wurde ein Mittelwert aus den berechneten Werten gebildet.

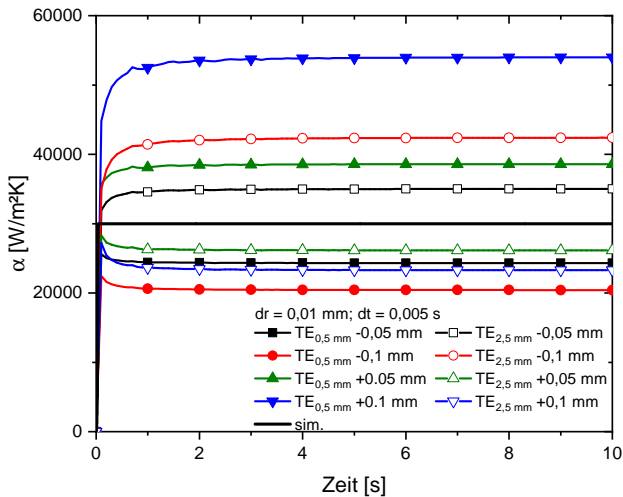


Abbildung 4.3: Einfluss der in der FDM verwendeten Thermoelementpositionen auf den berechneten Wärmeübergangskoeffizienten α .

4.1.2 Experimentelle Ergebnisse und Auswertung

Die bei der Wärmeübergangsstudie eingestellten Wasserdrücke an der Hydraulikpumpe und die unterschiedlichen Drosseleinstellungen führen zu unterschiedlich hohen Wasserdrücken vor und nach der Probe, welche über die installierten Drucksensoren bestimmt werden. Die Wasserdrücke, die sich ab dem Zeitpunkt der Abschreckung sowie der Öffnung des Proportionalventils einstellen, sind in Abbildung 4.4 für die beiden eingestellten Druckverhältnisse β dargestellt.

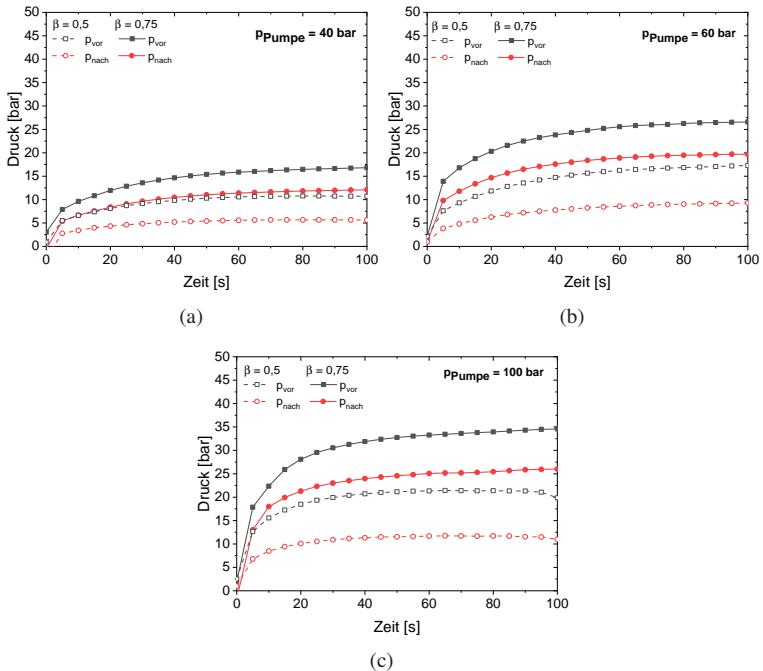


Abbildung 4.4: Ermittelte Wasserdrücke vor und nach der Probe während der Abschreckung bei unterschiedlich eingestellten Wasserdrücken an der Hydraulikpumpe und Druckverhältnissen β .

In wenigen Sekunden kommt es vor und nach der Probe zu einem kontinuierlichen Druckaufbau, welcher sich innerhalb von 20 s einem konstanten Wert nähert. Weiterhin ist ersichtlich, dass sich der eingestellte Wasserdruck an der Hydraulikpumpe bis zum Erreichen des vorderen Drucksensors um mehr als 60 % abbaut, wobei der Druckabfall bei weiter geöffnetem Drosselventil ($\beta = 0,5$) stärker ausfällt. Der Druckabfall innerhalb der Probe nimmt mit steigendem Druckniveau bei gleichbleibender Drosseleinstellung zu. Die hierzu ermittelten Werte zum Druckabfall und dem Druckniveau \bar{p} sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. \bar{p} entspricht hierbei dem Mittelwert aus den sich vor und nach der Probe einstellenden Drücken. Die Erhöhung des Druckverhältnisses β resultiert in einer Abnahme des Druckabfalls bei gleichzeitiger Erhöhung des mittleren Druckniveaus \bar{p} innerhalb der Probe. Der gemessene Volumenstrom \dot{V} steigt mit zunehmender Druckdifferenz und sinkendem β . Über die durchgeführte Variation des Pumpendrucks konnten Wasservolumenströme zwischen 11,7 l/min und 23,5 l/min ermittelt werden. Über die daraus berechneten Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 15,5 m/s und 31 m/s ergeben sich nach [66] Reynoldszahlen zwischen 62000 und 122000 und damit turbulente Strömungsbedingungen während der Abschreckung.

Tabelle 4.1: Übersicht des Druckabfalls Δp , mittleren Drucks \bar{p} und des Volumenstroms \dot{V} innerhalb des Demonstrators bei unterschiedlichen Pumpen- und Drosseleinstellungen.

Pumpendruck [bar]	β	Δp [bar]	\bar{p} [bar]	\dot{V} [l/min]
40	0,5	5,1	8,15	16
	0,75	4,7	13,8	11,7
60	0,5	7,9	12,8	21
	0,75	6,9	22,5	18
100	0,5	9,5	17,13	23,5
	0,75	8,5	30,8	22,5

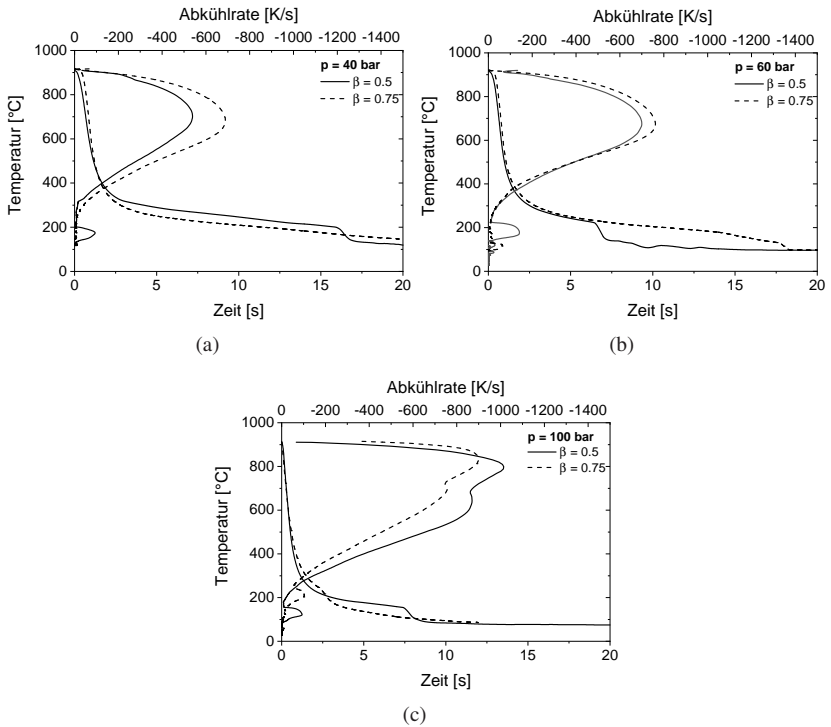


Abbildung 4.5: Experimentell gemessene Abkühlkurven bei einem Innenbohrungsabstand von 0,5 mm während der Abschreckung bei unterschiedlich eingestellten Wasserdrücken an der Hydraulikpumpe.

Die bei einem Innenbohrungsabstand von 0,5 mm experimentell ermittelten Abkühlkurven und daraus berechneten Abkühlraten sind in Abbildung 4.5 für die durchgeführten Prozessparameter abgebildet. Betrachtet man den Einfluss des Druckverhältnisses auf die Abkühlrate, so zeigt sich bei den eingestellten Pumpendrücken von 40 und 60 bar, dass die Steigerung des Druckverhältnisses und die damit einhergehende Erhöhung des Druckniveaus eine bessere Abschreckwirkung hervorruft. So lassen sich bei einem Pumpendruck von 40 bar Abkühlraten von bis -600 K/s und im Falle von 60 bar Abkühlraten von über

–700 K/s erreichen. Eine Steigerung der Abschreckwirkung über eine Erhöhung des Druckniveaus kann bei einem Pumpendruck von 100 bar nicht mehr festgestellt werden, da auch wie in Tabelle 4.1 ersichtlich, der Volumenstrom nahezu konstant bleibt. Die maximalen Abschreckraten erreichen Werte von bis zu –1000 K/s.

Die Abkühlkurven bei einem Druckverhältnis von $\beta = 0,5$ zeigen einen signifikanten und abrupten Temperaturabfall ab 200 °C, der bei einem höheren Druckverhältnis nicht ersichtlich ist. Dies kann durch eine Änderung der Wärmeübertragung bedingt sein und mit dem Zusammenbrechen einer sich während der Abschreckung ausgebildeten Dampfphase entstehen. Dieser Effekt wird auch beim Tauchabschrecken in umwälzten Wasser beobachtet, bei dem die Leidenfrosttemperatur sowohl von der Umwälzgeschwindigkeit als auch von der Wassertemperatur abhängig ist [139]. Eine direkte Abhängigkeit dieses Effekts von der Strömungsgeschwindigkeit kann infolge der gezeigten Abkühlkurven nicht festgestellt werden, da der Effekt bei einem Druckverhältnis von 0,75 auch bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten ausbleibt. Vielmehr spielt das Verhältnis aus Druckniveau und Volumenstrom eine wichtige Rolle. So lässt sich der Leidenfrosteffekt nur bei niedrigem Druckniveau und gleichzeitig hohen Volumenströmen erkennen. Abbildung 4.6a stellt die aus der FDM berechneten Wärmeübergangskoeffizienten und Abschreckraten an der Innenbohrung in Abhängigkeit der eingestellten Prozessparameter dar. Betrachtet man den zeitlichen Verlauf des berechneten Wärmeübergangskoeffizienten zeigt sich, dass sich konstante Wärmeübergänge unabhängig von den Prozessparametern während des Abschreckens einstellen lassen. Es kommt zu einem Aufbau des Wärmeübergangs innerhalb von 2 s bis 4 s. Somit stellt sich der Wärmeübergangskoeffizient im Vergleich zum Wasserdruck deutlich früher ein und wird nur geringfügig durch den weiteren Druckaufbau beeinflusst. Innerhalb dieser Zeit hat die Temperatur beim innenliegenden Thermoelement bereits Werte unterhalb von 300 °C erreicht. Betrachtet man den Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit der berechneten Oberflächentemperatur, ist eine lineare Zunahme mit sinkender Temperatur ersichtlich. Hierbei

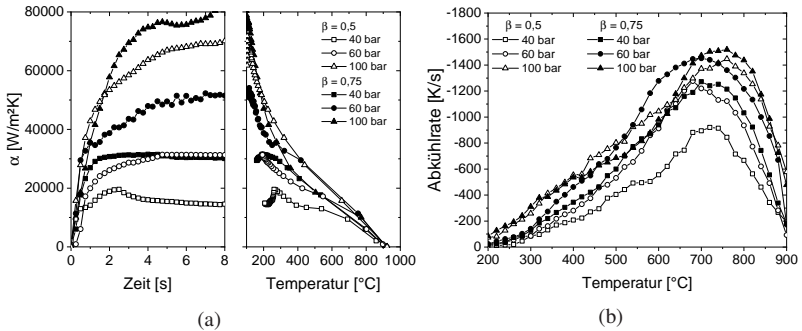


Abbildung 4.6: Aus den Temperaturmessungen berechnete Wärmeübergangskoeffizienten (a) und Abkühlraten an der Oberfläche (b) in Abhängigkeit der Prozessparameter.

führt ein höheres Druckniveau zu einem rascheren Anstieg. Die im Vergleich zu konventionellen Abschreckprozessen sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten führen zu maximalen Abschreckgeschwindigkeiten zwischen -800 K/s und -1500 K/s , welche sich bis zu einer Oberflächentemperaturen von 700 °C aufbauen (vgl. Abbildung 4.6b). Ein höheres Druckniveau \bar{p} führt hierbei zu einem beschleunigten Aufbau der maximalen Abschreckraten. Die Abhängigkeit des sich einstellenden konstanten Wärmeübergangskoeffizienten von den eingestellten Prozessparametern wird über Abbildung 4.7 verdeutlicht. Hierbei ist der Wärmeübergangskoeffizient über dem Volumenstrom \dot{V} bei den beiden Druckverhältnissen (Abbildung 4.7a) sowie das sich einstellende Druckniveau \bar{p} (Abbildung 4.7b) aufgetragen. Die hier dargestellte Standardabweichung ergibt sich aus der Berücksichtigung des Messbereichs der Thermolemente in der FD-Berechnung und der Mittelung von drei durchgeführten Abschreckversuchen. Es zeigt sich, dass durch eine Erhöhung des Druckverhältnisses β der Wärmeübergangskoeffizient erhöht werden kann. Bei gleichbleibender Drosselseinstellung ist eine lineare Abhängigkeit vom gemessenen Volumenstrom \dot{V} ersichtlich. Bei der Auftragung über dem gemittelten Druckniveau \bar{p} zeigt sich ebenfalls eine lineare Zunahme mit steigendem Druck.

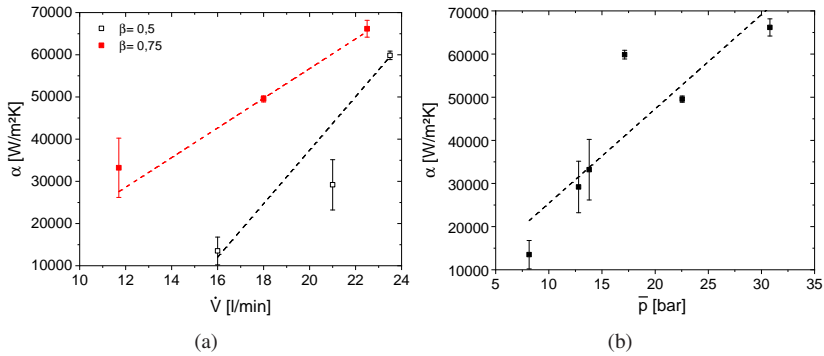


Abbildung 4.7: Berechneter Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit der Durchflussrate \dot{V} (a) und des Druckniveaus \bar{p} (b) nach [122].

4.2 Machbarkeitsstudie zur Härtung von Innenbohrungen an Demonstratoren aus 42CrMo4

Das implementierte Regelsystem bestehend aus Induktionsspule, Luftkühlssystem und Proportionalventil erlaubt eine flexible Prozessführung während des Abschreckprozesses. Die Abschreckwirkung an der Innenbohrung kann über die eingestellten Prozessparameter und die Durchflussmenge, welche über das Proportionalventil eingestellt werden kann, beeinflusst werden. Des Weiteren kann über den Induktor in der Mantelfläche Wärme eingebracht werden, um der Abschreckung entgegenzuwirken. Eine weitere Möglichkeit zur Beeinflussung der Manteltemperatur besteht darin, dass über das Luftkühlssystem die äußere Abkühlung beschleunigt werden kann. Demnach lässt sich die Wärmebehandlung zur Härtung der Innenbohrung an den Demonstratoren in drei Regelungsstrategien einteilen. Eine mögliche Herangehensweise besteht darin,

dass nach homogener Austenitisierung eine unregelmäßige (gesteuerte) Abschreckung bei vollständig geöffnetem Proportionalventil und fehlendem Wärmeeintrag stattfinden kann (Variante 1). Diese erste Variante erlaubt die größte Abschreckwirkung der Demonstratoren.

Eine zweite Möglichkeit ist es, die Mantelfläche über eine induktive Nachheizung geregelt nachzutemperieren, um die Abkühlung der äußeren Bereiche zu verlangsamen (Variante 2). Die dritte und letzte Variante sieht vor, einen vollständig geregelten Abschreckprozess über die Regelung der Wasserdurchflussmenge mittels des Proportionalventils und der lokalen Temperaturmessung an der Innenbohrung zu erzielen (Variante 3).

Wärmebehandlungsstrategien

Im Rahmen der vorgestellten Untersuchungen wurden Demonstratoren aus 42CrMo4 mit einer Aufheizrate von 6 K/s auf 850 °C erhitzt und dort für 60 s austenitisiert. Über die langsamen Aufheizbedingungen konnte eine nahezu homogene Temperaturverteilung mit maximalen Temperaturabweichungen von 50 K erzielt werden. Die maximalen Temperaturdifferenzen wurden hierbei am unteren Ende unmittelbar an der Stirnfläche der Proben infolge der Wärmeabfuhr über den Probehälter ermittelt. Die Wasserhydraulikpumpe wurde auf 60 bar eingestellt und das Drosselventil soweit geöffnet, dass sich ein Druckverhältnis von $\beta = 0,5$ ausbildete. Im Anschluss wurden drei Wärmebehandlungsstrategien auf Basis der möglichen Prozessregelungen experimentell an der Internal Quenching Anlage umgesetzt und die erzeugten Randschichtzustände im Anschluss metallografisch untersucht. Ziel hierbei war die Erzeugung einer rissfreien martensitisch gehärteten Randschicht. Zu diesem Zweck wurde einerseits eine unregelmäßige Prozessführung, bei der die Innenbohrung über einen kontinuierlichen Wasserfluss durch die Probe mit sehr hohen Abkühlgeschwindigkeiten abgeschreckt wurde, untersucht (Variante 1). Andererseits wurde eine während der Innenbohrungsabschreckung gleichzeitig über induktives Nachheizen stattfindende geregelte Mantelabkühlung experimentell umgesetzt (Variante 2). Hierbei wurde eine Abkühlrate am Mantel von -5 K/s

gewählt. Ein vollständig geregelter Abschreckprozess konnte über die gleichzeitige Regelung der Innenbohrungstemperatur über das Proportionalventil und der Manteltemperatur über die externe Luftkühlung und Induktionsspule erreicht werden (Variante 3). Die Innenbohrung und die Mantelfläche wurden hier mit einer Abkühlgeschwindigkeit von -60 K/s bzw. -30 K/s auf die Abschrecktemperaturen 200 °C bzw. 550 °C rasch abgeschreckt. Im Anschluss daran wurde der Mantel geregelt mit $-2,3\text{ K/s}$ bis zum Erreichen der Martensitstarttemperatur abgekühlt, während die Innenbohrung in dieser Zeit geregelt auf 100 °C abgekühlt wurde. Die abschließende Abschreckung auf Raumtemperatur erfolgte über einen unregulierten Abschreckprozess. Die experimentell umgesetzten Wärmebehandlungsstrategien sind im ZTU-Diagramm von 42CrMo4 in Abbildung 4.8 dargestellt. Es zeigt sich, dass je nach Wahl der

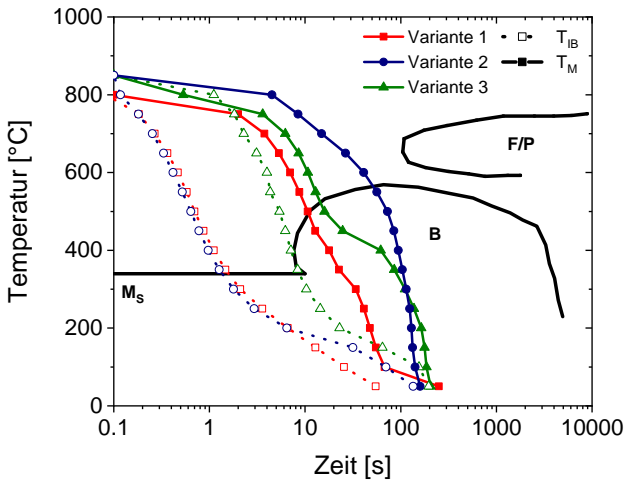


Abbildung 4.8: Experimentell ermittelte Abkühlkurven der Innenbohrung bei $0,5\text{ mm}$ Innenbohrungsabstand (T_{IB}) und des Mantels (T_M) bei den drei durchgeführten Abkühlstrategien nach [122].

Prozessstrategie flexibel unterschiedliche Abkühlstrategien mittels der Internal Quenching Anlage realisiert werden können. Im Falle einer unregulierten

Prozessführung mit maximaler Abschreckwirkung erreicht die Manteltemperatur innerhalb von 30 s die Martensitstarttemperatur, was einer Abschreckrate von $-17,3 \text{ K/s}$ entspricht. Ein geregeltes induktives Nachheizen der Manteloberfläche mit -3 K/s führt bis zum Erreichen von M_S zu keiner merklichen Änderung der Abschreckung im Inneren. Erst ab einer Abkühldauer von 10 s führt die von außen eingebrachte Wärme zu einer verlangsamten Abschreckrate im Inneren. So wird die mittlere Abschreckdauer ab 200 °C von -3 K/s auf $-0,9 \text{ K/s}$ reduziert. Die Abkühlkurve des inneren Thermoelements des vollständig geregelten Härteprozesses zeigt eine verlangsamte Abkühlung infolge der Regelung der Durchflussmenge an Wasser. Trotz des geringeren Wärmezugs im Inneren wird über die äußere Luftkühlung anfänglich eine ähnliche Abkühlrate am Mantel wie bei der Variante 1 erreicht. Hierdurch wird zügig der Bildungsbereich der bainitischen Phase erreicht, ehe im Anschluss die Abkühlung über induktives Nachheizen stark verlangsamt wird. Dies führt dazu, dass die Zeitspanne für eine Bainitbildung sowie die radialen Temperaturgradienten im Vergleich zur Variante 2 deutlich vergrößert werden.

Resultierende Mikrostruktur und Härte

Die lichtmikroskopischen Aufnahmen der Mikrostruktur im Querschliff in Abbildung 4.9 zeigen für Variante 1 sowohl an der Innenbohrung (links) als auch im Mantelbereich (rechts) ein vollständig martensitisches Gefüge. Die stärkere Anätzung der bohrungsnahen Bereiche weist auf Selbstanlasseffekte hin, welche in Folge der mildereren Abschreckwirkung nach Erreichen der Martensitstarttemperatur auftreten können. Des Weiteren ist ersichtlich, dass die Durchhärtung des Demonstrators zu unerwünschten Härterissen an der Innenbohrung führt.

Abbildung 4.10 zeigt das Gefüge nach einer Abschreckung bei gleichzeitiger äußerer Wärmezufuhr. Eine Durchhärtung bei kontrollierter Abschreckung an der Innenbohrung wird durch eine verlangsamte Mantelabkühlung über induktives Nachheizen verhindert. Dabei bildet sich ein bainitisch-martensitisches Mischgefüge über weite Bereiche der Probe aus, bei dem der Bainitgehalt

mit steigendem Innenbohrungsabstand zunimmt. Eine computergestützte Flächenanalyse zur Phasenanteilbestimmung ergab hierbei einen Bainitgehalt von 52 % im Mantel. Trotz der geringeren Einhärtetiefe weisen die Proben nach einer geregelten Mantelabschreckung immer noch Risse an der Innenbohrung auf. Eine rissfreie martensitische Innenbohrung konnte nach einer geregelten Abkühlung der Innenbohrung erzielt werden (Variante 3). Die hierbei entstehende Mikrostruktur in Abbildung 4.11 zeigt infolge einer verlangsamtten Abschreckwirkung eine angelassene martensitische Mikrostruktur an der Innenbohrung, die in eine bainitisch-martensitische Mikrostruktur übergeht. Die Mantelbereiche zeigen hierbei eine nahezu vollständige bainitische Mikrostruktur. Die ermittelten Härteverteilungen in Abbildung 4.12 bestätigen die

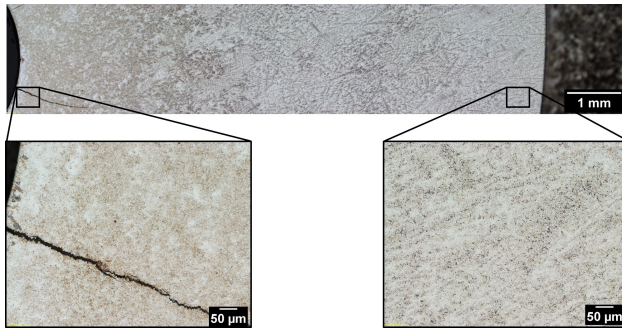


Abbildung 4.9: Resultierende Mikrostruktur im Querschliff der Demonstratorproben nach einer unregulierten Abschreckung (Variante 1).

gezeigten Gefügeausbildungen nach den jeweiligen Wärmebehandlungsrouten. Die gemessene Härte bei einer unregulierten Abschreckung (Variante 1) liegt über der gesamten Wandstärke zwischen 600 HV und 700 HV. Im Zuge der Regelungsvarianten kommt es infolge der Bainitbildung in den Mantelbereichen zu einem Härteabfall auf 400 HV und hohen Standardabweichungen der gemittelten Härtewerte im Bereich des Mischgefüges. Die aus den Schliffbildern abgeleiteten Anlassvorgänge an der Innenbohrung führen zu keiner

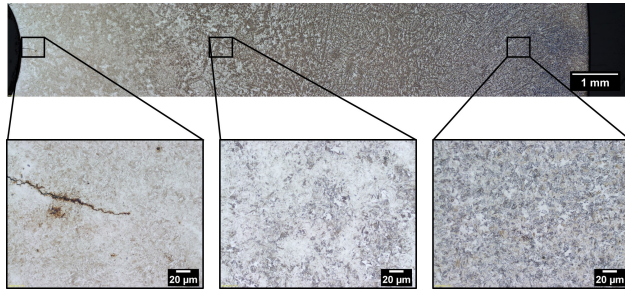


Abbildung 4.10: Resultierende Mikrostruktur im Querschliff nach einer unregelmäßigen Innen- und geregelten Mantelabschreckung (Variante 2).

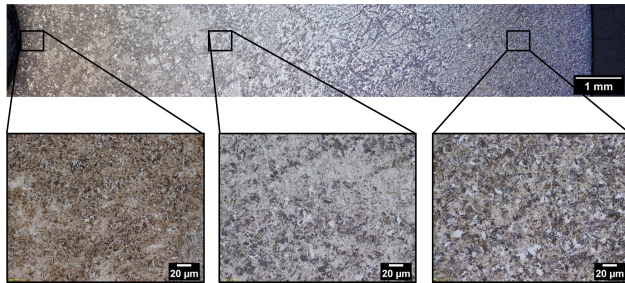


Abbildung 4.11: Resultierende Mikrostruktur im Querschliff nach einer vollständig geregelten Abschreckung (Variante 3).

merklichen Reduktion der Härte. So werden bei beiden Abschreckvarianten Härten von 650 HV an der Innenbohrung erreicht. Die Einhärtungstiefen ergeben sich nach [23] zu 4 mm im Falle der unregelmäßigen Innenbohrungsabschreckung mit induktivem Nachheizen (Variante 2) und 8 mm bei einer vollständig geregelten Prozessführung (Variante 3). Demzufolge ist die Einhärtetiefe allein keine Größe zur Beurteilung der Härterissanfälligkeit der wärmebehandelten Zustände. So sind der sich im Mantelbereich einstellende Bainitgehalt und die radialen Temperaturgradienten entscheidende Größen in der Beurteilung von Härterissentstehungen. Eine rissfreie Innenbohrung kann über die Einstellung

eines nahezu vollständigen bainitischen Gefüges im Mantelbereich und der Reduzierung der Temperaturdifferenz zwischen Innenbohrung und Mantel trotz einer hohen Einhärtetiefe erzielt werden (vgl. Variante 3).

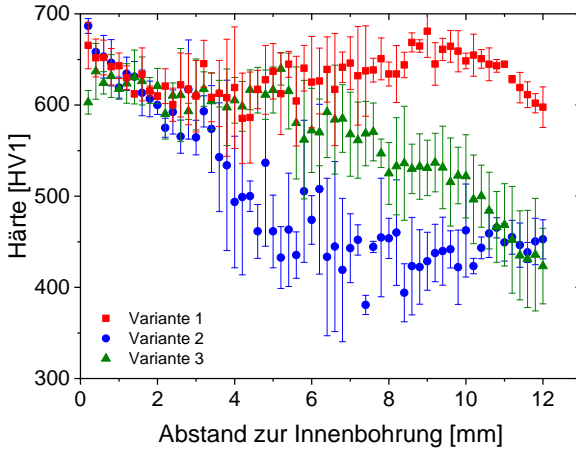


Abbildung 4.12: Resultierende Härteverteilung im Querschliff nach Durchführung der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategien nach [122].

Regelung der Innenbohrungstemperatur

Da insbesondere die Innenbohrungstemperatur T_{IB} einen signifikanten Einfluss auf den finalen Bauteilzustand hat, muss bei der experimentellen Umsetzung eine reproduzierbare und präzise Temperaturführung gewährleistet sein. Bei der experimentellen Bestimmung der Parameter des PID-Reglers zur Wasserdurchflussregelung zeigten sich trotz identischer Reglersätze unterschiedliche Abkühlkurven an der Innenbohrung. Abbildung 4.13a zeigt die Temperaturentwicklung an der Innenbohrung von vier Proben mit identischen Reglereinstellungen zur Variante 3. Die Temperaturvorgabe wird bei allen gezeigten Verläufen zufriedenstellend erreicht, wobei es bei den Proben 1 und 4 zu markante Temperaturschwankungen mit kurzzeitigen Wiedererwärmungen der Innenbohrung kommt. Diese Erwärmungseffekte an der Innenbohrung führen zu

Anlassvorgängen, sodass wie in Abbildung 4.13b ersichtlich, die Härte unmittelbar an der Innenbohrung niedriger ist als im ideal geregelten Zustand. So

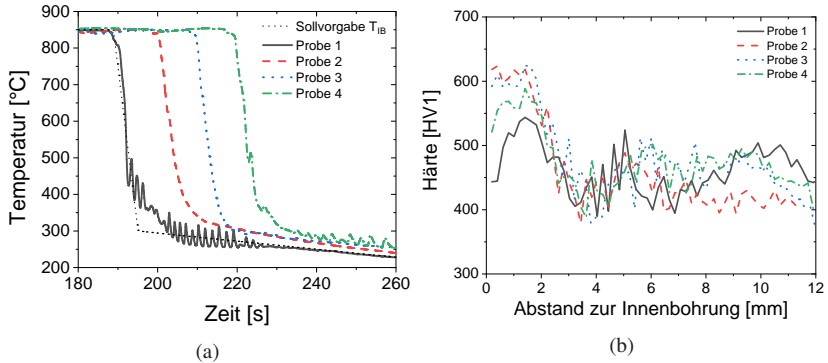


Abbildung 4.13: Abkühlkurven bei einer geregelten Innenbohrungsabschreckung mehrerer Proben (a) (Kurven wurden zur Darstellung manuell horizontal verschoben) und die daraus resultierenden Härteverteilungen (b).

beträgt die Härteabnahme infolge der gezeigten regelungstechnisch bedingten Anlassvorgängen an der Innenbohrung bei Probe 1 150 HV und bei Probe 4 80 HV. Eine mögliche Ursache für die starken Temperaturschwankungen trotz gleicher Prozessbedingungen können eventuelle fertigungsbedingte Schwankungen der Thermoelementbohrungsposition sowie die exakte örtliche Lage des Thermoelements sein. So konnte simulativ abgeschätzt werden, dass eine um $100\ \mu\text{m}$ versetzte Thermoelementposition zu einer Temperaturdifferenz im Messbereich von $20\ ^\circ\text{C}$ führt und in Anbetracht der hohen Temperaturgradienten maßgeblich die gemessenen Abschreckraten beeinflusst. Zur Vermeidung der unerwünschten Anlasseffekte und zur prozesssicheren Einstellung der Bauteilzustände wurden daher die Stellgrade bei optimal geregelten Versuchen ausgelesen und in die Steuerungssoftware als Vorgaben implementiert, sodass eine reproduzierbare Innenabschreckung gewährleistet werden konnte.

Untersuchungen zur Härterisneigung

Neben den zuvor gezeigten Wärmebehandlungsstrategien wurden zusätzliche Wärmebehandlungsversuche zur Entstehung von möglichen Härterissen in Abhängigkeit der Abkühlbedingungen an der Innenbohrung durchgeführt. Diese sollen später in der FEM-Simulation des Internal Quenching Prozesses abgebildet werden, um somit ein besseres Prozessverständnis im Hinblick auf die Entstehung und die Ursachen der Rissbildung zu gewinnen. Hierzu wurden bei einer kontinuierlichen Mantelabkühlung von 3 K/s unterschiedliche Abschreckraten v_{IB} an der Innenbohrung auf unterschiedliche Abschrecktemperaturen $T_{cool,IB}$ unterhalb der Martensitstarttemperatur untersucht. Als unteres Limit von v_{IB} wurde hierbei die kritische Abschreckgeschwindigkeit $v_{krit.} = -50K/s$ zur Erzeugung einer vollständigen martensitischen Mikrostruktur gesetzt. Die experimentell umgesetzten Abschreckparameter sind in Tabelle 4.2 aufgeführt und der sich daraus ergebende Temperaturbereich in Abbildung 4.14 grafisch dargestellt. Die aufgelisteten Parameter ergaben sich aus den

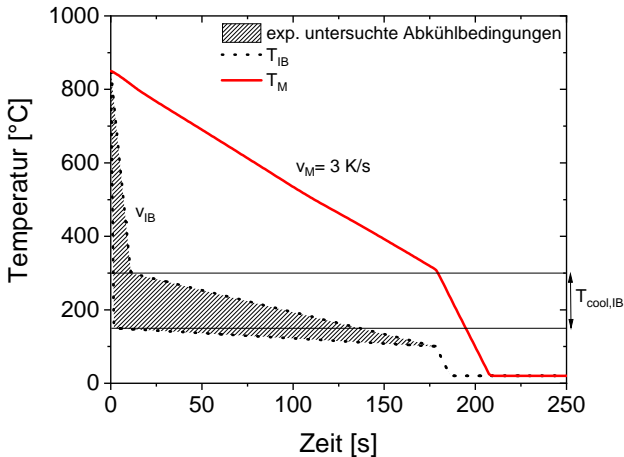


Abbildung 4.14: Untersuchte Abkühlbedingungen an der Innenbohrung zur Untersuchung von Härterissen.

Tabelle 4.2: Übersicht der Variation der Abschreckparameter v_{IB} und $T_{cool,IB}$ zur Untersuchung der Härterissbildung bei einer geregelten Mantelabkühlung von 3 K/s.

Zustand	$T_{cool,IB}$ [°C]	v_{IB} [K/s]	Härteriss an der Innenbohrung
1	150	50	nein
2	150	100	nein
3	250	50	nein
4	250	200	ja
5	275	200	ja
6	275	300	ja
7	275	550	ja
8	300	50	nein
9	300	100	nein
10	300	150	ja
11	300	200	ja
12	300	400	ja

maximal erreichbaren Abschrecktemperaturen bei einer gegebenen Abkühlgeschwindigkeit v_{IB} . Zur Detektion von Härterissen wurden die Proben im Anschluss zweimal quer getrennt. Die resultierenden Schnittflächen wurden im Anschluss präpariert und lichtmikroskopisch auf Risse untersucht. Proben wurden als rissfrei deklariert, wenn auf allen vier Schnittflächen keine Risse detektiert werden konnten. Die Untersuchungen der resultierenden Proben ergab, dass rissfreie Proben für $T_{cool,IB} > 150$ °C bei Abschreckraten kleiner –150 K/s erzielt werden können. Erfolgte die Abschreckung mit mindestens –150 K/s oder wurde eine Abschrecktemperatur kleiner 150 °C eingestellt, so wurden Härterisse festgestellt. Insgesamt zeigt sich also, dass mit größerem Wärmeentzug infolge geringer Abschrecktemperaturen oder hoher Abschreckraten die Härterissneigung erhöht wird.

5 Experimentelle Bestimmung von Parametern für die Materialmodellierung

5.1 Untersuchungen an 42CrMo4

5.1.1 Spannungsfreie bainitische Phasenumwandlung

Experimentelle Ergebnisse

In Abbildung 5.1 sind die resultierenden thermischen und umwandlungsbedingten Dehnungen der durchgeführten isothermen Bainitbildungsversuche abgebildet. Nach Abkühlung auf die jeweilige isotherme Haltetemperatur und die damit einhergehende thermische Kontraktion kommt es zu einer Dehnungszunahme durch die Umwandlung von Austenit zu Bainit. Es wird ersichtlich, dass die Dehnungszunahme auf den jeweiligen Isothermen mit steigender Bildungstemperatur abnimmt. Aufgrund des kleineren Ausdehnungskoeffizienten der sich bildenden bainitischen Phase kommt es bei geringeren Bildungstemperaturen zu ausgeprägteren Umwandlungsdehnungen. Betrachtet man die Dehnungsbeträge nach den abgeschlossenen Umwandlungen bei Temperaturen unterhalb 350 °C zeigt sich ein bleibender Dehnungsunterschied, wobei die resultierende Dehnung mit sinkender Bildungstemperatur zunimmt. Es zeigt

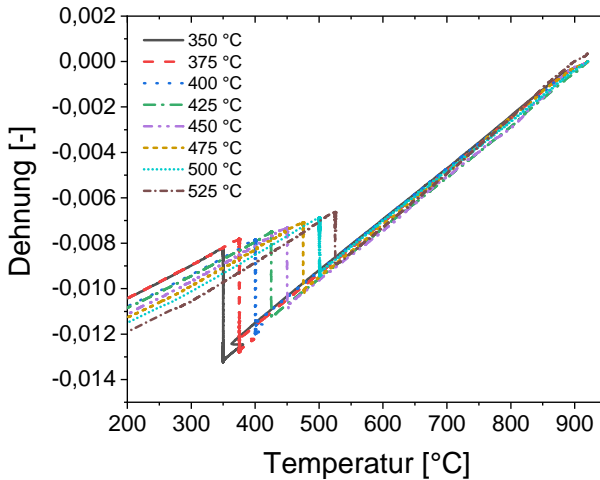
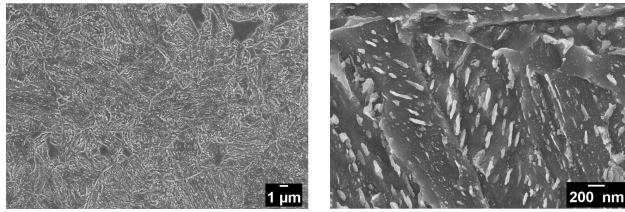
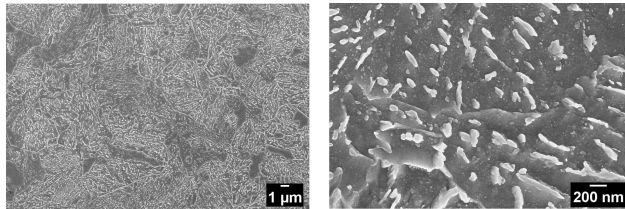


Abbildung 5.1: Dehnungsentwicklung während der Bainitumwandlung bei isothermen Temperaturen zwischen 350 °C und 525 °C und anschließender Abkühlung.

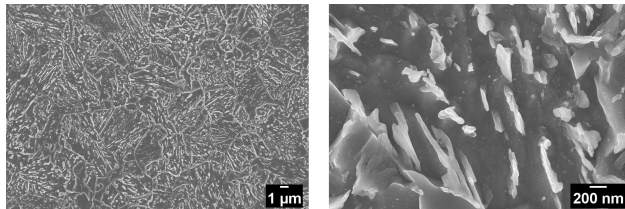
sich also, dass die Umwandlung bei niedrigen Temperaturen in größeren Volumensprüngen resultiert. Mit steigender Temperatur und Diffusivität des Kohlenstoffs kommt es zu weniger stark verzerrten bainitischen Subeinheiten, die in einem geringeren Volumensprung resultieren. Dieser Effekt lässt sich auch anhand der in Abbildung 5.2 gezeigten REM-Aufnahmen der resultierenden bainitischen Mikrostruktur nach einer Umwandlung bei den Bildungstemperaturen 350 °C, 400 °C und 450 °C erkennen. Aus Abbildung 5.2 wird ersichtlich, dass nach einer Bainitumwandlung bei 350 °C fein verteilte Karbidausscheidungen innerhalb der entstandenen plattenförmigen ferritischen Phasen vorliegen. Mit zunehmender Bildungstemperatur zeigt sich eine Vergrößerung der Karbide sowie der bainitischen Platten-/Kornstruktur infolge des zunehmenden diffusionskontrollierten Umwandlungscharakters. So zeigen sich bei 450 °C grobe Karbidausscheidungen entlang sowie innerhalb der Bainitnadeln. Zur simulativen Berücksichtigung wurde die resultierende Umwandlungsdeh-



(a) 350 °C



(b) 400 °C



(c) 450 °C

Abbildung 5.2: REM Aufnahmen der bainitischen Mikrostruktur nach isothermer Bainitbildung bei 350 °C, 400 °C und 450 °C.

nung der bainitischen Phasen $\Delta\varepsilon_B^{\text{tr}}$ bei einer Referenztemperatur von $T = 25^\circ\text{C}$ bestimmt und in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperatur aufgetragen. Die Bestimmung von $\Delta\varepsilon_B^{\text{tr}}$ erfolgte über die Berechnung der Differenz aus der resultierenden Dehnung nach einer vollständigen bainitischen Umwandlung mit der über Extrapolation des Dehnungsbereichs des austenitischen Zustands erhaltenen Dehnung bei Raumtemperatur. Aus Abbildung 5.3 wird ersichtlich, dass sich die Abhängigkeit von $\Delta\varepsilon_B^{\text{tr}}$ mittels eines Polynoms zweiten Grades abbilden lässt. Die bainitische Umwandlungsdehnung ergibt sich somit in Abhängigkeit der Bildungstemperatur $T_{B,\text{iso}}$ zu

$$\Delta\varepsilon_B^{\text{tr}} = 0,028 - 7,65 \cdot 10^{-5} \frac{1}{^\circ\text{C}} T_{B,\text{iso}} + 6,68 \cdot 10^{-8} \frac{1}{^\circ\text{C}^2} T_{B,\text{iso}}^2. \quad (5.1)$$

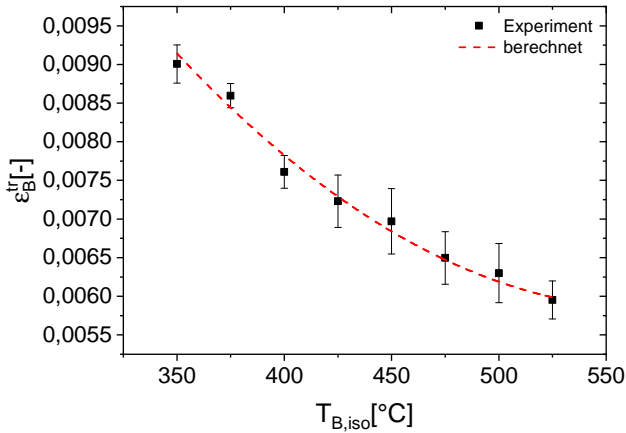


Abbildung 5.3: Ermittelte bainitische Umwandlungsdehnung bei $T = 25^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperatur $T_{B,\text{iso}}$.

Über die zeitliche Betrachtung der Dehnungsentwicklung ab dem Erreichen der isothermen Umwandlungstemperatur zum Zeitpunkt t_0 kann der entstehende Volumentanteil des Bainits ermittelt werden. Aus dieser Betrachtung lässt sich bei vollständiger Phasenumwandlung der Phasengehalt in Abhängigkeit der Zeit über

$$p_B = \frac{\varepsilon(t) - \varepsilon_{t_0}}{\varepsilon_{\max}} \quad (5.2)$$

berechnen. Hierbei entsprechen ε_{t_0} und ε_{\max} dem Dehnungsbetrag bei Erreichen der Haltetemperatur beziehungsweise der sich bei gleicher Temperatur einstellenden Dehnung nach vollständiger Umwandlung. Die hieraus berechnete Kinetik der Bainitumwandlung in Abbildung 5.4 zeigt eine erhöhte Umwandlungsgeschwindigkeit mit zunehmender Bildungstemperatur, wobei sich ab $T_{B,iso} = 475^\circ\text{C}$ die Wachstumsrate mit weiter zunehmender Temperatur kaum ändert.

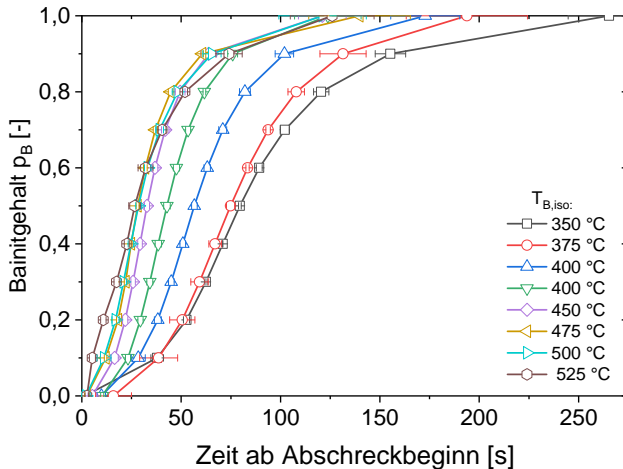


Abbildung 5.4: Experimentell bestimmte Bainitkinetik in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperaturen zwischen 350°C und 525°C nach [140].

Modellierung

Zur Modellierung der isothermen Bainitumwandlungen wird das Modell nach Van Bohemen (Gl. 2.16) verwendet, da sich im Vergleich zum JMAK- und Austin-Rickett-Modell die höchste Anpassungsgüte erreichen lässt. Aufgrund der konstanten Austenitisierungsbedingungen wird hierbei der autokatalytische Kinetikparameter λ als Konstante betrachtet und über den Mittelwert aus den einzelnen Anpassungen des experimentell ermittelten Umwandlungsverhaltens bestimmt. Hieraus ergibt sich $\lambda = 12,34$. Die unter Verwendung des konstanten Autokatalysefaktors bestimmten Werte des Wachstumsparameters κ sind in Abbildung 5.5a in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperatur dargestellt.

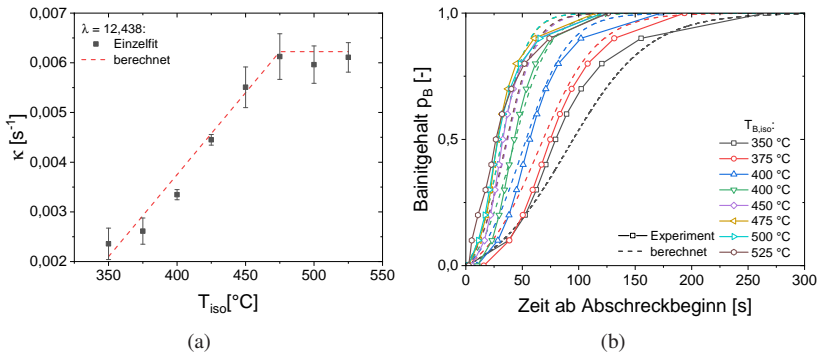


Abbildung 5.5: Angepasster Kinetikparameter κ für die bainitische Phasenumwandlung bei 42CrMo4 in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperatur $T_{\text{B,iso}}$ (a) und Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten Bainitkinetik (b) nach [140].

Es zeigt sich eine nahezu lineare Zunahme von κ bis 475 °C, bevor es zu einem konstanten Verlauf kommt, was auf eine sich sättigende Wachstumsgeschwindigkeit hindeutet. Dieser Effekt beruht auf der gegenseitigen Behinderung einzelner Bainitbereiche, die mit zunehmender Wachstumsgeschwindigkeit stärker zum Tragen kommt. Aus der in Abbildung 5.5a dargestellten Regressionsgerade ergibt sich zur Berechnung von κ folgende mathematische Beschreibung.

$$\kappa = \begin{cases} -0,00945 \frac{1}{s} + 3,3 \cdot 10^{-5} \frac{1}{s^{\circ}\text{C}} \cdot T_{\text{B,iso}}; & T_{\text{B,iso}} < 475^{\circ}\text{C} \\ 0,00622 \frac{1}{s}; & 475^{\circ}\text{C} \leq T_{\text{B,iso}} \leq 525^{\circ}\text{C} \end{cases} \quad (5.3)$$

Die Gegenüberstellung der experimentell ermittelten und berechneten Bainitumwandlungskinetik in Abbildung 5.5b zeigt, dass das aufgestellte Modell die temperaturabhängige Umwandlungskinetik sehr gut abbildet.

5.1.2 Spannungsbehaftete bainitische Phasenumwandlung

Experimentelle Ergebnisse zur Bainitumwandlung unter konstanter Last

Abbildung 5.6a-f zeigt die Dehnungsentwicklung infolge einer druckspannungs- und zugspannungsbehafteten isothermen Bainitumwandlung bei den Temperaturen 375 °C, 400 °C und 450 °C. Ab dem Erreichen der isothermen Bildungstemperatur setzt sich der dargestellte Verlauf aus der umwandlungsbedingten Dehnung ε_{tr} , der elastischen Dehnung ε_{el} , der umwandlungsplastischen Dehnung ε_{tp} und einer plastischen Dehnung ε_{pl} bei Spannungen oberhalb der jeweiligen austenitischen Streckgrenzen zusammen. Im Falle einer Druckbelastung zeigt sich eine Abnahme der positiven Dehnungsbildung mit zunehmender

Belastung infolge der einsetzenden Bainitumwandlung. Ab einer Druckspannung von -50 MPa kommt es zu einer negativen Dehnungsbildung infolge der steigenden Umwandlungsplastizität und plastischer Verformungen des Austenits.

Betrachtet man das Spannungs-Dehnungs-Diagramm zum Zeitpunkt der Kraftaufbringung nach Erreichen der Isothermen bei 400 °C vor Beginn der einsetzenden Bainitumwandlung in Abbildung 5.7, so zeigt sich eine Plastifizierung des unterkühlten Austenits infolge der Kraftaufbringung ab Spannungen von ± 150 MPa. Die aus der Betrachtung ermittelte Stauch- und Streckgrenze des unterkühlten Austenits $R_{p0,2}$ ergibt sich zu -180 MPa und 145 MPa. Da die Änderung der austenitischen Streckgrenze $\sigma_{y,A}$ mit der Temperatur nach [104] nur $0,095$ MPaK $^{-1}$ beträgt, wird aufgrund der ermittelten Standardabweichung von ± 10 MPa bei den betrachteten Isothermen $\sigma_{y,A}$ als temperaturunabhängig betrachtet. Aufgrund der im Vergleich zur Stauchgrenze niedrigeren Streckgrenze sind die unter Zugbelastung hervorgerufenen plastischen Verformungen des Austenits größer als unter Druckbelastung. Der sich einstellende höhere plastische Verformungsanteil unter Zugbelastung führt zu betragsmäßig größeren Dehnungsänderungen auf den jeweiligen Isothermen im Vergleich zu den äquivalenten Versuchen unter Druckbelastung. Der Anteil der umwandlungsplastischen Dehnung ϵ_{tp} lässt über die Betrachtung der resultierenden Dehnungen nach Abkühlung auf 50 °C und anschließender Entlastung ermitteln. Unter Berücksichtigung der plastischen Dehnungsanteile ϵ_{pl} infolge hoher aufgeprägter Spannungen ergibt sich ϵ_{tp} für die jeweilige Bildungstemperatur und Belastung zu

$$\epsilon_{tp} = \epsilon_{\sigma=0\text{MPa}} - \epsilon_{\sigma \neq 0\text{MPa}} - \epsilon_{pl}, \quad (5.4)$$

wobei $\epsilon_{\sigma=0\text{MPa}}$ der resultierenden Dehnung bei spannungsfreier Versuchsführung entspricht. Die plastischen Dehnungsanteile für die einzelnen Versuche, bei denen eine Plastifizierung des unterkühlten Austenits infolge der Kraftaufbringung auftritt, sind Tabelle 5.1 zu entnehmen. Die ermittelten umwandlungsplastischen Dehnungsanteile der einzelnen Versuche bei den betrachteten

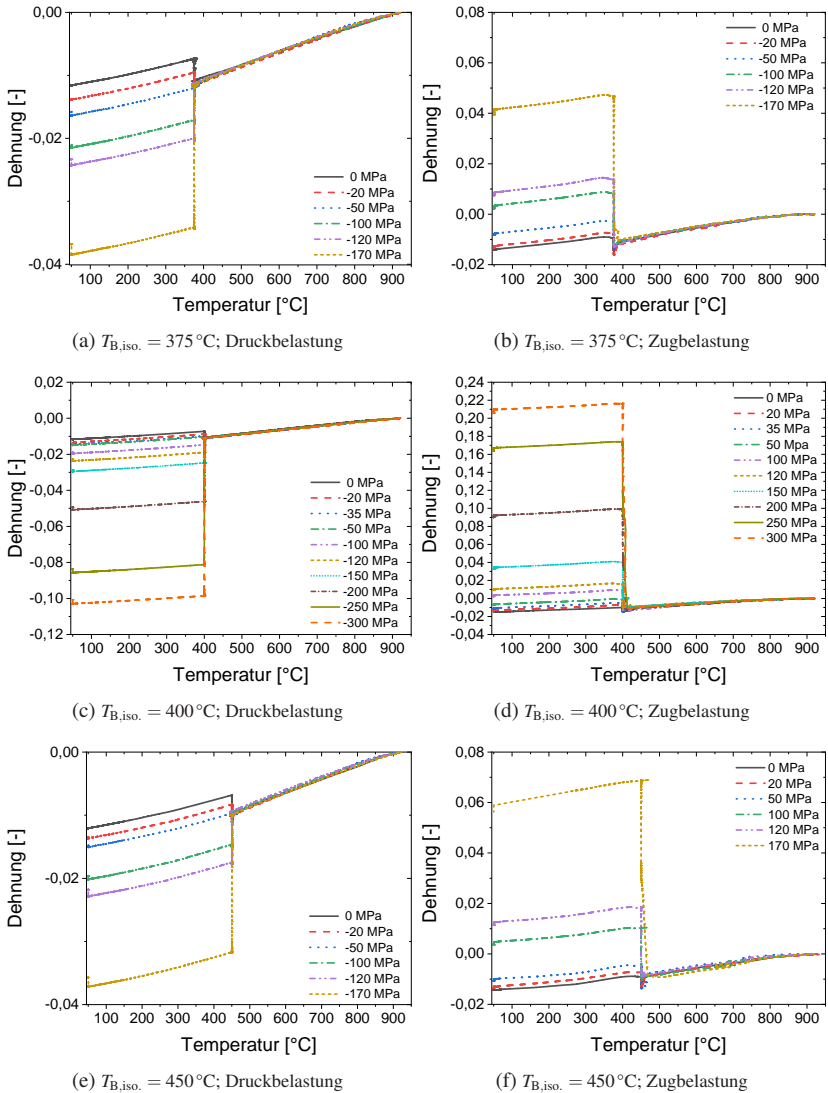


Abbildung 5.6: Dehnungsentwicklung während einer druck-/zugbehafteten Bainitumwandlung bei $T_{B,iso.} = 375\text{ }^{\circ}\text{C}$, $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $450\text{ }^{\circ}\text{C}$ und Spannungen zwischen 0 und $\pm 300\text{ MPa}$.

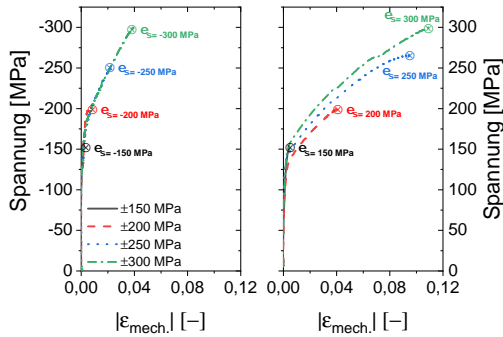


Abbildung 5.7: Spannungs-Dehnungsdiagramm des unterkühlten Austenits während der Kraftaufbringung (links: Druckbelastung; rechts: Zugbelastung) vor der einsetzenden Bainitumwandlung bei 400 °C.

Tabelle 5.1: Plastische Dehnungsanteile des unterkühlten Austenit für die betrachteten Bainitbildungstemperaturen und den jeweiligen überelastischen Spannungen.

$T_{B,iso}$ [°C]	$ \sigma $ [MPa]	$\epsilon_{pl.}^{Druck}$ [%]	$\epsilon_{pl.}^{Zug}$ [%]
375	170	-0,035	0,56
400	150	-0,066	0,55
	200	-0,34	4,1
	250	-1,9	9,2
	300	-3,8	11,1
450	170	-0,17	3,3

Bildungstemperaturen und Belastungen unterhalb der Stauch- bzw. Streckgrenze sind in Abbildung 5.8 in Abhängigkeit der aufgetragenen Druck- (a) und Zugspannungen (b) dargestellt. Es zeigt sich, dass der umwandlungsplastische Anteil unabhängig von der isothermen Bildungstemperatur ist und die

Tabelle 5.2: Berechnete Werte für die Umwandlungsplastizitätskonstante K_B bei der druck- und zugspannungsbehafteten Bainitumwandlung.

$T_{B,iso} [^{\circ}C]$	Belastung	$K = 2 \frac{\epsilon_{tr}}{ \sigma_{y,A} } [101]$
375	Druck	$9,4 \cdot 10^{-5}$
	Zug	$11,7 \cdot 10^{-5}$
400	Druck	$8,4 \cdot 10^{-5}$
	Zug	$10,4 \cdot 10^{-5}$
450	Druck	$7,8 \cdot 10^{-5}$
	Zug	$9,6 \cdot 10^{-5}$

Umwandlungsplastizitätskonstante K für die Bainitumwandlung als temperaturunabhängige Größe angenommen werden kann, was durch die Ergebnisse aus [85] bestätigt wird. Betrachtet man die Umwandlungsplastizität über dem Verhältnis aus der angelegten Spannung und dem bestimmten konstanten Wert für die Stauch- und Streckgrenze, so zeigt sich eine lineare Zunahme der Umwandlungsplastizität per Regression durch alle Punkte bis zu einem Verhältnis von 0,6 bei Druckbelastung und 0,5 bei Zugbelastung, was mit den Befunden aus [33, 85, 101] übereinstimmt. Die ermittelte Umwandlungsplastizitätskonstante K bei Druckbelastung ist geringer als unter Zugbelastung, was auf die unter Zugbelastung geringere Fließgrenze zurückzuführen ist und somit nach Gl. 2.28 zu einer Erhöhung von K führt. Unter Verwendung von Gl. 2.28 mit $C = 2$ [101], der experimentell ermittelten Umwandlungsdehnungen ϵ_{tr} aus Abbildung 5.3 und den bestimmten temperaturunabhängigen Stauch- und Streckgrenzen des unterkühlten Austenits lässt sich die Umwandlungsplastizitätskonstante K rechnerisch bestimmen. Die errechneten Werte für die Bildungstemperaturen $T_{B,iso}$ sind in Tabelle 5.2 aufgeführt und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten von $K_B = 8,97 \cdot 10^{-5}$ unter Druckbelastung und $K_B = 10,3 \cdot 10^{-5}$ unter Zugbelastung.

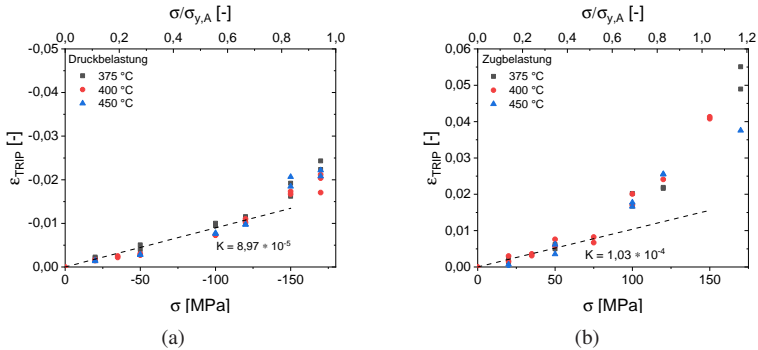


Abbildung 5.8: Experimentell ermittelte umwandlungsplastische Dehnungen ϵ_{ip} bei der isothermen Bainitumwandlung in Abhängigkeit der Bildungstemperaturen 375 °C, 400 °C und 450 °C bei Druck- (a) und Zugspannungen (b) von bis zu ± 170 MPa.

Eine gesamtheitliche Darstellung aller ermittelten umwandlungsplastischen Dehnungen bei aufgebrachtten Spannungen von bis zu ± 300 MPa ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die in Abbildung 5.8 dargestellte Ausbildung einer Bilinearität der Umwandlungsplastizität bei der Betrachtung überelastischer Belastungen in eine lineare Zunahme mit einer deutlich größeren Steigung übergeht. Des Weiteren zeigt sich, dass sich die einstellenden Beträge der umwandlungsplastischen Dehnungen unter Zugbelastung im Vergleich zu den Werten unter Druckbelastung deutlich stärker ausbilden und ab 200 MPa doppelt so groß sind.

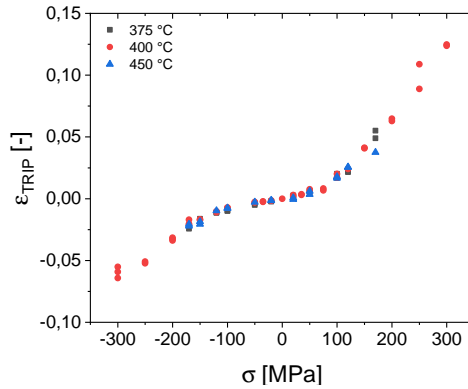


Abbildung 5.9: Gesamtheitliche Darstellung der ermittelten umwandlungsplastischen Dehnungen ε_{TP} bei der isothermen Bainitumwandlung in Abhängigkeit der angelegten Druck- (a) und Zugspannung (b) bei den Bildungstemperaturen 375 °C, 400 °C und 450 °C.

Die Bewertung des Einflusses der beaufschlagten Spannungen auf die Bainitkinetik kann über die Betrachtung der zeitlichen Dehnungsentwicklung bei einer Abschreckung auf 400 °C mit anschließender Lastaufprägung in Abbildung 5.10 erfolgen. Nach Abkühlung und Lastaufbringung setzt sich die Dehnung aus der umwandlungsbedingten und der umwandlungsplastischen Dehnung zusammen. Sowohl unter Druck- als auch Zugbelastung zeigt sich eine schnellere Dehnungsentwicklung mit zunehmenden Spannungen bis zur Sättigung infolge einer vollständigen Bainitumwandlung.

Aufgrund der Tatsache, dass die umwandlungsplastische Dehnung unter Druckbelastung der umwandlungsbedingten Dehnung entgegenwirkt, kann die spannungsabhängige Bainitkinetik nur direkt aus der Dehnungsentwicklung unter Zugbelastung ermittelt werden. Der hierbei entstehende Bainitvolumenanteil kann über

$$p_{\text{B}} = \frac{\varepsilon(t) - \varepsilon_{\text{TF}=\text{Fmax}}}{\varepsilon_{\text{max}}} \quad (5.5)$$

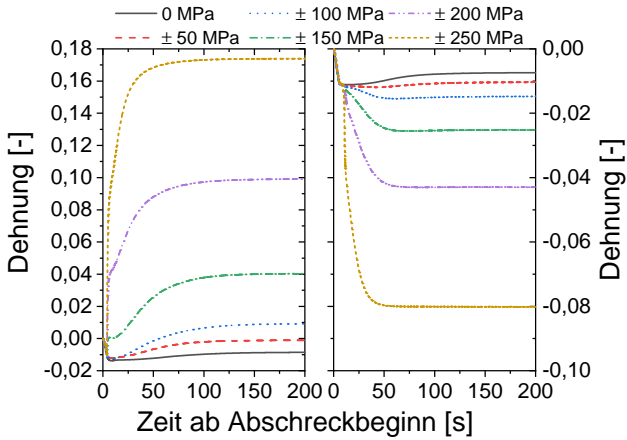


Abbildung 5.10: Zeitliche Dehnungsentwicklung während einer zug-/druckbehafteten Bainitumwandlung bei $T_{B,iso} = 400\text{ °C}$ und Spannungen zwischen 0 und $\pm 250\text{ MPa}$.

berechnet werden, wobei $\epsilon_{t,F=F_{max}}$ dem Dehnungswert nach Erreichen der Isothermen und der Kraftaufbringung vor der einsetzenden Umwandlung entspricht. Das hieraus für die jeweilige Bildungstemperatur ermittelte Umwandlungsverhalten in Abbildung 5.11 zeigt eine stetige Beschleunigung der Umwandlung mit steigender Zugbelastung.

Speziell das Umwandlungsverhalten bei 400 °C bei überelastischen Spannungen zeigt eine sprunghafte Phasenumwandlung. Neben der spannungsbedingten Begünstigung von einzelnen Bainitvarianten während des Wachstums, was zu einer beschleunigten Kinetik führt, kann infolge der hier eingebrachten Plastifizierung des unterkühlten Austenits eine erhöhte Versetzungsdichte einen zusätzlichen Anteil zur Erhöhung der Nukleationsrate beitragen.

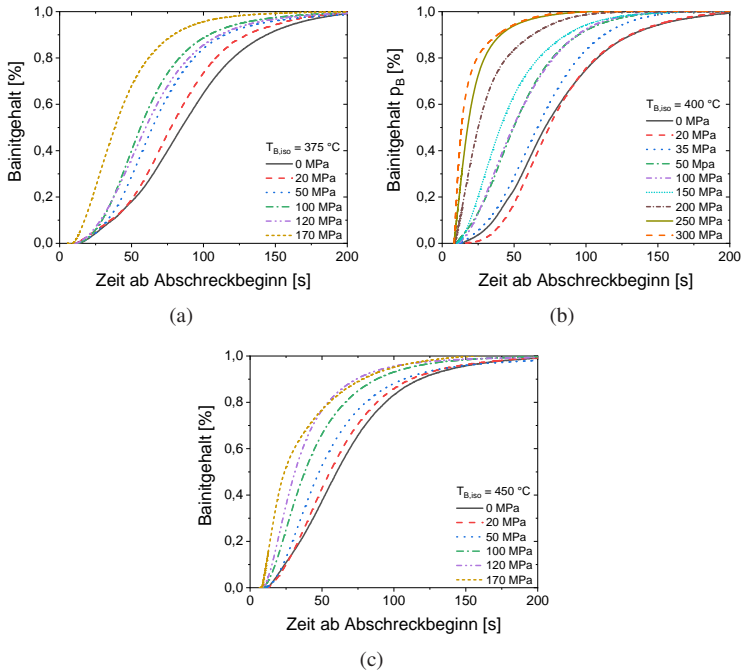


Abbildung 5.11: Experimentell bestimmte Bainitkinetik in Abhängigkeit der angelegten Zugspannung bei den isothermen Bildungstemperaturen 375 °C (a), 400 °C (b) und 450 °C (c).

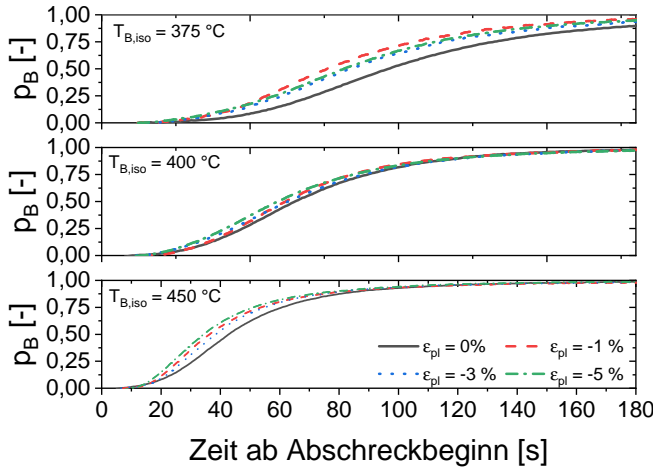
Experimentelle Ergebnisse zum Einfluss einer plastischen Verformung auf die Bainitumwandlung

Hauptuntersuchungsaspekte bei den Versuchen mit einer plastischen Vorverformung des Austenits bei 600 °C und anschließender spannungsfreier isothermer Bainitumwandlung waren zum einen die resultierenden Umwandlungsdehnungen und zum anderen die Kinetik der Bainitumwandlung. Aus der Bestimmung der resultierenden Umwandlungsdehnungen der einzelnen Versuche ergab sich sowohl bei der Plastifizierung des unterkühlten Austenits

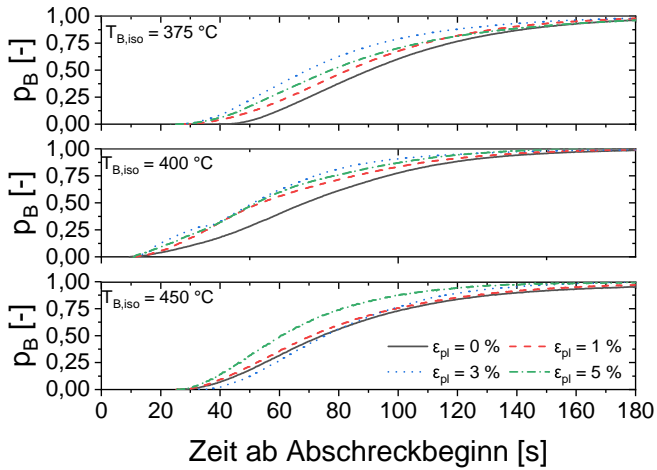
unter Druck- als auch unter Zugbelastung keine Änderung der Umwandlungsdehnung infolge der plastischen Verformung. Die maximale Differenz der Umwandlungsdehnungen ist kleiner 0,001 und somit im Vergleich zur bainitischen Umwandlungsdehnung vernachlässigbar klein, weshalb auf eine modellhafte Berücksichtigung verzichtet wird. Betrachtet man hingegen die aus dem Dehnungssignal ermittelte Bainitkinetik bei den jeweils untersuchten Isothermen und plastischen Vorverformungen in Abbildung 5.12, so zeigt sich insbesondere zu Beginn eine beschleunigte Phasenumwandlung infolge der Plastifizierung. Grund hierfür ist die Steigerung der Versetzungsdichte und somit der Nukleationsstellen. Somit wird die anfängliche Bainitbildung beschleunigt, während die Wachstumsrate im weiteren Verlauf kaum beeinflusst wird. So sind die Verläufe mit plastischer Vorverformung aus Abbildung 5.12 zu kürzeren Zeiten verschoben. Je nach Bildungstemperatur steigt die Nukleationsrate mit steigender Vorplastifizierung, wobei der größte Effekt zwischen den unbelasteten Proben und den Proben mit 1 % plastischer Vorverformung zu sehen ist. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Versuchen mit Vorverformung sind weniger stark ausgeprägt, was auf eine sich sättigende Erhöhung der Nukleationsrate hindeutet.

Modellierung der spannungsbehafteten Bainitumwandlung

Die experimentellen Ergebnisse zur spannungsbehafteten Bainitumwandlung zeigen, dass sowohl der Effekt einer angelegten Spannung als auch eine plastische Vorverformung einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Umwandlungskinetik haben. Beide Effekte können in dem schon bereits verwendeten Modell (Gl. 2.14) zur Beschreibung der spannungsfreien Bainitumwandlung berücksichtigt werden. Zur Berücksichtigung der spannungsbedingten Begünstigung von Orientierungsvarianten wird das Modell um den Term 2.21, welcher in dieser Arbeit als spannungsabhängige Funktion $f(\sigma)$ betrachtet wird, erweitert. Die modellhafte Berücksichtigung des Einflusses einer plastischen Vorverformung auf die Nukleationsdichte kann über die Erweiterung des



(a) Plastifizierung unter Druck



(b) Plastifizierung unter Zug

Abbildung 5.12: Experimentell bestimmte Bainitkinetik in Abhängigkeit der im unterkühlten Austenit eingebrachten plastischen Verformung unter Druck- (a) und Zugbelastung bei den isothermen Bildungstemperaturen 375 °C, 400 °C und 450 °C.

Parameters α_{KM} als Funktion von ε_{pl} erfolgen [85]. Da der Parameter α_{KM} in der vereinfachten Darstellung des Kinetikmodells über den Kinetikparameter κ mit einbezogen wird, kann der Effekt über eine von der plastischen Vorverformung abhängige Beschreibung von κ modelliert werden. Somit kann sowohl der Effekt einer angelegten Spannung, als auch der Einfluss einer plastischen Vorverformung des Austenits in der Beschreibung des Kinetikparameters κ über

$$\kappa(T, \sigma, \varepsilon_{pl}) = \kappa(T) \cdot f(\sigma) \cdot f(\varepsilon_{pl}) \quad (5.6)$$

berücksichtigt werden. Zur Bestimmung des spannungsabhängigen Terms $f(\sigma)$ wurden die in Abbildung 5.11 dargestellten Umwandlungskurven bei Zugbelastung über Gleichung 2.16 mit dem aus den spannungsfreien Versuchen ermittelten Autokatalysefaktor $\lambda = 12,34$ gefittet. Die Anpassung erfolgte hierbei im Bereich der elastischen Spannungen bis 170 MPa, um den zusätzlichen Einfluss einer plastischen Verformung hier nicht mit einzubeziehen, da dieser separat betrachtet wird. Die zur spannungsfreien Kinetik ermittelte relative Änderung von κ ist in Abbildung 5.13 links für die drei betrachteten Bildungstemperaturen dargestellt. Es ergibt sich eine von der Bildungstemperatur unabhängige lineare Zunahme mit steigenden Spannungen, die sich über

$$f(\sigma) = 1 + 0,00539 \frac{1}{\text{MPa}} \cdot \sigma; \quad \sigma < \sigma_{y,A} \quad (5.7)$$

beschreiben lässt.

Als optimale Kinetikparameter haben sich zum Einfluss einer plastischen Vorverformung des Austenits die in Abbildung 5.13 rechts dargestellten Werte ergeben. Hierbei ist kein signifikanter Einfluss von Temperatur und Belastungsrichtung ersichtlich, weshalb bei der Anpassung die Mittelwerte aus den einzelnen Vorverformungsstufen verwendet wurden. Der gezeigte Verlauf mit einem anfänglichen sprunghaften Anstieg und darauffolgender Sättigung der Werte

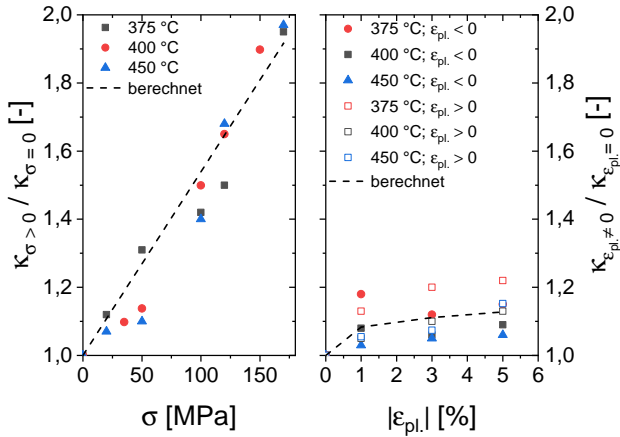


Abbildung 5.13: Ermittelte Werte für den Kinetikparameter κ für das Modell der Bainitumwandlung in Abhängigkeit der aufgeprägten Zugbelastung (links) und eingebrachter plastischer Vorverformung (rechts).

bestätigt die in [85] gezeigten Ergebnisse und kann über eine Potenzfunktion der Form

$$f(\epsilon_{pl}) = 1 + 0,283 \cdot \epsilon_{pl}^{0,27} \quad (5.8)$$

unabhängig von der Bildungstemperatur und der Belastungsrichtung abgebildet werden. Abbildung 5.14 zeigt exemplarisch den Vergleich der experimentell ermittelten und berechneten Bainitumwandlung zum Spannungseinfluss bei 375 °C (Abbildung 5.14a) und der Auswirkung einer plastischen Vorverformung bei 450 °C (Abbildung 5.14b). Insgesamt zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung des jeweiligen Modells mit den experimentellen Daten. Des Weiteren wird ersichtlich, dass der Spannungseinfluss im Vergleich zum Vorverformungseinfluss sich weitaus stärker auf die Bainitkinetik auswirkt, was auch über das Modell abgebildet wird.

Die Verwendung der temperatur-, spannungs- und verformungsabhängigen Beschreibung von κ aus Gl. 5.6 erlaubt eine gesamtheitliche Beschreibung

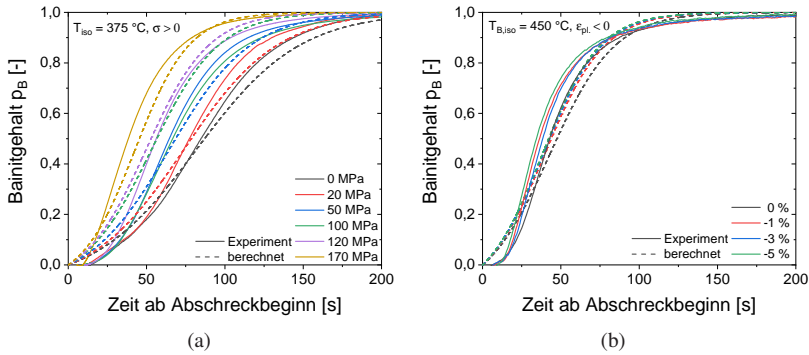


Abbildung 5.14: Vergleich der experimentell ermittelten und berechneten Bainitkinetik zum Spannungseinfluss bei 375 °C (a) und der Auswirkung einer plastischen Vorverformung bei 450 °C (b).

der Bainitumwandlung unter Berücksichtigung der gezeigten relevanten Einflussgrößen. Zur Bewertung des gesamtheitlichen Modells wurde ein Abgleich mit der ermittelten Bainitkinetik aus den Versuchen zur Umwandlungsplastizität bei überelastischen konstanten Spannungen während der Umwandlung bei 400 °C aus Abbildung 5.11b durchgeführt. Der Vergleich in Abbildung 5.15a zeigt hierzu eine gute Übereinstimmung des Gesamtmodells bei einer überlagerten Wirkung des Spannungs- und Vorverformungseinflusses unter Zugbelastung.

Da der Term zur Berücksichtigung der Spannungsabhängigkeit im aufgestellten Kinetikmodell den Versuchen unter Zugbelastung zu Grunde liegt, wurde eine Validierung des Modells für eine Bainitumwandlung unter Druckbelastung vorgenommen. Hierzu wurde die Dehnungsentwicklung während der Versuche zur Umwandlungsplastizität unter Druckspannung modellhaft über Gl. 2.23 abgebildet. Dabei wurde die ermittelte Umwandlungsplastizitätskonstante über das Modell von [101] rechnerisch berücksichtigt und die Änderung der thermischen und mechanischen sowie der umwandlungsbedingten

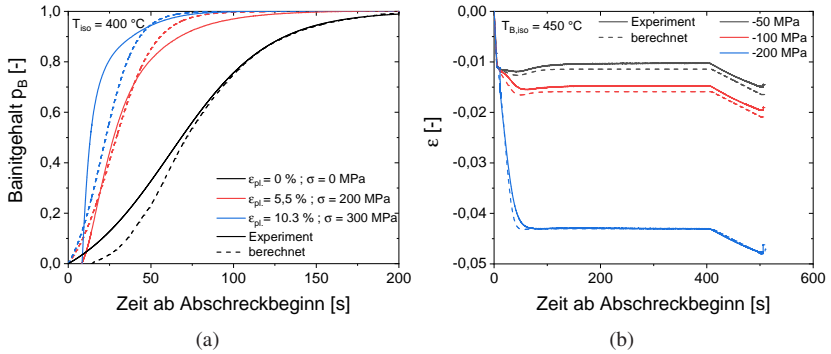


Abbildung 5.15: Abgleich des gesamtheitlichen Bainitumwandlungsmodells zum Spannungs- und Vorverformungseinfluss unter Zugbelastung (a) und Vergleich der Dehnungsentwicklung bei konstanter Druckbelastung (b) bei einer Umwandlungstemperatur von 400 °C .

Dehnungsanteile mit einbezogen. Vergleicht man die experimentelle und berechnete Dehnungsentwicklung unter konstanter Druckbelastung während der Bainitumwandlung bei 400 °C in Abbildung 5.15b, wird ersichtlich, dass sich mit dem Modellierungsansatz aus den zugbehafteten Versuchen auch eine gute Beschreibung der druckbehafteten Bainitumwandlung erzielen lässt.

Zur Abbildung der sich bei hohen Spannungen ausbildenden überproportionalen umwandlungsplastischen Dehnungen bei $T_{B,iso} = 400\text{ °C}$, dargestellt in Abbildung 5.9, wird das lineare Modell beziehungsweise die Umwandlungsplastizitätskonstante K aus Gleichung 2.29 um die Funktion $h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right)$ erweitert. Zur Kalibrierung der Anpassungsfunktion h wird auf Basis der experimentellen Ergebnisse eine Änderung des linearen Bereichs ab einem Verhältnis $\frac{\sigma}{\sigma_{y,A}} \geq 0,6$ angenommen, wobei $\sigma_{y,A}$ der jeweiligen bestimmten temperaturunabhängigen Stauch- beziehungsweise Streckgrenze des unterkühlten Austenits entspricht. Trägt man nun das Verhältnis aus den experimentell ermittelten Werten und

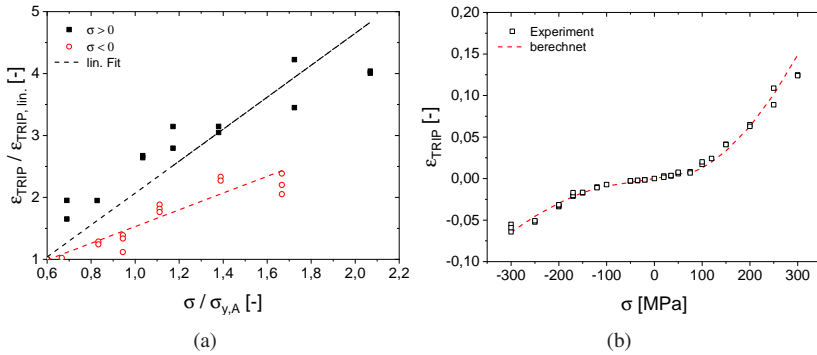


Abbildung 5.16: Ermittlung der Funktion $h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right)$ zur Abbildung der Umwandlungsplastizität bei einer bainitischen Umwandlung bei 400°C und erhöhten Lastspannungen (a) und Vergleich des hieraus abgeleiteten Modells mit den experimentellen Werten (b).

den mithilfe von K berechneten Werten über dem jeweiligen Spannungsverhältnis $\frac{\sigma}{\sigma_{y,A}}$ auf, kann über die mathematische Beschreibung des sich ergebenden Zusammenhangs die Funktion h bestimmt werden. Aus Abbildung 5.16a geht hervor, dass h als lineare Funktion angenommen werden kann, wobei sich unter Zugbelastung eine größere Steigung und stärkere Abweichung von der Linearität einstellt. Aus den dargestellten linearen Annäherungen lässt sich die Umwandlungsplastizitätskonstante K in Abhängigkeit des vorliegenden Spannungsverhältnisses $\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}$ und der Belastungsrichtung über

$$K_B = \begin{cases} K_{B, \sigma \leq 0} & \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|} \leq 0,6 \\ K_{B, \sigma \leq 0} \cdot h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right) & \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|} \geq 0,6 \end{cases} \quad (5.9)$$

mit

$$h_{\sigma < 0}\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right) = 0,15 + 1,35 \cdot \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|} \quad (5.10)$$

und

$$h_{\sigma > 0} \left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|} \right) = -0,52 + 2,58 \cdot \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}. \quad (5.11)$$

berechnen. Der Vergleich aus den hieraus berechneten Werten von ϵ_{tp} mit den experimentellen Werten in Abbildung 5.16 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung des aufgestellten gesamtheitlichen Modells unter Vernachlässigung der temperaturabhängigen austenitischen Stauch- und Streckgrenzen.

5.1.3 Spannungsbehaftete martensitische Umwandlung

Die Dehnungsentwicklungen bei einer martensitischen Umwandlung, die aus den spannungsbehafteten dilatometrischen Untersuchungen ermittelt wurden, sind in Abbildung 5.17 für die Beaufschlagung mit Druck- (a) und Zugspannungen (b) abgebildet. Es wird ersichtlich, dass durch eine überelastische Belastung der umwandlungsplastische Effekt stetig zunimmt. Die unter Abzug der ermittelten plastischen Dehnung (siehe Tabelle 5.1) berechnete umwandlungsplastische Dehnung ϵ_{tp} ist in Abbildung 5.18a für $\sigma \leq \sigma_{y,A}$ in Abhängigkeit der beaufschlagten Spannung dargestellt. Sowohl unter Druck- als auch unter Zugbelastung setzt eine nichtlineare Zunahme von ϵ_{tp} bei $\sigma/\sigma_{y,A} \geq 0,6$ ein. Die umwandlungsplastischen Konstanten korrelieren mit den Werten aus der Literatur [95], wobei unter Zugbelastung ein größerer Wert für K_M infolge der im Vergleich zur Druckbelastung geringen Austenitstreckgrenze festzustellen ist. Die gesamtheitliche Darstellung in Abbildung 5.18b von ϵ_{tp} zeigt für beide Belastungsrichtungen einen steileren Anstieg der umwandlungsplastischen Dehnung infolge überelastischer Spannungen, welcher jedoch weiterhin nahezu linear verläuft und unter Zugbeanspruchung größer ist. Der Beginn der martensitischen Umwandlung ist im Falle der Zugbelastung zu niedrigeren Temperaturen verschoben, was auf die Temperaturverteilung innerhalb der Zugproben zurückzuführen ist. Mit einsetzender Abschreckung unterkühlt das

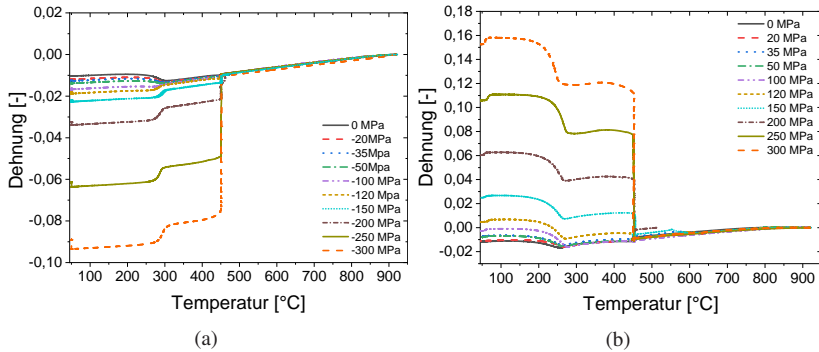


Abbildung 5.17: Dehnungsentwicklung während einer druck-/zugbehafteten Martensitumwandlung bei Spannungen zwischen 0 und ± 300 MPa.

Volumen im Bereich der Messstrecke rasch, wohingegen die äußeren Probenbereiche, welche keine direkte Abschreckung durch den Gastrom erfahren, verlangsamt abkühlen. Dies führt zu einer zeitgleichen Kontraktion der Probe in den äußeren Bereichen während der martensitischen Umwandlung im Inneren.

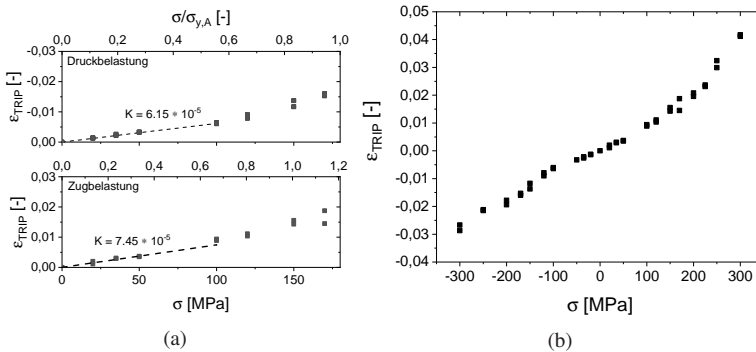


Abbildung 5.18: Umwandlungsplastische Dehnungsanteile ϵ_{TP} bei der druck-/zugbehafteten Martensitumwandlung bei elastischen (a) und überelastischen Spannungen (b) zwischen 0 und ± 300 MPa.

Da die Versuche spannungskontrolliert erfolgten, kommt es somit zu einer Verschiebung des durch die Martensitumwandlung verursachten Volumensprungs. Dennoch konnte in beiden Belastungsfällen eine Erhöhung der Martensitstarttemperatur mit zunehmender Belastung festgestellt werden. Zur Bestimmung der jeweiligen Martensitstarttemperatur wurde die Offset-Methode aus [141] verwendet. Hierbei wird ein positives Offset zur Dilatationskurve im Bereich der thermischen Kontraktion des unterkühlten Austenits verwendet, welches sich infolge einer Martensitumwandlung von 1 Vol.-% einstellt. Die Martensitstarttemperatur ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Offset-Kurve mit dem experimentellen Verlauf. Um eine Unterschätzung der Martensitstarttemperatur infolge der zum Volumensprung gegenläufigen Umwandlungsplastizität zu berücksichtigen, erfolgte die Bestimmung von M_S bei den druckbehafteten Versuchen mit positiver Dehnungsänderung gestützt mit einer modellhaften Beschreibung basierend auf Gl.2.23 der Versuche. Die hieraus ermittelte relative Änderung der Martensitstarttemperatur in Abhängigkeit der beaufschlagten Lastspannung ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Die Änderung bezieht sich hierbei auf die ermittelte Martensitstarttemperatur aus den jeweiligen unbelasteten Versuchen in Abbildung 5.18. Aus dem gezeigten Fit ergibt sich trotz der starken Streuungen ein von der Spannungsrichtung unabhängiger linearer Anstieg der Martensitstarttemperatur M_S von $0,1 \text{ KMPa}^{-1} M_S$.

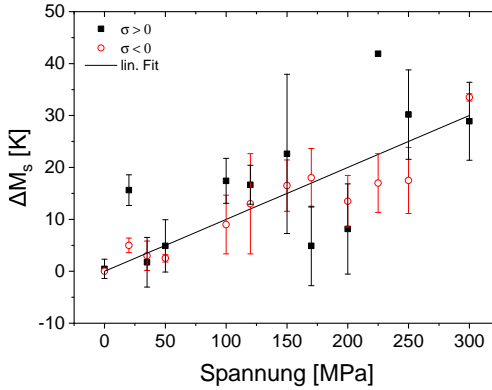


Abbildung 5.19: Experimentell ermittelte Martensitstarttemperatur M_S in Abhängigkeit der auf-geprägten Lastspannung.

Zur Abbildung der umwandlungsplastischen Dehnung bei erhöhten Spannungen wurde das lineare TRIP-Modell analog zur Modellierung bei der Bainitumwandlung über die Funktion $h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right)$ erweitert. Aus Abbildung 5.20a geht hervor, dass sich $h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right)$ unabhängig von der Belastungsrichtung als lineare Funktion beschreiben lässt. Der lineare Fit ergab folgende Formulierung zur Berechnung der Umwandlungsplastizitätskonstanten K_M , welche die experimentellen Ergebnisse zufriedenstellend abbildet (vgl. Abbildung 5.20b)

$$K_M = \begin{cases} K_{M,\sigma \leq 0} & \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|} \leq 0,6 \\ K_{M,\sigma \leq 0} \cdot h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right) & \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|} \geq 0,6 \end{cases} \quad (5.12)$$

mit

$$h\left(\frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}\right) = 0,615 + 0,6435 \cdot \frac{\sigma_V}{|\sigma_{y,A}|}. \quad (5.13)$$

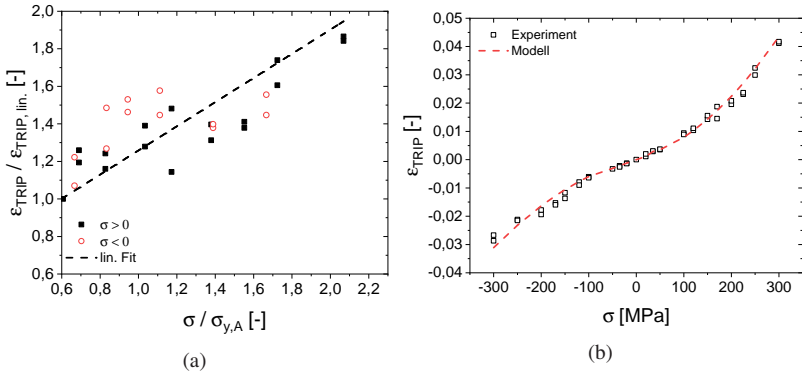


Abbildung 5.20: Ermittlung der Funktion $h\left(\frac{\sigma_v}{\sigma_y}\right)$ zur Abbildung der Umwandlungsplastizität bei einer martensitischen Umwandlung und erhöhten Lastspannungen (a) und Vergleich des hieraus abgeleiteten Modells mit den experimentellen Werten (b).

Zur mathematischen Beschreibung der spannungsbedingten Änderung von M_S über Gleichung 2.22 wird neben dem Einfluss einer einachsigen Belastung auch die Wirkweise eines hydrostatischen Spannungszustands benötigt. Hierzu wird der Wert $-0,05 \text{ KMPa}^{-1}$ aus [83, 142] zum Vergütungsstahl 50Cr4V, der über die Aufprägung von hydrostatischen Drücken bestimmt wurde, verwendet. Daraus lassen sich die Koeffizienten A und B aus Gleichung 2.22 bestimmen und die Änderung der Martensitstarttemperatur infolge einer Belastung ergibt sich zu

$$\Delta M_S = 0,05 \frac{K}{MPa} \sigma_H + 0,083 \frac{K}{MPa} \sigma_v. \quad (5.14)$$

5.1.4 Einfluss einer unvollständigen bainitischen Phasenumwandlung auf die martensitische Umwandlung

Zur Untersuchung des Einflusses einer unvollständigen Bainitumwandlung auf eine anschließende Martensitumwandlung wurde aus den Experimenten zur spannungsfreien Bainitkinetik (Kap. 5.1.1) die nötige Haltezeit bis zum Erreichen von 20 %, 40 %, 60 % und 80 % Volumenanteil Bainit bestimmt, um nach definierten Bainitgehalten die Umwandlung über einen Abschreckprozess zu unterbrechen. Die resultierenden temperaturabhängigen Dehnungsverläufe bei den betrachteten Isothermen 400 °C, 450 °C und 500 °C sind in Abbildung 5.21 dargestellt. Mit steigendem Bainitvolumenanteil verringert sich der mit der Martensitbildung einhergehende Volumensprung. Des Weiteren zeigt sich, dass infolge der geringeren Volumenzunahme bei der Bainitumwandlung die Gesamtumwandlungsdehnung der entstehenden Mischgefüge bei 50 °C mit steigendem Bainitgehalten abnimmt. Betrachtet man die Temperatur zum Zeitpunkt bei der einsetzenden Martensitumwandlung, so ist eine Abnahme der Martensitstarttemperatur mit steigendem Bainitgehalt festzustellen. Dies ist in Abbildung 5.21d bei einer vorhergehenden Bainitumwandlung bei 450 °C nochmal verdeutlicht zu sehen. Trägt man die ermittelten Martensitstarttemperaturen über den jeweils vorliegenden Bainitgehalt auf, so ergibt sich eine, wie in in Abbildung 5.22a gezeigt, lineare Abnahme der Martensitstarttemperatur mit steigendem Bainitgehalt. Die Ursache hierfür ist die während der Bainitbildung stattfindende Kohlenstoffdiffusion, welche den verbleibenden Austenit mit Kohlenstoff anreichert und eine Erniedrigung der Martensitstarttemperatur bewirkt. Der sich im Austenit anreichernde Kohlenstoff kann über empirische Modelle zur Beschreibung der legierungsabhängigen Martensitstarttemperatur abgeschätzt werden. So kommt es nach [77] zu einer Erniedrigung der Martensitstarttemperatur um 20 °C, wenn der Kohlenstoffgehalt um 0,07 Gew.-% ansteigt. Trotz der erhöhten Diffusivität bei einer Bildungstemperatur

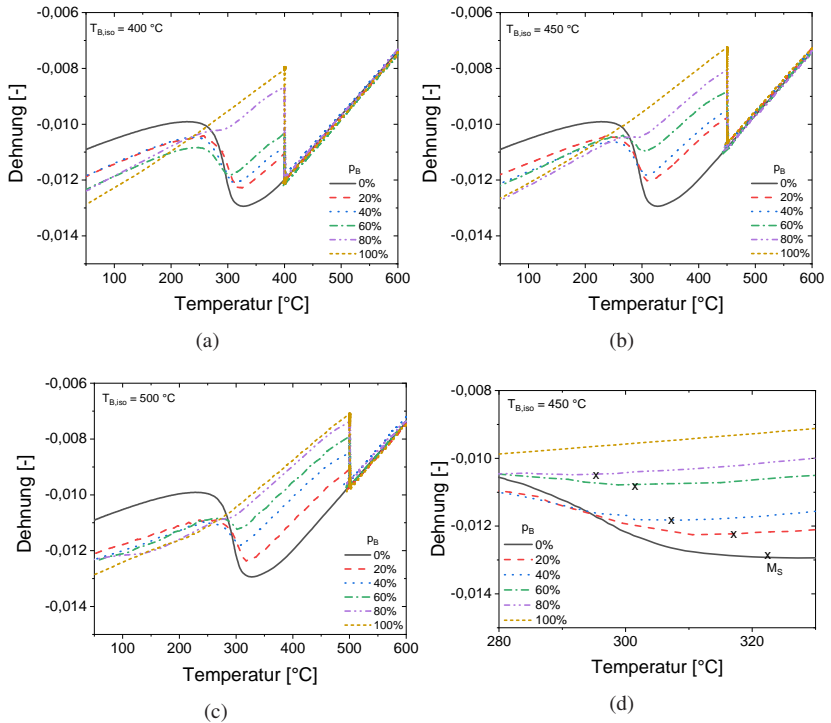


Abbildung 5.21: Gemessene Dehnung bei einer unvollständigen Bainitumwandlung auf den Isothermen 400 °C (a), 450 °C (b-d) und 500 °C (c) mit anschließender Martensitumwandlung.

von 500 °C, zeigt sich kein signifikanter Unterschied zu den anderen Bildungstemperaturen, weshalb auf eine temperaturabhängige Modellierung verzichtet wird. Somit kann die Martensitstarttemperatur M_S in Abhängigkeit des bereits gebildeten Bainitanteils p_B über

$$M_S = 318^\circ\text{C} - 0,28^\circ\text{C} \cdot p_B \quad (5.15)$$

berechnet werden. Der Einfluss einer vorhergehenden Bainitumwandlung auf

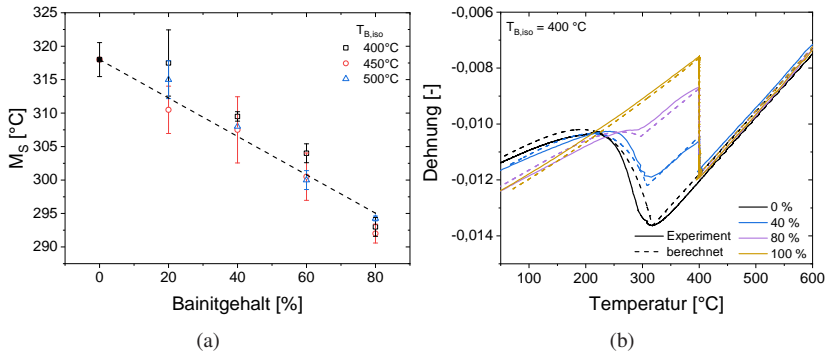


Abbildung 5.22: Experimentell ermittelte Martensitstarttemperatur in Abhängigkeit des vorliegenden Bainitgehalts (c) und Vergleich des gesamtheitlichen Modells zur Bildung bainitisch, martensitischer Mischgefüge mit den experimentellen Daten bei $T_{B,iso} = 400$ °C.

die darauffolgende Martensitbildung kann modellhaft durch Anpassung der Koistinen-Marburger Gleichung (Gl. 2.20) berücksichtigt werden. Über den Ansatz

$$p_M = (1 - p_B) \left(1 - \exp(\alpha_{KM}(M_S(p_B) - T)) \right) \quad (5.16)$$

kann der sich maximal einstellende Martensitgehalt $p_{M,max}$ in Abhängigkeit des vorliegenden Bainitgehalts p_B und der Martensitstarttemperatur, die als Funktion von p_B betrachtet wird, beschrieben werden. Neben der Anpassung des sich ausbildenden Martensitanteils p_M muss der Einfluss der Kohlenstoffanreicherung im Austenit während der Bainitbildung auf die martensitische Umwandlungsdehnung ϵ_M^{tr} in Betracht gezogen werden. Die Kohlenstoffabhängigkeit von ϵ_M^{tr} kann über einen empirischen Ansatz, vorgestellt in [143, 144], abgeschätzt werden. Für den Stahl 42CrMo4 führt demnach eine Erhöhung des Kohlenstoffgehalts im Austenit um 0,07 Gew.-% zu einer Änderung von ϵ_M^{tr} um 2 %. Aufgrund der geringen Änderung wird ϵ_M^{tr} in der modellhaften Beschreibung als konstant betrachtet. Zur Validierung der Modellannahmen wurden die Dehnungsentwicklungen der experimentellen Versuche aus

Abbildung 5.22a bei $T_{B,iso} = 400^\circ\text{C}$ über die in dieser Arbeit aufgestellten Modelle zur Bainit- und Martensitumwandlung abgebildet. Der Vergleich der experimentell bestimmten und berechneten Dehnungsentwicklung in Abbildung 5.22b bei den sich einstellenden unterschiedlichen Phasengehalten, zeigt insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung der berechneten und ermittelten Dehnungen. So werden die Phasengehalte, die jeweilige Änderung der Martensitstarttemperatur zufriedenstellend abgebildet.

5.1.5 Mechanische Charakterisierung

Härtemessungen

Die Abhängigkeit der Bainithärte HV_B von der isothermen Bildungstemperatur ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Hierbei ist eine lineare Abnahme mit zunehmender Bildungstemperatur ersichtlich, was durch die damit einhergehende Vergrößerung der Karbide erklärt werden kann. Es ergibt sich schließlich folgende mathematische Beschreibung der Bainithärte HV_B in Abhängigkeit der Bildungstemperatur $T_{B,iso}$.

$$HV_B = 928,2HV - 1,25 \frac{HV}{^\circ\text{C}} \cdot T_{B,iso} \quad (5.17)$$

Zur Abbildung der Härteentwicklung infolge von Selbstanlassprozessen in der martensitischen Phase durch eine verlangsamte Abkühlung unterhalb M_S wurde aus den in Abbildung 5.24a gezeigten Abkühlkurven der P_{HJ} -Parameter nach [44] berechnet. Die Anfangsbedingung wurde hierbei über $P_{HJ,0} = CT_0$ mit $C=18,864$ berechnet, wobei T_0 der Temperatur entspricht, ab der die Abkühlrate kleiner 10 K/s ist und somit mit ausgeprägten Selbstanlasseffekten zu rechnen ist.

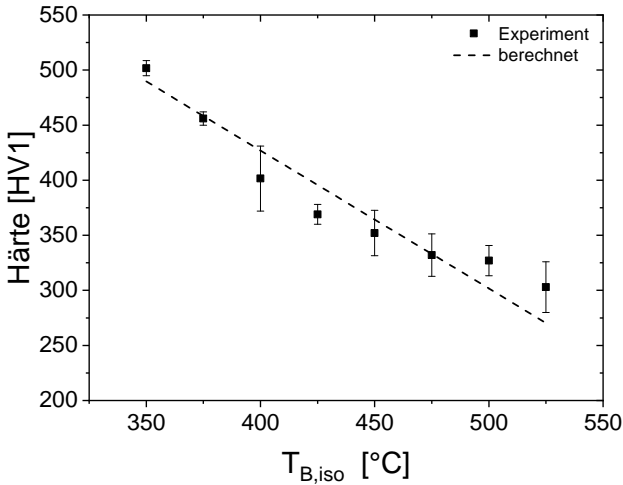


Abbildung 5.23: Härte der bainitischen Mikrostruktur in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperatur $T_{B,iso}$ nach [140].

Der in Abbildung 5.24b dargestellte lineare Verlauf der ermittelten Härte lässt sich über

$$\begin{aligned}
 HV_M &= 806,1HV - 0,02HV \cdot P_{HJ}(T); P_{HJ} > 8500, T < M_S \\
 HV_M &= 650HV; P_{HJ} < 8500
 \end{aligned}
 \tag{5.18}$$

beschreiben. Aus Gl. 5.17 und Gl. 5.18 ergibt sich folgende inkrementelle Darstellung zur Berechnung der resultierenden Gesamthärte $HV_{Ges.}$ bei einer kontinuierlichen Abkühlung unter Verwendung des Treppenstufenverfahrens und der Bildung eines Mischgefüges aus Bainit und Martensit bei Annahme einer linearen Mischungsregel.

$$\begin{aligned}
 HV_{Ges.} &= p_B \cdot HV_B + p_M \cdot HV_M(P_{HJ}) \\
 \text{mit} & \\
 p_B \cdot HV_B &= \sum \dot{p}_{B,T_{iso}} \cdot HV_B(T_{B,iso}).
 \end{aligned}
 \tag{5.19}$$

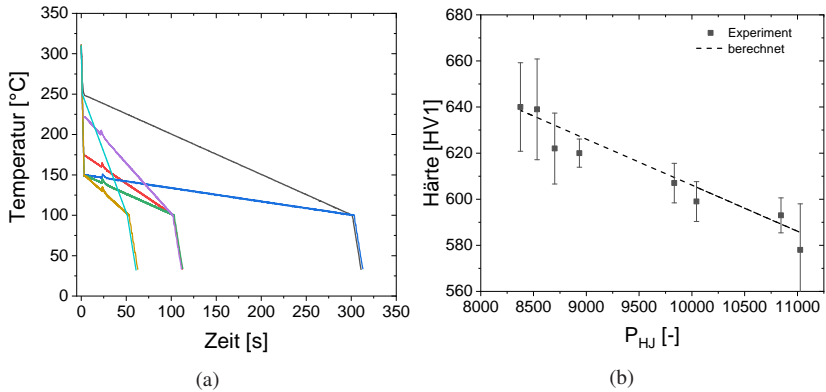


Abbildung 5.24: Abkühlkurven zur Ermittlung der Martensithärte infolge von Selbstanlasseeffekten (a) und die resultierende Martensithärte in Abhängigkeit des berechneten Hollomon-Jaffe Parameter während des Abkühlprozesses (b).

Verfestigungsverhalten der bainitischen und martensitischen Phase

Die Fließkurven aus den Zugversuchen an bainitischen Mikrostrukturen sind in Abhängigkeit der jeweiligen Bildungstemperatur T_{iso} und der Prüftemperaturen T_P in Abbildung 5.25a-c dargestellt. Neben einem temperaturabhängigen Fließverhalten zeigt sich ein mit steigender Bildungstemperatur abnehmendes Festigkeitsniveau der untersuchten Zustände. Des Weiteren ist ersichtlich, dass die anfängliche Verfestigungswirkung mit steigender Prüftemperatur zunimmt, wobei sich ab 1 % plastischer Dehnung ein nahezu lineares Verfestigungsverhalten einstellt. Die aus den Versuchen ermittelte Dehngrenze $R_{p0,1}$ ist in Abbildung 5.25d in Abhängigkeit der Prüftemperatur aufgetragen. Für alle untersuchten Bainitzustände nimmt die Dehngrenze linear mit steigender Prüftemperatur ab, wobei sich die Steigung der linearen Annäherung mit der Bildungstemperatur ändert. Die Ergebnisse zur Charakterisierung der selbst-angewärmten martensitischen Mikrostrukturen sind in Abbildung 5.26 in Form der Fließkurven (a) und der temperaturabhängigen Dehngrenze (b) dargestellt.

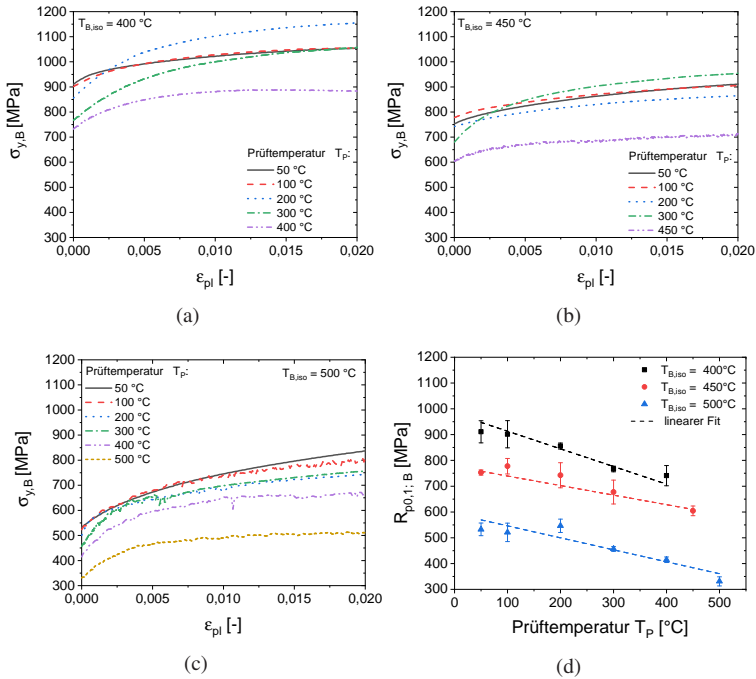


Abbildung 5.25: Temperaturabhängige Fließkurven der, bei unterschiedlichen Temperaturen gebildeten, bainitischen Mikrostrukturen (a-c) und ermittelten Streckgrenzen in Abhängigkeit der Temperatur (d).

Hierbei zeigt sich ein im Vergleich zur bainitischen Phase stärker ausgeprägtes lineares Verfestigungsverhalten. Zudem ist eine mit erhöhter Prüftemperatur quadratische Abnahme der Streckgrenze festzustellen, wobei die durch die verlangsamte Abkühlung induzierten Selbstanlasseffekte zu keiner relevanten Änderung der temperaturabhängigen Streckgrenzen im Vergleich zu den aus [61, 67] bekannten Werten führen. Zur modellhaften Beschreibung des Verfestigungsverhaltens der bainitischen als auch der martensitischen Phasen wurde das Voce-Verfestigungsmodell aus Gl. 2.35 verwendet. Die Ermittlung der optimalen Modellparameter erfolgte hierbei über ein Pythonskript und einen

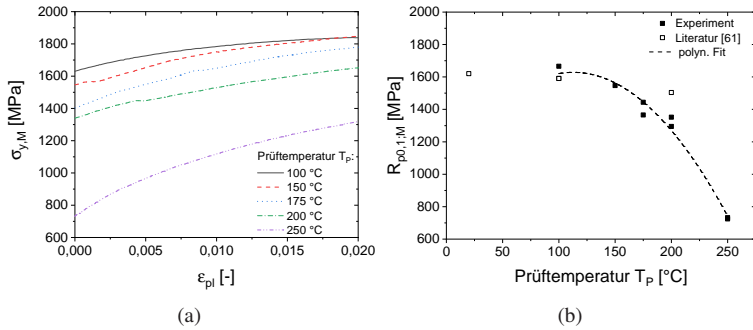


Abbildung 5.26: Temperaturabhängige Fließkurven der angelassenen martensitischen Mikrostrukturen (a) und ermittelte Streckgrenzen in Abhängigkeit der Temperatur (b).

Downhill-Simplex-Algorithmus. Für die bainitische Phase wurde eine Abhängigkeit der Modellparameter von der Bildungstemperatur T_{iso} sowie von der Temperatur T angenommen. Die optimalen Fitparameter ergaben sich, wenn die Koeffizienten zur Beschreibung des temperaturabhängigen Verhaltens der Fließgrenze $\sigma_{0,B}$ und des Modellparameters e in Abhängigkeit der Bildungstemperatur beschrieben werden. Hieraus ergaben sich folgende mathematische Formulierungen zur Beschreibung der Modellparameter in Abhängigkeit der Bainitbildungstemperatur T_B sowie der Temperatur T :

$$\sigma_{0,B}(T_{B,iso}, T) = k_0 - k_1 \cdot T_{B,iso} + k_2(T_{B,iso}) \cdot T \quad (5.20)$$

mit

$$k_2 = k_{2,1} + k_{2,2} \cdot T_{B,iso} + k_{2,3} \cdot T_{B,iso}^2 + k_{2,4} \cdot T_{B,iso}^3$$

$$R_{0,B}, R_{1,B}(T_{B,iso}, T) = k_0 - k_1 \cdot T_{B,iso} + k_2 \cdot T + k_3 \cdot T_{B,iso}^2 + k_4 \cdot T^2 \quad (5.21)$$

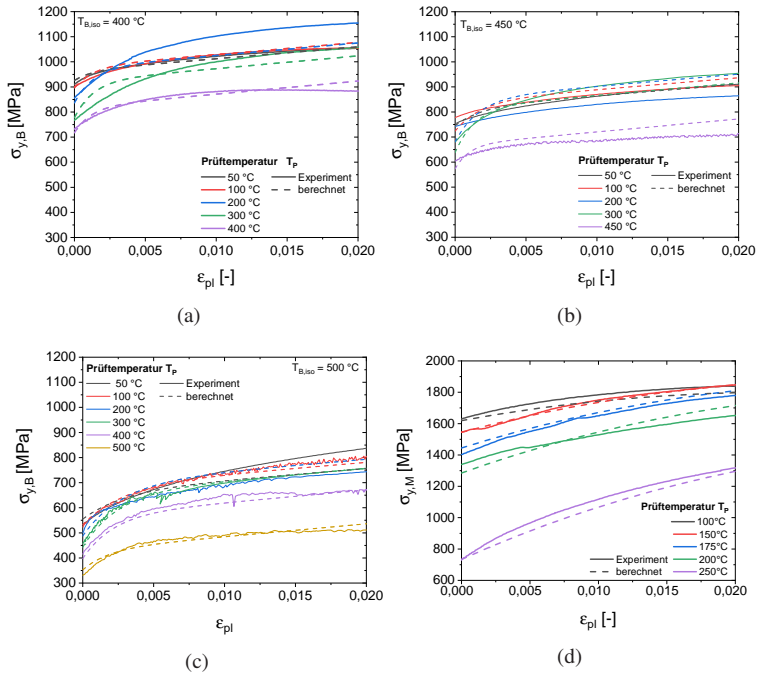


Abbildung 5.27: Temperaturabhängige Fließkurven der bei unterschiedlichen Temperaturen gebildeten bainitischen Mikrostrukturen (a-c) und der ermittelten Streckgrenzen in Abhängigkeit der Temperatur (d).

$$e_B(T_{B,iso}, T) = k_0 - k_1 \cdot T_{B,iso} + k_2(T_{B,iso}) \cdot T + k_3 \cdot T_{B,iso}^2 + k_4(T_{B,iso}) \cdot T^2$$

mit

$$k_2 = k_{2,1} + k_{2,2} \cdot T_{B,iso}$$

und

$$k_4 = k_{4,1} + k_{4,2} \cdot T_{B,iso} + k_{4,3} \cdot T_{B,iso}^2$$

(5.22)

Für die Modellierung des Verfestigungsverhaltens der martensitischen Phase ergaben die optimalen Fitparameter eine lineare Temperaturabhängigkeit

für die Modellparameter $R_{0,M}$, $R_{1,M}$ und e_M , wobei auf die modellhafte Berücksichtigung des Anlasszustands verzichtet wurde. Die temperaturabhängige Fließgrenze $\sigma_{0,M}$ kann demnach über

$$\sigma_{0,M}(T) = k_0 - k_1 \cdot T + k_2 \cdot T^2 + k_3 \cdot T^3 \quad (5.23)$$

berechnet werden. Die sich aus der Optimierung ergebenden Koeffizienten sind für beide Phasen im Anhang in Tabelle 10.1 aufgeführt. Die daraus berechneten Fließkurven sind in Abbildung 5.27 den experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass das aufgestellte gesamtheitliche Bainitverfestigungsmodell sowohl die Temperaturabhängigkeit als auch den Einfluss der bainitischen Mikrostruktur zufriedenstellend abbildet. Der Vergleich der berechneten und experimentell bestimmten Fließkurven zur Martensitphase zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung des aufgestellten Verfestigungsmodells.

5.2 Untersuchungen an C45 zur spannungsfreien bainitischen und ferritisch-perlitischen Phasenumwandlung

Die experimentellen Ergebnisse zu den ergänzenden Untersuchungen der spannungsfreien Umwandlungskinetik beim unlegierten Stahl C45 sind in Abbildung 5.28 für die bainitische und ferritisch-perlitische Phase illustriert und den berechneten Umwandlungsverläufen gegenübergestellt. Auf eine Darstellung der Dehnungsentwicklung wurde hierbei verzichtet, da infolge der schnellen Phasenumwandlungen eine von der Bildungstemperatur unabhängige Umwandlungsdehnung für die jeweilige Phasen festgestellt wurde. Diese ergab

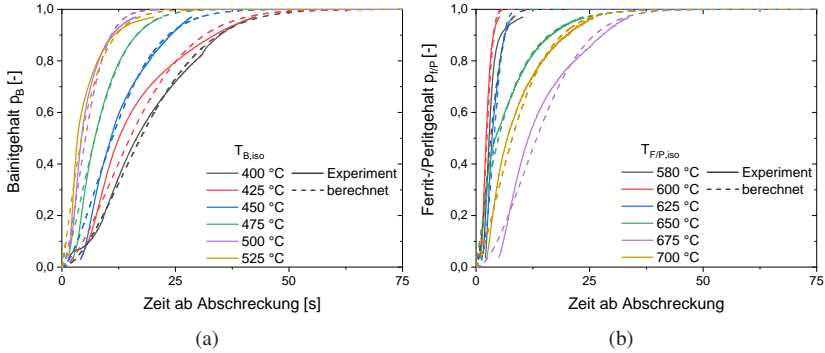


Abbildung 5.28: Vergleich der berechneten und experimentell ermittelten bainitischen (a) und ferritisch/perlitischen (b) Umwandlungskinetik beim Stahl C45.

sich für die bainitische Phase zu $\epsilon_{tr,B} = 0,0085$ und für die ferritische Phase zu $\epsilon_{tr,F/P} = 0,007$.

Infolge der im Vergleich zu 42CrMo4 beschleunigten Phasenumwandlung konnten bei der Modellierung die besten Übereinstimmungen mit der JMAK-Gleichung (Gl. 2.13) erzielt werden. Die mathematische Formulierung der temperaturabhängigen Kinetikparameter n und b ist für die bainitische Phase über

$$\begin{aligned}
 n_B &= 13,33 - 0,048 \frac{1}{\text{°C}} \cdot T_{iso} + 4,91 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{°C}^2} \cdot T_{iso}^2 \\
 \ln(b_B) &= -56,34 + 0,203 \frac{1}{\text{°C}} \cdot T_{iso} - 1,93 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{°C}^2} \cdot T_{iso}^2
 \end{aligned}
 \tag{5.24}$$

und für die perlitische Phase für $580 \text{ °C} < T < 650 \text{ °C}$ über

$$\begin{aligned}
 n_{F/P} &= 8445,5 - 42,4 \frac{1}{\text{°C}} \cdot T_{iso} + 0,071 \frac{1}{\text{°C}^2} \cdot 10^{-5} \cdot T_{iso}^2 - 3,95 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{°C}^3} \cdot T_{iso}^3 \\
 \ln(b_{F/P}) &= -20756,96 + 102,6 \frac{1}{\text{°C}} \cdot T_{iso} - 0,169 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{°C}^2} \cdot T_{iso}^2 + 9,26 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{°C}^3} \cdot T_{iso}^3
 \end{aligned}
 \tag{5.25}$$

und bei Temperaturen größer 650 °C über

$$n_{F/P} = 3,6 - 0,004 \frac{1}{^{\circ}\text{C}} \cdot T_{\text{iso}} \quad (5.26)$$

$$\ln(b_{F/P}) = -5,75 + 0,0058 \frac{1}{^{\circ}\text{C}} \cdot T_{\text{iso}}$$

gegeben.

Die Ergebnisse aus den im Anschluss an die Dilatationsversuche durchgeführten Härteprüfungen an den erzeugten Mikrostrukturzuständen sind in Abbildung 5.29 dargestellt. Hierbei ist die Härte beider Phasen in Abhängigkeit der Bildungstemperatur für die Phasen Bainit und Ferrit/Perlit aufgetragen. Die Abgrenzung der Mikrostrukturzuordnung erfolgte anhand der in [29] gegebenen Perlitstarttemperatur von 540 °C und den erstellten Schlibfbildern der einzelnen Zustände. Zusätzliche Härtemessungen an Proben mit martensitischem Gefüge nach direkter rascher Abschreckung ergaben eine Martensithärte von 700 HV1. Sowohl für die bainitische als auch die ferritisch-perlitische Phase ist eine lineare Abnahme der Härte mit steigender Bildungstemperatur ersichtlich. Aus dem linearen Fit ergeben sich folgende Modelle zur Beschreibung der von der Bildungstemperatur T_{iso} abhängigen phasenspezifischen Härte.

$$HV_{\text{B}} = 683,68HV - 0,8 \frac{HV}{^{\circ}\text{C}} \cdot T_{\text{iso}}, \quad 350^{\circ}\text{C} < T_{\text{iso}} < 525^{\circ}\text{C} \quad (5.27)$$

$$HV_{\text{F/P}} = 427,3HV - 0,3 \frac{HV}{^{\circ}\text{C}} \cdot T_{\text{iso}}, \quad 525^{\circ}\text{C} < T_{\text{iso}} < 700^{\circ}\text{C} \quad (5.28)$$

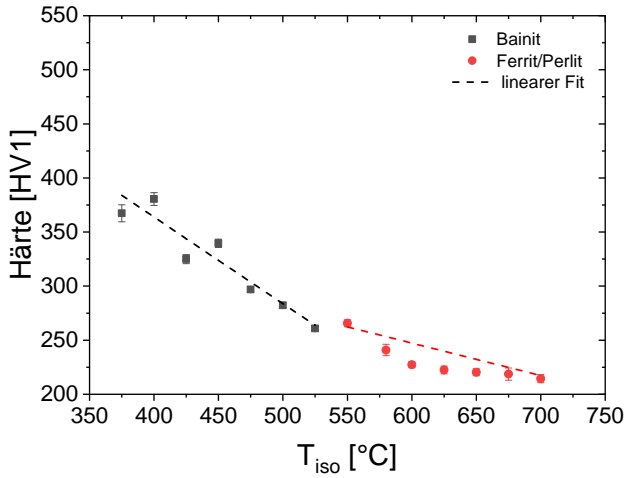


Abbildung 5.29: Härte der bainitischen und ferritisch-perlitischen Mikrostruktur in Abhängigkeit der isothermen Bildungstemperatur T_{iso} beim unlegierten Stahl C45 nach [140].

6 Prozesssimulation der Internal Quenching Wärmebehandlung

Zur simulativen Betrachtung des Internal Quenching Wärmebehandlungsprozesses wurde basierend auf dem am IAM-WK entwickelten thermisch-mechanisch-phasenspezifischen Simulationsmodell [60, 61, 67] ein Prozessmodell aufgebaut und entwickelt, welches auf die in Kapitel 2.3 beschriebenen und in Kapitel 5 entwickelten Modelle zurückgreift. Die thermisch-mechanisch-phasenspezifische Wärmebehandlungssimulation wurde auf Basis der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mit ABAQUS/Standard gelöst.

6.1 Prozessmodell

Zur vereinfachten Beschreibung der Demonstratorgeometrie wurde diese auf ein Zylinderkreissegment und somit auf ein 2D-Modell mit C3D8 Elementen reduziert. Um an der Innenbohrung die resultierende Mikrostruktur und die Spannungszustände fein abzubilden, wurde eine Elementbreite in radialer Richtung r von $10\ \mu\text{m}$ gewählt, welche mit zunehmenden Radius bis auf 1,5 mm stetig zunimmt. Die Elementbreite in z -Richtung beträgt 2 mm, sodass

sich eine Gesamtelementanzahl von 2030 ergibt. Das hieraus resultierende vernetzte 2D-Modell mit den verwendeten mechanischen und thermischen Randbedingungen ist in Abbildung 6.1a dargestellt. Die simulative Betrachtung des Wärmebehandlungsprozesses beinhaltet nur den Abschreckprozess, da von einer homogen erwärmten Probe ausgegangen werden kann. Die Wärmeabfuhr an der Innenbohrung wurde im Falle einer unregelmäßigen Temperaturführung unter Verwendung einer Wärmeübergangskoeffizienten-Randbedingung erreicht (RB_1). Das geregelte Abkühlen und induktive Nachheizen des Mantels wurde über die Temperaturrandbedingung RB_2 abgebildet. Auf eine elektromagnetische Simulation des Nachheizprozesses wurde hierbei verzichtet, da die induzierten Wirbelströme bei der experimentell verwendeten Frequenz von 125 kHz in den ersten 100 μm der Mantelfläche auftreten und somit die Tiefenwirkung der induzierten Wärme vernachlässigt werden kann [69]. Eine geregelte Abkühlung der Innenbohrung wurde ebenfalls über eine Temperaturrandbedingung (RB_1) realisiert.

Um die simulierten Eigenspannungszustände an der Innenbohrung über röntgenografische Eigenspannungsmessungen validieren zu können, wurde der hierzu experimentell nötige Trennprozess und das elektrolytische Abtragen simulativ über das Entfernen von Elementen abgebildet. Hierzu wurde ein rein elastisches 3D-Modell der gesamten Probe verwendet und die simulierten Spannungszustände über die Abaqus Subroutine SIGINI aufgeprägt. Das Vorgehen wird in Abbildung 6.1b schematisch gezeigt. Nach Aufprägung der simulierten rotationssymmetrischen Eigenspannungszustände wird eine Probenhälfte simulativ entfernt, um somit den Trennschnitt abzubilden. Die anschließende Abtragungssimulation erfolgte angelehnt an die experimentelle Durchführung über das schrittweise Löschen von Elementen auf halber Probenhöhe über eine Länge von 10 mm und den gesamten Umfang der Innenbohrung.

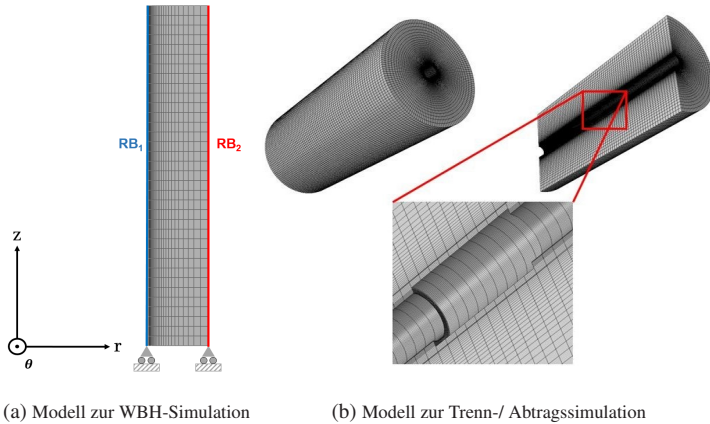


Abbildung 6.1: Vernetztes 2D FE-Modell zur Simulation der Internal Quenching Wärmebehandlung (a) und 3D FE-Modell zur simulativen Berücksichtigung des experimentellen Trenn- und Abtragprozesses (b) nach [140].

6.2 Modellparameter

Die zur Berechnung nötigen material- und phasenspezifischen Materialeigenschaften wurden der Literatur [61, 67] entnommen und um die Daten aus Kapitel 5 ergänzt. Für die temperaturabhängige Beschreibung der einzelnen phasenspezifischen Materialkennwerte wurde eine kubische Polynomfunktionen der Form

$$f(T) = k_0 + k_1 \cdot T + k_2 \cdot T^2 + k_3 \cdot T^3 \quad (6.1)$$

verwendet. Für den Fall, dass mehrere Phasen gleichzeitig vorliegen, wurden die Materialeigenschaften über eine lineare Mischungsregel und die vorliegenden Phasenanteile berechnet. Die Koeffizienten k_i zur Berechnung der thermischen, mechanischen und phasenspezifischen Materialparameter sind im Anhang in den Tabellen 10.2 und 10.3 für 42CrMo4 und in den Tabellen 10.4 und 10.5 für C45 für die betrachteten Phasen Austenit, Ferrit/Perlit, Bainit und Martensit gelistet, wobei die ferritisch-perlitische Phase beim Stahl 42CrMo4

aufgrund fehlender Relevanz im Rahmen dieser Arbeit nicht betrachtet wird. Die Einheit der Koeffizienten k_i entspricht hierbei dem Quotient aus der angegebenen Einheit des Materialkennwerts und K^i . Des Weiteren sind die in Kapitel 5.1.2 aufgeführten Funktionen zur Berücksichtigung von Spannungs- und Vorverformungseffekten auf den Kinetikparameter κ bei der Bainitumwandlung von 42CrMo4 nicht aufgeführt.

Zur Beschreibung des phasenspezifischen Verfestigungsverhaltens beim unlegierten Stahl C45 wurden die temperaturabhängigen Streckgrenzen der Literatur entnommen und ein Verfestigungsverhalten entsprechend der Daten von 42CrMo4 aus [61] angenommen. Zur Berücksichtigung phasenspezifischer Verfestigungen ist zu erwähnen, dass eine vorliegende plastische Verformung des Austenits bei eintretender Phasenumwandlung nicht in das Verfestigungsmodell der entstehenden Phase übertragen wird. Hierdurch werden die Streckgrenzen der sich neu bildenden und plastisch verformungsfreien ferritischen Phasen nicht überschätzt, wobei ein zuvor eingetretener Verzug des Bauteils unbeeinflusst bleibt.

6.3 Simulationsvalidierung anhand rissfreier Proben

Zur Validierung des thermisch-mechanisch-phasenspezifischen FE-Modells, welches auf den in dieser Arbeit dargestellten Ergebnissen zur bainitischen Umwandlung des Hauptuntersuchungswerkstoffs 42CrMo4 basiert, wurde ein vollständig geregelter Abschreckprozess (vgl. Wärmebehandlungsvariante 3 in Kapitel 4.2), der in einer rissfreien gehärteten Innenbohrung resultiert, simulativ abgebildet und mit den experimentellen Ergebnissen aus den beschriebenen Charakterisierungsmethoden abgeglichen. Da die Eingabedaten und Modelle

zum Werkstoff C45 überwiegend aus vorhergehenden Arbeiten zur Wärmebehandlungssimulation von C45 entstammen [33, 55, 145], wird auf die Validierung des Prozessmodells C45 in diesem Abschnitt verzichtet. Die Validierung erfolgt hier direkt über den Abgleich der experimentellen und simulativen Ergebnisse zur optimalen Wärmebehandlungsstrategie in Kapitel 7.2.2.

Thermische Betrachtung

Bei der experimentellen Durchführung des Wärmebehandlungsexperiments wurde die Innenbohrung geregelt mit einer Abkühlrate von -50 K/s auf 225 °C abgeschreckt und anschließend verlangsamt mit -1 K/s auf 100 °C abgekühlt. Die Mantelabkühlung erfolgte mit -10 K/s auf 650 °C , gefolgt von einer langsamen Abkühlung mit -3 K/s bis zur Martensitstarttemperatur (vgl. Abbildung 6.2a). Die simulative Abbildung dieser Wärmebehandlungsrouten wurde unter Verwendung entsprechender Temperaturrandbedingungen RB_1 und RB_2 an der Innenbohrung und am Mantel durchgeführt. Da die Messung der Innenbohrungstemperatur über ein Thermoelement mit einem Randabstand von $0,5\text{ mm}$ erfolgt, wurde die Randbedingung RB_1 angepasst, sodass die simulierte Temperatur im Bereich des Thermoelementes mit der experimentell gemessenen Temperatur übereinstimmt. Die experimentell ermittelte Temperaturentwicklung der Innenbohrung und des Mantels sind den simulierten Temperaturverläufen nach Anpassung von RB_1 in Abbildung 6.2a gegenübergestellt. Der nach Anpassung der Temperaturvorgabe an der Innenbohrung resultierende Temperaturverlauf an der Thermoelementposition überschätzt zwar die anfängliche Abschreckrate von -50 K/s , jedoch ist ab Erreichen der Martensitstarttemperatur eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation ersichtlich. Zur Validierung der thermischen Randbedingungen zeigt Abbildung 6.2b die Temperaturentwicklung im Inneren des Demonstrators bei unterschiedlichen Abständen zur Innenbohrung Δr . Insgesamt zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment trotz

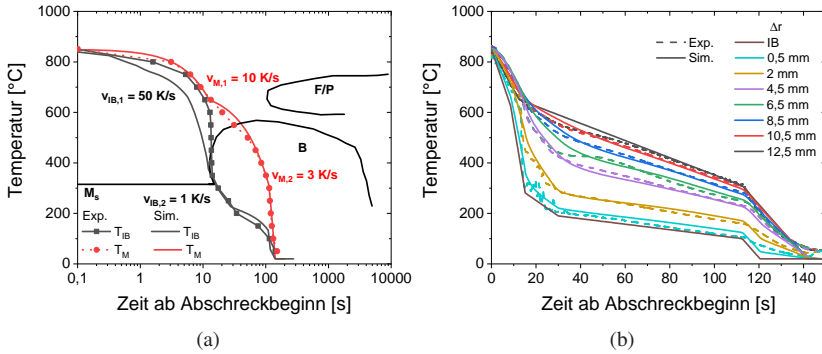


Abbildung 6.2: Vergleich der experimentell ermittelten und simulierten Temperaturprofile an der innenbohrungsnahen Thermoelementposition und Mantel (a) und in verschiedenen Abständen zur Innenbohrung (b).

des Verzichts auf eine elektromagnetische Simulation und der vereinfachten Temperaturvorgabe an den jeweiligen Flächen.

Metallurgische Betrachtung

Die Bewertung des Simulationsmodells im Hinblick auf die Phasenumwandlungsmodelle erfolgt anhand des Vergleichs der simulierten Härte- sowie Phasenverteilung mit den experimentellen Ergebnissen. Der Vergleich zwischen dem simulierten und experimentell gemessenen Härtetiefenverlauf in Abbildung 6.3 zeigt ebenfalls eine zufriedenstellende Übereinstimmung und validiert somit das implementierte Modell zur Bainitbildung und der Härtetiefenvorhersage. Des Weiteren wird ersichtlich, dass die dargestellten experimentell ermittelten Standardabweichungen der Härtewerte mit den simulierten Phasenverteilungen korrelieren. Die Standardabweichungen nehmen erst ab dem Vorliegen eines Mischgefüges aus Bainit und Martensit markant zu. Im Bereich des vorliegenden Mischgefüges zwischen 6 mm und 10 mm wird die vorliegende Härte hingegen simulativ unterschätzt. Die im Hinblick auf die Phasenverteilung

gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation wird durch die in Abbildung 6.4 dargestellten lichtmikroskopischen Aufnahmen und die simulierte Martensitverteilung bekräftigt. Sowohl die vollständig martensitisch gehärtete Randschicht als auch der Übergang zum Mischgefüge werden simulativ gut abgebildet. Die berechneten Phasenanteile von 25 % Martensit und 75 % Bainit im Mantelbereich werden ebenfalls über das gezeigte Schliffbild am Mantel bestätigt.

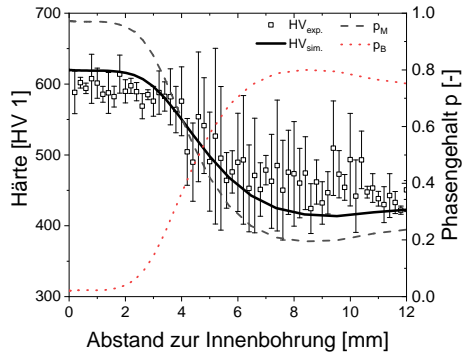


Abbildung 6.3: Vergleich der experimentell ermittelten und simulierten Härteverteilung sowie die berechnete Phasenverteilung nach der in Abbildung 6.2 gezeigten Wärmebehandlung.

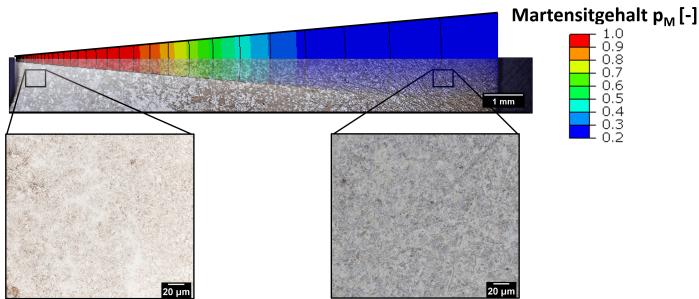


Abbildung 6.4: Resultierende Mikrostruktur im Querschliff im Vergleich zur simulierten Martensitverteilung nach der in Abbildung 6.2 gezeigten Wärmebehandlung.

Mechanische Betrachtung

Zur Beurteilung der Vorhersagegüte des FE-Modells im Bezug auf den Eigenspannungszustand sind die Ergebnisse der röntgenografischen Messungen in Abbildung 6.5 und die Ausbohrverfahren nach Sachs in Abbildung 6.6 den simulierten Werten gegenübergestellt. Betrachtet man die simulierten oberflächennahen Eigenspannungen in axialer Richtung an der Innenbohrung, so zeigt sich infolge der durch den Trennschnitt verursachten Eigenspannungsumlagerungen eine Abnahme der Axialeigenspannungen, wohingegen der inkrementelle elektrolytische Abtragprozess zu einer Erhöhung der Druckeigenspannungen im Inneren führt. Der Vergleich zu den experimentell bestimmten Werten zeigt sowohl qualitativ als auch quantitativ eine hohe Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Lediglich die Druckeigenspannungen unterhalb der Oberfläche werden simulativ unterschätzt. Die während des Sachs-Verfahrens ermittelten Dehnungsänderungen in axialer und tangentialer Richtung an der Mantelfläche, dargestellt in Abbildung 6.6a, zeigen eine kontinuierliche Dehnungsabnahme mit steigendem Bohrungsdurchmesser.

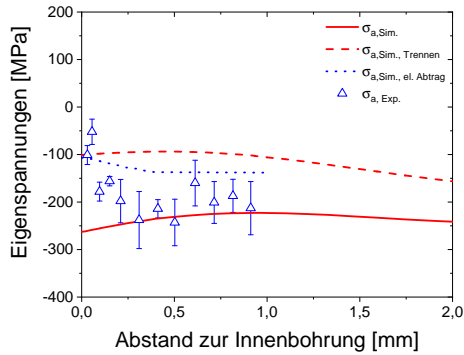


Abbildung 6.5: Röntgenografisch ermittelte und simulierte Eigenspannungen an der Innenbohrung in axialer Richtung.

Die Dehnungsänderung in axialer Richtung ist hierbei größer als in tangentialer Richtung. Der nach Mittelung und Glättung der Dehnungsverläufe berechnete Eigenspannungszustand, der in Abbildung 6.6b zu sehen ist, führt demnach im Vergleich zur tangentialen Richtung zu höheren axialen Druckeigenspannungen. Insgesamt ergeben sich für beide Eigenspannungskomponenten

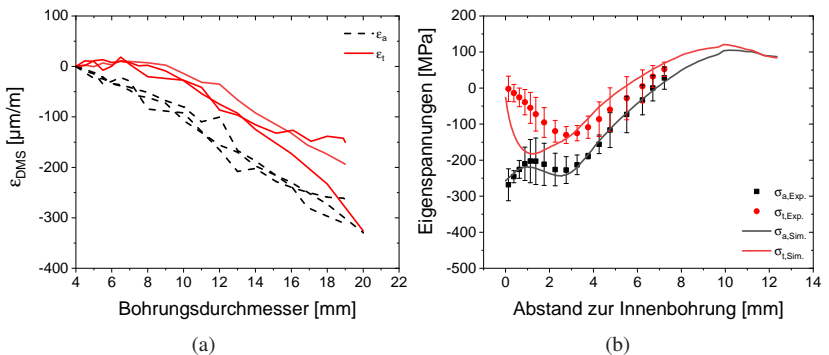


Abbildung 6.6: Darstellung der Dehnungsentwicklung am Mantel während des Sachs-Verfahrens (a) und die daraus berechneten Eigenspannungsverteilung in axialer und tangentialer Richtung in Abhängigkeit des Oberflächenabstands (b).

weitreichende Druckeigenstressungen, wobei der Nulldurchgang der Tangentialeigenstressungen vor dem der Axialeigenstressungen liegt. Der simulierte Eigenstressungszustand, korreliert zufriedenstellend mit den experimentellen Ergebnissen. Die randnahen Druckeigenstressungen werden bei beiden Richtungskomponenten überschätzt. Dies kann durch das, bei kleinen Radien geringe ausgebohrte Volumen bedingt sein. Das ermittelte Dehnungssignal ist demnach sehr klein und führt zu hohen Messungenauigkeiten. Mit zunehmendem Oberflächenabstand und größerem Ausbohrvolumen nähern sich die experimentellen Ergebnisse den simulierten Werten an. So wird der Nulldurchgang bei 6,5 mm in axialer Richtung sehr gut vorhergesagt. In tangentialer Richtung kommt es zu einer leichten Unterschätzung der Tiefenlage, wobei der experimentelle Wert innerhalb der dargestellten Standardabweichungen, welche sich aus drei Versuchen ergaben, liegt.

6.4 Ableitung eines Rissbildungskriteriums

Um ein besseres Prozessverständnis aufzubauen und die Rissanfälligkeit der unterschiedlichen Wärmebehandlungsstrategien zu bewerten, kann das validierte Simulationsmodell zur Prozessanalyse genutzt werden. Die in Kapitel 4 gezeigten Wärmebehandlungsmöglichkeiten (Variante 1-3) wurden hierzu simulativ abgebildet und im Hinblick auf die lokale Spannungs- und Dehnungsentwicklung analysiert. Abbildung 6.7a+b stellt die zeitliche Entwicklung der Tangentialspannungen an der Innenbohrungsoberfläche während einer unregelmäßigen (Variante 1), während der Abkühlung mit induktiv nachgeheizter (Variante 2) und vollständig geregelter Prozessführung (Variante 3) dar. Es wird ersichtlich, dass die Spannungsentwicklung an der Innenbohrung sich grundsätzlich in vier Abschnitte unterteilen lässt.

Infolge der eintretenden Innenabschreckung und der damit einhergehenden

thermischen Kontraktion der Innenbohrung kommt es zur Ausbildung von Zugspannungen, deren Ausmaß durch die vorliegende Austenitstreckgrenze bestimmt wird (Bereich I). Infolge der einsetzenden martensitischen Umwandlung werden die vorliegenden Zugspannungen abgebaut und Druckspannungen entstehen. Die Ausprägung der hier auftretenden Druckspannungen wird durch die folgenden martensitischen oder bainitischen Umwandlungsprozesse in den äußeren Bereichen limitiert (Bereich II). Mit einsetzender Umwandlung und der Volumenzunahme in den äußeren Bereichen kommt es wiederum zum Abbau der Druckspannungen und zum Übergang zu Zugspannungen an der Innenbohrung (Bereich III). Hier zeigt sich, dass der Aufbau der Zugspannungen je nach Wärmebehandlungsstrategie unterschiedlich stark ausgeprägt ist. So entstehen bei der vollständig geregelten Abschreckung (Variante 3) maximale Zugspannungen von 500 MPa, wohingegen die risskritischen Wärmebehandlungen mit unregelter Innenabschreckung (Variante 1+2) zu Zugspannungen von über 700 MPa führen. Nach abgeschlossener Phasenumwandlung im gesamten Demonstrator kommt es schließlich zum Abbau der aufgebauten Zugspannungen infolge der thermischen Kontraktion des Mantelbereichs (Bereich IV). Für die vollständig geregelte Abschreckung werden hierbei die Zugspannungen komplett abgebaut und es entstehen geringe randnahe Druckeigenspannungen. Unter Zuhilfenahme der Härtetiefenverläufe aus Abbildung 4.12 lässt sich somit ableiten, dass die auftretenden Zugspannungsmaxima nicht direkt mit der Einhärtetiefe und dem Härteniveau im Mantelbereich korrelieren, da nach dem vollständig geregelten Prozess eine deutlich weitreichendere Einhärtung als bei der Wärmebehandlung mit induktivem Nachheizen erzielt wurde. Die Einstellung von randnahen Druckeigenspannungen trotz einer erhöhten Einhärtetiefe kann mit den während der Wärmebehandlung auftretenden Umwandlungsplastizitätseffekten erklärt werden. Abbildung 6.7b zeigt hierzu die berechnete umwandlungsplastische Dehnung in tangentialer Richtung in Abhängigkeit des Innenbohrungsabstands. Vergleicht man die unterschiedlichen Wärmebehandlungen, ist zu erkennen, dass die Beträge in den äußeren Bereichen im Falle einer geregelten Innenbohrungsabkühlung deutlich geringer

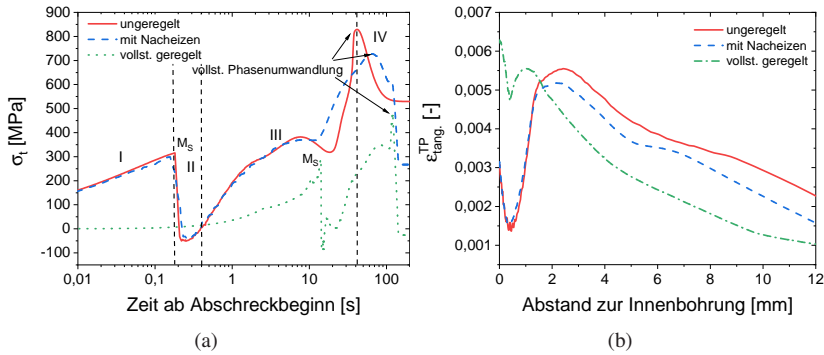


Abbildung 6.7: Simulierte zeitliche Entwicklung der Tangentialspannungen an der Innenbohrung während den unterschiedlichen Abschreckstrategien (a) und resultierende Verteilung der umwandlungsplastischen Dehnung in tangentialer Richtung (b).

sind. Eine geringere positive Umwandlungsplastizität führt zu einer geringeren Volumenzunahme infolge der Bainit- oder Martensitumwandlung und demnach zu einer Reduktion der hierdurch aufgebauten Zugspannungen an der Innenbohrung. In den oberflächennahen Bereichen zeigt sich ein umgekehrtes Verhältnis der Umwandlungsplastizitätswerte. Im Falle der vollständig geregelten Abschreckung bilden sich größere Werte aus, welche dem Aufbau von Zugspannungen entgegenwirken. Grund hierfür ist die verlangsamte Abkühlung im Bereich der Martensitbildung, welche dazu führt, dass die hier stattfindende verzögerte martensitische Umwandlung gleichzeitig mit der Phasenumwandlung der Mantelbereiche und somit unter Zugbelastung stattfindet. Wird die Innenbohrung unregelt abgeschreckt, so kommt es direkt zu einer vollständigen Martensitumwandlung (Abbildung 4a, Bereich II) unter geringer Zug- oder sogar Druckbelastung, was zu geringeren umwandlungsplastischen Dehnungen bzw. zu deren Vorzeichenwechsel führt. Die Anwendung des Rissbildungskriteriums aus Gleichung 2.38 auf die diskutierten Wärmebehandlungsstrategien ist in Abbildung 6.8 ersichtlich. Hierbei ist dem zeitlichen Verlauf der an der Innenbohrung vorliegenden Streckgrenze σ_y , die Entwicklung

der Spannung σ_{PL} aus dem Pisarenko-Lebedev Kriterium, der Vergleichsspannung nach Mises σ_V , der maximalen Hauptspannungsdifferenz σ_i sowie der Hauptspannung σ_1 gegenübergestellt. Als Versagenskriterium wurde eine einsetzende plastische Verformung der martensitischen Phasen gewählt. Aufgrund der Annahme eines spröden Materialverhaltens der martensitischen Phasen beim Pisarenko-Lebedev Kriterium entspricht σ_{PL} der ersten Hauptspannung σ_1 . Vergleicht man die Spannungsniveaus aus den einzelnen Wärmebehandlungen, so werden die Erkenntnisse zur Entwicklung der tangentialen Spannungen aus Abbildung 6.7 bestätigt.

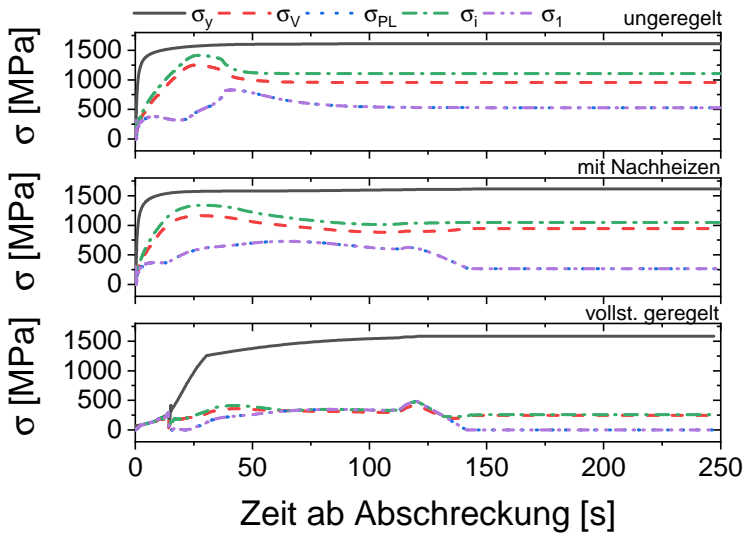


Abbildung 6.8: Simulierte zeitliche Entwicklung der Streckgrenze σ_y , der Spannung σ_{PL} aus dem Pisarenko-Lebedev Kriterium, der Vergleichsspannung nach Mises σ_V , der maximalen Hauptspannungsdifferenz σ_i und der Hauptspannung σ_1 an der Innenbohrung.

Die härterissskritischen Prozessführungen führen zu größeren Beträgen der abgebildeten Spannungen σ_V , σ_{PL} und σ_i , jedoch überschreiten diese die lokal vorliegende Streckgrenze über weite Bereiche nicht. Lediglich zu Beginn der Abschreckung und der einsetzenden Plastifizierung des Austenits wird die Streckgrenze σ_y von den betrachteten Spannungen erreicht, was aber im Anbetracht der Duktilität des Austenit nicht zu einer Bildung von Rissen führt. Aufgrund der geringen Maximalwerte von σ_{PL} und σ_i eignet sich die Annahme eines spröden Verhaltens der martensitischen Phasen am wenigsten zur Beurteilung der Rissanfälligkeit. Dies kann durch die verlangsamte Abkühlung im Anschluss an die martensitische Umwandlung und die hierdurch entstehenden Anlassvorgänge, welche die Duktilität steigern, bedingt sein. Gestützt wird diese Annahme durch die Zugversuche (Kapitel 5.1.5), welche ein plastisches Verformungsvermögen der martensitischen Phase darlegen und somit die Verwendung der Versagenskriterien für duktilen Materialverhalten erlauben. Die sich zeitlich ausbildenden Spannungsmaxima bei σ_i und σ_V liegen nur knapp unterhalb der Streckgrenzen, weshalb sich die Versagenskriterien nach Tresca und Mises am besten dazu eignen, die Rissanfälligkeit zu bewerten. Überträgt man diese Erkenntnis auf das Rissbildungskriterium nach dem Pisarenko-Lebedev Kriterium, so entspricht $\sigma_{PL} = \sigma_i$ für $\chi = 1$, was bedeutet, dass die Zugfestigkeit der Druckfestigkeit des Martensits entspricht. Zug- und Druckversuche an gering angelassenen martensitischen Zuständen in [146] stützen die Annahme einer gewissen Duktilität des Martensits. Das Verhältnis aus Zug- und Druckfestigkeit liegt bei einer Anlassbehandlung von 240 °C bei 0,85 und plastischen Dehnungen größer 2 % .

Die maximalen Hauptspannungsdifferenzen bei den rissbehafteten Zuständen werden nach 25 s und somit kurz vor dem Erreichen der maximalen Tangentialspannungen erreicht. Mit 1250 MPa und 1400 MPa liegen diese unterhalb der

lokalen Streckgrenzen. Eine mögliche Ursache für die simulative Unterschätzung der Rissanfälligkeit ist zum einen die im Modell vernachlässigte Oberflächenbeschaffenheit der Innenbohrung, welche zu lokalen Spannungsüberhöhungen führen kann. Zum anderen findet der Aufbau der kritischen Spannungszustände über eine größere Zeitspanne statt. So beträgt die Dehnrate in tangentialer Richtung $5 \cdot 10^{-5} s^{-1}$ und ist somit im Vergleich zur verwendeten Dehnrate bei den durchgeführten Zugversuchen um drei Dekaden kleiner, was zu einer Überschätzung der simulierten Streckgrenze führen kann.

Zur Festlegung der maximal zulässigen Hauptspannungsdifferenz während der Abschreckung wurden die experimentellen Versuche aus Tabelle 4.2 mit kontinuierlicher Mantelabkühlung simulativ abgebildet und hinsichtlich der Spannungsentwicklung bewertet. Die an der Innenbohrung simulativ vorgegebene Abschreckgeschwindigkeit v_{IB} wurde hierbei derart angepasst, dass die experimentell ermittelten Abkühlbedingungen an der Thermoelementposition erreicht werden. Hieraus ergibt sich die in Abbildung 6.9 dargestellte Abhängigkeit der maximalen Tangentialspannung (a) und der Hauptspannungsdifferenz (b) vom experimentell betrachteten Parameterfeld aus der Abschreckgeschwindigkeit $v_{cool,IB}$ und der Bohrungsabschrecktemperatur $T_{cool,IB}$. Die rissfreien Zustände 1 und 2 weisen hierbei die höchsten Werte der maximalen Tangentialspannungen auf. Die rissbehafteten Zustände haben insgesamt geringe Spannungswerte in tangentialer Richtung, weshalb sich die maximale Tangentialspannung nicht als Bewertungskriterium zur Rissanfälligkeit eignet. Eine klare Trennung der rissfreien und rissbehafteten Zustände lässt sich über die Auftragung der maximalen Hauptspannungsdifferenz in Abbildung 6.9b erzielen. Hieraus lässt sich bei $T_{cool,IB} = 250^\circ C$ die kritische maximale Hauptspannungsdifferenz $\sigma_{i,krit} = 1100 MPa$ als Kriterium gegen Härterissbildung ableiten. Diese ist durch geeignete Reduktion von v_{IB} erzielbar und wird durch die rissfreien Zustände 1-3 bestätigt.

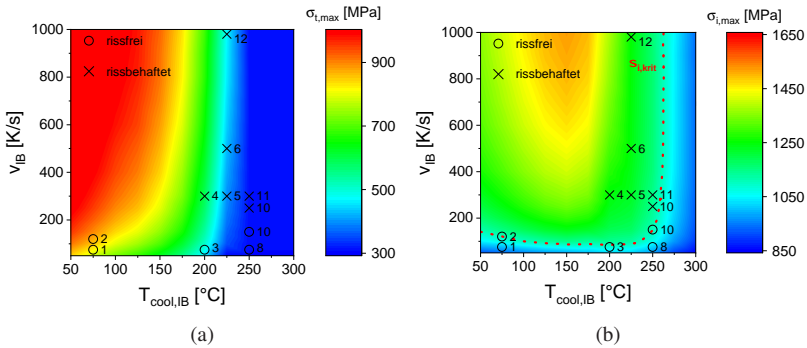


Abbildung 6.9: Simulierte maximale Tangentialspannungen (a) und maximale Hauptspannungsdifferenzen (b) an der Innenbohrung in Abhängigkeit von v_{IB} und $T_{cool,IB}$ bei den Wärmebehandlungsversuchen zur Härterisneigung.

6.5 Simulationsstudie zur Optimierung des Randschichtzustands an Demonstratorproben

Zur Ausarbeitung eines im Hinblick auf Eigenspannungen und Festigkeit optimalen Randschichtzustands werden im folgenden die Ergebnisse einer umfangreichen Parameterstudie zu beiden Versuchswerkstoffen zur Prozessführung an Innen- und Manteloberfläche dargestellt. Zur Eingrenzung der Prozessparameter bei 42CrMo4 wurden deren Grenzen so gesetzt, dass stets eine martensitische Innenbohrung und bainitische Mantelbereiche erzeugt werden. Eine Ferrit-/Perlitumwandlung in den Mantelbereichen wurde nicht in Betracht gezogen, weil hierfür zu lange Prozesszeiten nötig sind. Des Weiteren werden eine unregelmäßige Abschreckung an der Innenbohrung aufgrund der Rissbildungsgefahr sowie eine bainitische Umwandlung der Innenbohrung nicht betrachtet. Die Studien zum unlegierten Stahl C45 beinhalten sowohl die Betrachtung einer unregelmäßigen als auch geregelten Innenabschreckung bei gleichzeitiger geregelter Temperaturführung am Mantel.

6.5.1 Simulationsstudie an 42CrMo4

Diskontinuierliche Temperaturführung an Innenbohrung und Mantel

Zur simulativen Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Abschrecktemperaturen $T_{\text{cool,IB}}$ und $T_{\text{cool,M}}$ auf den Randschichtzustand wurde eine simulative Variation von $T_{\text{cool,IB}}$ im Bereich zwischen 225 °C und 300 °C bei einer zeitgleichen raschen Abkühlung des Mantels auf Temperaturen $T_{\text{cool,M}}$ zwischen 500 °C und 800 °C durchgeführt. Hierbei wurde eine konstante Abschreckrate v_{IB} von -50 K/s verwendet. Die anfängliche Abkühlrate des Mantels v_{M} ergibt sich aus der festgelegten Bedingung, dass $T_{\text{cool,M}}$ zur gleichen Zeit wie $T_{\text{cool,IB}}$ erreicht wird. Im Anschluss wurde eine verlangsamte Abkühlung der Innenbohrung auf 100 °C und des Mantels auf M_S bei Abkühlzeiten t_{cool} von 150 s und 200 s betrachtet, bevor eine Schlussabschreckung erfolgte. Die hieraus untersuchten Temperaturbereiche von Innenbohrung und Mantel der durchgeführten Simulationsstudie sind in Abbildung 6.10 schraffiert dargestellt. Da sich die maximalen Druckeigenstressungen im Innenbohrungsbereich direkt an der Oberfläche einstellen, werden zur Bewertung der Simulationsstudien die jeweiligen Axial- und Tangentialeigenstressungen an der Innenbohrung betrachtet. Die aus den in Abbildung 6.10 dargestellten Wärmebehandlungen resultierenden Oberflächeneigenstressungen sind in Abbildung 6.11 in Abhängigkeit der Abschrecktemperaturen für beide Abkühlzeiten t_{cool} dargestellt. Die axialen Druckeigenstressungen nehmen, unabhängig von t_{cool} , mit sinkender Bohrungabschrecktemperatur $T_{\text{cool,IB}}$ und steigender Mantelabschrecktemperatur $T_{\text{cool,M}}$ zu, wohingegen die Tangentialeigenstressungen einen gegenläufigen Effekt zeigen. Des Weiteren wird ersichtlich, dass sich insgesamt hohe

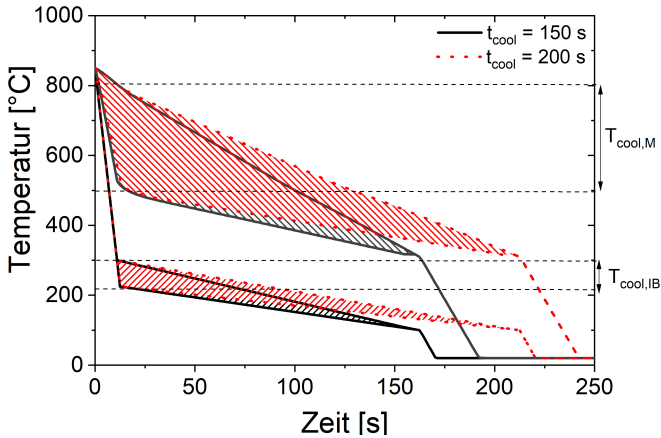


Abbildung 6.10: Simulativ betrachtete Wärmebehandlungsstrategien beim Stahl 42CrMo4 zum Einfluss der Abschrecktemperaturen $T_{cool,IB}$ und $T_{cool,M}$ sowie der Abkühlzeit t_{cool} nach [140].

Druckeigenspannungen an der Innenbohrung erzielen lassen. Wird der Einfluss von t_{cool} betrachtet, zeigen sich ähnliche Effekte im Hinblick auf die Eigenspannungsabhängigkeit zu den Abschrecktemperaturen, wobei das Druckeigenspannungsniveau über die länger eingestellte Abkühlzeit um -300 MPa gesteigert werden kann.

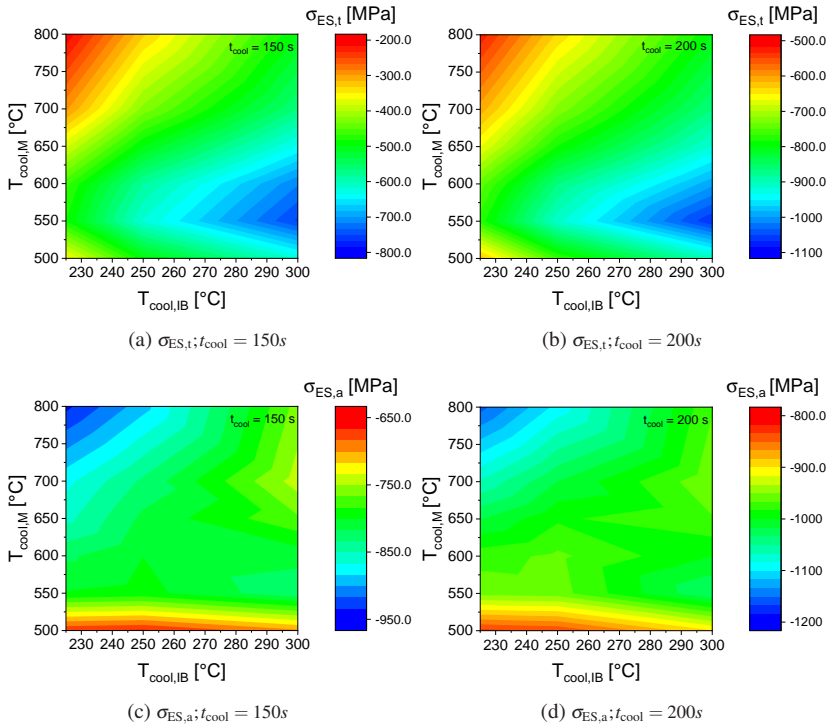


Abbildung 6.11: Simulierte Eigenspannungswerte in tangentialer (a+b) und axialer Richtung (c+d) an der Innenbohrung in Abhängigkeit von $T_{cool,IB}$ und $T_{cool,M}$ bei Abkühlzeiten von 150 s (a+c) und 200 s (b+d) beim Stahl 42CrMo4 nach [140].

Betrachtet man die sich einstellenden Beträge der Druckeigenspannungen in axialer und tangentialer Richtung, so zeigt sich eine stärkere Sensitivität der tangentialen Druckeigenspannungen. Diese zeigen bei Bohrungsabschrecktemperaturen von 300 °C und Mantelabschrecktemperaturen von 550 °C ein betragsmäßiges Maximum, welches gleichzeitig auch einem lokalen Maximum der axialen Druckeigenspannungen entspricht (vgl. Abbildung 6.12a). Das sich ausbildende Druckeigenspannungsmaximum lässt sich über die Betrachtung

des zeitlichen Verlaufs der tangentialen Spannung an der Innenbohrung bei einer Bohrungsabschrecktemperatur von 300 °C und unterschiedlichen Mantelabschrecktemperaturen bei einer Abkühlzeit von 200 s in Abbildung 6.12b erklären. Es zeigt sich, dass die an der Innenbohrung induzierten Druckspannungen infolge der martensitischen Umwandlung vom Temperaturniveau der äußeren Bereiche abhängig sind. Der Aufbau der Druckspannungen wird durch die Streckgrenze der noch nicht umgewandelten austenitischen Bereiche begrenzt. Je geringer das Temperaturniveau, desto höher ist die Austenitstreckgrenze und somit auch die sich an der Innenbohrung aufbauenden Druckspannungen, welche letztendlich dazu führen, dass die resultierenden Druckeigenstressungen maximiert werden. Der Effekt der steigenden Druckeigenstressungen mit sinkender Mantelabschrecktemperatur wird durch eine zunehmende Einhärtungstiefe bzw. einen abnehmenden randschichtnahen Bainitvolumenanteil, welcher für die diskutierten Mantelabschrecktemperaturen in Abbildung 6.12c dargestellt ist, begrenzt. So führt eine Mantelabschrecktemperatur von 500 °C zu geringeren Druckeigenstressungen als eine Abschrecktemperatur von 550 °C. Dies ist die Folge eines stärkeren Druckspannungsabbaus durch das niedrigere Temperaturniveau und die damit einhergehende Erhöhung der Einhärtetiefe. Eine Verringerung der Abkühlzeit führt ebenfalls zur Reduktion der resultierenden Druckeigenstressungen (vgl. Abbildung 6.12b), da die schnelleren Abkühlbedingungen die Einhärtetiefe erhöhen und somit die sich aufbauenden Druckspannungen stärker abgebaut werden.

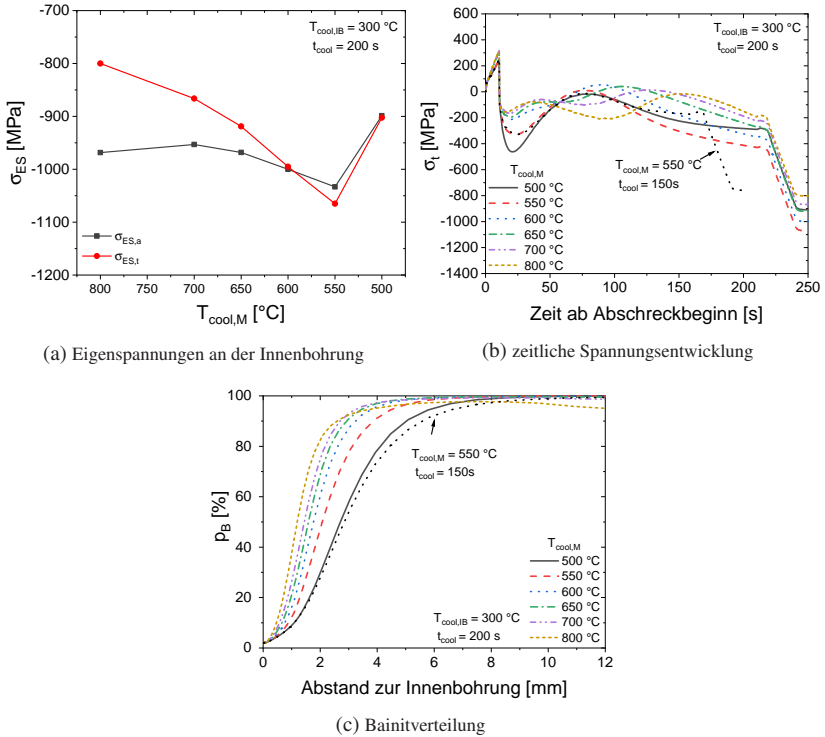


Abbildung 6.12: Simulierte Eigenstressungen an der Innenbohrung (a), zeitliche Entwicklung der tangentialen Spannungskomponente (b) sowie die resultierende Bainitverteilung (c) in Abhängigkeit von $T_{cool,M}$ bei einer konstanten Bohrungsabschrecktemperatur $T_{cool,IB}$ von 300 °C beim Stahl 42CrMo4 nach [140].

Zur Bewertung der variierten Parameter $T_{cool,IB}$, $T_{cool,M}$ und t_{cool} im Hinblick auf den gesamten Mikrostruktur- und Eigenstresszustand sind in Abbildung 6.13 die Bauteilzustände von vier unterschiedlichen Wärmebehandlungsstrategien, die in hohen Drucktangentialstressungen an der Innenbohrung resultieren, dargestellt. Die betrachteten Wärmebehandlungen führen allesamt zu weitreichenden Druckeigenstressungen an der Innenbohrung, deren Tiefenwirkung größer als die Einhärtetiefe ist. Die Lage des Nulldurchgangs der

axialen Eigenspannungen ist hierbei im Vergleich zur tangentialen Komponente stets um circa 2 mm zu höheren Innenbohrungsabständen verschoben. Die sich im Anschluss aufbauenden Zugeigenspannungen in den äußeren Bereichen haben maximale Werte von 200-300 MPa, welche aufgrund des größeren Volumens die hohen inneren Druckeigenspannungen kompensieren.

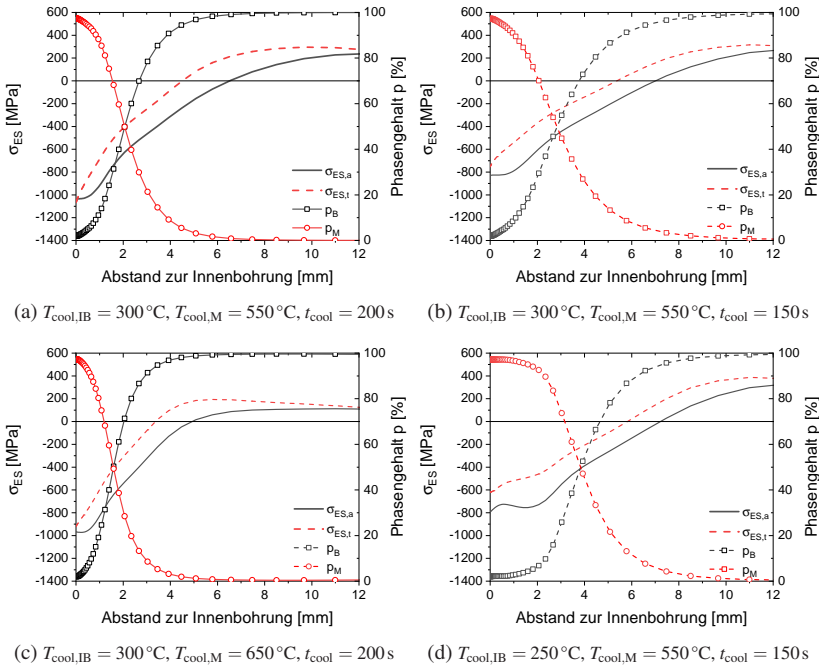


Abbildung 6.13: Simulierte Eigenspannungs- und Mikrostrukturverteilung in Abhängigkeit von $T_{cool,IB}$, $T_{cool,M}$ und t_{cool} beim Stahl 42CrMo4.

Niedrige Bohrungsabschrecktemperaturen $T_{cool,IB}$ sowie Mantelabschrecktemperaturen $T_{cool,M}$ führen infolge des geringeren Temperaturniveaus im Demonstrator zu höheren Einhärtetiefen und zu weitreichenderen Druckeigenspannungen, was zu geringeren Eigenspannungswerten unmittelbar an der Oberfläche führt. Zudem ist ersichtlich, dass eine Änderung von $T_{cool,IB}$ sich

stärker auf den Randschichtzustand auswirkt als eine Änderung von $T_{\text{cool},M}$. Eine reduzierte Abkühlzeit führt ebenfalls zur Reduktion der resultierenden Druckeigenstressungen, da die schnelleren Abkühlbedingungen die Einhärtetiefe erhöhen.

Kontinuierliche Manteltemperaturführung

Unter Variation von $T_{\text{cool},IB}$ bei $v_{IB} = 50 \text{ K/s}$ wurde der Einfluss einer kontinuierlichen Mantelabkühlung über die Betrachtung der Abkühlraten 3 K/s und 5 K/s auf die randnahen Eigenspannungen untersucht. In Abbildung 6.14a sind die hieraus an der Innenbohrung entstehenden Axial- und Tangentialeigenspannungen über $T_{\text{cool},IB}$ dargestellt. Beide Eigenspannungskomponenten verschieben sich infolge einer langsameren Mantelabkühlung zu höheren Druckeigenstressungen. Entsprechend den Ergebnissen zur diskontinuierlichen Mantelabkühlung führen hohe Bohrungstemperaturen zu höheren Druckeigenstressungen in tangentialer Richtung. Die relative Änderung der Axialeigenspannungen fällt hierzu im Vergleich geringer aus. Der Einfluss der Mantelabkühlgeschwindigkeit auf den Eigenspannungs- und Mikrostrukturzustand kann über

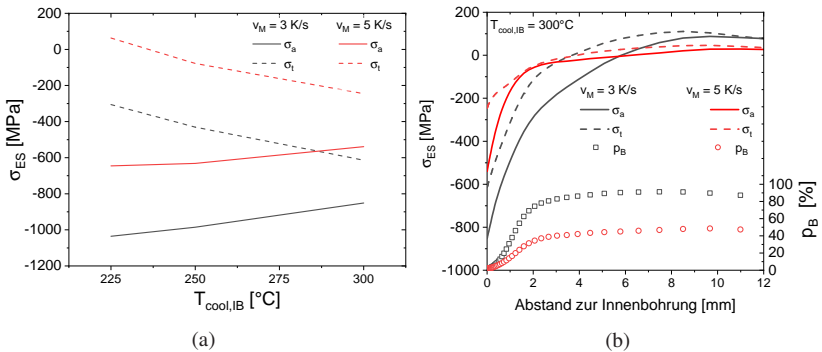


Abbildung 6.14: Simulierte Eigenspannungswerte an der Innenbohrung in Abhängigkeit von $T_{\text{cool},IB}$ und v_M (a) und die resultierende Mikrostruktur- und Eigenspannungsverteilung bei $T_{\text{cool},IB} = 300^\circ\text{C}$ (b) beim Stahl 42CrMo4 nach [140].

Abbildung 6.14b erläutert werden. Es ist erkennbar, dass vor allem der Bainanteil in den äußeren Bereichen über die Mantelabkühlrate stark beeinflusst wird, wohingegen die Einhärtetiefe kaum verändert wird. Eine Abkühlrate von 3 K/s resultiert in nahezu vollständig bainitisch umgewandelten Mantelbereichen und führt somit zu höheren und weitreichenderen Druckeigenstressungen an der Innenbohrung trotz einer kaum veränderten vollständig umgewandelten martensitischen Randschicht.

Um den Einfluss einer im Vergleich zur Vorgabe höheren experimentellen Abkühlrate, infolge der zur Innenoberfläche versetzten Temperaturmessung und möglichen Messträgheiten des Thermoelements zu untersuchen, wurde eine Simulationsstudie unter Variation der Abschreckbedingungen ausgehend von der Innenbohrung bei einer kontinuierlichen Mantelabkühlung von 3 K/s durchgeführt. Die Konturprofile der axialen und tangentialen Oberflächeneigenstressungen in Abbildung 6.15 legen dar, dass die tangentiale Komponente nahezu unabhängig von v_{IB} ist und sich maßgeblich über $T_{cool,IB}$ einstellen lässt. Über eine hohe Bohrungsabschrecktemperatur lassen sich die Druckeigenstressungen in tangentialer Richtung maximieren, wobei die Axialeigenstressungen bei

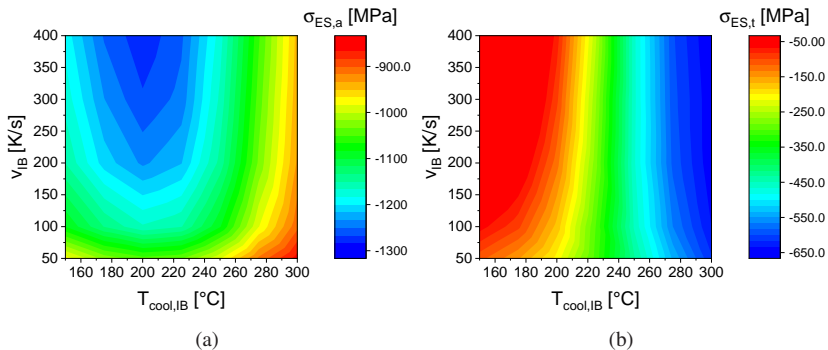


Abbildung 6.15: Simulierte Eigenspannungswerte in axialer (a) und tangentialer (b) Richtung an der Innenbohrung in Abhängigkeit von $T_{cool,IB}$ und v_{IB} bei einer Mantelabkühlrate $v_{cool,M} = 3$ K/s beim Stahl 42CrMo4.

konstanter Abschreckrate $v_{\text{cool,IB}}$ hierdurch minimiert werden. Dennoch lassen sich axiale Druckeigenspannungen von über -900 MPa erzielen, da diese weniger sensitiv auf das Temperaturniveau in der Probe reagieren als die in tangentialer Richtung vorliegenden Eigenspannungen.

Isotherme Manteltemperaturführung

Die Möglichkeit einer zum induktiven Nachheizen simultanen Luftkühlung erlaubt eine im Experiment isotherme Temperaturführung des Mantels. Aus diesem Grund wurden isotherme Halteschritte der Manteltemperatur im Bereich der bainitischen Umwandlung unter zusätzlicher Variation von $T_{\text{cool,IB}}$ simulativ untersucht. Die isotherme Haltedauer betrug hierbei 100 s, während die Innenbohrung auf 100 °C abgekühlt wurde und im Anschluss die Schlussabschreckung erfolgte. Die Eigenspannungen an der Innenbohrung, die sich aus dem in Abbildung 6.16a dargestellten und verwendeten Temperaturbereich ergeben, sind in Abbildung 6.16b+c in Abhängigkeit von $T_{\text{cool,IB}}$ und $T_{\text{iso,M}}$ ersichtlich. Sowohl die axialen als auch die tangentialen Eigenspannungen sind weitgehend unabhängig von $T_{\text{cool,IB}}$, wohingegen eine zunehmende Haltetemperatur $T_{\text{iso,M}}$ zu einer betragsmäßigen Maximierung führen. Die Begünstigung hoher randschichtnaher Druckeigenspannungen über die Erhöhung der isothermen Manteltemperatur lässt sich über die zeitliche Entwicklung der Spannungen in axialer Richtung an der Innenbohrung in Abbildung 6.17 erläutern. Vergleicht man die Spannungsentwicklung der Prozesse mit $T_{\text{iso,M}} = 450$ °C und 500 °C, so sind die Verläufe bis zur Schlussabschreckung nahezu identisch. Aufgrund der Tatsache, dass von einer höheren Temperatur bei $T_{\text{iso,M}} = 500$ °C abgekühlt wird, kommt es zu einer größeren thermischen Kontraktion der Mantelbereiche, welche zu höheren Druckeigenspannungen führt. Die anfänglich stärkere thermische Kontraktion bei der Abschreckung auf $T_{\text{iso,M}} = 450$ °C führt nicht zu einem entsprechend stärkeren Aufbau von Druckspannungen, da einerseits der Elastizitätsmodul des Austenits geringer ist und andererseits eine Plastifizierung des Austenits den stärkeren Druckspannungsaufbau begrenzt. Demnach

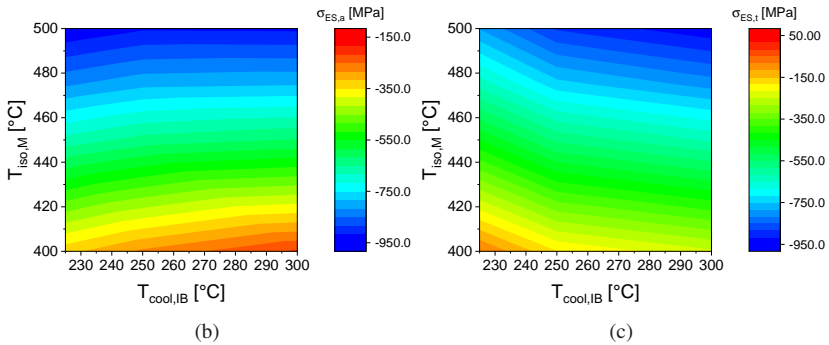
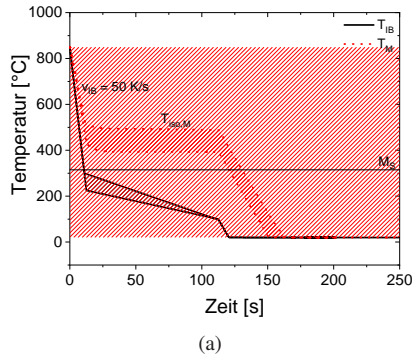


Abbildung 6.16: Simulativ betrachtete Wärmebehandlungsstrategien zum Einfluss der Abschrecktemperaturen $T_{cool,IB}$ und einer isothermen Manteltemperaturführung für 100 s (a) und die daraus simulierten Eigenspannungswerte in axialer (b) und tangentialer (c) Richtung an der Innenbohrung in Abhängigkeit von $T_{cool,IB}$ und v_{IB} bei einer Mantelabkühlrate von $v_{cool,M} = 3K/s$ beim Stahl 42CrMo4 nach [140].

sind hohe Temperaturen der Mantelbereiche zu Beginn der Schlussabschreckung für einen Aufbau von hohen Druckeigenspannungen an der Innenbohrung förderlich.

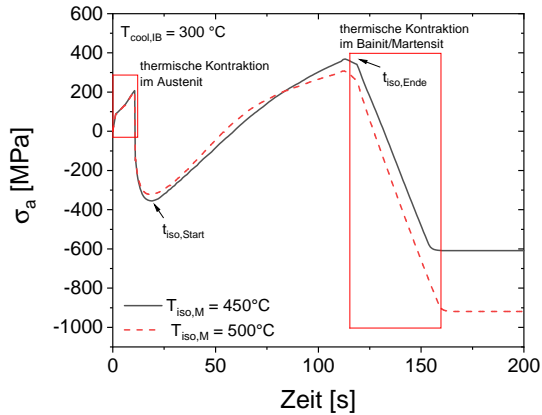


Abbildung 6.17: Zeitliche Spannungsentwicklung in axialer Richtung bei den isothermen Manteltemperaturen $T_{iso,M}$ von 450 °C und 550 °C beim Stahl 42CrMo4.

6.5.2 Simulationsstudie an C45

Aufgrund des schnelleren Umwandlungsverhaltens beim unlegierten Stahl C45 wurden Simulationsstudien unter Betrachtung einer unregelmäßigen Innenabschreckung sowie unter Betrachtung einer diskontinuierlichen, geregelten Temperaturführung durchgeführt. Die Temperatur des Mantels wurde im Falle einer unregelmäßigen Innenabschreckung kontinuierlich abgekühlt, während bei einer diskontinuierlichen Innenabschreckung sowohl diskontinuierliche als auch kontinuierliche Abkühlungen am Mantel untersucht wurden.

Unregelmäßige Innenabschreckung

Unter Vorgabe der in Kapitel 4 ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten an der Innenbohrung wurde eine zeitliche Variation der Abkühlrate am Mantel zwischen 3 und 8 K/s simulativ abgebildet. Die Konturdiagramme zum

Einfluss der variierten Prozessparameter auf die Eigenspannungen an der Innenbohrung sind in Abbildung 6.18 dargestellt. Sie zeigen für beide Spannungsrichtungen insgesamt Druckeigenspannungen größer -400 MPa. Für die axiale Eigenspannungskomponente stellt sich ab einem Wärmeübergangskoeffizienten von $60000 \text{ W/m}^2\text{K}$ ein nahezu konstanter und von v_M unabhängig hoher Wert von -1700 MPa ein. Mit abnehmenden Wärmeübergangskoeffizienten kommt es zu einer Abnahme der Axialeigenspannungen, wobei ab Wärmeübergangskoeffizienten kleiner $20000 \text{ W/m}^2\text{K}$ randnahe Bereiche der Innenbohrung nicht mehr vollständig martensitisch umwandeln und es folglich zu einer starken Reduktion der Druckeigenspannungen kommt. In tangentialer Richtung zeigt sich eine gegenläufige Abhängigkeit und ein Druckeigenspannungsmaximum bei $20000 \text{ W/m}^2\text{K}$, welches mit zunehmender Abschreckwirkung stetig reduziert wird. Der Grund für die von den Mantelabkühlbedingungen unabhängige Ausbildung der Eigenspannungswerte an der Innenbohrung

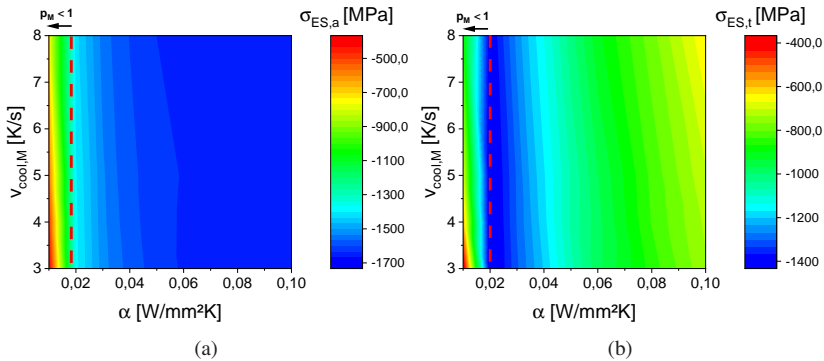


Abbildung 6.18: Simulierte Eigenspannungswerte in axialer (a) und tangentialer (b) Richtung an der Innenbohrung in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α und der Mantelabkühlrate v_M beim Stahl C45 nach [140].

lässt sich über die Darstellung der Phasenanteile in Abbildung 6.19a darlegen. Die Phasenverteilung zeigt nahezu keine Änderung aufgrund einer erhöhten Mantelabkühlung von 8 K/s. Es lässt sich lediglich ein etwas ausgeprägter Übergang der martensitischen in die bainitische Phase feststellen. Eine weitere Ursache liegt in der Tatsache, dass infolge der hohen Wärmeübergänge und Abschreckraten über 500 K/s bei einer unregelmäßigen Abschreckung die martensitische Umwandlung innerhalb von 2 Sekunden und somit bei einem hohen Temperaturniveau der äußeren Bereiche einsetzt. Da selbst infolge der größten Mantelabkühlrate die äußeren Bereiche bei einsetzender Phasenumwandlung an der Innenbohrung kaum abgekühlt sind, können sich keine höheren Druckspannungen an der Innenbohrung aufbauen. Der Aufbau von höheren Druckspannungen während der Phasenumwandlung an der Innenbohrung infolge einer stärkeren Unterkühlung der äußeren Bereiche zeigt sich bei Betrachtung der tangentialen Spannungsentwicklung in Abhängigkeit des aufgeprägten Wärmeübergangskoeffizienten in Abbildung 6.19b. Eine erhöhte Wärmeabfuhr führt zu hohen radialen Temperaturgradienten, weshalb die lokalen Streckgrenzen des Austenits bei einsetzender Phasenumwandlung gering sind und somit den Druckspannungsaufbau stark begrenzen. Es zeigt sich, dass der Druckspannungsaufbau über eine schwächere Abschreckwirkung gesteigert werden kann. Zusätzlich kommt es hierdurch zu einem im Anschluss weniger stark ausgeprägten Zugspannungsaufbau, da die Einhärtetiefe, wie in Abbildung 6.19c ersichtlich ist, mit sinkendem Wärmeübergangskoeffizienten reduziert wird.

Diskontinuierliche Temperaturführung

Bei der Simulationsstudie zur geregelten Temperaturführung der Innenbohrung wurde eine Abschreckung mit 500 K/s auf Abschrecktemperaturen zwischen 200 °C und 350 °C und anschließender verlangsamerter Abkühlung betrachtet.

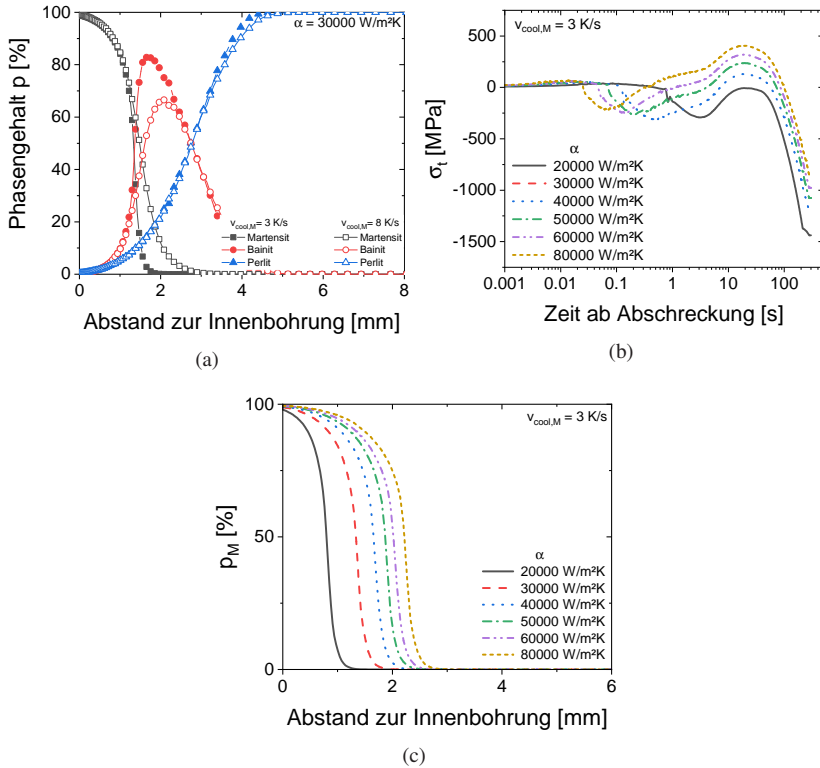


Abbildung 6.19: Simulierte Phasenverteilung in Abhängigkeit von v_M (a) sowie die zeitliche Entwicklung der tangentialen Spannungen an der Innenbohrung (b) und resultierende Martensitverteilung (c) in Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α beim Stahl C45 nach [140].

Die Konturprofile zum Einfluss einer geregelten Innenabschreckung unter zeitgleicher Variation der Mantelabkühlgeschwindigkeit in Abbildung 6.20a-d zeigen zum einen ein insgesamt hohes Druckeigenspannungsniveau in axialer und tangentialer Richtung. Zum anderen zeigen die Abbildungen 6.20a und 6.20b

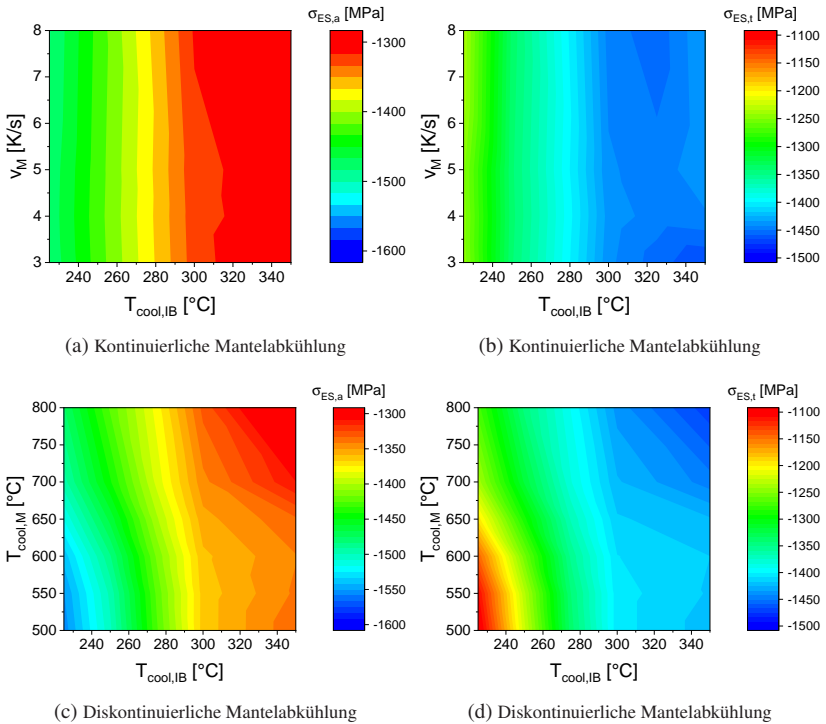


Abbildung 6.20: Simulierte Eigenspannungswerte in axialer und tangentialer Richtung an der Innenbohrung bei einer kontinuierlichen (a+b) und diskontinuierlichen (c+d) Mantelabkühlung in Abhängigkeit der Mantelabkühlrate v_M , Mantelabschreckgeschwindigkeit $T_{cool,M}$ sowie der Innenbohrungsabschreckgeschwindigkeit $T_{cool,IB}$ beim Stahl C45.

ebenfalls, dass die Eigenspannungswerte an der Innenbohrung nahezu unbeeinflusst von der Mantelabkühlung sind. Eine geringere Wärmeabfuhr infolge höherer Abschrecktemperaturen $T_{cool,IB}$ führt aufgrund der Einstellung einer geringeren Einhärtetiefe zu einer Maximierung der Druckeigenspannungen in tangentialer Richtung, wobei die axialen Druckeigenspannungen sich

zeitgleich in einem geringeren Maße reduzieren. Im Vergleich zu den unregelten Abschreckungen an der Innenbohrung liegen die maximalen tangentialen Druckeigenspannungen auf einem ähnlichen Niveau von -1500 MPa, wobei die axialen Druckeigenspannungen in diesem Bereich im Falle der geregelten Abschreckung reduziert werden. Eine geregelte diskontinuierliche Abkühlung des Mantels gemäß Abbildung 6.10 mit einer Abkühlzeit von 200 s unter Variation der Innenabkühlung führt zu einer ähnlichen Eigenspannungsbildung an der Innenbohrung mit dem Unterschied, dass eine Erhöhung von $T_{\text{cool,M}}$ zu einer Zunahme der tangentialen Druckeigenspannung beziehungsweise Abnahme der axialen Druckeigenspannungen führt (siehe Abbildung 6.20c+d). Dieser Effekt beruht wie bei der isothermen Mantelführung beim Stahl 42CrMo4 auf der Tatsache, dass das Temperaturniveau des Mantels nach vollständiger Phasenumwandlung und bevorstehender Schlussabschreckung aufgrund thermischer Kontraktionseffekte das Druckeigenspannungsniveau bestimmt. Der Einfluss des Zeitpunkts einsetzender Phasenumwandlung und thermischen Kontraktion kommt bei einer kontinuierlichen Temperaturführung kaum zum Tragen, da Phasenumwandlung und thermische Kontraktion über weite Bereiche zeitgleich stattfinden.

6.6 Sensitivitätsstudie zum Einfluss der Materialparameter und Probengeometrie

Um zu beurteilen, inwieweit die simulativ vorhergesagten Randschichtzustände durch mögliche Materialschwankungen, Geometrieänderungen sowie Abweichungen der Materialmodelle beeinflusst werden, wurde eine simulative Sensitivitätsanalyse durchgeführt. Zur Untersuchung der Robustheit gegenüber Schwankungen in der chemischen Zusammensetzung wurde eine Änderung der implementierten mechanischen, metallurgischen und thermischen

Materialparameter von $\pm 20\%$ bei einer unveränderten Prozessführung für den Stahl 42CrMo4 vorgenommen. Betrachtet wurde hierbei eine diskontinuierliche Temperaturführung an Innenbohrung und Mantel mit $T_{\text{cool,IB}} = 300^\circ\text{C}$ und $T_{\text{cool,M}} = 550^\circ\text{C}$ und einer Abkühlzeit von 200 s (vgl. Abbildung 6.11 a+b). Unter Verwendung dieser Prozessparameter wurden zusätzlich die Maße des Demonstrators variiert, um grundlegende Effekte einer Geometrieänderung auf den Randschichtzustand zu untersuchen. Diese Studie beinhaltete eine Variation der Demonstratorlänge zwischen 70 mm und 150 mm, des Durchmessers zwischen 20 mm und 35 mm sowie des Innenbohrungsdurchmessers zwischen 2 mm und 5 mm.

Einfluss der Materialparameter

Zur Bewertung der Empfindlichkeit der Simulationsergebnisse gegenüber den einzelnen Materialparametern im Hinblick auf den Randschichtzustand wurden die relativen Änderungen der Eigenspannungen an der Innenbohrung sowie der Einhärtetiefe durch die jeweilige Änderung eines Materialparameters herangezogen. Hieraus ergab sich, dass insbesondere die mechanischen phasenspezifischen Parameter Streckgrenze und Elastizitätsmodul kaum Auswirkungen auf den resultierenden Randschichtzustand haben (vgl. Tabelle 6.1). Ausgenommen ist hierbei der Elastizitätsmodul der kubisch-raumzentrierten Phasen E_{bcc} , da dieser maßgeblich die sich aufbauenden Eigenspannungen bestimmt und somit die relativen Änderungen der Eigenspannungswerte proportional zur eingestellten Änderung sind. Neben den mechanischen Parametern sind in Tabelle 6.1 die untersuchten thermische und phasenspezifische Parameter und ihr Einfluss auf die Oberflächeneigenspannungen sowie die Einhärtetiefe gelistet. Die in Tabelle 6.1 grau hinterlegten Parameter zeigen hierbei eine hohe Sensitivität auf den Eigenspannungszustand, weshalb deren Einfluss im Folgenden detailliert diskutiert wird.

Tabelle 6.1: Untersuchte Materialparameter mit ihrer maximalen relativen Änderung der axialen und tangentialen Eigenspannungen an der Innenbohrung sowie der Einhärtetiefe infolge einer Änderung von $\pm 20\%$.

		$\frac{\Delta\sigma_{ES,a}}{\sigma_{ES,a}}$ [%]	$\frac{\Delta\sigma_{ES,t}}{\sigma_{ES,t}}$ [%]	$\frac{\Delta HT}{HT}$ [%]
mechanisch	E_{fcc}	0,1	0,2	0
	E_{bcc}	20	20	0
	$\sigma_{y,A}$	0,1	0,2	0
	$\sigma_{y,B}$	0	0	0
	$\sigma_{y,M}$	0	0	0
thermisch	$c_{p,A}$	1,9	1,4	0,7
	$c_{p,B,M}$	0,5	-0,3	14,7
	$\lambda_{B,M}$	0,1	0,1	3,8
	λ_A	-1,6	-1,5	-12
	α_A	-5,9	-9	0
	α_B	15,9	17,6	0
	α_M	5,1	7,7	0
	$\Delta Q_{A \rightarrow B,M}$	-1,5	-2,2	1,6
umwandlungsspezifisch	K_M	0,5	1,7	0
	K_B	-0,5	-0,1	0
	M_S	-28	-92	17,7
	ϵ_M^{tr}	12,5	12,5	0
	ϵ_B^{tr}	9,5	11,3	0
	κ_{VB}	-20	-13	0
	λ_{VB}	-14	-8	0

Des Weiteren lässt sich über die Sensitivitätsstudie ein grundlegendes Verständnis zum Einfluss einzelner Materialparameter aufbauen. So hat beispielsweise die Austenitstreckgrenze $\sigma_{y,A}$ einen vernachlässigbaren Einfluss auf den

sich einstellenden Eigenspannungszustand trotz Unterschieden in der zeitlichen Spannungsentwicklung in Abbildung 6.21a. So führt eine Erhöhung beziehungsweise Erniedrigung von $\sigma_{y,A}$ zu höheren respektive geringeren Zugspannungen an der Innenbohrung infolge der thermischen Kontraktion. Die sich durch die martensitische Umwandlung aufbauenden Druckspannungen zeigen eine zur eingestellten Streckgrenze gegenläufige Tendenz. So werden die maximalen Druckspannungen bei dem geringsten Wert für $\sigma_{y,A}$ erreicht, wohingegen ein hoher Wert für $\sigma_{y,A}$ das Druckspannungsmaximum minimiert. Grund hierfür sind die während der Phasenumwandlung entstehenden umwandlungsplastischen Dehnungen, welche von den lokal wirkenden Spannungen abhängen. So führt eine erhöhte Streckgrenze zu höheren Zugspannungen in den weiter innenliegenden Bereichen, was wiederum zu höheren umwandlungsplastischen Dehnungen und somit zu einem stärkeren Abbau der sich an der Innenbohrung aufbauenden Druckspannungen führt. Demnach stellen sich maximale Druckeigenspannungen bei geringeren Werten für $\sigma_{y,A}$ ein. Betrachtet man die in Abbildung 6.21b dargestellte Verteilung der umwandlungsplastischen Dehnungsanteile für die maximalen Änderungen von $\sigma_{y,A}$, so lassen sich höhere umwandlungsplastische Dehnungen in den äußeren Bereichen bei einer geringeren Austenitstreckgrenze feststellen. Dies wiederum führt dazu, dass die sich hierbei einstellenden maximalen Druckspannungen nach Erreichen des lokalen Maximums stärker abgebaut werden und eine von $\sigma_{y,A}$ unabhängige Spannungsentwicklung ersichtlich ist. Im Hinblick auf den Eigenspannungszustand konnte festgestellt werden, dass die spezifische Wärmekapazitäten $c_{p,A}$ und $c_{p,B,M}$, die Wärmeleitfähigkeiten λ_A und $\lambda_{B,M}$, die Umwandlungswärme $\Delta Q_{A \rightarrow B,M}$, sowie die Umwandlungsplastizitätskonstanten K_M und K_B weniger sensitiv sind. Die maximalen Änderungen der Oberflächeneigenspannungswerte sind Tabelle 6.1 zu entnehmen. Die Eigenspannungsänderungen in axialer und tangentialer Richtung zu den einflussreicheren metallurgischen Materialparametern sind in Abbildung 6.22a gegenüber dem Multiplikator und somit der prozentualen Änderung gezeigt. Insbeson-

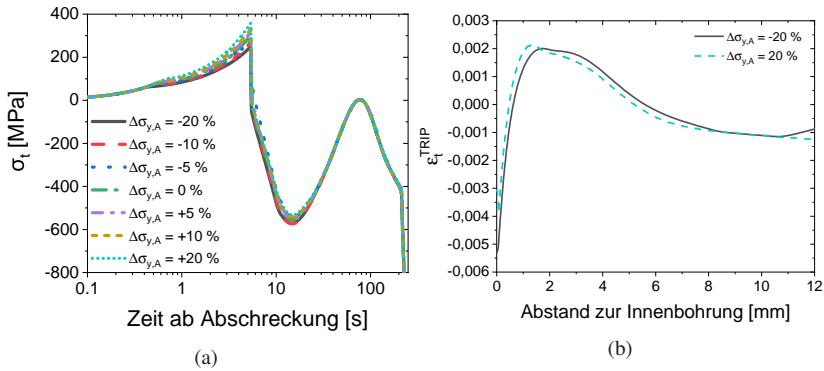


Abbildung 6.21: Einfluss der austenitischen Streckgrenze $\sigma_{y,A}$ auf die zeitliche Entwicklung der tangentialen Spannungen an der Innenbohrung (a) und die daraus resultierende Verteilung der umwandlungsplastischen Dehnung in tangentialer Richtung bei einer maximalen Variation von $\pm 20\%$ (b) beim Stahl 42CrMo4.

Änderungen der metallurgischen Materialparameter führen zu signifikanten Änderungen der Eigenspannungswerte. So führt sowohl eine Erhöhung der Martensitstarttemperatur M_S als auch der bainitischen Umwandlungsdehnung $\epsilon_{tr,B}$ zu einer Reduktion der innenbohrungsnahen Eigenspannungen, da Erstere in einer höheren Einhärtetiefe und Letztere zu einem stärkeren Abbau der randnahen Druckeigenspannungen führen. Demzufolge führt eine beschleunigte Bainitbildungskinetik durch die Erhöhung der Parameter κ_{VB} und λ_{VB} ebenso zu höheren Innenbohrungseigenspannungen aufgrund einer Verringerung der Einhärtetiefe (vgl. Abbildung 6.22b).

Eine Erhöhung der martensitischen Umwandlungsdehnung ϵ_M^{tr} hat ähnliche Auswirkungen auf den Eigenspannungszustand wie eine Verringerung von ϵ_B^{tr} , da, wie in Abbildung 6.22c ersichtlich, ein größerer Martensitvolumensprung an der Innenbohrung beziehungsweise kleinere Bainitvolumensprünge der äußeren Bereiche den Aufbau von randnahen Druckeigenspannungen begünstigen.

Abbildung 6.23a stellt die resultierenden Eigenspannungen den Änderungen

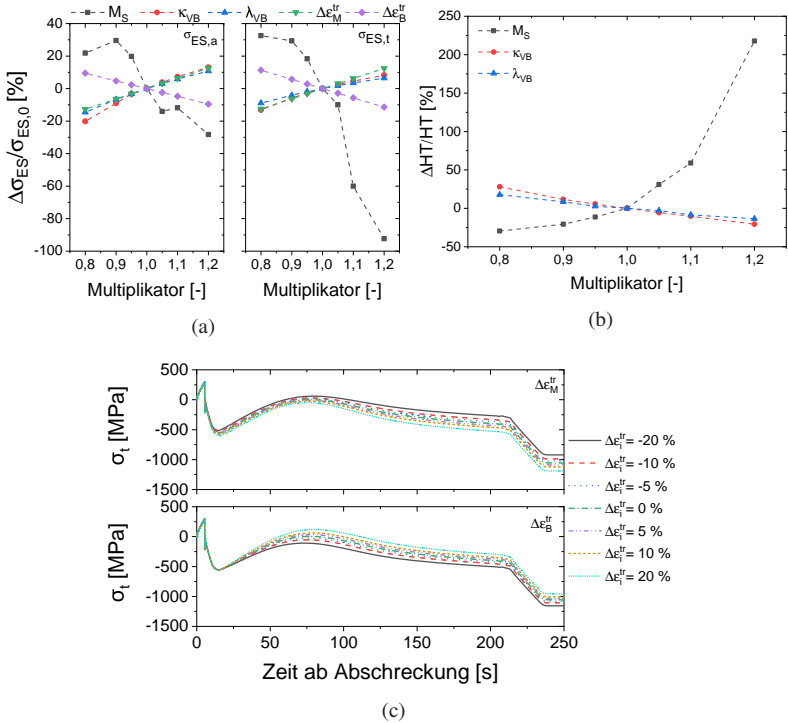
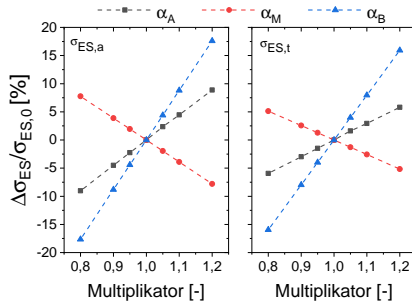
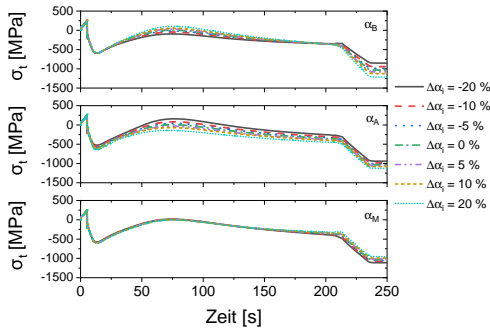


Abbildung 6.22: Relative Änderung der Eigenspannungen an der Innenbohrung beim Stahl 42CrMo4 im Hinblick auf eine Variation der signifikanten metallurgischen Parameter (a) und der Einhärtetiefe in Abhängigkeit einer Änderung der relevanten Kinetikparameter (b) sowie der Einfluss der martensitischen und bainitischen Umwandlungsdehnungen auf die zeitliche Entwicklung der tangentialen Spannungen an der Innenbohrung (c).

des thermischen Ausdehnungskoeffizienten gegenüber. Ein hoher thermischer Ausdehnungskoeffizient des Bainits führt zu höheren Druckeigenspannungen, da die thermische Kontraktion des überwiegend bainitischen Mantelbereichs verantwortlich für die Druckeigenspannungen an der Innenbohrung ist. Abbildung 6.23b stellt hierzu die Änderung der zeitlichen Spannungsentwicklung



(a)



(b)

Abbildung 6.23: Relative Änderung der Eigenspannungen an der Innenbohrung beim Stahl 42CrMo4 im Hinblick auf eine Variation der phasenspezifischen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (a) sowie deren Einfluss auf die zeitliche Entwicklung der tangentialen Spannung an der Innenbohrung (b).

der tangentialen Komponente an der Innenbohrung für die betrachteten phasenspezifischen Ausdehnungskoeffizienten dar. Eine Erhöhung des martensitischen Ausdehnungskoeffizienten bewirkt eine Reduktion der innenbohrungsnahen Eigenspannungen, da eine stärkere Kontraktion dieser überwiegend martensitischen Bereiche die sich während einer Abkühlung aufbauenden Druckspannungen reduziert. Eine Änderung des austenitischen Ausdehnungskoeffizienten α_A hat qualitativ die selben Auswirkungen wie eine Änderung des

bainitischen Ausdehnungskoeffizienten α_B . Insbesondere bewirkt ein höherer thermischer Ausdehnungskoeffizient des Austenits einen geringeren Abbau der Druckspannungen an der Innenbohrung infolge der bainitischen Umwandlung der Mantelbereiche. Hierbei lässt sich kein Effekt auf die Spannungsentwicklung während der anfänglichen Innenabschreckung feststellen, da die Auswirkungen der thermischen Kontraktion über Plastifizierungseffekte in den äußeren Bereichen kompensiert werden.

Einfluss der Demonstratorgeometrie

Die Konturdiagramme zum Einfluss der Demonstratormaße auf die maximalen Druckeigenspannungen an der Innenbohrung in Abbildung 6.24 zeigen, dass der Innendurchmesser sowie die Demonstratorlänge einen geringfügigen Einfluss auf die maximalen Druckeigenspannungen haben. Letzterer Einflussfaktor legt nahe, dass die gewählte Demonstratorlänge ausreicht, um einen homogenen axialen Spannungszustand über weite Bereiche entlang der Demonstratorhöhe einzustellen.

Es wird deutlich, dass lediglich der Außendurchmesser einen bemerkenswerten Einfluss auf das Eigenspannungsniveau hat, wobei der Einfluss mit kleineren Innenbohrungsdurchmessern im Falle der axialen Richtung zunimmt. Grund hierfür ist die bei gleichbleibenden Innenbohrungsmaßen und Demonstratorlängen mit größeren Außendurchmessern zunehmende Einhärtetiefe (vgl. Abbildung 6.25a), die zu einer Reduktion der Druckeigenspannungen führt. Eine Änderung von d_B hat einen deutlich geringeren Effekt auf die Einhärtetiefe, weshalb auch das Eigenspannungsniveau kaum geändert wird.

Die berechneten Axialeigenspannungen an der Innenbohrung sind für die betrachteten Geometrien und daraus berechneten charakteristischen Längen \tilde{L} in Abbildung 6.25b dargestellt. Die charakteristische Länge \tilde{L} entspricht hierbei dem Verhältnis aus Demonstratorvolumen und der Gesamtfläche, über die eine Wärmeabfuhr stattfinden kann und somit der Summe aus Innenbohrungsflächen und Mantelfläche entspricht. Da die Abschreckbedingungen unverändert

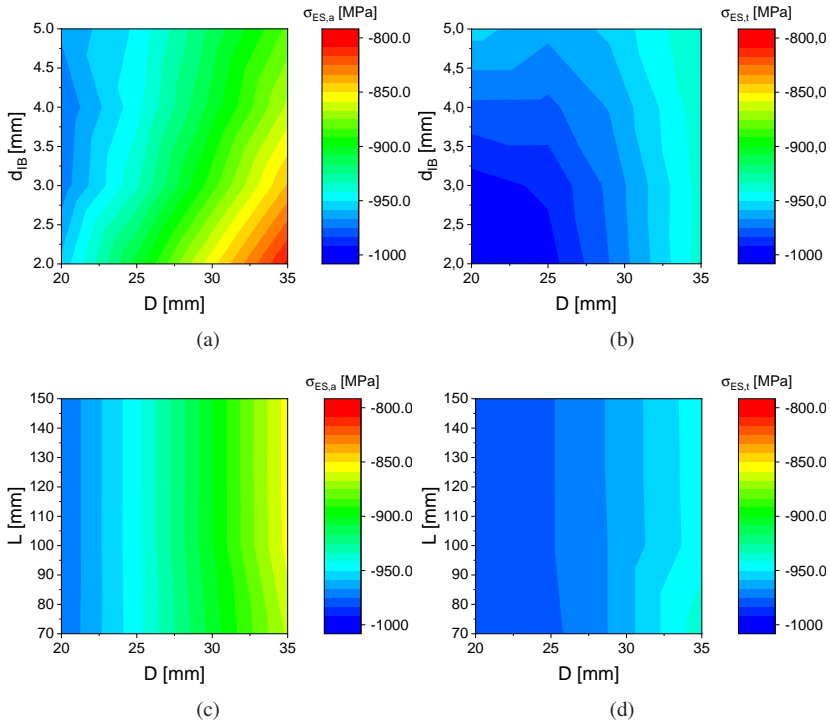


Abbildung 6.24: Simulierte Eigenspannungswerte in axialer (a+c) und tangentialer (b+d) Richtung an der Innenbohrung beim Stahl 42CrMo4 in Abhängigkeit des Demonstratordurchmessers D , des Innenbohrungsdurchmessers d_{IB} und der Demonstratorlänge L .

sind, entsprechen demnach größere Wert von \tilde{L} höheren Biot-Zahlen. Es zeigt sich, dass mit zunehmenden \tilde{L} und somit größeren Biot-Zahlen die Druckeigenspannungen abnehmen. Dies bestätigt die Befunde aus [28] in Abbildung 2.7 zur Eigenspannungsausbildung an der Manteloberfläche bei der Außenabstreckung von Vollzylindern. Hier führt eine Zunahme der Biot-Zahl zu einer

Maximierung der Manteldruckeigenstressungen, was einem Abbau von möglichen Druckeigenstressungen im Inneren entspricht. Eine erhöhte Wärmeabfuhr an der Innenbohrung, welche bei gleichbleibender Demonstratorgeometrie zu größeren Biot-Zahlen führt, bewirkt nach Abbildung 6.15a eine Erhöhung der Druckeigenstressungen, was im Gegensatz zu den in Abbildung 6.25b dargestellten Ergebnissen steht. Grund hierfür ist, dass sowohl in [28] sowie die hier gezeigten Ergebnisse Probenzustände mit nahezu identischer Mikrostrukturverteilung betrachten. Über eine erhöhte Wärmeabfuhr an der Innenbohrung über beispielsweise höhere Abschreckgeschwindigkeiten ist diese Bedingung nicht mehr gegeben. Hier kommt es zur Änderung der Einhärtetiefe sowie der Phasenverhältnisse in den äußeren Bereichen, weshalb die gezeigte Abhängigkeit der axialen Eigenstressungen von der Biot-Zahl nicht mehr ohne weiteres gültig ist.

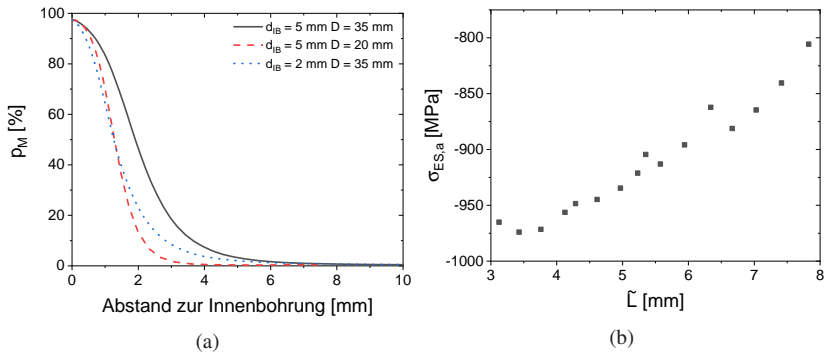


Abbildung 6.25: Auswirkung des Durchmessers D auf die Martensitverteilung (a) und die axialen Eigenstressungen an der Innenbohrung beim Stahl 42CrMo4 in Abhängigkeit der charakteristischen Länge \tilde{L} (b).

6.7 Diskussion der Ergebnisse

Ziel der simulativen Untersuchungen war es, den neuartigen Wärmebehandlungsprozess Internal Quenching detailliert zu betrachten und somit ein umfangreiches Prozessverständnis aufzubauen. Untersuchungen zur inneren Abschreckung von Zylindern wurden bisher in der Literatur noch nicht betrachtet. Die Eigenspannungsentwicklung im Internal Quenching Prozess soll also über die erarbeiteten Zusammenhänge verstanden werden. Des Weiteren ermöglicht die flexible Prozessführung neue Möglichkeiten zur Einstellung des Randschichtzustands. Über die Validierung des im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Prozessmodells, welches die aufgestellten Materialmodelle aus Kapitel 5 zur bainitischen Phasenumwandlung beinhaltet, konnte eine umfangreiche Prozessanalyse und -studie durchgeführt werden. Auf die wesentlichen herausgearbeiteten Erkenntnisse im Hinblick auf den innenbohrungsnahen Randschichtzustand wird im Folgenden zusammenfassend eingegangen.

Simulationsvalidierung und Rissbildungskriterium

Die Abstraktion der geregelten konvektiven Wärmeabfuhr an der Innenbohrung sowie des induktiven Wärmeeintrags über die Vorgabe von entsprechenden Temperaturrandbedingungen führt zu einer sehr guten Abbildung der Temperaturentwicklung innerhalb des Demonstrators. Die hieraus ermöglichten geringen Rechenzeiten erlaubten letztendlich die Durchführung von über 800 Simulationen zur Ausarbeitung optimaler Prozessführungen. Des Weiteren konnte über die Untersuchungen zum Einfluss der Demonstratorgeometrie dargelegt werden, dass eine Änderung der ursprünglichen Demonstratorgröße infolge des Austenitisierens im Hinblick auf die Eigenspannungsvorhersage simulativ vernachlässigt werden kann. So führt eine Änderung des Bohrungsdurchmessers von 1 mm zu einer Änderung der tangentialen Eigenspannungen von lediglich 20 MPa und eine Änderung des Außendurchmessers von 5 mm zu Änderungen von 50 MPa.

Die Validierungsergebnisse zeigen insgesamt eine gute quantitative Übereinstimmung der berechneten und experimentell bestimmten Eigenspannungs- und Härteverteilung. Die implementierten Modelle zur spannungs- und vorverformungsabhängigen Bainitumwandlung geben die ablaufenden Umwandlungsprozesse und -effekte sehr gut wieder. Zwar werden die berechneten Härtewerte in Bereichen mit überwiegendem Bainitanteil unterschätzt, dennoch kann sowohl die Einhärtetiefe als auch der qualitative Härtetiefenverlauf sehr gut vorhergesagt werden. Ursache für die Unterschätzung der bainitischen Härte ist, dass die Härtemodellierung auf isothermen Versuchsreihen beruht und somit nur bedingt kürzer ablaufende kontinuierliche Prozesse abbilden kann. Die gute Vorhersagegüte der Umwandlungsmodelle wird durch die entsprechende Sensitivitätsanalyse der Materialparameter gestützt, da schon geringe Änderungen der Kinetikparameter zu merklichen Änderungen der Einhärtetiefe und des Eigenspannungszustands führen.

Da eine zerstörungsfreie Eigenspannungsanalyse an der Innenbohrung beispielsweise mittels Neutronendiffraktometrie nicht zur Verfügung stand, wurden die lokalen Eigenspannungen unmittelbar an der Innenbohrung über ein Auftrennen der Probe und anschließende Röntgendiffraktion ermittelt. Unter Berücksichtigung des Trenn- und Abtragprozesses liegen die simulativen Abweichungen in axialer Richtung bei bis zu 100 MPa, was in betracht des Eigenspannungsniveaus von 200 MPa hohe Abweichungen darstellt. Dennoch konnte eine sehr gute quantitative Übereinstimmung des Oberflächenwerts sowie eine gute qualitative Vorhersage der Tiefenentwicklung erzielt werden. Die simulative Betrachtung des Trennprozesses legte eine bemerkliche Spannungsumlagerung der axialen Eigenspannungskomponente dar, was eine mögliche Erklärung für die simulative Abweichung ist. Aufgrund der Tatsache, dass die Trennsimulation ein rein elastisches Materialverhalten betrachtet, werden mögliche Plastifizierungseffekte infolge der Spannungsumlagerung nicht abgebildet. Zudem können weitere Plastifizierungseffekte beim experimentellen Trennprozess infolge von lokaler Kerbwirkung auftreten.

Eine weitere Rolle bei der Fehlerbetrachtung spielt der Prozess des elektrolytischen Abtrags, da dieser simulativ einem gleichmäßigen Abtrag über eine definierte Fläche entspricht. Bei der experimentellen Umsetzung kann ein gleichmäßiger Abtrag nicht garantiert werden und es kommt zusätzlich zu Abrundungseffekten an den freigelegten Kanten. Beide Effekte können die Stützwirkung des umgebenden Volumens beeinflussen und somit auch die Eigenspannungsauslösung an der Messstelle verändern. Neben der lokalen röntgenografischen Eigenspannungsermittlung an der Innenbohrung konnte über das Sachs-Verfahren die Eigenspannungsentwicklung bis zu einem Innenbohrungsabstand von 8 mm ermittelt werden. Sowohl an der Innenbohrung als auch bei höheren Bohrungsabständen konnten in axialer Richtung äußerst zufriedenstellende Übereinstimmungen mit den simulativen Ergebnissen erzielt werden. Lediglich die oberflächennahen Werte in tangentialer Richtung weisen Abweichungen zur Simulation auf. Das Entfernen der einzelnden Schalelemente mittels Drahterosion kann zum einen zu lokalen Kerbwirkungseffekten führen, welche in einem Eigenspannungsabbau resultieren und bei kleinen Ausbohrinkrementen mit hohen Krümmungen an der Innenbohrung einen größeren Effekt haben. Zum Anderen kommt es beim Erosionsprozess zu einem Wärmeeintrag unmittelbar in der Werkstückoberfläche. Der Wärmeeintrag kann je nach Prozessparameter bis zu Tiefen von $20\ \mu\text{m}$ wirken [131–133] und somit zu randnahen Anlassvorgängen und Eigenspannungsrelaxation führen.

Ein weiterer Aspekt ist, dass nach [147] das Aspektverhältnis der Proben für das Sachs-Verfahren größer 3 sein sollte, da sonst ein über die axiale Länge inhomogener Spannungszustand die Dehnungsänderung beeinflussen kann. Dieser Wert wird mit den Demonstratorproben mit einem Aspektverhältnis von 2,4 etwas unterschritten, weshalb die Ergebnisse des Sachs-Verfahrens die Eigenspannungen etwas unterschätzen. Trotzdem bietet die Methode die Möglichkeit einer im Vergleich zu aufwändigen Neutronendiffraktionsmethoden einfachen und weitreichenden Eigenspannungsbestimmung mit qualitativ sehr zufriedenstellenden Resultaten.

Neben der Abbildung des eingestellten Randschichtzustands wurde die Simulation genutzt, um härterisskritische Zustände vorherzusagen. Aus der simulativen Betrachtung der zeitlichen Spannungsentwicklung an der Innenbohrung und anhand experimenteller Versuche konnte gezeigt werden, dass die Eindringtiefe der martensitischen Umwandlung alleine kein Indikator für eine Härterissbildung ist. Vielmehr spielt die zeitliche Spannungsentwicklung, die von den Faktoren Abschreckrate v_{IB} , Abkühlzeit t_{cool} , Bohrungs- und Mantelabschrecktemperatur $T_{cool,IB}$ und $T_{cool,M}$ sowie vom jeweiligen Zeitpunkt der Phasenumwandlungen abhängt, eine entscheidende Rolle im Hinblick auf eine Rissbildung an der Innenbohrung. Aufgrund der Tatsache, dass die sich während des Prozesses ausbildende maximale Hauptspannungsdifferenz am besten zur Vorhersage einer Rissbildung eignet, ist von einer gewissen Zähigkeit der martensitischen Mikrostruktur an der Innenbohrung auszugehen, die infolge der verlangsamten Innenabschreckung und der daraus entstehenden angelassenen Innenbohrungsrandschicht nach [67] gegeben ist. Die Anlasseffekte an der Innenbohrung werden über die ermittelten randnahen Härtewerte aus Abbildung 4.12 bestätigt. So kommt es im Falle einer geregelten Innenabschreckung zu einer Abnahme der Härte unmittelbar an der Innenbohrung von 100 HV. Des Weiteren ist aus den zeitlichen Betrachtungen der Spannungsentwicklungen ersichtlich, dass kritische Spannungszustände erst nach einer vollständigen martensitischen Umwandlung an der Innenbohrung und einsetzender Phasenumwandlung in den äußeren Bereichen eintreten. Diese Erkenntnis stützt die Tatsache, dass Härterisse im angelassenen martensitischen Zustand entstehen.

Simulative Optimierung der Internal Quenching Wärmebehandlungsstrategie

Über die umfangreichen Simulationsstudien zu den möglichen Prozess- und Temperaturführungen an Innenbohrung und Mantel konnten die Prozess-Struktur-Eigenschaftsbeziehungen für beide Untersuchungswerkstoffe detailliert ausgearbeitet werden. Hierbei zeigte sich, dass unterschiedliche Prozessparameter

gemeinsam betrachtet werden müssen, um einen optimalen Randschichtzustand zu erzielen. Im Folgenden wird ein Überblick der Auswirkungen einzelner Prozessparameter auf den Eigenspannungs- und Mikrostrukturzustand bei Demonstratoren aus 42CrMo4 gegeben, um abschließend einen Vergleich zwischen den untersuchten Stählen zu ziehen.

Abschrecktemperaturen

Die Abschrecktemperaturen $T_{cool,IB}$ und $T_{cool,M}$ bestimmen maßgeblich das Temperaturniveau innerhalb des Demonstrators und somit die lokalen Phasenumwandlungen und darüber hinaus die vorliegenden lokalen Streckgrenzen. So führen hohe Innenbohrungsabschrecktemperaturen zu einer geringeren martensitischen Einhärtetiefe und demzufolge zu höheren Druckeigenspannungen unmittelbar an der Innenbohrung, obwohl die äußeren Bereiche ein höheres Temperaturniveau sowie ein höheres Plastifizierungsvermögen aufweisen. Eine Verringerung der Mantelabschrecktemperatur führt zu zwei im Hinblick auf die Innenbohrungseigenspannungen gegenläufigen Effekten.

Zum einen führt ein niedriges Temperaturniveau der Mantelbereiche zur Steigerung der Einhärtetiefe, was die innenbohrungsnahen Druckeigenspannungen reduziert. Zum anderen ist das Festigkeitsniveau der äußeren austenitischen Bereiche durch eine stärkere Unterkühlung höher, weshalb sich höhere Druckspannungen an der Innenbohrung infolge der dort stattfindenden Martensitumwandlung aufbauen können. Hierdurch kommt es im Falle einer diskontinuierlichen Temperaturführung zu einem Druckeigenspannungsmaximum bei einer Mantelabschrecktemperatur von 550 °C.

Die Untersuchungen zu einer isothermen Manteltemperaturführung bestätigen die erläuterten Zusammenhänge im Hinblick auf Einhärtetiefe und Eigenspannungsbildung. Im Gegensatz zu den Versuchen mit stetiger Mantelabkühlung wird hierdurch der Einfluss der Bainitbildungstemperatur isoliert dargestellt und gezeigt, dass nach abgeschlossener Bainitumwandlung das Temperaturniveau, welches das Maß der abschließenden thermischen Kontraktion der

äußeren Bereiche bestimmt, einen signifikanten Einfluss auf den Eigenspannungszustand an der Innenbohrung hat.

Abkühlraten und -zeiten

Die Härterissanfälligkeit nimmt mit steigenden Abschreckraten an der Innenbohrung und somit höheren thermischen Spannungen zu, wobei sich kaum ein Einfluss auf den resultierenden Eigenspannungszustand feststellen lässt. Die tangentialen Eigenspannungen an der Innenbohrung sind nahezu unabhängig von der anfänglichen Abschreckrate, wohingegen es bei den axialen Eigenspannungen zu einer geringen Zunahme der maximalen Druckeigenspannung durch erhöhte Abschreckraten kommt.

Über die Mantelabkühlrate lässt sich im Falle einer kontinuierlichen Prozessführung das Temperaturniveau sowie der Bainitgehalt innerhalb des Demonstrators einstellen. Im betrachteten Bereich der Abkühlraten v_M konnte kein signifikanter Einfluss auf die martensitische Einhärtetiefe bei gleichbleibender Innenbohrungsabkühlung festgestellt werden, sodass sich die während der Abkühlung aufbauenden inneren Druckspannungen über das Temperaturniveau der äußeren Bereiche und den Bainitgehalt einstellen. So führen hohe Abkühlraten sowie geringe Mantelabschrecktemperaturen zu einer Erhöhung des lokalen Druckspannungsmaximums, aber auch zu höheren Martensitgehalten in den Mantelbereichen. Dies reduziert wiederum die resultierenden Druckeigenspannungen. Der letzte Effekt hat hierbei den größeren Einfluss auf den Eigenspannungszustand, weshalb sich die innenbohrungsnahen Druckeigenspannungen über die Reduktion der Mantelabkühlrate erhöhen.

Ausgehend von einer vollständig bainitischen Umwandlung der äußeren Mantelbereiche führen verkürzte Abkühlzeiten zu einer größeren Einhärtetiefe. Des Weiteren kommt es zur Bainitusbildung bei niedrigen Temperaturniveaus. Da eine Bainitumwandlung bei niedrigeren Temperaturen infolge der stärker gehemmten Kohlenstoffdiffusion zu höheren Umwandlungsdehnungen führt, werden die Druckspannungen an der Innenbohrung im Zuge der Bainitumwandlung stärker reduziert, was schließlich wie eine erhöhte Einhärtetiefe zu

geringeren Druckeigenstressungen an der Innenbohrung führt. Abbildung 6.26 fasst die erläuterten Abhängigkeiten der randnahen Eigenstressungen von den IQ Prozessparametern schematisch zusammen. Hierbei ist zu erwähnen, dass das Maß der Wirkung einzelner Einflussgrößen stets von weiteren Prozessparametern und dem Umwandlungsverhalten des Stahls abhängt. Demnach ist eine gesamtheitliche Betrachtung aller Prozessgrößen unter Berücksichtigung des Materialverhaltens unabdingbar zur Auslegung des Randschichtzustands.

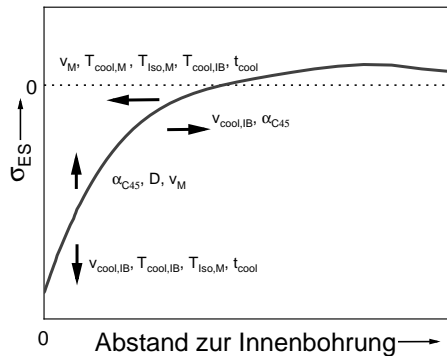


Abbildung 6.26: Schematische Darstellung zum Einfluss der Prozessparameter beim IQ Prozess auf den Eigenspannungszustand martensitisch gehärteter Innenbohrungen.

Vergleich der Untersuchungswerkstoffe 42CrMo4 und C45

Grundsätzlich können die zuvor erläuterten Prozess-Eigenschaftsbeziehungen beim Vergütungsstahl 42CrMo auf den unlegierten Stahl übertragen werden. Aufgrund der schnelleren Umwandlungskinetik des C45 spielt die Abkühlbedingung des Mantels eine im Hinblick auf den Eigenspannungszustand und die Mikrostrukturverteilung untergeordnete Rolle. So werden unabhängig von den betrachteten äußeren Abkühlbedingungen stets ferritisch-perlitische Mikrostrukturen in den Mantelbereichen erzeugt. Diese ferritisch-perlitischen Mikrostrukturen gehen zur Innenbohrung hin in ein schwach ausgeprägtes bainitisches Gefüge über und enden schließlich in einer martensitischen Innenbohrung. Die Einhärtetiefe wird wie beim Stahl 42CrMo4 maßgeblich über

die innere Abschreckbedingung eingestellt. Verlangsamte Abkühlbedingungen minimieren die martensitische Einhärtung und erhöhen somit die oberflächennahen Druckeigenspannungen. Vergleicht man die maximal erreichbaren Druckeigenspannungen an der Innenbohrung beider Werkstoffe, so können beim unlegierten Stahl C45 in axialer Richtung Werte von bis zu -1700 MPa und in tangentialer Richtung bis zu -1400 MPa erreicht werden. Beim Vergütungsstahl 42CrMo4 können hingegen Werte von -1200 MPa beziehungsweise -950 MPa erreicht werden. Das liegt unter anderem daran, dass die niedrige kritische Abschreckgeschwindigkeit des Stahls 42CrMo4 stets tiefreichendere Einhärtungen bewirkt. Des Weiteren führen die geringeren Umwandlungsdehnungen der ferritisch-perlitischen Phasen zu einem schwächeren Druckspannungsabbau an der Innenbohrung während der Umwandlungsprozesse in den äußeren Bereichen. Die erläuterten Aspekte werden über den in Abbildung 6.27 dargestellten Vergleich der tangentialen Spannungsentwicklung an der Innenbohrung und der resultierenden Mikrostrukturverteilung beider Stähle nach einer unregelmäßigen Innenabschreckung mit $\alpha = 30000 \text{ W/m}^2\text{K}$ und einer Mantelabkühlung mit 3 K/s verdeutlicht. So kommt es beim Stahl C45

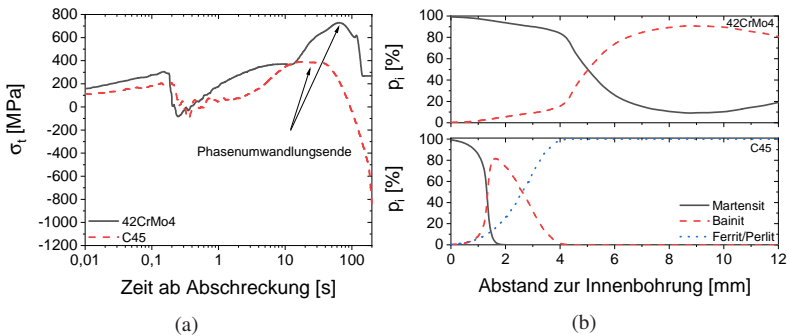


Abbildung 6.27: Vergleich der tangentialen Spannungsentwicklung an der Innenbohrung und resultierenden Phasenverteilung der Stähle 42CrMo4 und C45 bei einer unregelmäßigen Innenabschreckung und geregelter Mantelabkühlung mit -3 K/s .

zu einem deutlich schwächeren Aufbau von temporären Zugspannungen an der Innenbohrung und zu einem früheren Phasenumwandlungsende. Dies hat ausgeprägte thermischen Kontraktionseffekte zur Folge, was wiederum hohe Druckeigenspannungen an der Innenbohrung begünstigt. Dieser Effekt ist für den Stahl 42CrMo4 deutlich schwächer ausgeprägt, da die Mantelbereiche während der Abkühlung nicht vollständig bainitisch umwandeln und es bei niedrigeren Temperaturen zu einer martensitischen Umwandlung kommt. Die damit verbundenen Phasenumwandlungsdehnungen wirken der Kontraktion des Mantels entgegen. So lässt sich bei der Verwendung des Stahls C45 über weniger aufwändige Prozessführungen eine martensitische Innenbohrung bei gleichzeitig hohem Druckeigenspannungsniveau einstellen, wohingegen beim Vergütungsstahl 42CrMo4 der Fokus auf Härterisse und eine optimale Prozessführung gelegt werden muss.

Optimale Wärmebehandlungsstrategien zur experimentellen Umsetzung

Für den Stahl 42CrMo4 wurden aus den Simulationsstudien zwei Wärmebehandlungsstrategien, welche in hohen Druckeigenspannungen bei einer gleichzeitigen martensitischen Härtung der Innenbohrung resultieren, zur experimentellen Umsetzung und Validierung der Simulationsvorhersage gewählt. Einerseits wurde eine Prozessführung mit kontinuierlicher Mantelabkühlung bei einer simultan geregelten Temperaturführung gewählt. Aus den hierzu gezeigten Studien geht hervor, dass die Druckeigenspannungen bei einer Bohrungsabschrecktemperatur von 300 °C und einer Mantelabkühlung mit -3 K/s erreicht werden. Da die anfängliche Bohrungsabschreckrate einen geringen Einfluss auf das Eigenspannungsprofil hat, wurde eine Abschreckrate $v_{\text{cool,IB}}$ von -100 K/s gewählt, um die Gefahr einer zu starken Unterkühlung an der Innenbohrung im Vergleich zur Thermolementposition zu vermeiden.

Andererseits können über eine diskontinuierliche Manteltemperaturführung

bei gleichen Innenabschreckbedingungen noch höhere Tangentialdruckeigen-
spannungen an der Innenbohrung erzielt werden. Das größte Druckeigen-
spannungsniveau lässt hierbei über die Wahl einer Innenbohrungsabschrecktempe-
ratur $T_{\text{cool,IB}}$ von $550\text{ }^{\circ}\text{C}$ und einer Abkühlzeit t_{cool} von 200 s erreichen. Diese
Prozessführung wurde als zweite Strategie zur experimentellen Umsetzung
gewählt. Die jeweiligen Temperaturverläufe der kontinuierlichen und diskon-
tinuierlichen Prozessführungen am Mantel sind in Abbildung 6.28b im ZTU-
Diagramm gezeigt.

Für den unlegierten Stahl C45 lassen sich hohe Druckeigen-
spannungen über ein weites Prozessfenster erzielen. Daher wurde eine im Vergleich zu den aus-
gewählten Abkühlstrategien beim Stahl 42CrMo4 einfache Prozessführung
gewählt. Die Umsetzung erfolgte mit einer unregelmäßigen Innenabschreckung
mit einem Pumpendruck von 60 bar , was einem Wärmeübergangskoeffizienten
von $\alpha = 30000\text{ W/m}^2\text{K}$ entspricht. Bei einer Mantelabkühlrate von -3 K/s
führt dies zu hohen innenbohrungsnahen Druckeigen-
spannungen in axialer und tangentialer Richtung. Die entsprechenden Abkühlkurven sind hierzu in
Abbildung 6.28b dargestellt.

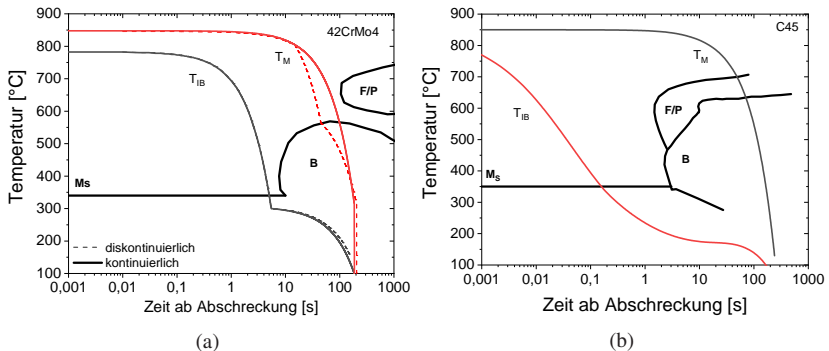


Abbildung 6.28: Optimale Wärmebehandlungsstrategien zur experimentellen Umsetzung an
Demonstratoren aus 42CrMo4 (a) und C45 (b).

7 Experimentelle Umsetzung der ermittelten optimalen Wärmebehandlungen und deren Validierung

7.1 Experimentelle Umsetzung

7.1.1 Demonstratoren aus 42CrMo4

Der Vergleich der Soll- und Isttemperaturen an Innenbohrung und Mantel zur kontinuierlichen und diskontinuierlichen Manteltemperaturführung ist in Abbildung 7.1a/b gegeben. Für beide Wärmebehandlungsstrategien zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Temperaturverläufe am Mantel. Die Abkühlbedingungen an der Innenbohrung zeigen im Vergleich zur Vorgabe eine zu Beginn verlangsamte und zwischen 2 s und 10 s beschleunigte Abkühlung, wobei der Zeitpunkt des Erreichens von M_S getroffen wird. Die mittlere Abschreckgeschwindigkeit bis M_S wird demnach zufriedenstellend experimentell umgesetzt, ehe im weiteren Verlauf während der verlangsamten Abkühlung eine gute Übereinstimmung mit geringen Abweichungen festzustellen ist. Durch die präzise Regelung von Innen- und Manteltemperatur zeigen auch die im Experiment ermittelten Temperaturprofile in verschiedenen Abständen zur Innenbohrung beider Zustände in Abbildung 7.1c/d eine sehr gute Übereinstimmung zu den entsprechenden Temperaturverläufen aus der Simulation. Hierbei

ist zu erwähnen, dass die Temperaturrendbedingungen der Innenbohrung an die experimentellen Ergebnisse aus Abbildung 7.1a/b angepasst wurden. Des Weiteren ist in Abbildung 7.1e/f zu sehen, dass die Temperaturmessungen an der Innenbohrung bei unterschiedlichen Probenhöhen geringe Temperaturunterschiede in den Höhen zwischen 20 mm und 65 mm im Demonstrator aufweisen. Demzufolge stützt dies die simulative Annahme einer in axialer Richtung homogenen Temperaturvorgabe. In den tieferen Bereichen führt die Wärmeabfuhr über den Probenhalter hingegen zu einer Temperaturabnahme von 100 °C.

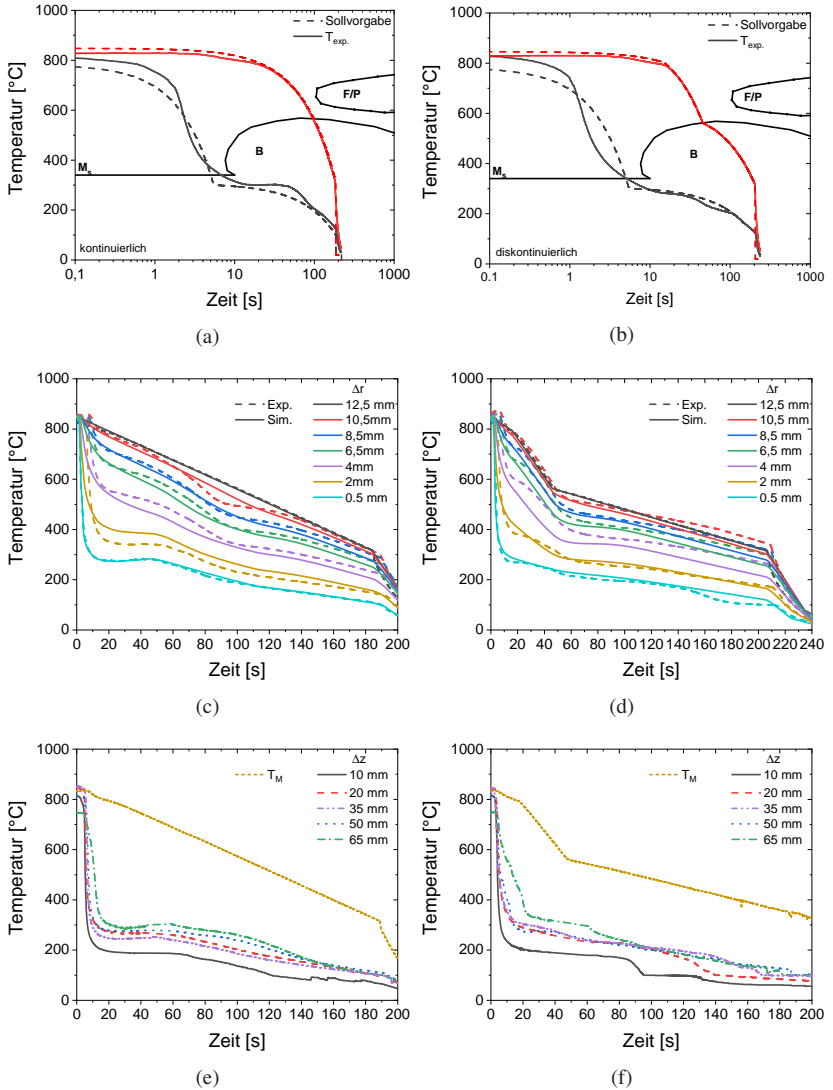


Abbildung 7.1: Vergleich der experimentell ermittelten und simulierten Temperaturprofile der betrachteten Wärmebehandlungsstrategien des Stahls 42CrMo4 (kontinuierlich: links; diskontinuierlich: rechts) an Innenbohrung und Mantel (a+b), in verschiedenen Abständen zur Innenbohrung (c+d) und unterschiedlichen z-Positionen an der Innenbohrung (e+f).

7.1.2 Demonstratoren aus C45

Die experimentell bestimmten Abkühlkurven bei einer unregelmäßigen Innenabschreckung mit einem Pumpendruck von 60 bar und gleichzeitiger Mantelabkühlung mit -3 K/s von Demonstratoren aus C45 sind in Abbildung 7.2 abgebildet. Die Simulationsergebnisse mit einem Wärmeübergang an der Innenbohrung von $30000 \text{ W/m}^2\text{K}$ stimmen insgesamt sehr gut mit den experimentellen Befunden sehr gut überein. Unmittelbar an der Oberfläche zeigen sich die größten Abweichungen zwischen Simulation und Experiment. So liegt das Temperaturniveau bei einem Innenbohrungsabstand von $0,5 \text{ mm}$ $50 \text{ }^\circ\text{C}$ über dem simulierten Ergebnis. Gerade in den randnahen Bereichen herrschen bei einer unregelmäßigen Abschreckung hohe Temperaturgradienten, welche schon bei geringen Änderungen der Thermolementposition die gezeigten Abweichungen bewirken können. So zeigt sich auch bei der Betrachtung der Innenbohrungstemperaturen in verschiedenen Höhen nicht die selbe Abhängigkeit wie bei den Messungen am Stahl 42CrMo4 mit maximalen Abweichungen von 100 K . Da sich in den Schliffbildern der jeweiligen Höhen kein Unterschied in der Einhärtetiefe feststellen ließ, ist davon auszugehen, dass die dargestellten Abweichungen auf die sehr hohe Empfindlichkeit der Temperaturmessung hinsichtlich der Thermolementposition zurückzuführen ist.

Betrachtet man die Temperaturentwicklung im Mantel, ist nach 80 s ein Unterschreiten der Sollvorgabe erkennbar. Diese Unterkühlung macht sich über den gesamten Radius der Probe bemerkbar. Dies ist der hohen Wärmeabfuhr an der Innenbohrung geschuldet, da der Generator trotz 100% Auslastung in diesem Bereich die Wärmeabfuhr im Inneren nicht mehr von außen kompensieren kann.

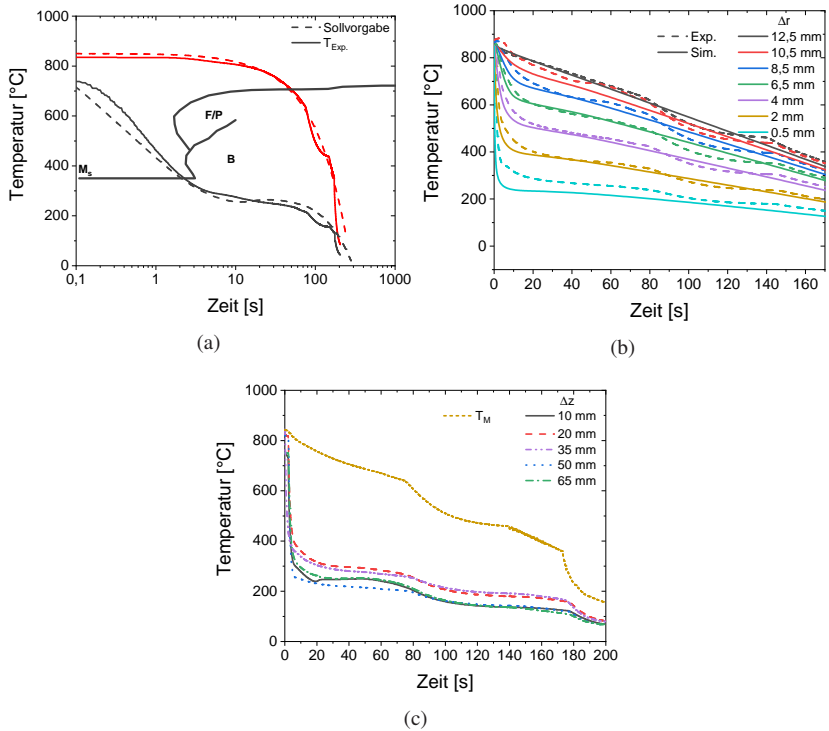


Abbildung 7.2: Vergleich der experimentell ermittelten und simulierten Temperaturprofile der betrachteten Wärmebehandlungsstrategie des Stahls C45 an Innenbohrung und Mantel (a), in verschiedenen Abständen zur Innenbohrung (b) und unterschiedlichen Probenhöhen an der Innenbohrung (c).

7.2 Resultierende Bauteilzustände und deren Validierung

7.2.1 Demonstratoren aus 42CrMo4

Kontinuierliche Mantelabkühlung

Abbildung 7.3 zeigt die sich nach der Wärmebehandlung einstellende Mikrostruktur im Querschliff sowie den Vergleich zwischen der simulierten und gemessenen Härteverteilung. Die experimentellen Befunde bestätigen die simulierten Vorhersagen hinsichtlich der Mikrostrukturverteilung und der daraus resultierenden Härte. So wird die Einhärtetiefe von 2 mm sehr gut von der Simulation abgebildet. Zudem korreliert die simulierte Phasenverteilung mit der Mikrostrukturverteilung im Schliffbild. Die in Kapitel 6.7 diskutierte Unterschätzung der simulierten Härte im Inneren des Demonstrators ist auch in der dargestellten Härteverteilung erkennbar, wobei in Anbetracht der experimentellen Standardabweichung die Härte zufriedenstellend vorhergesagt wurde. Betrachtet man die Härteverteilung zwischen 4 mm und 6 mm, zeigt sich die Ausbildung eines lokalen Härtemaximums. Dieses Härtemaximum ist in einer abgeschwächten Form auch dem simulierten Verlauf bei 5 ± 1 mm zu entnehmen ist und geht mit helleren Gefügebereichen im Querschliff einher. Da die simulativ ermittelte Mikrostrukturverteilung in diesem Bereich ein nahezu konstantes Phasenverhältnis vorhersagt, ist davon auszugehen, dass in diesem Bereich eine Bainitbildung bei einem sehr geringen Temperaturniveau stattgefunden hat, was nach Abbildung 5.23 zu einer Härtesteigerung führt. Als weitere Ursache kommen Anlasseffekte im Martensit in Frage, die ab einem gewissen Innenbohrungsabstand nicht mehr auftreten, da hier eine Martensitbildung erst mit einsetzender Schlussabschreckung eintritt und somit Anlasseffekte nicht auftreten.

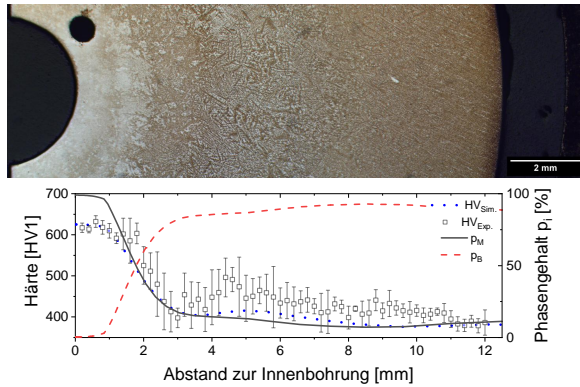


Abbildung 7.3: Experimentell ermittelte und simulierte Härteverteilung nach der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategie mit einer kontinuierlichen Mantelabkühlung beim Stahl 42CrMo4 sowie die daraus resultierende Mikrostruktur im Querschliff und die simulierten Phasenverteilungen.

Abbildung 7.4 zeigt die experimentell ermittelten Eigenspannung im Innenbohrungsbereich und am Mantel. Die röntgenografisch ermittelten Eigenspannungen unmittelbar an der Oberfläche stimmen nach simulativer Abbildung des Trennprozesses und des elektrochemischen Abtrags gut überein, wobei in tangentialer Richtung größere Abweichungen festzustellen sind. So werden über die herausgearbeitete Wärmebehandlungsstrategie Druckeigenspannungen in axialer Richtung von über -800 MPa erreicht. Trotz der gemessenen Zugeigenspannungen in tangentialer Richtung ist in Anbetracht der Simulationsergebnisse von Druckeigenspannungen im ungetrennten Zustand auszugehen. Diese werden über Zugeigenspannungen in den äußeren Bereichen kompensiert. So bilden sich an der Mantelfläche Zugeigenspannungen unter 100 MPa aus (vgl. Abbildung 7.4b). Diese sind sowohl in axialer als auch tangentialer Richtung über den Großteil des Messpfades konstant und nehmen jeweils zu den Stirnflächen ab. Im unteren Bereich des Demonstrators weichen die experimentellen Werte in tangentialer Richtung von der Simulation ab, was mit der

7 Experimentelle Umsetzung der ermittelten optimalen Wärmebehandlungen und deren Validierung

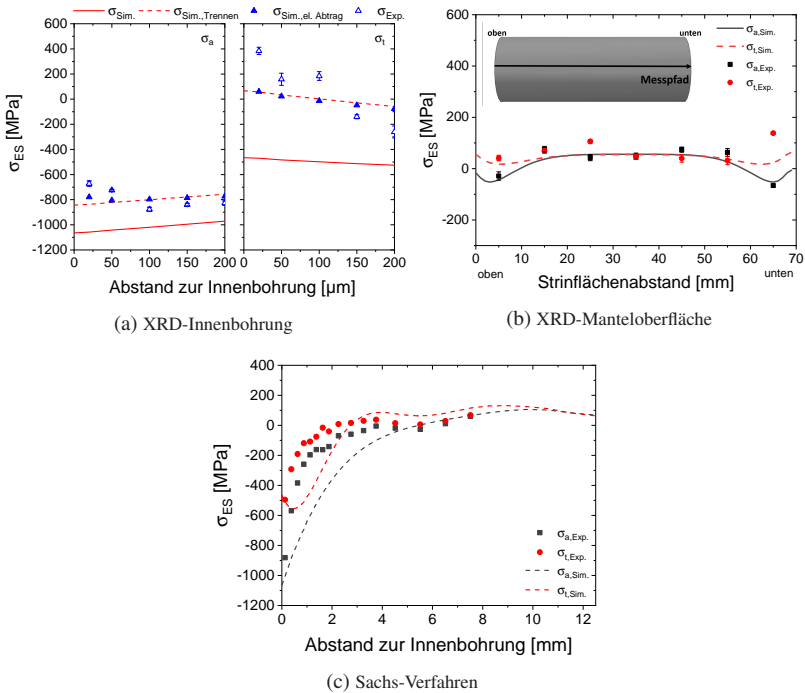


Abbildung 7.4: Vergleich der röntgenografisch sowie über das Sachs-Verfahren ermittelten und simulierten Eigenspannungen unmittelbar an der Innenbohrung (a), entlang der Demonstratorhöhe an der Manteloberfläche (b) sowie innerhalb des Demonstrators (c) nach der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategie mit einer kontinuierlichen Mantelabkühlung beim Stahl 42CrMo4.

im Experiment stärkeren Unterkühlung dieses Bereichs erklärt werden kann. Die Ergebnisse aus dem Sachs-Verfahren bestätigen die hohen Druckeigenspannungen an der Innenbohrung in beiden Spannungsrichtungen, wobei hohe Spannungsgradienten an der Innenbohrung festzustellen sind, die sich nicht mit den simulativen Ergebnissen decken. So reduzieren sich die axialen Eigenspannungen innerhalb von 1 mm auf -200 MPa, während die simulierten Ergebnisse diesen Wert erst nach 4 mm erreichen. In axialer Richtung lässt sich

eine gute qualitative Übereinstimmung der Eigenspannungsentwicklung feststellen, wohingegen das simulierte innenbohrungsnahe Druckeigenspannungsmaximum in tangentialer Richtung nicht von den experimentellen Befunden bestätigt wird.

Diskontinuierliche Mantelabkühlung

Das metallografische Schlibfbild in Abbildung 7.5 und die entsprechende Härte- und Phasenverteilung zeigen sowohl im Experiment als auch in der Simulation ein martensitisches Gefüge im Bereiche der Innenbohrung mit einem weitreichenden Übergang in ein rein bainitisches Gefüge ab einem Innenbohrungsabstand von 8 mm. Aufgrund der Mischgefügeausbildung zwischen 2 mm und

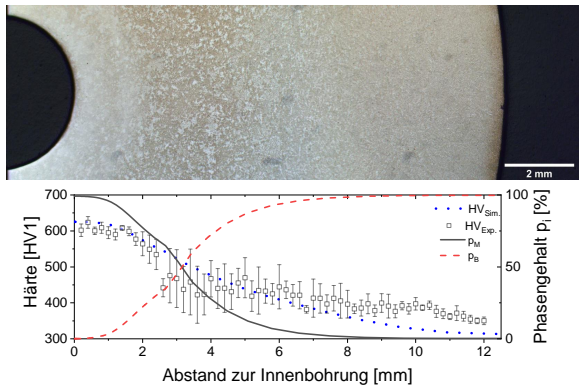


Abbildung 7.5: Experimentell ermittelte und simulierte Härteverteilung nach der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategie mit einer diskontinuierlichen Mantelabkühlung beim Stahl 42CrMo4 sowie die daraus resultierenden Mikrostruktur im Querschliff und die simulierten Phasenverteilungen nach [140].

6 mm zeigt sich ein weniger stark ausgeprägter Härtegradient im Bereich der martensitischen Einhärtetiefe, was auch durch die simulierte Phasen- und Härteverteilung bestätigt wird. Die erhöhte Standardabweichung in diesen Bereichen stützt hierbei die Simulationsergebnisse zur Phasenverteilung. Die vollständig bainitisch umgewandelten Mantelbereiche weisen nämlich eine Härte

unterhalb von 400 HV auf und werden simulativ um 50 HV unterschätzt. Die röntgenografisch ermittelten Eigenspannungen an Innenbohrung und Mantel in Abbildung 7.6a/b bestätigen die simulativen Vorhersagen sowohl qualitativ als auch quantitativ. In axialer Spannungsrichtung werden hierbei die vorhandenen Druckeigenspannungen unmittelbar an der Innenbohrung um -250 MPa überschätzt. Die experimentellen Befunde an der Mantelfläche zeigen über den gesamten Messpfad homogene Zugeigenspannungen von über 200 MPa. Im Gegensatz zu den simulativen Ergebnissen zeigt sich hier kein Spannungsabfall zu der jeweiligen Stirnfläche.

Die aus dem Sachs-Verfahren ermittelten Eigenspannungstiefenverläufe aus Abbildung 7.6c liefern von den Simulationsergebnissen deutlich abweichende Resultate. Zwar wird der qualitative Verlauf eines hohen Eigenspannungsgradienten in axialer Richtung bis zu einem Randabstand von 2 mm abgebildet, jedoch beträgt die Differenz zwischen Simulation und Experiment circa 300 MPa bis 400 MPa.

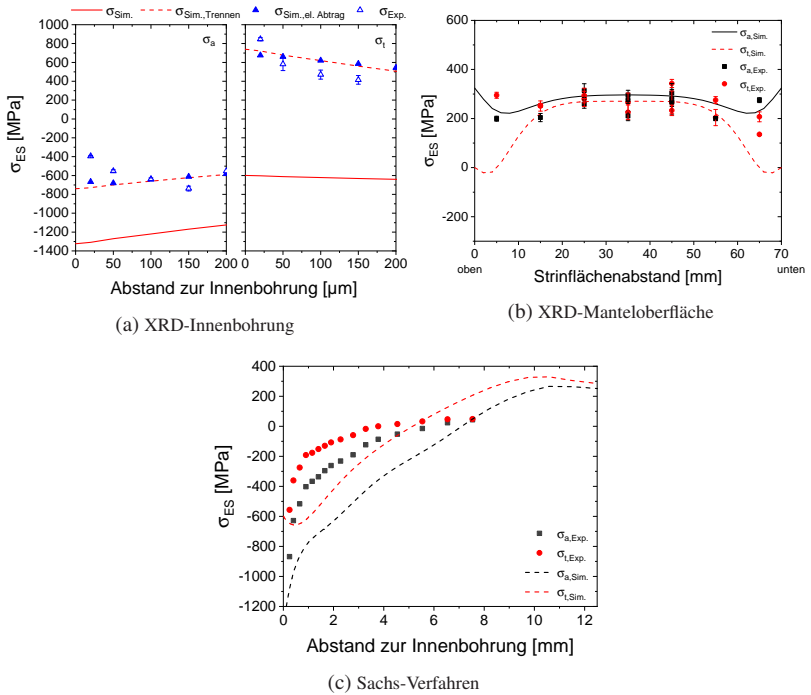


Abbildung 7.6: Vergleich der röntgenografisch sowie über das Sachs-Verfahren ermittelten und simulativ erhaltenen Eigenspannungen unmittelbar an der Innenbohrung (a), entlang der Demonstratorhöhe an der Manteloberfläche (b) sowie innerhalb des Demonstrators (c) nach der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategie mit einer diskontinuierlichen Mantelabkühlung beim Stahl 42CrMo4 nach [140].

7.2.2 Demonstratoren aus C45

Aus den metallografischen Untersuchungen in Abbildung 7.7 der wärmebehandelten Proben aus C45 zeigt sich ein scharfer Übergang des martensitischen Gefüges in ein bainitisches und schließlich in ein ferritisch-perlitisches Gefüge, welches sich ab einem Abstand zur Innenbohrung von 8 mm überwiegend einstellt. Die unregelmäßige Abschreckung führt zu einer Härte nahe der Innenbohrung von 700 HV, die abrupt bei 1,8 mm in eine bainitische Struktur auf unter 400 HV abfällt und somit die simulierte Härteverteilung validiert. Die hohen Härtewerte an der Innenbohrung sowie die im Lichtmikroskop ersichtliche helle Darstellung der martensitischen Härtezone zeigen, dass kaum Anlasseffekte durch die kontinuierliche hohe Wärmeabfuhr im Inneren auftreten. Des Weiteren zeigen Schlibfbild und simulierte Mikrostrukturverteilung, welche gut miteinander korrelieren, dass kaum ausgeprägte zweiphasige Bereiche über dem Probenradius existieren.

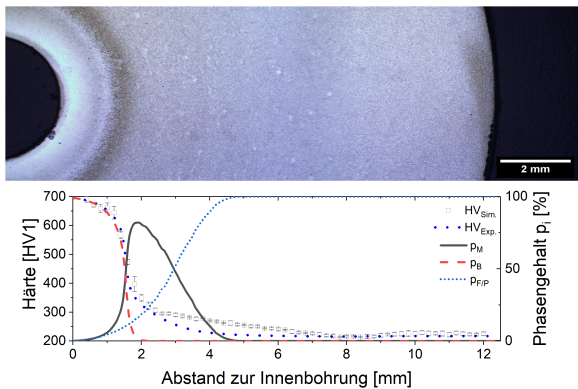


Abbildung 7.7: Experimentell ermittelte und simulierte Härteverteilung nach der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategie beim Stahl C45 sowie die daraus resultierende Mikrostruktur im Querschliff und die simulierten Phasenverteilungen nach [140].

Aus den in Abbildung 7.8a/b dargestellten experimentellen Ergebnissen zur Eigenspannungsverteilung geht hervor, dass das Druckeigenspannungsniveau in axialer und tangentialer Richtung insbesondere an der Innenbohrung etwas überschätzt wird. Dennoch lassen die röntgenografisch ermittelten Werte die Annahme zu, dass im ungetrennten Probenzustand Druckeigenspannungen von bis zu -1600 MPa in axialer und -1100 MPa in tangentialer Richtung erwartet werden können. Diese werden von Zugeigenspannungen in den äußeren

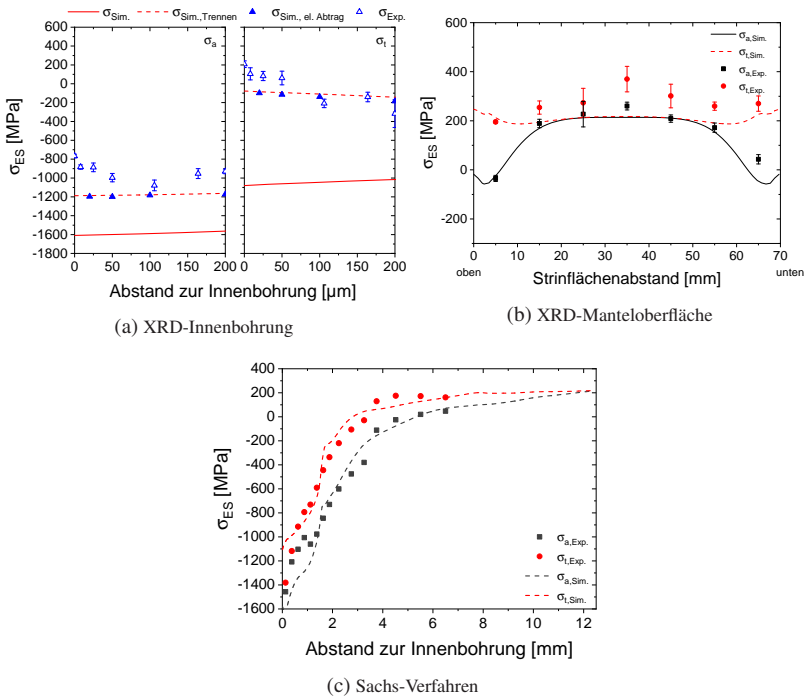


Abbildung 7.8: Vergleich der röntgenografisch sowie über das Sachs-Verfahren ermittelten und simulierten Eigenspannungen unmittelbar an der Innenbohrung (a), entlang der Demonstratorhöhe an der Manteloberfläche (b) sowie innerhalb des Demonstrators (c) nach der umgesetzten Wärmebehandlungsstrategie beim Stahl C45 nach [140].

Bereichen kompensiert, welche an der Mantelfläche über nahezu die gesamte Probenhöhe Werte von 200 MPa haben. Der simulierte axiale Eigenspannungsabfall zu den beiden Stirnflächen ist hierbei auch bei den experimentellen Ergebnissen erkennbar.

Der über das Sachs-Verfahren ermittelte Eigenspannungstiefenverlauf wird von dem Simulationsmodell sehr gut wiedergegeben, wobei die Druckeigenspannungen in tangentialer Richtung an der Oberfläche überschätzt werden. Die Differenz der berechneten und gemessenen Eigenspannungswerte beträgt, abgesehen von den ersten Werten bis 1 mm Oberflächenabstand, maximal 100 MPa. So wird auch der Eigenspannungsnulldurchgang der tangentialen sowie axialen Eigenspannungen bei 3 mm und 5 mm simulativ sehr gut vorhergesagt.

7.3 Diskussion und Bewertung der Bauteilzustände

Experimentelle Umsetzung

Die Ergebnisse zur experimentellen Umsetzung der simulativ bestimmten optimalen Wärmebehandlungsstrategien zeigen, dass das entwickelte Materialmodell und die getroffenen Abstraktionen zur Prozessabbildung den Internal Quenching Prozess mit seinen unterschiedlichen Prozessführungsmöglichkeiten für beide Versuchswerkstoffe sehr gut abbilden können. So zeigen die Ergebnisse zur Temperaturentwicklung im Demonstrator, dass es gerechtfertigt ist, eine über die Demonstratorhöhe homogene Wärmeab- und zufuhr sowie die Abbildung des induktiven Nachheizens über Temperaturrandbedingungen zur Reduktion der Simulationszeit anzunehmen.

Auch die prozessseitige Umsetzung der ausgearbeiteten Wärmebehandlungen ergab über die in der Anlage integrierten Heiz- und Kühlmöglichkeiten und die Optimierung der Regelparameter zufriedenstellende Übereinstimmungen

mit den implementierten Vorgaben. Insbesondere die Abkühlbedingungen am Mantel konnten über das externe Luftkühlsystem und die induktive Nachheizmöglichkeit ohne Abweichungen experimentell umgesetzt werden. Aufgrund der Tatsache, dass die Innenbohrungstemperatur nur über eine Wärmeabfuhr geregelt werden kann und schon geringe Schwankungen der Thermoelementposition einen enormen Einfluss auf die Regelbedingungen haben, ist eine exakte Abbildung der Sollvorgaben kaum umsetzbar. Dennoch konnte die Abkühlgeschwindigkeit im Mittel zufriedenstellend und ohne große Abweichungen eingestellt werden. Da die Temperaturregelung an der Innenbohrung über das innere Thermoelement mit 0,5 mm Oberflächenabstand erfolgt, ist die tatsächliche Innenbohrungstemperatur geringer als in den Simulationsstudien, bei denen die Temperatur direkt an der Innenbohrung vorgegeben wurde. Die experimentelle Unterkühlung der Innenbohrung wurde daher für die Validierung der Temperaturentwicklung und des Randschichtzustands simulativ berücksichtigt, sodass sich im Bereich der Thermoelementposition die im Experiment gemessene Temperaturentwicklung einstellt. Die angepasste Abkühlbedingung an der Innenbohrung ist für die Wärmebehandlung mit einer kontinuierlichen Mantelabkühlung von -3 K/s der ursprünglichen Temperaturführung aus der Simulationsstudie in Abbildung 7.9a gegenübergestellt. Es zeigt sich, dass im Experiment sowohl mit einer höheren Abkühlrate als auch mit einer stärkeren Unterkühlung der Innenbohrung zu rechnen ist. Vergleicht man die resultierenden Eigenspannungsverteilungen beider Abkühlbedingungen in Abbildung 7.9b, so äußert sich dies in einem leichten Abbau der tangentialen Eigenspannungen unmittelbar an der Oberfläche und einer Erhöhung der axialen Eigenspannungen. Die Tiefenentwicklung ist ab 2 mm Innenbohrungsabstand nahezu identisch, weshalb in Anbetracht der insgesamt hohen randnahen Druckeigenspannungen diese messtechnisch bedingten Abweichungen in der experimentellen Umsetzung zu keinen signifikanten Änderungen des Demonstratorzustands führen und somit vernachlässigbar sind. Im gezeigten Fall werden sogar die axialen Druckeigenspannungen maximiert. Dennoch ist zu

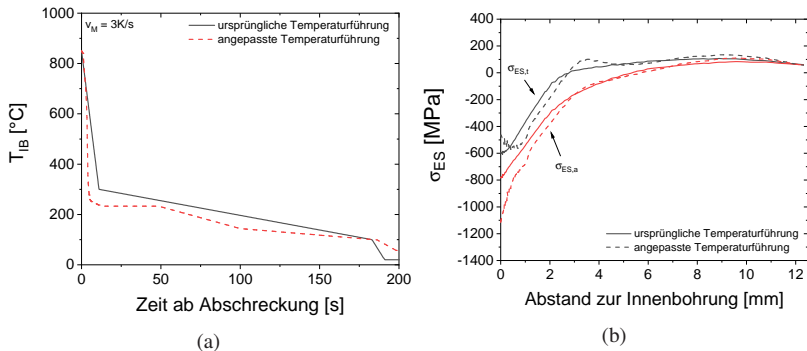


Abbildung 7.9: Simulative Betrachtung des Einflusses einer experimentellen Unterkühlung der Innenbohrung (a) auf den resultierenden Eigenspannungszustand (b).

erwarten, dass die Abweichungen mit zunehmender Abschreckrate und höheren Temperaturgradienten zunehmen und sich stärker auf den Randschichtzustand auswirken.

Bauteilzustände und Vergleich der Versuchswerkstoffe

Anhand der beiden umgesetzten optimalen Wärmebehandlungsstrategien beim Stahl 42CrMo4 konnte gezeigt werden, dass trotz der Rissanfälligkeit des Werkstoffes rissfreie Innenbohrungen mit hohen Druckeigenspannungen und Härten eingestellt werden können. Neben der Prozessoptimierung macht die gute Vorhersagegüte des Simulationsmodells es möglich, die experimentellen Ergebnisse aus den Charakterisierungsmethoden mit wichtigen Informationen zu ergänzen. So kann der Einfluss des Trennprozesses für die röntgenografische Eigenspannungsermittlung abgebildet und der ursprüngliche Eigenspannungszustand im ungetrennten Demonstrator abgeschätzt werden. Insbesondere die signifikante Umlagerung der Druckeigenspannungen in tangentialer Richtung in Zugeigenspannungen infolge des Trennprozesses kann hierdurch quantitativ

abgebildet werden. Weiterhin kann eine präzisere Beurteilung der Phasenverteilung getroffen werden, was, würde man dies experimentell untersuchen, mit hohem Aufwand verbunden wäre.

Vergleicht man die Ergebnisse der beiden Wärmebehandlungsstrategien, so lassen sich unterschiedliche Einhärtetiefen und Festigkeitsniveaus in Verbindung mit hohen Druckeigenspannungen einstellen. Über eine rasche Mantelabkühlung kann beispielsweise die Einhärtetiefe gesteigert werden, wohingegen über eine verlangsamte kontinuierliche Abkühlung bei gleichen Abschreckbedingungen im Inneren geringere Einhärtetiefen erreicht werden können. Somit ist eine an die Beanspruchung angepasste flexible Einstellung hochfester Innenbohrungen über das Internal Quenching Verfahren möglich.

Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung der Simulation mit den röntgenografischen Ergebnissen zum Eigenspannungszustand ist davon auszugehen, dass die gezeigten Abweichungen von den ermittelten Eigenspannungen aus dem Sachs-Verfahren messmethodenbedingten Fehlerursachen geschuldet sind. Mögliche Messfehler infolge von Anlasseffekten während des Erodierens können hierbei ausgeschlossen werden, da sowohl bei den Validierungsversuchen als auch beim Stahl C45 sehr gute Übereinstimmungen mit den Simulationsergebnissen erzielt werden konnten. Eine plausiblere Ursache für die Abweichungen stellt die randnahe Mikrostruktur, welche maßgeblich die Festigkeit beeinflusst, dar. Betrachtet man die Härte- und Mikrostrukturverteilungen der optimierten Randschichtzustände der Proben aus 42CrMo4, so zeigt sich eine angelassene martensitische Randschicht mit einem Übergang in weichere bainitische Bereiche bei einem Oberflächenabstand von 2 mm.

Im Gegensatz dazu zeigt sich bei den Proben aus C45 eine unangelassene harte martensitische Innenbohrung und im Falle des Validierungsversuchs mit Proben aus 42CrMo4 eine weitreichendere martensitische Einhärtung sowie ein niedrigeres Eigenspannungsniveau. Mögliche Plastifizierungseffekte durch Kerbwirkung an der Schnittkante während des Trennprozesses und der Spannungsumlagerung sind in einer unangelassenen martensitischen Randschicht und in martensitischen Bereichen geringer Eigenspannungen nicht zu erwarten,

wohingegen diese bei den Zuständen mit geringer Einhärtung und angelassenem Martensit eher auftreten können. Die Tatsache, dass die experimentellen Werte aus dem Sachs-Verfahren bei diesen Zuständen stets geringer als die Simulationsergebnisse sind, stützt diese Hypothese, da lokale Plastifizierungseffekte die Eigenspannungen reduzieren.

Im Vergleich zu den Zuständen bei Proben aus 42CrMo4 zeigt der Validierungsversuch zum Stahl C45, dass das Simulationsmodell trotz der weniger detaillierten Modellierung der Phasenumwandlungen und deren Effekte noch bessere Übereinstimmungen mit den Experimenten aufweist. Hauptgrund hierfür ist, dass überwiegend zwei örtlich voneinander getrennte Phasen unabhängig von der Wärmebehandlung entstehen und somit komplexere Wechselwirkungen bei der Entstehung von Mischgefügen nicht ins Gewicht fallen. Eine weitere Ursache ist die beim Stahl C45 und vor allem bei der Ferrit/Perlit Umwandlung schnelle Phasenbildung, welche weniger sensitiv auf Spannungs- oder Plastifizierungseinflüsse reagiert, wenn man davon ausgeht, dass die in dieser Arbeit festgestellten Effekte beim Stahl 42CrMo4 im selben Maß übertragen werden können. Bei der untersuchten bainitischen Phasenumwandlung fallen diese Einflüsse stärker ins Gewicht. So wird in Kapitel 5.1.2 gezeigt, dass vorhandene Spannungen und plastische Dehnungen die Phasenumwandlung um mehr als 50 s beschleunigen können.

Neben der sehr hohen Vorhersagegüte der Simulation kann unter Verwendung des Stahls C45 ein im Vergleich zu Proben aus 42CrMo4 sehr ähnlicher Innenbohrungszustand mit höheren Druckeigenspannungen mittels einer regelungstechnisch einfacheren Prozessführung eingestellt werden. Die umgesetzte hohe innere Wärmeabfuhr mit einem Wärmeübergangskoeffizienten von $30000 \text{ W/m}^2\text{K}$ führt hierbei zu ähnlichen Einhärtetiefen. Zudem ist die Rissbildungsgefahr infolge von lokal auftretenden Spannungsüberhöhungen aufgrund des im restlichen Probenbereichs vorliegenden ferritisch-perlitischen Gefüges gering.

Im Hinblick auf eine spätere Belastung des eingestellten Randschichtzustands besteht die Möglichkeit, dass, ähnlich wie bei induktionsgehärteten Bauteilen,

versagenskritische Bereiche unmittelbar nach der martensitischen Zone vorliegen, was dem schroffen Härteabfall zuzuschreiben ist. Die Simulationsstudien in Kapitel 6.5.2 an C45 zeigen, dass über die Änderung der Abschreckbedingung die Einhärtetiefe um maximal 1 mm variiert werden kann und die Einstellung eines milderen Härteabfalls über die Generierung von Mischgefügen aus Bainit und Martensit kaum umsetzbar ist. Demnach hat die Verwendung des prozesstechnisch einfacheren Stahls C45 im Vergleich zum Stahl 42CrMo4 den Nachteil einer weniger flexiblen Einstellung des Randschichtzustands an der Innenbohrung.

Experimentelle Übertragung auf Demonstratoren mit zusätzlicher Querbohrung

Zur Bewertung des ertüchtigten Wärmebehandlungsverfahrens im Hinblick auf bauteilähnliche Geometrien wurden ergänzende Untersuchungen an Demonstratoren mit zusätzlicher Querbohrung auf halber Probenhöhe und einem Durchmesser von 2 mm sowohl simulativ als auch experimentell durchgeführt. Aufgrund der erleichterten Prozessierung wurde hierbei der Stahl C45 als Versuchswerkstoff verwendet. Für die experimentelle Umsetzung an der Prototypenanlage wurde eine zusätzliche Pneumatikeinheit installiert, welche zum Zeitpunkt der Kopplung der oberen Düse mit der Probe eine seitliche Düse zur Wasserabfuhr auf die Querbohrung presst. Um ein Verkappen der Proben zu vermeiden, werden diese über eine Keramikplatte auf der gegenüberliegenden Seite gestützt (vgl. Abbildung 7.10). Für die simulativen Untersuchungen wurde eine 3D-Viertelgeometrie, welche in Abbildung 7.12 dargestellt ist, betrachtet.

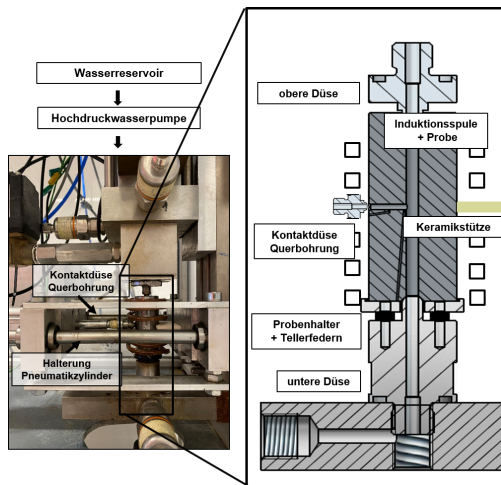


Abbildung 7.10: Detaillierte Darstellung des Aufbaus der Probenhalterung für die verwendeten Demonstratoren mit Querbohrung.

Übergeordnetes Ziel der Untersuchungen war die Umsetzung einer möglichst einfachen experimentell umsetzbaren Prozessführung, welche dennoch in einer homogen rissfrei, gehärteten Haupt- und Querbohrung mit randnahen Druckeigenstressen resultiert. Da ein induktives Nachheizen während der Abschreckung zu einer unerwünschten inhomogenen martensitischen Härtung der Querbohrung über den gesamten Probenradius führt, wurde der Einfluss des induktiven Nachheizens während einer unregelmäßigen Abschreckung auf die resultierenden Randschichtzustände für den Stahl C45 simulativ untersucht und mit den Ergebnissen einer unregelmäßigen Prozessführung verglichen. Bei der simulativen Betrachtung wurde für die Abschreckwirkung an Haupt- und Querbohrung ein konstanter Wärmeübergangskoeffizient von $30\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ angenommen und im Falle eines induktiven Nachheizens eine Mantelabkühlung von -3 K/s betrachtet.

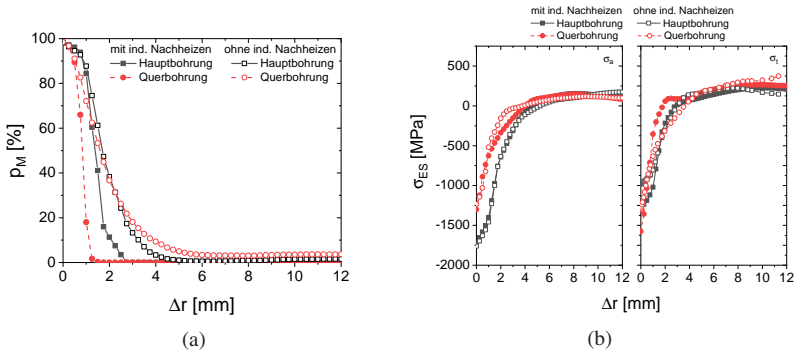


Abbildung 7.11: Einfluss eines induktivem Nachheizens auf die simulierte Martensitverteilung (a) und axiale Eigenspannungsverteilung (b) an Haupt- und Querbohrung (b) infolge einer Abschreckung von Demonstratoren mit Querbohrung aus C45.

Zur Beurteilung der Randschichtzustände nach den betrachteten Wärmebehandlungen wurden sowohl der in Abbildung 7.11 dargestellte Eigenspannungstiefenverlauf, als auch die Martensitverteilung an Haupt- und Querbohrung miteinander verglichen. Es ist ersichtlich, dass ein induktives Nachheizen sowohl an der Hauptbohrung als auch an der Querbohrung zu einer Verringerung der martensitischen Einhärtung führt. Dies wirkt sich allerdings nur gering auf die resultierenden Eigenspannungen aus.

Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse und der Tatsache, dass ein induktives Nachheizen zu einer inhomogenen Härtung der Querbohrung sowohl im Experiment als auch der Simulation führt (vgl. Abbildung 7.12), wurden weiterführende Charakterisierungen an Proben mit komplett unregelmäßiger Wärmebehandlung vorgenommen. Die Simulationsergebnisse implizieren hierzu weitreichende Druckeigenspannungen in beiden Bohrungsrandschichten von über -1000 MPa bei einer rissfreien martensitischen Mikrostruktur. Dies wird über das Schlibbild der gehärteten Bohrungsverschneidung in Abbildung 7.12b bestätigt. Der Vergleich der experimentell gemessenen Härteverteilung an der Bohrungsverschneidung mit den Ergebnissen aus der Simulation in Abbildung

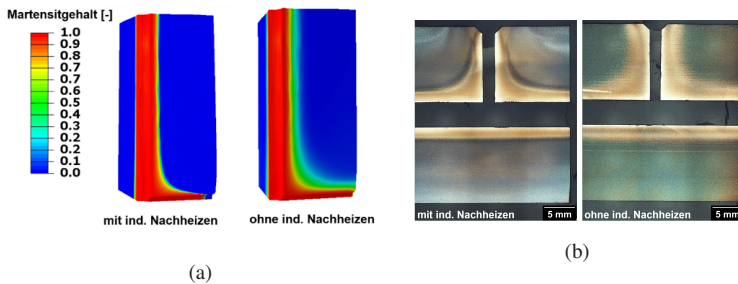


Abbildung 7.12: Simulierte Martensitverteilung mit und ohne Berücksichtigung eines induktiven Nachheizens (a) im Vergleich zu den entsprechenden Schliiffbildern der gehärteten Bohrungsverschnidungen (b).

7.13 zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung. Lediglich die Einhärtetiefe an der Querbohrung wird simulativ leicht überschätzt, was darauf hindeutet, dass der Wärmeübergang an der Querbohrung aufgrund des geringeren Querschnitts und demnach höherem Druck im Vergleich zur Hauptbohrung größer ist. Zur Beurteilung des Eigenspannungszustands an Haupt- und Querbohrung wurden Proben in axialer Richtung aufgetrennt und anschließend die axialen Eigenspannungen jeweils tiefenaufgelöst in der Mitte von Haupt- und Querbohrung mittels Diffraktometrie bestimmt. Im aufgetrennten Zustand zeigen sich an der Hauptbohrung Druckeigenspannungen von bis zu -800 MPa und an der Querbohrung um 100 MPa geringere Werte, was sich mit den simulativen Vorhersagen deckt. Insgesamt zeigen die Ergebnisse, dass das Internal Quenching Verfahren auch auf komplexere Probengeometrien mit Bohrungsverschnidungen angewandt werden kann, um hochfeste martensitische Innenbohrungen zu erzeugen. Aus den Simulationsergebnissen konnte zudem entnommen werden, dass die lokale martensitische Härtung selbst im Bereich der Bohrungsverschnidung keine Zugeigenspannungen bewirkt. Zudem zeigen die ersten Ergebnisse zum innenbohrungsnahen Eigenspannungszustand hohe Druckeigenspannungen, welche einen weiteren positiven Beitrag zur lokalen Dauerfestigkeit dieser Bereiche darstellen.

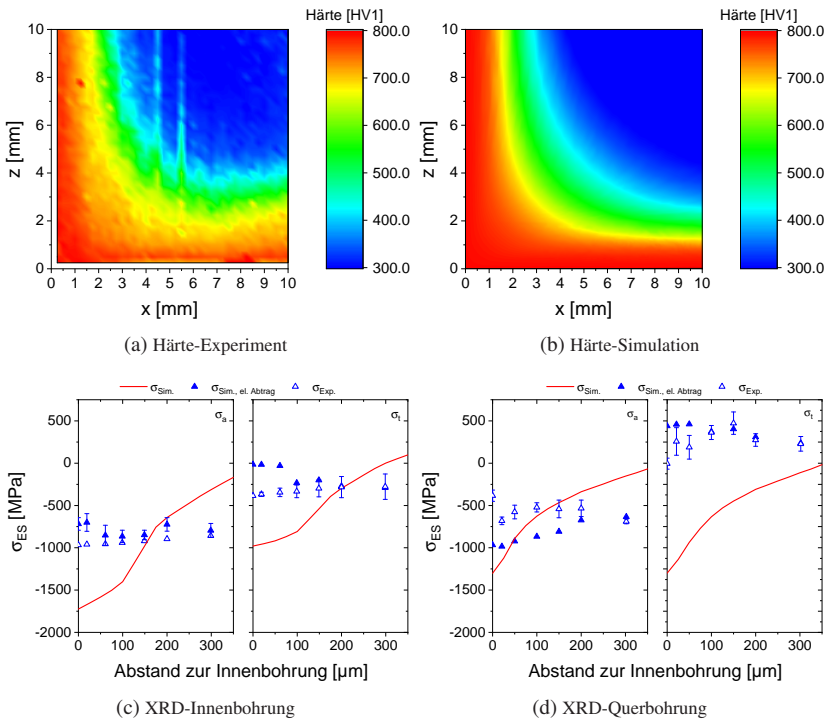


Abbildung 7.13: Vergleich der gemessenen (a) und simulierten (b) Härteverteilung an der Bohrungsverschneidung unmittelbar an der Haupt- (z-Richtung) und Querbohrung (x-Richtung) nach einer unregelmäßigen Abschreckung bei Demonstratoren aus dem Stahl C45 sowie die röntgenografisch ermittelten und simulierten innenbohrungsnahen Eigenspannungen an Innen- (c) und Querbohrung (d) in axialer und tangentialer Richtung.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das neuartige Wärmebehandlungsverfahren Internal Quenching zur martensitischen Härtung schwerzugänglicher Innenbohrungen mittels Wasserabschreckung entwickelt und ertüchtigt. Über eine umfassende Machbarkeitsstudie und die Charakterisierung der inneren Abschreckwirkung wurden unterschiedliche Prozessführungen ausgearbeitet, die über die Regelung der inneren Abschreckwirkung und die Möglichkeit einer zeitgleichen äußeren induktiven Erwärmung erfolgreich umgesetzt werden konnten.

Über die Erstellung einer Finiten-Differenzen-Methode zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten an der Innenbohrung der verwendeten Demonstratoren konnte gezeigt werden, dass die hohen Drücke und Strömungsgeschwindigkeiten des Wassers insgesamt zu sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten führen und abhängig von Druckniveau und Strömungsgeschwindigkeit Wärmeübergangskoeffizienten zwischen $20\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ und $80\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ eingestellt werden können. Im Rahmen der Machbarkeitsstudie konnte gezeigt werden, dass diese intensive Abschreckwirkung im Falle von Demonstratoren aus dem Stahl 42CrMo4 zu einer Durchhärtung und der Entstehung von Härterissen führt. Nur mit einer geregelten Innenabschreckung und geringeren Abschreckraten sowie Unterkühlungen kann hierbei eine rissfreie martensitische Innenbohrung erzeugt werden. Bei der Verwendung des Versuchswerkstoffes C45, der sich vor allem durch eine beschleunigte Phasenumwandungskinetik zum Stahl 42CrMo4 unterscheidet, sind die intensiven Abschreckbedingungen

hinsichtlich einer Härterissbildung unkritischer. Aus diesem Grund erfolgte die Prozessführung unter einer aus regelungstechnischer Sicht weniger aufwendigen unregelmäßigen Innenabschreckung.

Neben den experimentellen Untersuchungen zum Internal Quenching Prozess wurde ein FE-Modell erstellt, welches einerseits hilft ein besseres Prozessverständnis aufzubauen und andererseits zur Optimierung der Prozessführung im Hinblick auf den inneren Randschichtzustand genutzt wurde. Da die resultierenden Bauteilzustände beim Stahl 42CrMo4 eine überwiegend bainitische Mikrostruktur aufweisen, wurden umfangreiche experimentelle Untersuchungen zur bainitischen Phasenumwandlung durchgeführt, um hieraus Modelle zur Bainitumwandlung für das FE-Modell abzuleiten. Dazu wurde zum einen die spannungsfreie Bainitkinetik bei acht unterschiedlichen isothermen Halte-temperaturen dilatometrisch untersucht. Mittels der resultierenden Längenänderungssignale wurde die Umwandlungskinetik in Abhängigkeit der Temperatur mathematisch beschrieben. Das hierbei verwendete Modell nach [74] erlaubt eine Berücksichtigung des Einflusses von vorliegenden Spannungen oder plastischen Verformungen. Dieser Einfluss wurde in umfassenden spannungsbehafteten Dilatometerversuchen untersucht. Hierbei konnte gezeigt werden, dass beide Einflüsse die Bainitkinetik signifikant beschleunigen und deren Abbildung somit unerlässlich ist. Schließlich wurde somit ein gesamtheitliches Modell zur temperatur-, spannungs- und vorverformungsabhängigen bainitischen Phasenumwandlung erstellt, was sowohl Temperatur-, Spannungs- sowie Plastifizierungseinflüsse zufriedenstellend abbilden kann und bereits bestehende Modelle zu den einzelnen Einflüssen bestätigt. Weiterhin konnte über die spannungsbehafteten Versuche der Effekt der Umwandlungsplastizität bei der Bainitumwandlung bis zu Spannungen von ± 300 MPa quantifiziert und modelliert werden. Zusätzlich wurden die mechanischen Eigenschaften bainitischer Mikrostrukturen in Abhängigkeit der Entstehungstemperatur sowie Prüftemperatur untersucht und über das Voce-Verfestigungsmodell modelliert. Neben der Anwendung in der aufgebauten Simulation können die erstellten Modelle auch bei der simulativen Betrachtung anderer Prozesse wie beispielsweise

dem bainitischen Presshärten [148] oder der induktiven Einstellung bainitisch-martensitischer Mischgefüge [149] eingesetzt werden. Somit liefern die Modelle einen Beitrag in der Entwicklung von gesamtheitlichen Wärmebehandlungssimulationen.

Über die Charakterisierung der rissfreien Randschichtzustände und den Abgleich von Simulation und Experiment konnte schließlich das FE-Modell mit den implementierten Modellen zur Bainit- und Martensitbildung validiert werden. Das validierte Simulationsmodell erlaubte umfangreiche Simulationsstudien zur Erarbeitung optimaler Prozessführungen, welche in einer gehärteten Randschicht mit hohen Druckeigenspannungen resultieren. Die erarbeiteten Wärmebehandlungsstrategien konnten für beide Versuchswerkstoffe erfolgreich experimentell umgesetzt werden. Die Ergebnisse aus umfangreichen Analysen der eingestellten Randschichtzustände zeigten eine zufriedenstellende quantitative Übereinstimmung mit den simulativen Vorhersagen. Schließlich konnte in ersten Versuchen gezeigt werden, dass unter Verwendung des Stahls C45 vielversprechende Randschichtzustände an Demonstratorbauteilen mit Querbohrung zu erzielen sind.

Insgesamt stellen die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse erste grundlegende Erkenntnisse dar und bieten somit die Grundlage für weitere Untersuchungen zur lokalen Wärmebehandlung von Durchgangsbohrungen. So muss das Verfahren im Hinblick einer wirtschaftlichen Verwertbarkeit beurteilt sowie auf die Anwendung an komplexen Bauteilen untersucht werden. Durch die Forschungsarbeiten wurde vor allem deutlich, dass die simulative Betrachtung des Wärmebehandlungsprozesses zu einem deutlich verbesserten Prozessverständnis führt und die Bauteilzustände optimiert werden können.

9 Literaturverzeichnis

- [1] K. Reif: *Diesel Engine Management: Systems and Components*. Springer, Wiesbaden, 2014.
- [2] L. Hagymási: *Modellierung der Stoffübertragung beim Niederdruckcarbonitrieren mit Ammoniak und Acetylen*. Dissertation, Institut für Angewandte Materialien, Karlsruher Institut für Technologie, 2016.
- [3] F. Trieb, J. Schedelmaier, M. Poelzl: “Autofrettage-basic information and practical application on components for waterjet cutting.” In “WJTA American Waterjet Conference,” 21–23. Houston, Texas, 2005.
- [4] A. Basara: *Evaluation of high pressure components of fuel injection systems using Speckle interferometry*. Dissertation, Universität Erlangen–Nürnberg, 2007.
- [5] A. Bertucco, G. Vetter: *High pressure process technology: Fundamentals and applications*. Elsevier, Amsterdam, 2001.
- [6] R. Leonhard, M. Parche, C. Alvarez-Avila, J. Krauß, B. Rosenau: “Druckübersetztes Common-Rail-System für Nutzfahrzeuge.” *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* **70**, 368–375, 2009.
- [7] M. Vormwald, T. Schlitzer, D. Panic, H. T. Beier: “Fatigue strength of autofrettaged diesel injection system components under elevated temperature.” *International Journal of Fatigue* **113**, 428–437, 2018.

- [8] H. Jahed, B. Farshi, M. Hosseini: “Fatigue life prediction of autofret-tage tubes using actual material behaviour.” *International Journal of Pressure Vessels and Piping* **83**, 749–755, 2006.
- [9] M. Sedighi, A. H. Jabbari: “Investigation of residual stresses in thick-walled vessels with combination of autofrettage and wire-winding.” *International Journal of Pressure Vessels and Piping* **111-112**, 295–301, 2013.
- [10] DIN EN ISO 4885: *Eisenwerkstoffe - Wärmebehandlung - Begriffe*. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 2018.
- [11] E. Macherauch, H.-W. Zoch: *Praktikum in Werkstoffkunde: 91 ausführliche Versuche aus wichtigen Gebieten der Werkstofftechnik*. Studium. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2011.
- [12] E. Roos, K. Maile: *Werkstoffkunde für Ingenieure: Grundlagen, Anwendung, Prüfung*. Springer, Berlin, 2015.
- [13] B. Liscic, H. M. Tensi, L. C. Canale, G. E. Totten: *Quenching Theory and Technology*. CRC Press, Boca Raton, 2010.
- [14] H.-J. Bargel, G. Schulze: *Werkstoffkunde*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2012.
- [15] J. A. Francis, P. J. Withers: “Modelling the effects of phase transformations on welding stress and distortion.” In P. Michaleris, editor, “Minimization of welding distortion and buckling,” 78–100. Woodhead Publishing Ltd, Cambridge, 2011.
- [16] D. A. Porter, K. E. Easterling: *Phase Transformations in Metals and Alloys (Revisited Reprint)*. CRC Press, Boca Raton, 2009.
- [17] A. K. Sinha: *Ferrous physical metallurgy*. Butterworth, Boston, 1989.

- [18] M. J. Q. Hernandez, J. A. Pero-Sanz, L. F. Verdeja: *Solidification and Solid-State Transformations of Metals and Alloys*. Elsevier Science, Saint Louis, 2017.
- [19] K.-E. Thelning: *Steel and Its Heat Treatment*. Elsevier Science, Kent, 2014.
- [20] H. K. D. H. Bhadeshia, J. W. Christian: “Bainite in steels.” *Metallurgical Transactions A* **21**, 767–797, 1990.
- [21] H. Czichos: “Adolf martens and the research on martensite.” In E. Hornbogen, N. Jost, editors, “The martensitic transformation in science and technology: Proceedings of the European Conference 1989,” Bochum, Germany, 1989.
- [22] G. Kurdjumow, G. Sachs: “Über den Mechanismus der Stahlhärtung.” *Zeitschrift für Physik* **64**, 325–343, 1930.
- [23] DIN EN 10328: *Eisen und Stahl - Bestimmung der Einhärtungstiefe nach dem Randschichthärten; Deutsche Fassung*. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 2018.
- [24] V. Läßle, S. Bühner: *Wärmebehandlung des Stahls*. Verlag Europa-Lehrmittel Nourney, Vollmer, Haan-Gruiten, 2020.
- [25] VDI e.V.: *VDI-Wärmeatlas: Mit 320 Tabellen*. Springer Vieweg, Berlin, Heidelberg, 2013.
- [26] A. Sugianto, M. Narazaki, M. Kogawara, A. Shirayori: “A comparative study of determination method of heat transfer coefficient using inverse heat transfer and iterative modification.” In C.Y. Wang, X.P. Li, J. Wang, editors, “Proceedings of the 8th Asia-Pacific conference on materials processing,” Boston, USA, 2008.

- [27] A. Shirayori: "Accuracy of evaluation methods for heat transfer coefficients in quenching." In H. W. Walton, R. A. Wallis, editor, "Heat Treating 1998: Proceedings of the 18th Conference," 509–517. ASM International, Rosemont, Illinois, USA, 1998.
- [28] J. Rath: *Maximierung der randnahen Druckeigenspannung von Stählen mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeits Abschreckanlage*. Dissertation, Universität Bremen, 2012.
- [29] A. Majorek: *Der Einfluß des Wärmeübergangs auf die Eigenspannungs- und Verzugsausbildung beim Abschrecken von Stahlzylindern in verdampfenden Flüssigkeiten*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1996.
- [30] N. Raouafi, V. Schulze, H. Müller, D. Löhe: "Maß- und Formänderungen von Stahlquadern mit unterschiedlichen Aussparungen beim Härten in Öl- und Wasser." *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **60**, 304–310, 2005.
- [31] H. M. Tensi, E. Steffen: "Neue Methode zur quantitativen Bestimmung der Abschreckwirkung flüssiger Härtemedien, hier speziell wässrige Kunststofflösungen." *Wärme- und Stoffübertragung* **19**, 279–286, 1985.
- [32] B. Liščić, T. Filetin: "Measurement of quenching intensity, calculation of heat transfer coefficient and global database of liquid quenchant." *Materials Engineering* **19**, 52–63, 2012.
- [33] G. Besserdich: *Untersuchungen zur Eigenspannungs- und Verzugsausbildung beim Abschrecken von Zylindern aus den Stählen 42CrMo4 und Ck45 unter Berücksichtigung der Umwandlungsplastizität*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1993.
- [34] H. S. Hasan, M. J. Peet, J. M. Jalil, H. K. D. H. Bhadeshia: "Heat transfer coefficients during quenching of steels." *Heat and Mass Transfer* **47**, 315–321, 2011.

- [35] S. W. Dean, C. Şimşir, C. H. Gür: “A review on modeling and simulation of quenching.” *Journal of ASTM International* **6**, 117–156, 2009.
- [36] F. Wever, A. Rose: *Atlas zur Wärmebehandlung der Stähle*. Verlag Stahleisen, Düsseldorf, 1961.
- [37] A. Kumar, L. K. Singhai, S. K. Sarna: “Mathematical model for predicting the thermal and mechanical behaviour of rebar during quenching and self tempering.” *Steel Research* **66**, 476–481, 1995.
- [38] M. A., E. Mazen: “Effect of Heat Treatment on the Fracture Toughness of AISI 4140 Steel.” *Minia Journal of Engineering and Technology* **33**, 215–220, 2014.
- [39] L. Ambrosini, S. Bahadur: “Erosion of AISI 4140 steel.” *Wear* **117**, 37–48, 1987.
- [40] B. Hoffmann: *Einfluß des Anlassens auf die Mikrostruktur und das Verformungsverhalten gehärteter Stähle*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1996.
- [41] H. Fahry, H.-W Zoch, H. Schlicht: “Entstehung von Eigenspannungen und Verzügen bei der induktiven Randschichthärtung von Bauteilen.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **44**, 149–156, 1989.
- [42] M. Hunkel, J. Dong, J. Epp, D. Kaiser, S. Dietrich, V. Schulze, A. Rajaei, B. Hallstedt, C. Broeckmann: “Comparative Study of the Tempering Behavior of Different Martensitic Steels by Means of In-Situ Diffractometry and Dilatometry.” *Materials* **13**, 2020.
- [43] J.H. Hollomon, L. Jaffe: “Time-temperature relations in tempering steel.” *Trans. AIME* **162**, 223–249, 1945.

- [44] B. de Graaff, H. Autenrieth, J. Hoffmeister, V. Schulze: “Investigation on Short Time Tempering by Induction Heating of the low alloyed AISI4140 steel.” In H.-W. Zoch, R. Schneider, T. Lübben, editor, “Proceedings European Conference on Heat Treatment and 21st IFHTSE Congress,” AWT, Munich, Germany, 2014.
- [45] N. Kobasko: “Intensive steel quenching methods.” In B. Liscic, H. M. Tensi, W. Luty, editor, “Theory and Technology of Quenching,” 367–389. Springer, Berlin, Heidelberg, 1992.
- [46] A. Freborg, L. Ferguson, M. Aronov, N. Kobasko, J. Powell: “Intensive quenching theory and application for imparting high residual surface compressive stresses in pressure vessels technology.” *Journal of Pressure Vessel Technology* **125**, 188–194, 2003.
- [47] C. Simsir, T. Lübben, F. Hoffmann, H.-W. Zoch, M. Wolff: “Prediction of distortions in through hardening of cylindrical steel workpieces by dimensional analysis.” In M. Bozidar, S. Božo, editors, “New Challenges in Heat Treatment and Surface Engineering,” 351–358. 2009.
- [48] B. Winderlich: “Das Konzept der lokalen Dauerfestigkeit und seine Anwendung auf martensitische Randschichten, insbesondere Laserhärtungsschichten.” *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* **21**, 378–389, 1990.
- [49] M. Habschied, B. de Graaff, A. Klumpp, V. Schulze: “Fertigung und Eigenspannungen.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **70**, 111–121, 2015.
- [50] DIN EN 15305: *Zerstörungsfreie Prüfung - Röntgendiffraktometrisches Prüfverfahren zur Ermittlung der Eigenspannungen*. Beuth Verlag GmbH, Berlin, 2009.

- [51] E. Macherauch, H. Wohlfarth, U. Wolfstieg: "Zur zweckmäßigen Definition von Eigenspannungen." *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **28**, 201–211, 1973.
- [52] K. H. Kloos: "Eigenspannungen, Definition und Entstehungsursachen." *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* **10**, 293–302, 1979.
- [53] V. Schulze, O. Vöhringer, E. Macherauch: "Residual stresses after quenching." In B. Liscic, H. M. Tensi, L. Canale, G. Totten, editor, "Quenching Theory and Technology," 229–288. CRC Press, 2010.
- [54] J. L. Dossett, G. E. Totten: *Steel heat treating technologies*. ASM handbook 4B. ASM International, Materials Park, OH, 2014.
- [55] P. Graja: *Rechnerische und experimentelle Untersuchungen zum Einfluss kontinuierlicher und diskontinuierlicher Wärmebehandlungsverfahren auf die Wärme- und Umwandlungsspannungen und Verzüge von un- und niedriglegierten Stählen*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1987.
- [56] M. Ehlers: *Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Eigenspannungs- und Verzugsausbildung beim martensitischen Härten von Stufenzylindern und Quadern in verdampfenden Flüssigkeiten*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 2000.
- [57] C. Franz: *Experimentelle Untersuchungen und Simulation der Eigenspannungsbildung und der Verzugsverhaltens bei der Druck- und Einsatzhärtung von Stählen*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 2005.
- [58] A. Diemar: *Simulation des Einsatzhärtens und Abschätzung der Dauerfestigkeit einsatzgehärteter Bauteile*. Dissertation, Bauhaus-Universität Weimar, 2007.

- [59] N. Trapp: *Methoden und Strategien zur Simulation der Wärmebehandlung komplexer Bauteile aus 20MnCr5*. Dissertation, Institut für angewandte Materialien, Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [60] T. Miokovic: *Analyse des Umwandlungsverhaltens bei ein- und mehrfacher Kurzzeithärtung bzw. Laserstrahlhärtung des Stahls 42CrMo4*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 2005.
- [61] M. Schwenk: *Numerische Modellierung der induktiven Ein- und Zweifrequenzrandschichthärtung*. Dissertation, Institut für angewandte Materialien, Karlsruher Institut für Technologie, 2012.
- [62] D. Kiefer, P. Schüssler, F. Mühl, J. Gibmeier: “Experimental and Simulative Studies on Residual Stress Formation for Laser-Beam Surface Hardening.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **74**, 23–35, 2019.
- [63] C. Simsir: “Modeling and simulation of steel heat treatment: Prediction of microstructure, distortion, residual stresses and cracking.” In J. L. Dossett, G. E. Totten, editors, “Steel heat treating technologies,” ASM handbook, 409–466. ASM International, Materials Park, OH, 2014.
- [64] C. Şimşir, C. H. Gür: “A FEM based framework for simulation of thermal treatments: Application to steel quenching.” *Computational Materials Science* **44**, 588–600, 2008.
- [65] S. Denis, E. Gautier, S. Sjöström, A. Simon: “Influence of stresses on the kinetics of pearlitic transformation during continuous cooling.” *Acta Metallurgica* **35**, 1621–1632, 1987.
- [66] H. D. Baehr, K. Stephan: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013.

- [67] D. Kaiser: *Experimentelle Untersuchung und Simulation des Kurzzeitanlassens unter Berücksichtigung thermisch randschichtgehärteter Zustände am Beispiel von 42CrMo4*. Dissertation, Institut für angewandte Materialien, Karlsruher Institut für Technologie, 2019.
- [68] D. Hömberg, T. Petzold, E. Rocca: “Analysis and simulations of multi-frequency induction hardening.” *Nonlinear Analysis: Real World Applications* **22**, 84–97, 2015.
- [69] D. Gaude-Fugarolas: *Modelling induction hardening: A detailed example of modelling techniques applied to the materials science aspects of a manufacturing process*. VDM Verlag Dr. Müller, Saarbrücken, 2008.
- [70] M. Avrami: “Kinetics of Phase Change. II Transformation–Time Relations for Random Distribution of Nuclei.” *The Journal of Chemical Physics* **8**, 212–224, 1940.
- [71] M. Avrami: “Granulation, phase change, and microstructure kinetics of phase change. iii.” *The Journal of Chemical Physics* **9**, 177–184, 1941.
- [72] A. N. Kolmogorov: “On the Statistical Theory of The Crystallization of Metals.” *Izv. Akad. Nauk SSSR Ser. 1*, 355–359, 1937.
- [73] M. J. Starink: “Kinetic equations for diffusion-controlled precipitation reactions.” *Journal of Materials Science* **32**, 4061–4070, 1997.
- [74] S. M. C. van Bohemen, J. Sietsma: “Modeling of isothermal bainite formation based on the nucleation kinetics.” *International Journal of Materials Research* **99**, 739–747, 2008.
- [75] S. M. C. van Bohemen: “Bainite and martensite start temperature calculated with exponential carbon dependence.” *Materials Science and Technology* **28**, 487–495, 2013.

- [76] D. P. Koistinen, R. E. Marburger: “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.
- [77] S. van Bohemen, J. Sietsma: “Martensite Formation in Partially and Fully Austenitic Plain Carbon Steels.” *Metallurgical and Materials Transactions A* **40**, 1059–1068, 2009.
- [78] S. Denis, E. Gautier, A. Simon, G. Beck: “Stress–phase-transformation interactions – basic principles, modelling, and calculation of internal stresses.” *Materials Science and Technology* **1**, 805–814, 1985.
- [79] S. Denis, S. Sjöström, A. Simon: “Coupled temperature, stress, phase transformation calculation.” *Metallurgical Transactions A* **18**, 1203–1212, 1987.
- [80] U. Ahrens: *Beanspruchungsabhängiges Umwandlungsverhalten und Umwandlungsplastizität niedrig legierter Stähle mit unterschiedlich hohen Kohlenstoffgehalten*. Dissertation, Universität Paderborn, 2003.
- [81] P. H. Shipway, H. K. D. H. Bhadeshia: “Mechanical stabilisation of bainite.” *Materials Science and Technology* **11**, 1116–1128, 1995.
- [82] 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.
- [83] E. Schmidtman, H. Grave, Chen F.: “Einfluss von hohen allseitigen Drücken bis 40 bar auf die Martensitbildung in Kohlenstoffstählen.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials*, **31**, 125–131, 1976.
- [84] T. Y. Hsu: “Additivity hypothesis and effects of stress on phase transformations in steel.” *Current Opinion in Solid State and Materials Science* **9**, 256–268, 2005.

- [85] D. Said Schicchi, M. Hunkel: “Effect of Pre-strain and High Stresses on the Bainitic Transformation of Manganese-boron Steel 22MnB5.” *Metallurgical Transactions A* **49**, 2011–2025, 2018.
- [86] D. S. Schicchi, M. Hunkel: “Transformation plasticity and kinetic during bainite transformation on a 22MnB5 steel grade.” *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* **47**, 771–779, 2016.
- [87] G. I. Rees, P. H. Shipway: “Modelling transformation plasticity during the growth of bainite under stress.” *Materials Science and Engineering A* **223**, 168–178, 1997.
- [88] J. R. Patel, M. Cohen: “Criterion for the action of applied stress in the martensitic transformation.” *Acta Metallurgica* **1**, 531–538, 1953.
- [89] P. H. Shipway, H. K. D. H. Bhadeshia: “The effect of small stresses on the kinetics of the bainite transformation.” *Materials Science and Engineering: A* **201**, 143–149, 1995.
- [90] J. R. Yang, C. Y. Huang, W. H. Hsieh, C. S. Chiou: “Mechanical Stabilisation for Bainitic Reaction in a Fe-Mn-Si-C Bainitic Steel.” *Le Journal de Physique IV* **05**, C8–497–C8–502, 1995.
- [91] L. Taleb, S. Petit: “New investigations on transformation induced plasticity and its interaction with classical plasticity.” *International Journal of Plasticity* **22**, 110–130, 2006.
- [92] M. Maalekian, E. Kozeschnik: “Modeling the Effect of Stress and Plastic Strain on Martensite Transformation.” *Materials Science Forum* **638-642**, 2634–2639, 2010.
- [93] H.-G. Lambers, S. Tschumak, H. J. Maier, D. Canadinc: “Pre-deformation–transformation plasticity relationship during martensitic transformation.” *Materials Science and Engineering A* **527**, 625–633, 2010.

- [94] S. Denis, E. Gautier, A. Simon, G. Beck: “Stress–phase-transformation interactions – basic principles, modelling, and calculation of internal stresses.” *Materials Science and Technology* **1**, 805–814, 1985.
- [95] 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.
- [96] Greenwood G. W., Johnson R. H.: “The deformation of metals under small stresses during phase transformations.” *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* **283**, 403–422, 1965.
- [97] C. L. Magee: *Transformation kinetics, Microplasticity and aging of martensite in Fe-31 Ni*. Dissertation, Carnegie Mellon University, Pittsburgh, 1966.
- [98] 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.
- [99] S. Sjöström: *The Calculation of quench stresses in steel*. Dissertation, Linköping University, 1982.
- [100] F. D. Fischer, Q.-P. Sun, K. Tanaka: “Transformation-Induced Plasticity (TRIP).” *Applied Mechanics Reviews* **49**, 317–364, 1996.
- [101] 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.
- [102] F. Abrassart: *Influence des transformations martensitiques sur les propriétés mécaniques des alliages du système Fe-Ni-Cr-C*. Dissertation, Université de Nancy, 1972.

- [103] K. Tanaka, Y. Sato: “A mechanical view of transformation-induced plasticity.” *Ingenieur-Archiv* **55**, 147–155, 1985.
- [104] M. Hunkel, D. S. Schicchi: “Modeling of bainitic transformations under high stresses.” In M. Lohrmann, H.-W. Zoch, editors, “Bainite - from nano to macro Symposium on Science and Application of Bainite,” 185–194. AWT, Wiesbaden, Germany, 2017.
- [105] F. Colonna, E. Massoni, S. Denis, J.-L. Chenot, J. Wendenbaum, E. Gauthier: “On thermo-elastic-viscoplastic analysis of cooling processes including phases changes.” *Journal of Materials Processing Technology* **34**, 525–532, 1992.
- [106] C. Acht, M. Dalgic, F. Frerichs, M. Hunkel, A. Irretier, T. Lübben, H. Surm: “Ermittlung der Materialdaten zur Simulation des Durchhärtens von Komponenten aus 100Cr6.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **63**, 234–244, 2008.
- [107] C. Şimşir, M. Dalgıç, T. Lübben, A. Irretier, M. Wolff, H. W. Zoch: “The Bauschinger effect in the supercooled austenite of SAE 52100 steel.” *Acta Materialia* **58**, 4478–4491, 2010.
- [108] M. Schwenk, B. Kaufmann, J. Hoffmeister, V. Schulze: “Modelling of Strain Rate and Temperature Dependent Flow Stresses of Supercooled Austenite for AISI 4140.” *Materials Science Forum* **762**, 122–127, 2013.
- [109] F. Dunne, N. Petrinic: *Introduction to computational plasticity*. Oxford University Press, Oxford, 2009.
- [110] J. C. Simo, T. J. R. Hughes: *Computational Inelasticity*. Springer, New York, 1998.
- [111] S.-H. Kang, Y.-T. Im: “Three-dimensional thermo-elastic–plastic finite element modeling of quenching process of plain-carbon steel in couple

- with phase transformation.” *International Journal of Mechanical Sciences* **49**, 423–439, 2007.
- [112] 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.
- [113] W- Ramberg, W. R. Osgood: “Description of stress-strain curves by three parameters.” *NACA* **902**, 1943.
- [114] P. Ludwik: *Elemente der Technologischen Mechanik*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1909.
- [115] E. Voce: “A practical strain hardening function.” *Metallurgia* **51**, 219–226, 1955.
- [116] N. S. Mishra, S. Mishra, V. Ramaswamy: “Analysis of the temperature dependence of strain-hardening behavior in high- strength steel.” *Metallurgical Transactions A* **20**, 2819–2829, 1989.
- [117] Arimoto K., Lambert D., Lee K., Wu W.T., Narazaki M.: “Preliminary study to identify criterion for quench crack prevention by computer simulation.” In ASM International, editor, “Proceedings of the 19th ASM HTS conference,” 435–440. Cincinnati, USA, 1999.
- [118] A. Sugianto, M. Narazaki, M. Kogawara, A. Shirayori: “Failure analysis and prevention of quench crack of eccentric holed disk by experimental study and computer simulation.” *Engineering Failure Analysis* **16**, 70–84, 2009.
- [119] N. Kobasko, V. S. Morganyuk, V. Dobrivecher: “Control of residual stress formation and steel deformation during rapid heating and cooling.” *Handbook of Residual Stress and Deformation of Steel* 312 – 330, 2002.

- [120] N. Kobasko, V. Dobryvechir, W. Morhuniuk: “Contemporary methods for cooling time calculation and hardening processes analyzing.” *International Journal of Current Research* **9**, 60367–60376, 2017.
- [121] G. E. Totten, M. A. H. Howes, T. Inoue: *Handbook of residual stress and deformation of steel*. ASM International, Materials Park, OH, 2002.
- [122] F. Mühl, S. Dietrich, V. Schulze: “Internal quenching: Ideal heat treatment for difficult to access component sections.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **74**, 191–201, 2019.
- [123] 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.
- [124] E. Macherauch: “Das $\sin^2(\psi)$ -Verfahren der röntgenographischen Spannungsmessung.” *Z. angew. Phys.* **13**, 305–312, 1961.
- [125] L. Spieß, G. Teichert, R. Schwarzer, H. Behnken, C. Genzel: *Moderne Röntgenbeugung: Röntgendiffraktometrie für Materialwissenschaftler, Physiker und Chemiker*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 2009.
- [126] U. Wolfstieg: “Die Symmetrisierung unsymmetrischer Interferenzlinien mit Hilfe von Spezialblenden.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **31**, 24–26, 1976.
- [127] B. Eigenmann, E. Macherauch: “Röntgenographische Untersuchung von Spannungszuständen in Werkstoffen.” *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* **27**, 426–437, 1996.
- [128] G. Sachs: “Nachweis innerer Spannungen in Stangen und Rohren.” *Mitteilungen der Deutschen Materialprüfanstalten* 19–20, 1928.

- [129] H. Bühler, H. Hendus: “Ermittlung von Eigenspannungen an wasserabgeschreckten Stahlzylindern.” *Archiv für das Eisenhüttenwesen* **26**, 355–358, 1955.
- [130] F. Vollert, M. Lüchinger, S. Schuster, N. Simon, J. Gibmeier, K. Kern, M. Schreiner, W. Tillmann: “Experimental and numerical analyses of residual stresses induced by tube drawing.” *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design* **53**, 364–375, 2018.
- [131] P. Steuer, A. Rebschläger, O. Weber, D. Bähre: “The Heat-affected Zone in EDM and its Influence on a Following PECM Process.” *Procedia CIRP* **13**, 276–281, 2014.
- [132] B. Ekmekci: “Residual stresses and white layer in electric discharge machining (EDM).” *Applied Surface Science* **253**, 9234–9240, 2007.
- [133] J. F. Liu, Y. B. Guo: “Modeling of White Layer Formation in Electric Discharge Machining (EDM) by Incorporating Massive Random Discharge Characteristics.” *Procedia CIRP* **42**, 697–702, 2016.
- [134] VDI: *VDI-Wärmeatlas: Mit 320 Tabellen*. VDI-Buch. Springer Vieweg, Berlin, 2013.
- [135] A. Majorek: *Der Einfluß des Wärmeübergangs auf die Eigenspannungs- und Verzugsausbildung beim Abschrecken von Stahlzylindern in verdampfenden Flüssigkeiten*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1995.
- [136] A. Majorek, H. Müller, E. Macherauch: “Computersimulation des Tauchkühlens von Stahlzylindern in verdampfenden Flüssigkeiten.” *HTM Journal of Heat Treatment and Materials* **51**, 11–18, 1996.
- [137] F. Frerichs, S. Sander, T. Lübben, S. Schüttenberg, U. Fritsching: “Determination of Heat Transfer Coefficients in High Speed Quenching

- Processes.” *Materials Performance and Characterization* **3**, 20130112, 2015.
- [138] F. Richter: *Physikalische Eigenschaften von Stählen und ihre Temperaturabhängigkeit: Polynome und graphische Darstellung*. Verlag Stahleisen, Düsseldorf, 1983.
- [139] R. Maas, R. Jeschar: “Einflussgrößen des Wärmeüberganges beim Abschrecken von Metallen in Wasser: Einflussgrößen des Wärmeüberganges beim Abschrecken von Metallen in Wasser.” *Gas, Wärme international*, 1989.
- [140] F. Mühl, M. Klug, S. Dietrich, V. Schulze: “Improving the inner surface state of thick-walled tubes by heat treatments with internal quenching considering a simulation based optimization.” *Processes* **8**, 1303, 2020.
- [141] H.-S. Yang, H. K. D. H. Bhadeshia: “Uncertainties in dilatometric determination of martensite start temperature.” *Materials Science and Technology* **23**, 556–560, 2007.
- [142] E. Schmidtman, H. Grave: “Einfluß unterschiedlicher Chromgehalte und eines allseitigen Druckes von 25 kbar auf das Umwandlungsverhalten von Stählen mit 0,45% C.” *Archiv für das Eisenhüttenwesen* **48**, 431–435, 1977.
- [143] J. M. Moyer, G. S. Ansell: “The volume expansion accompanying the martensite transformation in iron-carbon alloys.” *Metallurgical Transactions A* **6**, 1785–1791, 1975.
- [144] J. Damon, S. Dietrich, V. Schulze: “Implications of carbon, nitrogen and porosity on the $\gamma \rightarrow \alpha'$ martensite phase transformation and resulting hardness in pm-steel astaloy 85mo.” *Journal of Materials Research and Technology* **9**, 2020.

- [145] R.Schröder: *Untersuchungen zur Spannungs- und Eigenspannungsausbildung beim Abschrecken von Stahlzylindern*. Dissertation, Institut für Werkstoffkunde I, Universität Karlsruhe, 1985.
- [146] A. Ellermann: *Der Bauschingereffekt bei vergüteten, bainitischen und normalisierten Zuständen der Stähle 42CrMoS4 und 100Cr6*. Dissertation, Universität Kassel, 2013.
- [147] A. Peiter: *Eigenspannungen 1. Art : Ermittlung und Bewertung*. Triltsch, Düsseldorf, 1966.
- [148] M. Lin, C. Zimmermann, K. Wang, M. Hunkel, U. Prah, R. Spatschek: "Modeling bainitic transformations during press hardening." *Materials* **14**, 654, 2021.
- [149] F. Mühl, J. Jarms, D. Kaiser, S. Dietrich, V. Schulze: "Tailored bainitic-martensitic microstructures by means of inductive surface hardening for AISI 4140." *Materials & Design* **195**, 108964, 2020.

10 Anhang

Tabelle 10.1: Koeffizienten k_i zur Beschreibung der Voce-Modellparameter für die bainitische und martensitische Phase.

Param.	k_0	k_1	k_2	$k_{2,1}$	$k_{2,2}$	$k_{2,3}$
$\sigma_{0,B}$	2469,1 MPa	$3,78 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	$15,9 \frac{MPa}{^\circ C}$	$0,13 \frac{MPa}{^\circ C^2}$	$3,3 \cdot 10^{-4} \frac{MPa}{^\circ C^3}$
$R_{0,B}$	4943 MPa	$0,15 \frac{MPa}{^\circ C}$	$1,5 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	-	-
$R_{1,B}$	-144,9 MPa	$0,000339 \frac{MPa}{^\circ C}$	$1,24 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	-	-
e_B	2582,8	-4,58	-	$-3,35 \frac{MPa}{^\circ C}$	$0,0065 \frac{MPa}{^\circ C^2}$	-
$\sigma_{0,M}$	1642,4 MPa	$1,52 \frac{MPa}{^\circ C}$	$0,027 \frac{MPa}{^\circ C^2}$	-	-	-
$R_{0,M}$	-34886,9 MPa	$0,00161 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	-	-	-
$R_{1,M}$	2445,26 MPa	$7,9 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	-	-	-
e_M	15,09	0,0065	-	-	-	-
Param.	$k_{2,4}$	k_3	k_4	$k_{4,1}$	$k_{4,2}$	$k_{4,3}$
$\sigma_{0,B}$	$2,72 \cdot 10^{-7} \frac{MPa}{^\circ C^4}$	-	-	-	-	-
$R_{0,B}$	-	$-0,002 \frac{MPa}{^\circ C^2}$	$-0,00044 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	-	-
$R_{1,B}$	-	$0,00078 \frac{MPa}{^\circ C^2}$	$-0,0024 \frac{MPa}{^\circ C}$	-	-	-
e_B	-	$0,00021 \frac{MPa}{^\circ C^2}$	-	$-0,115 \frac{MPa}{^\circ C}$	$5,36 \cdot 10^{-4} \frac{MPa}{^\circ C^2}$	$-6,08 \cdot 10^{-7} \frac{MPa}{^\circ C^4}$
$\sigma_{0,M}$	-	$-1,4 \cdot 10^{-4} \frac{MPa}{^\circ C^2}$	-	-	-	-

Tabelle 10.2: Koeffizienten k_i zur Berechnung der Materialparameter von 42CrMo4 (Teil 1)

Größe	Einheit	k_0	k_1	k_2	k_3	Quelle
λ_A	W/(mK)	21,1	$-3,14 \cdot 10^{-2}$	$2,87 \cdot 10^{-5}$	0	[61]
$\lambda_{B,M}$	W/(mK)	44,23	$-5,97 \cdot 10^{-4}$	$-1,79 \cdot 10^{-5}$	0	[61]
$c_{p,A}$	J/(kgK)	476	0,103	0	0	[61]
$c_{p,B,M}$	J/(kgK)	233	0,586	0	0	[61]
$\Delta Q_{A \rightarrow B,M}$	J/kg	$-8,3 \cdot 10^4$	0	0	0	-
E_A	GPa	283,0	-0,211	0	0	[80]
$E_{B,M}$	GPa	284,5	-0,456	$7,29 \cdot 10^{-4}$	$-4,43 \cdot 10^{-7}$	[67]
α_A	K ⁻¹	$2,3 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	[61]
α_B	K ⁻¹	$7,9 \cdot 10^{-6}$	$1,25 \cdot 10^{-8}$	0	0	-
α_M	K ⁻¹	$8,9 \cdot 10^{-6}$	$1,09 \cdot 10^{-8}$	0	0	-
K_B	MPa ⁻¹	$7,4 \cdot 10^{-4}$	0	0	0	-
K_B $\sigma < 0\text{MPa}$	MPa ⁻¹	$8,97 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	-
K_B $\sigma > 0\text{MPa}$	MPa ⁻¹	$1,03 \cdot 10^{-4}$	0	0	0	-
K_M	MPa ⁻¹	$6,04 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	-

Tabelle 10.3: Koeffizienten k_i zur Berechnung der Materialparameter von 42CrMo4 (Teil 2)

Größe	Einheit	k_0	k_1	k_2	k_3	Quelle
κ_{VB} $T \leq 490^\circ\text{C}$	s^{-1}	-0,01845	$3,29 \cdot 10^{-5}$	0	0	-
κ_{VB} $490^\circ\text{C} \leq T \leq 535^\circ\text{C}$	s^{-1}	0,028	$-2,94 \cdot 10^{-5}$	0	0	-
λ_{VB}	-	12,44	0	0	0	-
M_S	$^\circ\text{C}$	318	0	0	0	-
α_{KM}	-	0,017	0	0	0	-
$\Delta\epsilon_B^{tr}$	-	0,028	$7,65 \cdot 10^{-5}$	$6,68 \cdot 10^{-8}$	0	-
$\Delta\epsilon_M^{tr}$	-	0,0093	0	0	0	-
$\sigma_{y,A}$	MPa	427,2	-0,405	$7,60 \cdot 10^{-5}$	0	[61]
$R_{0,A}$	MPa	-351,1	7,51	-0,0062	0	[61]
$R_{1,A}$	MPa	32,3	$-9,66 \cdot 10^{-4}$	0	0	[61]
e_A	-	410,5	-0,277	0	0	[61]

Tabelle 10.4: Koeffizienten k_i zur Berechnung der Materialparameter von C45 (Teil 1)

Größe	Einheit	k_0	k_1	k_2	k_3	Quelle
λ	W/(mK)	11,68	0,01155	0	0	[55]
λ	W/(mK)	49,17	-0,21	0	0	[55]
c_p	J/(kgK)	491	0,115	0	0	[55]
c_p	J/(kgK)	401,95	0,285	0	0	[55]
$\Delta Q_{A \rightarrow B, M}$	J/kg	$8 \cdot 10^4$	0	0	0	[55]
E	GPa	283,0	-0,211	0	0	[80]
E	GPa	284,5	-0,456	$7,29 \cdot 10^{-4}$	$-4,43 \cdot 10^{-7}$	[67]
α	K ⁻¹	$2,1 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	-
α	K ⁻¹	$14,73 \cdot 10^{-6}$	$1,25 \cdot 10^{-8}$	0	0	-
α	K ⁻¹	$6,2 \cdot 10^{-6}$	0	0	0	-
$K_{\gamma \rightarrow \alpha_F/P}$	MPa ⁻¹	$5,2 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	-
$K_{\gamma \rightarrow \alpha_B}$	MPa ⁻¹	$5,2 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	-
$K_{\gamma \rightarrow \alpha_M}$	MPa ⁻¹	$5,2 \cdot 10^{-5}$	0	0	0	-
$n_{\gamma \rightarrow \alpha_F/P}$ $T \geq 650^\circ\text{C}$	-	3,6	-0,004	0	0	-
$n_{\gamma \rightarrow \alpha_F/P}$ $580^\circ\text{C} \leq T \leq 650^\circ\text{C}$	-	8445,5	-42,409	$0,071 \cdot 10^{-5}$	$-3,95 \cdot 10^{-5}$	-

Tabelle 10.5: Koeffizienten k_i zur Berechnung der Materialparameter von C45 (Teil 2)

Größe	Einheit	k_0	k_1	k_2	k_3	Quelle
$\ln b_{\gamma \rightarrow \alpha_F/P}$ $T \geq 650^\circ\text{C}$	-	-5,76	0,0058	0	0	-
$\ln b_{\gamma \rightarrow \alpha_F/P}$ $580^\circ\text{C} \leq T \leq 650^\circ\text{C}$	-	-20756,967	102,60798	-0,1689	$9,26 \cdot 10^{-5}$	-
$n_{\gamma \rightarrow \alpha_B}$	-	13,33	-0,048	$4,91 \cdot 10^{-5}$	0	-
$\ln b_{\gamma \rightarrow \alpha_B}$	-	-56,34	0,203	$-1,93 \cdot 10^{-4}$	0	-
$\Delta \varepsilon_{\gamma \rightarrow \alpha_F/P}$	-	0,0069	0	0	0	-
$\Delta \varepsilon_{\gamma \rightarrow \alpha_B}$	-	0,00851	0	0	0	-
$\Delta \varepsilon_{\gamma \rightarrow \alpha_M}$	-	0,0093	0	0	0	-
$\sigma_{\gamma,\gamma}$	MPa	174,91	-0,152	0	0	[55]
$R_{0,\gamma}$	MPa	-351,1	7,51	-0,0062	0	[60]
$R_{1,\gamma}$	MPa	32,3	$-9,66 \cdot 10^{-4}$	0	0	[60]
e_γ	-	410,5	-0,277	0	0	[60]
$\sigma_{\gamma,\alpha_F/P}$	MPa	392,18	-0,33	0	0	[55]
σ_{γ,α_B}	MPa	645,27	-0,676	0	0	[55]
σ_{γ,α_M}	MPa	1598	-0,636	0	0	[55]

