

Experimentelle Untersuchungen zum Versagen von Raumfahrtstrukturen beim atmosphärischen Wiedereintritt

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von

David Leiser

aus Heidelberg

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. S. Fasoulas
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. J. von Wolfersdorf
Tag der Prüfung: 18.12.2023

Institut für Raumfahrtsysteme
Universität Stuttgart
2024

It's the questions we can't answer that teach us the most. If you give a man an answer, all he gains is a little fact. But give him a question and he'll look for his own answers.

Patrick Rothfuss

Vorwort

Den Ursprung dieser Arbeit kann ich auf die Suche nach dem Bild eines Buffets zurückführen. Die Motivation, die ich dabei gesehen habe, hat mich angesteckt und getragen. Entstanden ist diese Arbeit im IRS-Labor, in meiner Homeoffice-Ecke, in Australien, den USA, auf Konferenzen, in Kneipen und nicht zuletzt am Kaffeetisch. Dabei habe ich Unterstützung von Menschen aus unterschiedlichen Ländern erfahren, denen ich mit diesem Vorwort danken möchte.

Meinem Doktorvater Prof. Stefanos Fasoulas möchte ich für die Unterstützung, Einblicke und das Vertrauen danken, welches ich in meiner Zeit am IRS, aber auch darüber hinaus erfahren habe. Prof. Jens von Wolfersdorf danke ich für den Mitbericht dieser Arbeit.

Danke an alle Kollegen der Arbeitsgruppe HEFDiG. Dr.-Ing. Stefan Löhle für die harten Diskussionen, den Anspruch und die Hilfe in allen Lebenslagen. Den verschiedensten Kollegen Dr. Fabian Zander, Dr.-Ing. Martin Eberhart, Dr.-Ing. Arne Meindl, Fabian Hufgard, Igor Hörner, Felix Grigat, Christian Dürnhofer, Dr. Ranjith Ravichandran, Dr. Nathan Stern, Dr. Erik Poloni, David Steuer und Clemens Müller, ich danke euch für alles. Egal, ob Diskussionen am Kaffeetisch, über Voodoo, stilisierte Bilder im Tank; Gespräche beim Whiskyabend und im Palmenhof; ihr habt immer geholfen, diskutiert und die Laune hochgehalten.

Danke auch an die Kollegen am Institut, die mir immer zur Seite standen, wenn Not am Mann war, besonders nennen möchte ich hier Dr. Ashley Chadwick, Adam Pagan und Julian Beyer. Der mechanischen Werkstatt unter der Leitung von Karlheinz Schneider, allen ehemaligen und aktuellen Mitarbeitern und Auszubildenden, ohne die der Aufbau, die Proben und vieles weitere nicht umsetzbar wäre, möchte ich meinen Dank aussprechen. Die elektronische Werkstatt, insbesondere Manfred Hartling, Olaf Riedel und Felix Schäfer möchte ich mich bedanken für die Unterstützung und die Gespräche über Arduinos, Kabel, Elektronik und Motorräder.

Vor allem möchte ich meiner Familie danken, ohne die diese Arbeit nie möglich gewesen wäre. Danke für die angeregten Diskussionen über die thematischen Grenzen hinweg, Anne, sowie den Memes an den passenden Stellen. Catherine, du warst immer für einen guten Spruch und mit viel Unterstützung da. Nicolas, Julian, aber vor allem Katarina, euch danke ich von ganzem Herzen, für die Liebe und die unendliche Unterstützung während zahlloser Stunden, langen Tage und noch längerer Nächten.

Stuttgart, Januar 2024

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	v
Abstract	vii
1 Einleitung	1
1.1 Historische Einordnung und aktueller Forschungsstand	3
1.1.1 Beobachtungen von destruktiven Wiedereintritten	3
1.1.2 Softwaretools zur Wiedereintrittssimulation	6
1.1.3 Bodentests	7
1.2 Zielsetzung der Arbeit	7
2 Theorie	9
2.1 Plasmen zur Wiedereintrittssimulation	9
2.2 Flug-zu-Boden Skalierung	13
2.2.1 Aerothermische Aufheizung	13
2.2.2 Geschwindigkeitsgradient	18
2.2.3 Local Heat Transfer Simulation	22
2.2.4 Axialsymmetrisch-Planare Transformation	24
2.3 Grundlagen der Materialwissenschaften	25
2.3.1 Der Einfluss mechanischer Lasten	25
2.3.2 Der Einfluss thermischer Lasten	27
2.3.3 Der Einfluss chemischer Reaktionen	31
3 Versuchsaufbau	35
3.1 Plasmawindkanal PWK4	35
3.2 Messtechnik	38
3.2.1 Stationäre Wärmestromdichtemessung	38
3.2.2 Instationäre Wärmestromdichtemessung	39
3.2.3 Optische Emissionsspektroskopie	45
3.2.4 Fotogrammetrie	49
3.2.5 Temperaturmessung	52
3.3 Proben und Materialien	56
3.3.1 Aluminiumlegierungen	57
3.3.2 Titanlegierung	61
3.3.3 Stahllegierung	64
3.3.4 Wärmestromdichtereduktion	68
3.4 Mechanischer Aufbau zur Lasteinleitung	69

Inhaltsverzeichnis

4	Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal	73
4.1	Ableitung von relevanten mechanischen Lasten	73
4.1.1	Ludwig-Rohr TUSQ	73
4.1.2	Messmethoden am Stoßwindkanal	76
4.1.3	Verbindungslasten	77
4.1.4	Boden-Flug Extrapolation	79
4.2	Sondenmessungen	80
4.2.1	Wärmestromdichtemessung	80
4.2.2	Versuchsbedingungen	82
5	Ergebnisse	85
5.1	Untersuchung der Materialversuche	85
5.1.1	Aluminiumlegierungen	87
5.1.2	Hochtemperaturlegierungen	99
5.2	Massenabschätzung	113
6	Zusammenfassung	117
A	Betrachtung der Messabweichung	121
	Literaturverzeichnis	125

Kurzfassung

In der vorliegenden Dissertation wird der Einfluss mechanischer Lasten auf den destruktiven Wiedereintritt großer Raumfahrtstrukturen experimentell analysiert. Dabei wird der Einfluss mechanischer Lasten insbesondere auf die Break-Up Höhe untersucht, da diese für weitere Fragmentierungsprozesse und Verglühen von entscheidender Bedeutung ist. Dazu wird ein neuer mechanischer Aufbau beschrieben, der mechanische Lasten in Bodentests aufbringen kann. Der Aufbau basiert auf einem elektromechanischen Lastzylinder, der in den Plasmawindkanal PWK4 integriert wurde. Dieses neuartige Konzept weist eine Probenform auf, für die eine erweiterte Umrechnungsmöglichkeit von Flugsituationen in Bodensimulationen erforderlich ist. Dazu wird die bekannte LHTS Ähnlichkeit um eine axialsymmetrisch planare Transformation erweitert. Diese Methode wird durch Wärmestromdichtemessungen im Plasmawindkanal validiert. Die mechanischen Lasten auf die Modulverbindungselemente der Internationalen Raumstation werden durch Freiflugexperimente im Stoßwindkanal TUSQ der University of Southern Queensland untersucht. Die ermittelten Lasten werden zum Flugfall skaliert und entlang einer typischen Wiedereintrittstrajektorie extrapoliert. Als Versuchsbedingung werden drei Trajektorienpunkte in 90 km, 75 km und 65 km Höhe entlang einer typischen Wiedereintrittstrajektorie aus dem niedrigen Erdorbit untersucht. Diese entsprechen der frühen Eintrittsphase, der Höhe des typischen Break-Up und der Höhe der maximalen Wärmelast. Dabei werden sowohl die Plasmabedingung als auch die mechanische Last auf diese Trajektorienpunkte angepasst.

Vier typische, metallische Strukturmaterialien werden untersucht; zwei verschiedene Aluminiumlegierungen, eine Edelstahllegierung sowie eine Titanlegierung. Um das Materialverhalten vergleichen zu können, werden die Proben sowohl unbelastet als auch belastet getestet. Die Materialversuche weisen deutliche Unterschiede sowohl zwischen den unterschiedlichen Materialien als auch zwischen den Versuchsbedingungen auf. Die Hochtemperaturmaterialien Edelstahl und Titan versagen nie unter den nominellen Bedingungen; eine Lasterhöhung führt zur Einschnürung und schlussendlich zum Versagen der Materialien. Bei den Aluminiumlegierungen können je nach Bedingung und Last drei unterschiedliche Versagensarten beobachtet werden, Einschnüren mit Bruch, Sprödbbruch, und Schmelzen. Die mechanischen, thermischen und spektroskopischen Analysen der Proben zeigen Eigenschaften wie Deformation, Oxidation und spektrale Emission. Eine Analyse des Oxidationsverhaltens, gekoppelt mit der spektralen und visuellen Analyse zeigt, dass das atypische Verhalten der gemessenen Oberflächentemperatur, einer Veränderung des Emissionsgrads infolge von chemischen Reaktionen zugeordnet werden kann. Spektrale Merkmale werden mit den Daten aus Beobachtungsmissionen verglichen. Dabei zeigt sich, dass bisherige Korrelationen zu spektralen Ereignissen und dem Zerfall einzelner Komponenten nicht gültig sind. Der Nachweis von Alkalimetallen ist dabei, nicht auf Komponenten zurückzuführen, sondern als Spurenelement in allen Strukturelementen vorhanden. Vor allem

Kurzfassung

in Edelstahl und Titan sind die spektralen Signaturen eher durch Änderungen des Oxidationsverhaltens erklärbar als durch strukturelles Versagen. Ein Modell auf Basis der Meteorforschung wird genutzt, um den Massenverlust eines beobachteten Wiedereintritts abzuschätzen. Die Materialparameter werden dafür experimentell ermittelt. Die daraus errechnete Gesamtmasse weicht dabei maximal 20% von der Gesamtmasse des Raumtransporters Cygnus beim Wiedereintritt ab. Diese Arbeit zeigt, dass mechanische Lasten beim destruktiven Wiedereintritt eine signifikante Rolle spielen. Versuche in Bodentestanlagen unter kombinierten Lasten stellen für eine experimentelle Untersuchung eine geeignete Methode zur Evaluation des Materialverhaltens dar.

Abstract

In the presented thesis, the influence of mechanical loads on the destructive re-entry behavior of large satellite structures is experimentally examined. The impact of mechanical loads on the break-up altitude is of particular interest as this event is critical for further fragmentation events and the demise characteristics of spacecraft. Therefore, a novel mechanical setup is presented that applies mechanical loads during ground testing. The load setup is based on an electromechanical load cylinder integrated into the plasma wind tunnel facility PWK4. This novel concept features sample shapes that necessitate a new scaling law. Therefore existing flight-to-ground scaling techniques are adapted to account for this. The new scaling law is based on Local Heat Transfer Simulation techniques and expands these for axisymmetric to planar scaling. The scaling laws are validated using different heat flux measurement techniques in the plasma wind tunnel. A coupled system identification and slug calorimeter approach allowed independent measurements using a single probe. Mechanical loads at the module-module interface of the international space station during re-entry are analyzed using free-flight tests in the TUSQ facility at the University of Southern Queensland. The forces concluded from the testing are scaled to a flight condition and extrapolated along a typical re-entry trajectory. Three trajectory points corresponding to an altitude of 90 km, 75 km and 65 km are chosen to recreate distinct phases of destructive re-entry. These represent the conditions during the early entry interface, the typical break-up altitude, and peak heating with further fragmentation events. Both the plasma and the load conditions are scaled to these points.

Four typical materials are selected, two aluminum alloys, one stainless steel alloy, and one titanium alloy. The material behavior is compared by testing these materials under unloaded and loaded conditions. The experiments feature significant differences between the materials and the testing conditions. The high-temperature steel and titanium alloys do not fail under unloaded nor under nominally loaded conditions. Increased loads are necessary, which lead to the materials' necking and, ultimately, failure. The aluminum alloys featured three distinct failure modes, necking, fracture, and melting, depending on the plasma and load conditions. Mechanical, thermal, and spectral analyses show different features. The data is analyzed in the context of deformation, surface oxidation, and spectral emission features. An analysis of the oxidation behavior coupled with the spectral and visual analysis yields a correlation between sudden temperature changes and a variation of the emissivity due to chemical reactions on the surface. Spectral features, in particular, are compared to available re-entry observation data. This comparison shows that previous correlations between spectral events and the failure of specific elements must be re-examined. Alkali metals, in particular, are detected as trace elements in all materials and can not be ascribed to component failure. Stainless steel and Titanium show that spectral events are more indicative of oxidation events rather than material failure. A meteor-based model is used to assess the mass loss during the re-entry of the observed Cygnus-OA6 spacecraft. The necessary material parameters are

Abstract

determined in the ground tests. The extrapolated total mass deviates a maximum of 20 % from the spacecraft's total mass. The experimental results clearly show the impact of mechanical loads during re-entry and the ability of ground testing facilities to evaluate materials under combined thermochemical and aeromechanical loads.

Abkürzungen

ATV	Automated Transfer Vehicle
CBM	Common Berthing Mechanism
CCD	Charged-Couple Device
CEA	Chemical Equilibrium and Applications
EMCCD	Electron Multiplying Charged-Couple Device
ESA	European Space Agency
FIR	Ferninfrarot
HEFDiG	High Enthalpy Flow Diagnostics Group
HTG	Hyperschall Technologie Göttingen GmbH
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
ISS	International Space Station
LEO	Low Earth Orbit
LHTS	Local Heat Transfer Simulation
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NIR	Nahinfrarot
NIST	National Institute of Standards and Technology
PBV	Pilling-Bedworth Verhältnis
PWK	Plasmawindkanal
SCARAB	SpaceCraft Atmospheric Re-entry and Aerothermal Break-up
TCRP	Two Color Ratio Pyrometry
TUSQ	Tunnel at University of Southern Queensland
UV	Ultraviolett
VIS	Sichtbar

1 Einleitung

Die Nutzung des Weltraums ist von zentraler Bedeutung in unserer Gesellschaft. Neben der Erforschung des Weltraums und anderer Planeten, ist insbesondere der erdnahe Weltraum heutzutage von essenzieller Bedeutung für Kommunikation, Navigation und Erdbeobachtung. Die meisten Satelliten fliegen im sogenannten erdnahen Orbit (Low Earth Orbit, LEO), einem Höhenbereich von 300 km bis 2000 km [1]. In dieser Höhe fliegt auch die Internationale Raumstation. Die Anzahl an Satelliten in LEO wird weiter zunehmen, was zu großen Problemen führen kann. Eine Kollision zweier Raumfahrtstrukturen in diesem Orbit kann einer Kollision mit einer Relativgeschwindigkeit von bis zu 16 km/s entsprechen. Die dabei entstehenden Trümmer und deren unklare Flugbahn könnten ein Ausschlusskriterium für eine weitere Nutzung des erdnahen Weltraums bedeuten [2]. Dies motiviert derzeit auch, Satelliten in noch niedrigeren Erdorbits zu fliegen, dem sogenannten Very Low Earth Orbit. Bereits 1979 wurde von den Raumfahrtagenturen eine sichere Nutzung des erdnahen Weltraums angemahnt. Derzeit ist eine Raumfahrtstruktur für den erdnahen Orbit auch für sein Lebensende zu zertifizieren, wobei die Wahrscheinlichkeit Schaden am Boden anzurichten auf 1 zu 10000 begrenzt werden muss [3]. Das bedeutet, dass der Satellit kontrolliert oder unkontrolliert in die Erdatmosphäre gelenkt wird. Dieses Manöver wird unter dem Oberbegriff atmosphärischer Wiedereintritt zusammengefasst.

Beim Eintritt in die Erdatmosphäre mit Orbitalgeschwindigkeit um 7,9 km/s bildet sich vor dem Raumfahrzeug mit zunehmender Dichte ein Verdichtungsstoß aus. Über diesen wird die hohe kinetische Energie in thermische und chemische Energie, d. h. Aufheizen der Luft und

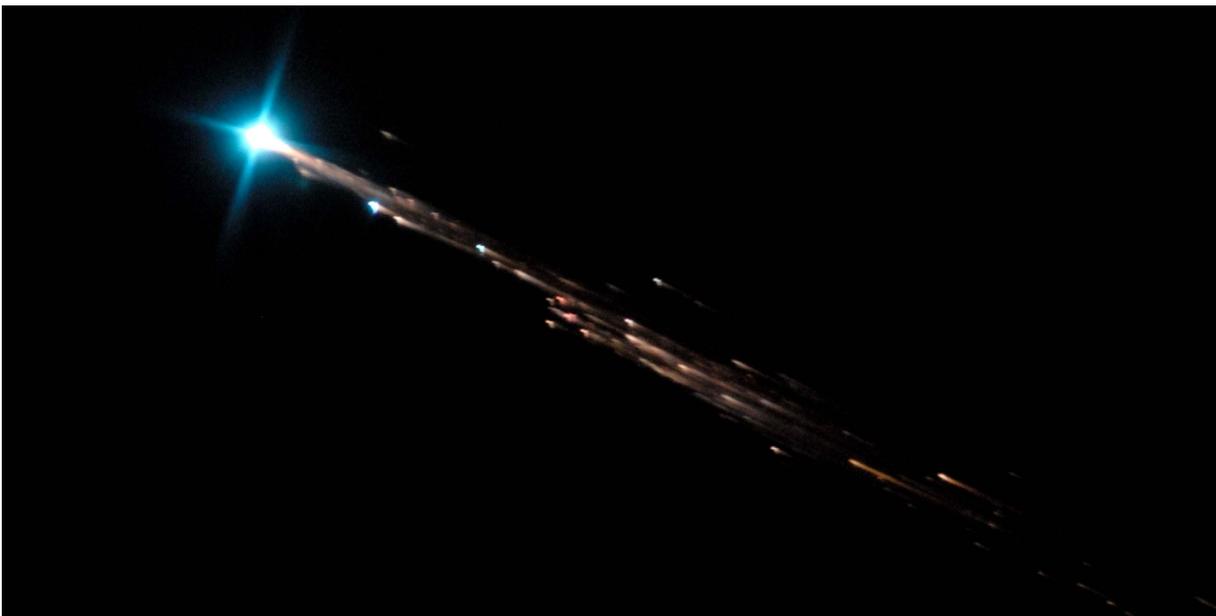


Bild 1.1: Einzelbild des Wiedereintritts von ATV-1, aufgenommen von J. Vaubaillon.

1 Einleitung

Dissoziation der Luftmoleküle, dissipiert. Es entsteht ein Hochtemperaturplasma, die Oberfläche des Raumfahrzeugs wird von diesem Plasma konvektiv und chemisch, durch Rekombination der Atome an der Oberfläche, aufgeheizt. Nur bei sehr hohen Fluggeschwindigkeiten, wie bei interplanetaren Rückkehrmissionen, mit über 10 km/s, oder bei sehr großen Strukturen, muss auch Strahlungswärme berücksichtigt werden.

Ein Wiedereintritt wird typischerweise durch die massenspezifische Enthalpie und den auftretenden Staudruck charakterisiert, die sich aus der Trajektorie und Geometrie des Objekts ergeben. Ein vergleichsweise junges Forschungsgebiet ist die Untersuchung des Wiedereintritts von Satelliten. Lange Zeit ging man davon aus, dass alle Strukturen in der Atmosphäre verglühen und keine Bruchstücke am Boden auftreffen. Dies gilt jedoch nicht ohne Weiteres. Die Untersuchung dieser sogenannten destruktiven Eintritte ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

Bild 1.2 verdeutlicht dabei das Problem. Die Anzahl an Objekten im Orbit ist der Evolution der Anzahl wiedereintretenden Objekte gegenübergestellt. Während die Anzahl an Objekten im Orbit rapide zunimmt, bleibt die Anzahl an wiedereintretenden Objekten nahezu konstant. Es ist also davon auszugehen, dass die Rate an Wiedereintrittsereignissen in den kommenden Jahren stark zunehmen wird. Dies wird also unweigerlich dazu führen, dass mehr Bruchstücke am Boden auftreffen.

Der Zerfall der Raumfahrtstruktur ist, wie erwähnt, von der Eintrittssituation abhängig. Je nach Größe und Geometrie schmilzt die Struktur und bricht auf. Es hat sich gezeigt, dass große Strukturen in einer Höhe von etwa 75 km signifikant versagen. Dieses Ereignis wird als Break-Up oder Fragmentation bezeichnet. Dabei entstehen unterschiedlich viele Bruchstücke, die dann wiederum weiter zerfallen oder aufschmelzen können. Insgesamt ist dieses ganze Szenario noch

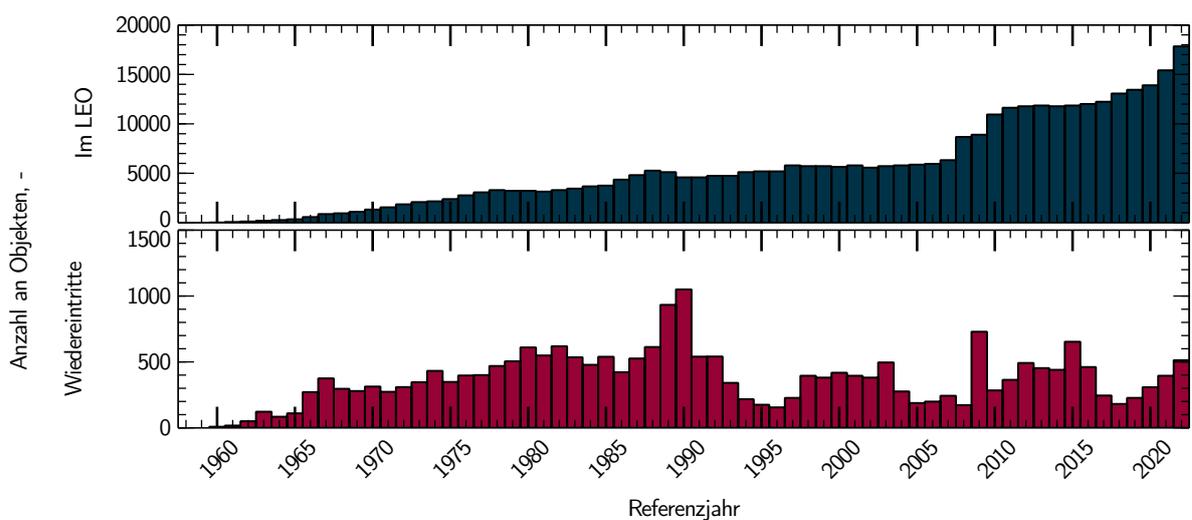


Bild 1.2: Vergleich der Anzahl an Objekten im erdnahen Orbit mit der Anzahl an Wiedereintrittsereignissen [1].

1.1 Historische Einordnung und aktueller Forschungsstand

nicht im Detail erforscht, zur Simulation von destruktiven Wiedereintritten wird oft eine Break-Up Höhe angenommen. Insbesondere ist unklar, welche aerodynamischen Kräfte wirken und inwieweit das Versagen dadurch angestoßen oder ggf. verhindert wird. Schon vergleichsweise geringe Änderungen der Break-Up Höhe können das darauffolgende Verhalten von Fragmenten signifikant beeinflussen, diese Höhe ist also kritisch.

1.1 Historische Einordnung und aktueller Forschungsstand

Im Rahmen der Forschung zum atmosphärischen Wiedereintritt standen lange Zeit Hitzeschutzsysteme sowohl für bemannte Missionen als auch für Rückkehrkapseln im Vordergrund. Die Erforschung der unterschiedlichen Effekte, die beim Wiedereintritt auftreten, treibt die Entwicklung entsprechender Messtechnik. Dabei werden u. a. Beobachtungsmissionen [4, 5] und Bodentestanlagen [6, 7] genutzt, um die Leistungsfähigkeit der Hitzeschutzsysteme zu bewerten und diese zu verbessern. Diese Methoden werden in jüngerer Vergangenheit auch auf destruktive Wiedereintritte angewandt.

1.1.1 Beobachtungen von destruktiven Wiedereintritten

Bereits 1971 wurden im Rahmen der VAST/VASP Projekte die frühesten destruktiven Wiedereintrittsbeobachtungen durchgeführt [8]. Da dabei Spionagesatelliten beobachtet wurden, standen diese Projekte bis 2011 unter Geheimhaltung. Zum Einsatz kamen dabei boden-, wasser- und luftgestützte Beobachtungsmethoden. Die größte bisher wieder eingetretene Struktur, die russische Raumstation *Mir*, trat am 23.03.2001 in die Erdatmosphäre ein. Dieser Wiedereintritt wurde vom Boden beobachtet [9]. Auch die amerikanische *Skylab* Station wurde zum kontrollierten Wiedereintritt gebracht und der Zerfall aus den Bodenspuren zurückgerechnet [10, 11].

Aktuelle und ehemalige Mitglieder der Arbeitsgruppe *HEFDiG* haben seit 2006 an verschiedenen Beobachtungsmissionen von wiedereintretenden Objekten teilgenommen. Unter diesen Missionen waren auch drei destruktive Wiedereintritte von Satelliten, zu denen umfassende Datenpakete vorliegen: WT1190F [12, 13], ATV-1 [14] und Cygnus OA-6 [15, 16]. WT1190F wurde als Antriebseinheit identifiziert und trat mit einer Geschwindigkeit von 10,6 km/s und einem Winkel von 20,6° in die Atmosphäre ein. Da diese Beobachtung nicht repräsentativ für den Großteil der Wiedereintrittsereignisse ist, wird sie hier nicht weiter behandelt. Die Wiedereintrittstrajektorien von ATV-1, Cygnus OA-6 sowie der europäischen Sentinelsonde [17] sind in Bild 1.3 dargestellt.

All diese Objekte fallen in das untere Ende des Referenzkorridors, der in den Demise Verification Guidelines *DIVE* [18] der europäischen Raumfahrtagentur (ESA), definiert ist. Dieser Korridor bildet die Basis für zukünftige Untersuchungen des destruktiven Eintritts und ist durch eine Parametervariation aus dem Eintrittswinkel, aus einer Kreisbahn und dem

1 Einleitung

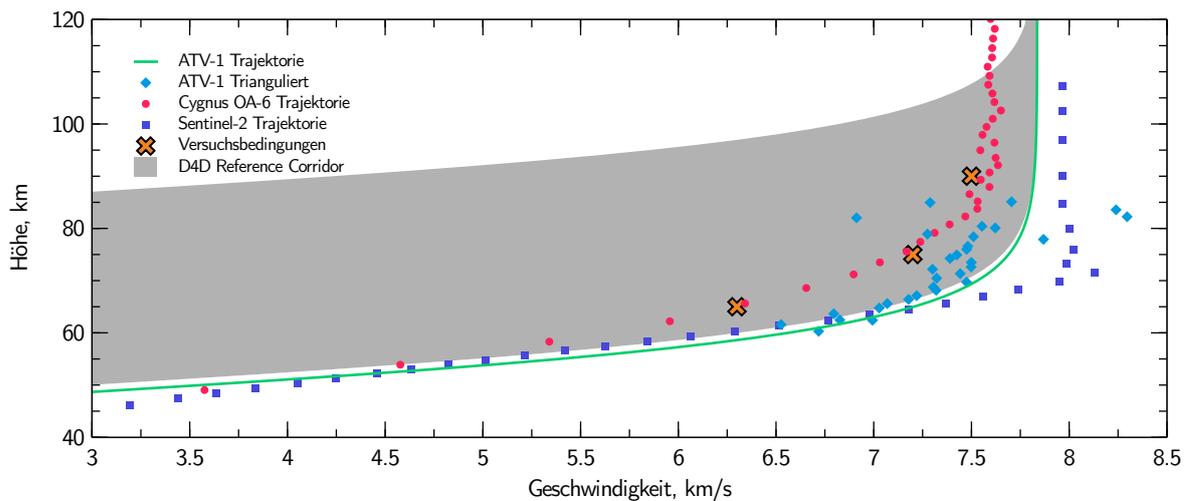


Bild 1.3: D4D-*DIVE* Referenzkorridor und Trajektorien der bekannten destruktiven Wiedereintritte ATV-1 und Cygnus OA-6, sowie die geplante Trajektorie von Sentinel-2.

ballistischen Koeffizienten definiert. Die für die Experimente der vorliegenden Arbeit genutzten Versuchspunkte sind im Diagramm eingezeichnet.

ATV-1

Das Automated Transfer Vehicle (ATV) der ESA wurde von 2008 bis 2015 zur Beförderung von Nachschub zur internationalen Raumstation (ISS) eingesetzt. Alle 5 Raumtransporter wurden nach dem Einsatz kontrolliert im Südpazifik zum destruktiven Wiedereintritt gebracht. Der erste Transporter, ATV-1 Jules Verne, startete am 09.03.2008 und trat am 29.09.2008 in die Erdatmosphäre ein. Der Wiedereintritt wurde von einem multinationalen Team, von zwei Flugzeugen aus beobachtet [19]. Dabei kamen verschiedene optische Diagnostiken zum Einsatz. Bild und Videodaten lieferten visuelle Eindrücke, aber auch die Anzahl an Fragmenten und Trajektorien wurden daraus erfasst. Dazu wurden die GPS-Positionen der Flugzeuge und Referenzsterne genutzt, um die Spur der Fragmente zu bestimmen. Das Raumschiff wurde in 99 km Höhe erstmals detektiert. Das Abtrennen der Solarpaneele in einer Höhe von 86 km war später als erwartet. In einer Höhe von 75 km war das Break-Up Ereignis mit darauffolgenden weiteren Fragmentierungsereignissen. Eine detaillierte Übersicht des Ablaufs findet sich bei Marynowski [20] und Mazoué et al. [21]. Ein Bild des Wiedereintritts von ATV-1 ist in Bild 1.1 dargestellt.

Dabei ist das Hauptfragment links deutlich erkennbar, mit ca. 40 weiteren Fragmenten im Nachlauf. Zusätzlich zu den Bilddaten kamen verschiedene Spektrometer mit unterschiedlichen Wellenlängenbereichen zum Einsatz [19–24]. Überlagerte Spektren der primär ausgewerteten Spektrometer sind in Bild 1.4 dargestellt. Die Instrumente decken dabei den Wellenlängenbereich 300 nm bis 820 nm ab. Neben den hier markierten primären Elementen

1.1 Historische Einordnung und aktueller Forschungsstand

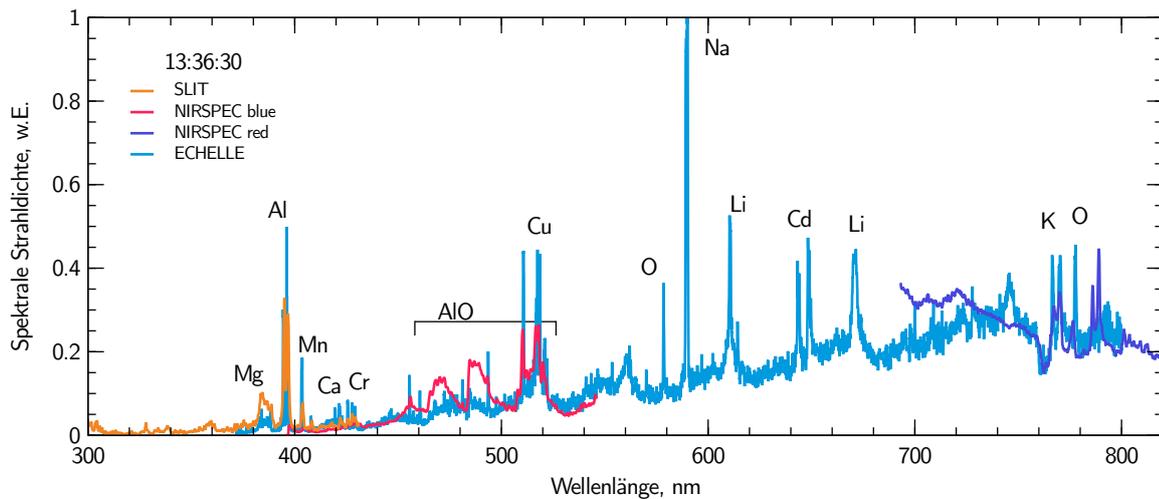


Bild 1.4: Auszug der Spektraldaten von verschiedenen Instrumenten bei ATV-1 (Höhe 71,2 km).

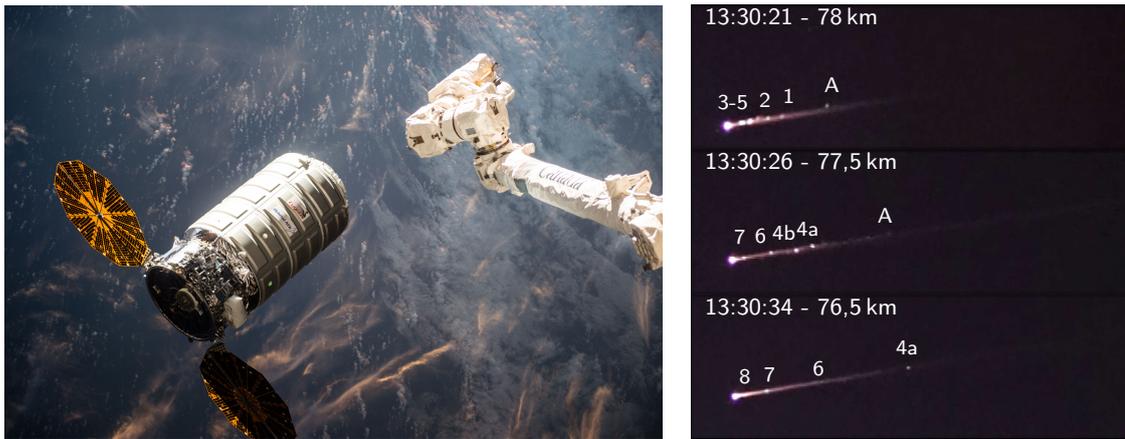
kamen weitere Emissionen von Titan, Vanadium, Barium sowie Molekülstrahlung von z. B. CN oder N_2^+ vor. Während Natrium als kontaminierendes Element durch Urin gesehen wird [21], können andere Elemente Komponenten zugeordnet werden. So der Lack auf Basis von Bariumsulfat, dem die detektierten Elemente Barium und Kalium zugeordnet werden.

Lithium, Mangan, Nickel und Cadmium wurden den $LiMnO_2$ und NiCd Batterien zugeordnet [21, 25]. Die Emission von Lithium war jedoch vor den anderen Elementen sichtbar und wurde einem frühen Versagen der Batterien zugeordnet. Speziell Lithium und Natrium wurden ausschließlich im Inneren der Kapsel erwartet, die Detektion dieser Elemente vor der Hauptexplosion legt nahe, dass diese durch ein frühes Aufbrechen detektiert werden. Anhaltende Emissionen können keinen spezifischen Komponenten zugeordnet werden, so etwa Al und AlO, die durch die Strukturelemente weitverbreitet auftreten.

Cygnus OA-6

Das Versorgungsraumschiff Cygnus von Orbital ATK (heute Northrop Grumman) startete am 26.03.2016 zur ISS und trat am 22.06.2016 über dem Südpazifik in die Erdatmosphäre ein. Die tatsächliche Masse beim Wiedereintritt ist nicht bekannt, kann jedoch aus dem Ladungsverzeichnis [26] berechnet werden. Bei einer Startmasse von 7492 kg, inkl. 828 kg Treibstoff, waren 3513 kg Fracht an Bord. Nach dem Abdocken von der ISS betrug die Frachtmass 1854 kg. Je nach Treibstoffverbrauch liegt die Masse beim Wiedereintritt also bei 5005 kg bis 5833 kg. Die ersten Aufnahmen entstanden in 96 km Höhe, der Break-Up wurde kurz darauf in 79,5 km erfasst. Dabei bildeten sich weniger Fragmente als bei ATV-1 [27]. Einige Momentaufnahmen während des Wiedereintritts sind in Bild 1.5 dargestellt.

1 Einleitung



(a) Cygnus OA-6 beim Andocken an die ISS.

(b) Bildsequenz der HDTV Kamera im Höhenbereich 78 km bis 76 km.

Bild 1.5: Flug und Wiedereintritt von Cygnus OA-6 mit verschiedenen markierten Fragmenten.

Die spektrale Signatur war ähnlich zu der von ATV-1 mit atomaren Linien als primären Strahlungsquellen. Auch hier wurde das Alkalimetall Lithium den Batterien zugeordnet, obwohl es bereits vor dem Break-Up detektiert wurde.

1.1.2 Softwaretools zur Wiedereintrittssimulation

Aktuelle Forschung befasst sich mit dem anstehenden Wiedereintritt der ISS [15, 28–30]. Dieser größte menschengemachte Satellit in der Erdumlaufbahn nähert sich dem geplanten Lebensende, welches aktuell auf 2030 gesetzt ist. Die Nachbildung dieser Struktur in Simulationstools gestaltet sich aufgrund der Größe komplex und die Unsicherheiten, in Bezug auf die Fragmentierung, sind sehr groß. So hat sich gezeigt, dass der Einfluss der Stoß-Struktur-Interaktion die Wärmestromdichte um bis zu einer Größenordnung erhöhen kann [31, 32].

Bei modernen Softwaretools wie DRAMA, ORSAT, SCARAB, PAMPERO, SAM gibt es zwei Möglichkeiten der Break-Up Simulation: zum einen kann die Höhe vorgegeben werden [33], zum anderen wird diese berechnet.

In PAMPERO [34] wird die aerothermodynamische Simulation mit einer Finite-Elemente-Methode gekoppelt, um lokale thermische und mechanische Lasten zu modellieren. In SAM [35] hingegen werden die Verbindungsstellen zwischen Komponenten nur schematisch modelliert, so können temperaturabhängige Effekte mit einer Verzögerung semiempirisch modelliert werden. In SCARAB [36] werden Sollbruchstellen, sog. cut planes, modelliert, an denen mechanische und thermische Lasten berechnet werden. Wird die zuvor definierte Lastschwelle überschritten, so wird die gesamte Verbindung entlang der cut plane getrennt. Dies hat sich als effektives Modell für das Abtrennen von großen abstehenden Strukturen, z. B. Solarzellenpaneele erwiesen. Die Methoden unterscheiden sich dabei stark in

1.2 Zielsetzung der Arbeit

den benötigten Rechenzeiten. Alle Berechnungsmethoden benötigen Materialkennwerte für eine breite Auswahl an typischen Raumfahrtstrukturen. Materialwissenschaftliche Untersuchungen beschränken sich allerdings meist auf typische Einsatztemperaturen, die z.T. deutlich unterhalb der Schmelztemperaturen liegen. Somit sind sehr viele Ungewissheiten vorhanden, wodurch die Ungenauigkeiten der Simulationen schnell groß werden. Die Berechnung der mechanischen Lasten hängt wiederum von den Startparametern der Simulation ab. Bereits kleine Änderungen im Anstellwinkel ergeben große Unterschiede in den Anströmbedingungen im Trajektorienverlauf. Eine gängige Methode ist eine Vielzahl an Simulationen mit variablen Startparametern, um Wahrscheinlichkeiten abzuschätzen [36]. Die bisher detaillierteste Modellierung des Wiedereintritts der ISS wurde 2017 von *HTG GmbH* mit SCARAB, im Rahmen des *ISSABA* Projekts, durchgeführt [37]. Dabei zeigte die Simulation lediglich die Trennung der Hauptgitterstruktur von den beiden Hauptgruppen, dem US-amerikanischen Orbitalsegment und dem russischen Orbitalsegment. Dies steht im Gegensatz zu den Ergebnissen des *Mir* Wiedereintritts. Dabei haben die SCARAB Simulationen die starke Abhängigkeit von modellierter Struktur und der Lage der Schnittebenen gezeigt.

1.1.3 Bodentests

In den letzten Jahren wurden Untersuchungen von destruktiven Wiedereintritten vor allem von der europäischen Raumfahrtagentur *ESA* gefördert. Dabei wurde vor allem das Verglühen, *demise*, von Materialien und Komponenten untersucht. Unter Verglühen werden verschiedene Prozesse zusammengefasst, bei denen das Material verteilt und abgebremst wird. Unterhalb einer kinetischen Energie von 15 J werden Objekte als ungefährlich eingestuft [38], wobei ökologische Aspekte bisher außer Acht gelassen werden [39]. In verschiedenen Projekten wurden auch Materialversuche in Bodentestanlagen durchgeführt. Die Projekte *Characterisation of Demisable Materials – CHARDEM und CoDM* [40] gingen dabei vor allem auf das thermale Verhalten der Materialien ein. Im Rahmen der Projekte *Revolutionary Design of Spacecraft through Holistic Integration of Future Technology – REDSHIFT* [41] und *Spacecraft Equipment Characterisation Re-Entry Tests – SECRET* wurde eine Reihe von Tests an Satellitenkomponenten durchgeführt. Neben Magnetorquern, Schwungrädern und elektrischen Bauteilen [42] wurden auch statische mechanische Lasten auf Verbindungselemente aufgebracht [43]. Das Augenmerk lag auf phänomenologischen Untersuchungen wie dem Versagen einzelner Schichten im Falle des Magnetorquer. Die Erkenntnisse und Daten dieser vier ESA Studien sind in der ESTIMATE Datenbank, *european space material demisability database*, öffentlich zugänglich [44].

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses von mechanischen Lasten auf das Versagen von wiedereintretenden Satellitenstrukturen. Dies wurde bisher nur

1 Einleitung

rudimentär in Bodentestanlagen und Simulationstools untersucht. Ein neuer Aufbau soll es ermöglichen, mechanische Lasten im Rahmen eines Plasmawindkanalversuchs aufzubringen. Eine entscheidende Fragestellung liegt in der Bestimmung der mechanischen Lasten beim destruktiven Wiedereintritt. Diese Lasten müssen dann in geeigneter Weise für Bodenversuche skaliert werden. Dies ist zusätzlich zu der Entwicklung einer Analogie zur Skalierung von aerothermochemischen Lasten erforderlich. Aus diesen beiden Punkten lässt sich also eine Flug-Boden Duplikation der aerothermochemischen und der aeromechanischen Lasten entwickeln. Darauf aufbauend kann die Bodentestanlage zur Nachbildung der Lasten beim destruktiven Wiedereintritt modifiziert werden. Mithilfe geeigneter Diagnostik werden die Plasmabedingungen und die Materialversuche vermessen. Schließlich werden die eigentlichen Experimente an repräsentativen Materialien durchgeführt. Die Ergebnisse können dann mit den vorliegenden Daten aus Beobachtungsmissionen verglichen werden.

Die genutzten theoretischen Grundlagen der Aerothermodynamik und der Materialwissenschaften sind in Kapitel 2 aufgeführt. Der Versuchsaufbau, sowohl des verwendeten Plasmawindkanals als auch die neu entwickelte mechanische Lastaufnahme, ist in Kapitel 3 beschrieben. Dazu werden die verwendeten Messtechniken und Materialien ausgeführt. Die Versuche, die zur Skalierung mechanischer Lasten durchgeführt wurden, als auch die Versuchsbedingungen sind in Kapitel 4 zu finden. Die Materialversuche werden in Kapitel 5 beschrieben und mit Daten aus Flugbeobachtungsmissionen verglichen. In Kapitel 6 werden die gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst.

2 Theorie

Die experimentelle Untersuchung von mechanischen Lastversuchen unter den thermochemischen Bedingungen, wie sie beim Wiedereintritt auftreten, basiert auf unterschiedlichen Grundlagen aus den Bereichen Strömungslehre, Thermodynamik und Plasmaphysik. Die Eigenschaften von Plasmen, wie sie beim Wiedereintritt entstehen, werden in diesem Kapitel beschrieben. Die bestehenden Theorien zur Duplikation von Wiedereintrittsströmungen in Bodentestanlagen werden analysiert und erweitert. Die materialwissenschaftlichen Grundlagen, die hier beschrieben werden, bilden die Basis der Analysen der Materialversuche, die in Kapitel 5 besprochen werden.

2.1 Plasmen zur Wiedereintrittssimulation

Materie wird oftmals in drei Aggregatzustände gegliedert, fest, flüssig und gasförmig. Die Zufuhr von Energie führt zu einem Übergang zwischen diesen Zuständen, dem Phasenübergang. Fügt man einem Gas weiter Energie hinzu, wird der neue Zustand als Plasma bezeichnet, was als vierter Aggregatzustand interpretiert werden kann. Die Energiezufuhr führt dazu, dass eventuell vorhandene Moleküle dissoziieren und sowohl Moleküle, als auch Atome, ionisiert werden. Die so entstehenden freien Ladungsträger, Elektronen und Ionen, definieren einige grundlegende Eigenschaften des quasineutralen Plasmas. So ist die stark erhöhte elektrische Leitfähigkeit ein grundlegendes Unterscheidungsmerkmal zwischen Gasen und Plasmen. Durch die Ladungsträger kann man mithilfe von elektromagnetischen Feldern, Plasmen beschleunigen und ablenken. Dies hängt vorwiegend vom Ionisationsgrad des Plasmas ab, der oft als Quotient aus Ionenteilchenzahl zu Gesamtteilchenzahl definiert ist [45]. Der Plasmazustand und auch der Phasenübergang ist nicht fest definiert, die Interpretation, ab wann ein Gas als Plasma zählt, hängt stark von der Anwendung ab [45].

Obwohl auf der Erde relativ selten, begegnen uns Plasmen in der Raumfahrt häufig. So auch beim atmosphärischen Eintritt, der Flugphase eines Objekts aus dem Weltraum durch die Atmosphäre eines Planeten. Die hohen Relativgeschwindigkeiten zwischen dem eintretenden Objekt und der in Ruhe befindlichen Atmosphäre führen dazu, dass sich das Gas vor dem Objekt anstaut und komprimiert, es entsteht ein Verdichtungsstoß. Die Kompression im Stoß erhöht die Temperatur im Gas und führt schließlich zum Plasmazustand. Bild 2.1 stellt die Prozesse entlang der Staustromlinien eines Wiedereintritts schematisch dar. Über den Stoß hinweg wird der Großteil der kinetischen Energie der Luftteilchen in innere Freiheitsgrade umgewandelt [46, 47]. Die relevanten Freiheitsgrade sind dabei die Translation, bei Molekülen zusätzlich die Vibration und Rotation. Der Übergang von Energie in die Freiheitsgrade wird als Anregung bezeichnet. Der Stoß selbst führt zuerst zu einer Anregung der Translationsenergie. Kollisionen führen zu einer Anregung der Rotations- und Vibrationszustände. Dabei folgt die

2 Theorie

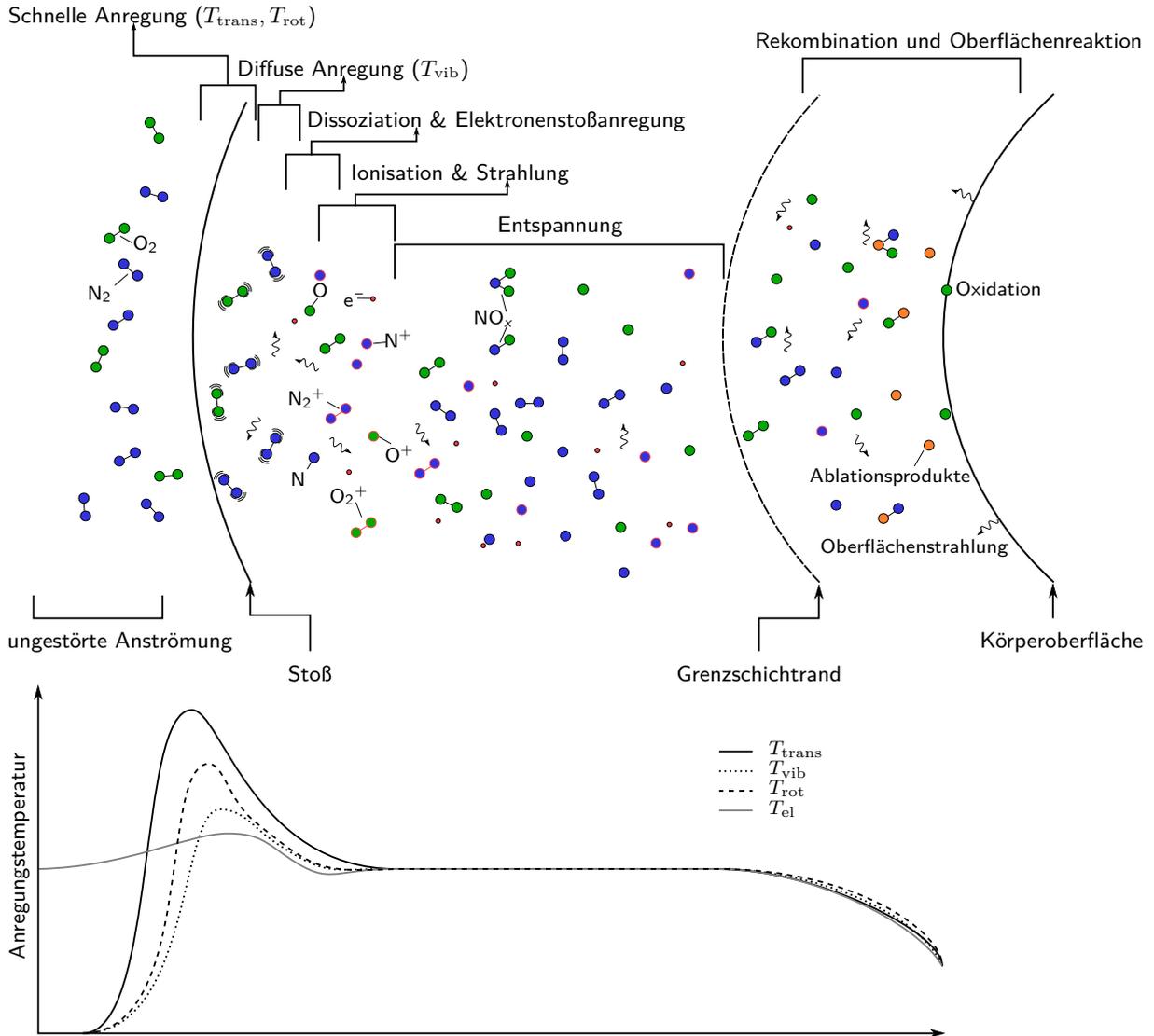


Bild 2.1: Schematische Darstellung der Reaktionskinetik entlang der Staustromlinie beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre.

Rotationsenergie durch die effiziente Anregung schnell der translatorischen Temperatur, diese beiden Energien werden als thermische Energie zusammengefasst. Die vibratorischen Zustände folgen den thermischen Zuständen langsam, dargestellt in Bild 2.1. Die hohen vibratorischen Energien begünstigen die Dissoziation der Moleküle [48]. Weitere Kollisionen führen zu elektronischer Anregung und der Energieabgabe in Form von elektromagnetischer Strahlung. Eine ausreichend hohe elektronische Anregungsenergie führt schließlich zur Ionisation von Atomen. Nach ausreichend vielen Kollisionen und Austauschreaktionen entspannt sich das Plasma zum lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE). Die Gesamtenergie des Plasmas liegt nun in kinetischer Energie sowie chemischen, thermischen, vibratorischen und elektronischen Zuständen vor. Die Energie ist dabei nach der Boltzmannverteilung in den verschiedenen Anregungszuständen verteilt.

2.1 Plasmen zur Wiedereintrittssimulation

In der Nähe der Grenzschicht wird Energie an den Wiedereintrittskörper abgegeben, was die Plasmatemperatur absenkt. Dies begünstigt Rekombination in der Grenzschicht. Dabei wird in der Grenzschicht, durch die höhere Dichte und geringere Temperatur, Strahlung aus den davor liegenden Schichten, primär der Stoßschicht, absorbiert. Strahlung, die nicht absorbiert bzw. reemittiert wird, führt zu einer Wärmeübertragung durch Strahlung an die Oberfläche. Der hohe Temperaturgradient in der Grenzschicht lässt sich als konvektive Wärmestromdichte in die Körperoberfläche ausdrücken. Dies ist in Abschnitt 2.2.1 weiter detailliert. Katalytische Rekombination an der Oberfläche sowie chemische Reaktionen zwischen dem Gas und der Oberfläche sind dabei eine chemische Komponente der Wärmestromdichte. Die hohe Wärmestromdichte kann je nach Material zu einer Beschädigung der Oberfläche führen. Dadurch können kältere Spezies aus der Oberfläche in die Grenzschicht eingetragen werden, was zu einer konvektiven Kühlung [49] mit Änderung der Strahlungs- [50] und Rekombinationseigenschaften [51] führt.

Um die verschiedenen Prozesse entlang der Strömung zu untersuchen, sind nichtintrusive Methoden unerlässlich, um die makroskopische Strömung nicht zu beeinflussen. Dabei ist es naheliegend die vom Plasma abgegebene Strahlung zu detektieren. Ursprung der Strahlung auf mikroskopischer Ebene ist, dass sowohl Neutralteilchen als auch Ionen beim Übergang eines Elektrons von einem höheren in einen niedrigeren energetischen Zustand Strahlung abgeben [52]. Diese Übergänge finden zwischen diskreten Energieniveaus statt, bei denen die Energiedifferenz der Zustände die Wellenlänge λ der Emissionslinie beschreibt,

$$E_{\text{photon}} = E_2 - E_1 = \frac{hc_0}{\lambda}, \quad (2.1)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum h und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 . Die Energie und damit die Wellenlänge der Strahlung nehmen wir im sichtbaren Bereich als Farbe wahr. Durch das Zusammenspiel von verschiedenen besetzten Zuständen entsteht ein charakteristisches Eigenleuchten des Plasmas, welches von der Gaszusammensetzung, der Gesamtenergie und der Energieverteilung abhängig ist. Detektiert man diese Strahlung entlang der Strömung, so kann auf plasmaphysikalische Prozesse geschlossen werden. Dies wird als *Plasmaspektroskopie* [53] bezeichnet.

Obwohl der Übergang nach Gleichung (2.1) bei einer Wellenlänge stattfindet, wird in der Realität eine Emissionslinie detektiert. Die Form dieser Linie wird durch verschiedene Verbreiterungsmechanismen definiert. Neben der natürlichen Linienbreite, die aus den quantenmechanischen Grundlagen rührt, sind in der Plasmadiagnostik hauptsächlich die Stoß- oder Druckverbreiterung und die Dopplerverbreiterung von Bedeutung. Die statistische Verteilung der Energiezustände folgt bei der Druckverbreiterung einem Lorentzprofil, bei der Dopplerverbreiterung einem Gaußprofil. Die Überlagerung dieser Profilformen wird durch das Voigt-Profil [54, 55] beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl an Spezies betrachtet. Dabei wurden die Profilformen einzelner Linien bestimmt. Die Linienform wurde genutzt, um die Gesamtintensität der Linie zu bestimmen. Die Intensität ist proportional zu

2 Theorie

der Teilchendichte im angeregten Zustand, daher kann dies als Maß für die relative Teilchendichte verwendet werden. Die Spezies und die dazugehörigen Übergänge sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Element	Symbol	Wellenlänge, nm	Übergang
Sauerstoff	O	777,42	(Triplet) $3p - 3s$
Stickstoff	N	746,90	$3p - 3s$
Aluminium	Al	396,15	$4s - 3p$
Magnesium	Mg	518,36	$4s - 3p$
Eisen	Fe	438,35	$4p - 4s$
Chrom	Cr	425,43	$4p - 4s$
Mangan	Mn	403,31	$4p - 4s$
Titan	Ti	506,47	$4p - 4s$
Vanadium	V	437,92	$4p - 4s$
Lithium	Li	670,78	(Dublett) $2p - 2s$
Natrium	Na	589,00	$3p - 3s$
Kalium	K	766,49	$4p - 4s$

Tabelle 2.1: Zentralwellenlänge der betrachteten Spezies aus der NIST-Datenbank [56].

Die einzelnen Spektrallinien sind dabei nicht unbedingt die mit der größten Abstrahlung, die Auswahlkriterien waren Eindeutigkeit gegenüber anderen Spezies in einem Wellenlängenbereich, bei welchem das Echelle-Spektrometer (s. Abschnitt 3.2.3) ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis aufweist. Ein überlagertes Spektrum der Elemente aus Tabelle 2.1 ist in Bild 2.2 dargestellt. Die Zentralwellenlängen der untersuchten Spektrallinien entsprechend Tabelle 2.1 sind markiert.

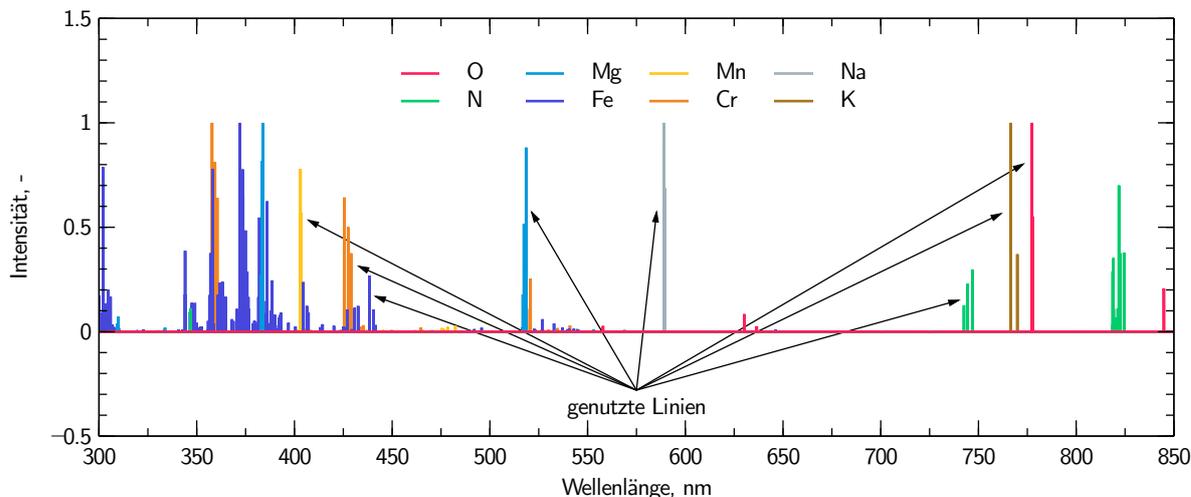


Bild 2.2: Beispielspektrum mit einigen in Tabelle 2.1 dargelegten Elementen. Markierte Linien wurden für zeitliche Verläufe genutzt.

2.2 Flug-zu-Boden Skalierung

Die Skalierung von reellen Bedingungen in Testanlagen ist eines der grundlegenden Probleme der Strömungslehre. So benötigt auch die Nachbildung von wiedereintretenden Satelliten in Bodenversuchen eine Ähnlichkeitstheorie. In der vorliegenden Arbeit werden Plasmawindkanäle als Bodentestanlagen genutzt. Dabei soll der Umgebungszustand eines Materials während des Wiedereintritts nachgebildet werden. Entscheidend dafür ist die Nachbildung der Wärmestromdichte sowie des chemischen Zustands an der Wand. Wie im weiteren Verlauf erläutert, werden für die Materialversuche Proben in Stabform verwendet. Die bisherigen Flug-Boden Analogien sind lediglich für axialsymmetrische Proben gültig. Entsprechend werden die Gleichungen in einer allgemeinen zweidimensionalen Form aufgestellt, um eine allgemeine Analogie formulieren zu können.

2.2.1 Aerothermische Aufheizung

Die Wärmestromdichte auf einen Körper als Folge einer aerodynamischen Strömung wird durch den Temperaturgradient an der Wand beschrieben. Als Randbedingung kann sie durch das vollständige Lösen der Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichung (zusammengefasst als Navier-Stokes-Gleichungen) bestimmt werden. In dieser Abhandlung ist nur die Fluid-Wand Interaktion im Staupunkt von Bedeutung, daher werden die vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen zu den Grenzschichtgleichungen vereinfacht. Detaillierte Formulierungen zu den Vereinfachungen sind in der Grundlagenliteratur [57–59] zu finden. Eine Übersicht verschiedener Annahmen und Lösungsansätze findet sich außerdem bei Levy [60]. Das körpereigene Koordinatensystem x, y im Staupunkt ist in Bild 2.3 dargestellt. Bekannte Formulierungen und Lösungsansätze für eine 2-dimensionale Grenzschicht von

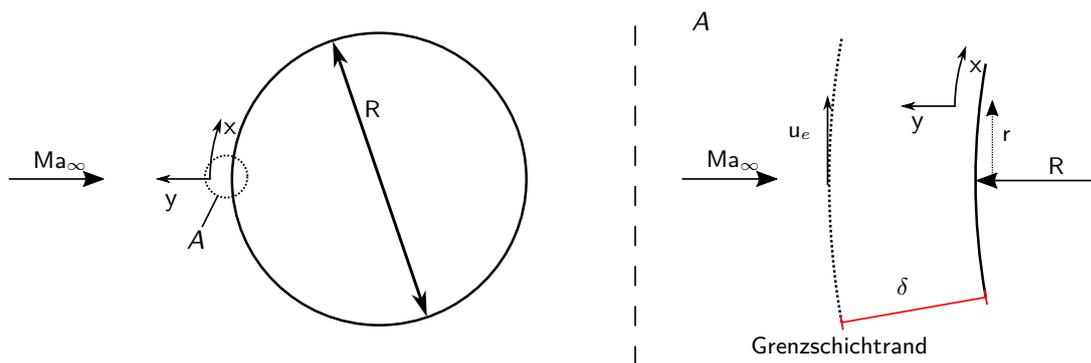


Bild 2.3: Körpereigenes Koordinatensystem mit dem Grenzschichttrand.

Hyperschallströmungen sind beispielsweise von Lees [61], Truitt [62], Marvin und Deiwert [63] oder Marvin und Pope [64, 65] veröffentlicht worden. Die vereinfachten Erhaltungsgleichungen sind:

$$\frac{\partial}{\partial x} (r^k \rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (r^k \rho v) = 0, \quad (2.2)$$

2 Theorie

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0, \quad (2.4)$$

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + u \frac{\partial p_e}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2, \quad (2.5)$$

mit den unbekanntenen Größen Strömungsgeschwindigkeiten u und v , der Dichte ρ , dem Druck p , der massenspezifischen Enthalpie h und der Temperatur T . Der Term r^k drückt die Geometrie aus, im axialsymmetrischen Fall ist $k = 1$, im planaren Fall ist $k = 0$. Der Parameter r ist die vertikale Koordinate von der Staustromlinie gemessen, s. Bild 2.3. Die Stromfunktion ψ ergibt sich aus der Massenerhaltung (Gleichung (2.2)):

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho u r^k \quad \text{und} \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho v r^k. \quad (2.6)$$

Die Impulserhaltung in x-Richtung (Gleichung (2.3)) ist dann ausgedrückt in ψ :

$$\frac{1}{r^k} \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{1}{r^k} \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right). \quad (2.7)$$

Zur weiteren Rechnung wird die Gleichung in eine dimensionslose Form gebracht. Dafür bietet sich die Transformation nach Lees [61] (auch bekannt als Levy-Lees [58] oder Lees-Dorodnitsyn [59] Transformation) an,

$$\xi = \int_0^x \rho_e \mu_e u_e r^{2k} dx, \quad (2.8)$$

$$\eta = \frac{r^k u_e}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy, \quad (2.9)$$

wobei die Indizes e und w den Grenzschichttrand bzw. die Wand darstellen. Diese Transformation ergibt eine selbstähnliche Grenzschicht, d. h. die Form der Grenzschicht ändert sich entlang des Körpers nicht.

Die partiellen Ableitungen der neuen Koordinaten sind dann:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \rho_e u_e \mu_e r^{2k}, \quad \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{u_e r^k \rho}{\sqrt{2\xi}}. \quad (2.11)$$

wobei kein expliziter Ausdruck für die Ableitung $\partial \eta / \partial x$ benötigt wird. Zusätzlich wird die abhängige Variable $f = f(\xi, \eta)$ eingeführt, mit

$$f' = \frac{\partial f}{\partial \eta} = \frac{u}{u_e}, \quad (2.12)$$

wobei die Lagrange Notation ($'$) die Ableitung nach η kennzeichnet. Aufgrund der selbstähnlichen Grenzschicht hängt die Geschwindigkeit am Grenzschichttrand nur noch von ξ ab, so folgt aus

Gleichung (2.12):

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = f' \frac{\partial u_e}{\partial \xi} + u_e \frac{\partial f'}{\partial \xi}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} = u_e f''. \quad (2.14)$$

Die Variable f stellt dabei eine eigene Stromfunktion dar. ψ und f werden mit Gleichungen (2.6), (2.12) und (2.14) zueinander ausgedrückt in der Form

$$\frac{u_e \rho}{\sqrt{2\xi}} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \rho u = \rho f' u_e, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \sqrt{2\xi} f', \quad (2.16)$$

$$\psi = \sqrt{2\xi} f + F(\xi), \quad (2.17)$$

mit der beliebigen Funktion $F(\xi)$. Da an der Wand die Stromfunktion null ist, folgt:

$$\psi(\xi, 0) = 0 \ \& \ f(\xi, 0) = 0 \ \rightarrow \ F(\xi) = 0, \quad (2.18)$$

$$\psi = \sqrt{2\xi} f. \quad (2.19)$$

Nun werden Gleichungen (2.13), (2.14), (2.16) und (2.19) in Gleichung (2.7) eingesetzt. Es folgt die final umgeformte Impulserhaltungsgleichung in x-Richtung für eine 2-dimensionale kompressible Strömung,

$$(C f'')' + f f'' = \frac{2\xi}{u_e} \left[(f')^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right] \frac{du_e}{d\xi} + 2\xi \left(f' \frac{\partial f'}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} f'' \right), \quad (2.20)$$

mit dem Chapman-Rubesin Faktor $C = \rho\mu/\rho_e\mu_e$ [66]. Die Impulserhaltung in y-Richtung, Gleichung (2.4), ist transformiert:

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0. \quad (2.21)$$

Für die Energieerhaltung, Gleichung (2.5), wird die dimensionslose Enthalpie als Variable $g(\xi, \eta)$ eingeführt,

$$g(\xi, \eta) = \frac{h}{h_e}, \quad (2.22)$$

mit der Enthalpie am Grenzschichttrand h_e . Wie zuvor bei der Impulserhaltung wird die Stromfunktion ψ genutzt und die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck $c_p = dh/dT$ eingeführt. Die Euler Gleichung [57] für den Druck ergibt

$$dp_e = -\rho_e u_e du_e. \quad (2.23)$$

2 Theorie

Mit der Prandtl Zahl $Pr = \mu c_p / \lambda$ werden Gleichungen (2.13), (2.14), (2.16) und (2.19) in Gleichung (2.5) eingesetzt und umgeformt:

$$\left(\frac{C}{Pr}g'\right)' + fg' = 2\xi \left[f' \frac{\partial g}{\partial \xi} + \frac{f'g}{h_e} \frac{\partial h_e}{\partial \xi} - g' \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{\rho_e u_e}{\rho h_e} f' \frac{\partial u_e}{\partial \xi} \right] - C \frac{u_e^2}{h_e} (f'')^2. \quad (2.24)$$

Dies stellt die Energieerhaltungsgleichung in dimensionsloser, transformierter Form dar. Die Differentialgleichungen (2.20), (2.21) und (2.24) sind dabei weiterhin von ξ abhängig. Bei Betrachtung des Sonderfalls des Staupunkts sind die Werte am Grenzschichttrand:

$$\eta \rightarrow \infty, \quad f' = 1, \quad g = 1. \quad (2.25)$$

Außerdem wird an der Wand eine konstante Wandtemperatur angenommen,

$$\eta = 0, \quad f = f' = 0, \quad g = g_w. \quad (2.26)$$

Unter der Annahme, dass Ableitungen von f und g nach ξ vernachlässigbar sind, vereinfachen sich Gleichungen (2.20) und (2.24) zu:

$$(Cf'')' + ff'' = \frac{2\xi}{u_e} \left[(f')^2 - \frac{\rho_e}{\rho} \right] \frac{du_e}{d\xi}, \quad (2.27)$$

$$\left(\frac{C}{Pr}g'\right)' + fg' = 2\xi \left[\frac{f'g}{h_e} \frac{\partial h_e}{\partial \xi} + \frac{\rho_e u_e}{\rho h_e} f' \frac{\partial u_e}{\partial \xi} \right] - C \frac{u_e^2}{h_e} (f'')^2. \quad (2.28)$$

Diese Gleichungen zeigen, dass die Staupunktsströmung selbstähnlich ist, da Gleichungen (2.27) und (2.28) nur von ξ abhängen. Im Staupunkt ist die Strömungsgeschwindigkeit und damit auch u_e sehr klein, wobei die lokale massenspezifische Enthalpie sehr groß ist. Daraus folgt

$$\frac{u_e^2}{h_e} \approx 0. \quad (2.29)$$

Aus der geringen Strömungsgeschwindigkeit ist die Annahme einer inkompressiblen, reibungsfreien Strömung zulässig, wodurch

$$u_e \approx \left(\frac{du_e}{dx}\right)_s x. \quad (2.30)$$

Aus Gleichung (2.30) ist der Geschwindigkeitsgradient entlang der Wand am Grenzschichttrand definiert:

$$\beta = \left(\frac{du_e}{dx}\right). \quad (2.31)$$

Unter Annahme eines thermisch und kalorisch perfekten Gases gilt die ideale Gasgleichung sowie, dass c_p nicht von der Temperatur abhängt,

$$p = \rho R_{s,\text{Luft}} T, \quad (2.32)$$

$$h = c_p T, \quad (2.33)$$

2.2 Flug-zu-Boden Skalierung

mit der spezifischen Gaskonstante für Luft $R_{s,\text{Luft}}$. Daraus kann das Dichteverhältnis ρ_e/ρ ausgedrückt werden als

$$\frac{\rho_e}{\rho} = \frac{p_e T}{p T_e} = \frac{p_e h}{p h_e} = \frac{h}{h_e} = g. \quad (2.34)$$

Mit Gleichungen (2.29), (2.30) und (2.34) können die Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen Gleichungen (2.27) und (2.28) in der finalen Form für den Staupunktsfall dargestellt werden:

$$(k+1) \left[(Cf'')' + ff'' \right] = (f')^2 - g, \quad (2.35)$$

$$\left(\frac{C}{Pr} g' \right)' + fg' = 0. \quad (2.36)$$

Dabei ist zu erkennen, dass die Differentialgleichungen nun unabhängig von ξ sind, also in der gewünschten selbstähnlichen Form vorliegen. Somit wird die zuvor getroffene Annahme bestätigt, dass f und g unabhängig von ξ sind. Die Gleichungen (2.35) und (2.36) können nun nach der Wärmestromdichte,

$$\dot{q}_w = \lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (2.37)$$

gelöst werden. Die Wärmestromdichte ist dabei einen Randwert, die Differentialgleichungen ist also ein Randwertproblem und können nicht analytisch gelöst werden. Eine numerische Lösungsmethode ist das *Schießverfahren*, bei dem das Problem als Anfangswertproblem approximiert und gelöst wird [67]. Diese Methode wurde für die am weitesten verbreitete Lösung für axialsymmetrische Körper von Fay und Riddell [68] verwendet. Unter Annahme einer vollständig dissoziierten Luftströmung und einer Grenzschicht im Gleichgewicht ergibt sich die Wärmestromdichte in der allgemeinen zweidimensionalen Form

$$\dot{q}_w = 0.54 \sqrt{k+1} Pr^{-0.6} (\rho_e \mu_e)^{0.4} \sqrt{\beta} (\rho_w \mu_w)^{0.1} (h_{0,e} - h_w) \left[1 + (Le^{0.52} - 1) \left(\frac{h_{R,e}}{h_{0,e}} \right) \right], \quad (2.38)$$

mit der Rekombinationswärme h_R . Eine Variation des Exponenten der Lewis-Zahl zu 0,63 stellt die Wärmestromdichte einer vollständig katalytischen Wand mit einer eingefrorenen Grenzschicht dar. Diese Variation hat jedoch nur einen geringen Einfluss auf die Gesamtwärmestromdichte, es wird also davon ausgegangen, dass das Maß an Nichtgleichgewicht in der Grenzschicht weniger Einfluss auf die Wärmestromdichte hat als die Oberflächenkatalyzität. Goulard [69] hat auf den Lösungen von Fay und Riddell und Lees und Kubota die Gleichung um einen beliebigen Dissoziationsgrad am Grenzschichttrand γ_e und der katalytischen Effizienz der Wand Γ erweitert:

$$\dot{q}_w = 0.47 \sqrt{k+1} Pr^{-2/3} (\rho_e \mu_e)^{1/2} \sqrt{\beta} (h_{0,e}) \left[1 + (Le^{2/3} \Gamma - 1) \left(\frac{h_{R,e} \gamma_e}{h_{0,e}} \right) \right]. \quad (2.39)$$

2 Theorie

Verschiedene Wissenschaftler*innen haben die Wärmestromdichte außerdem in einer empirischen Formel zusammengefasst [64, 65, 71–73]

$$\dot{q} = \frac{h_0 K}{\sqrt{\frac{R_{\text{eff}}}{p_t}}} \sqrt{\frac{k+1}{2}}. \quad (2.40)$$

Die Strömungseigenschaften werden in der gasartabhängigen Proportionalitätskonstante K zusammengefasst. Diese Konstante wurde anhand von experimentellen Daten und numerischen Methoden berechnet und wird für Luft mit Werten zwischen 350 bis 390 W kg/(m^{1,5} Pa^{0,5} MJ) [74–76] angegeben. Zu beachten ist, dass \dot{q} der vollkatalytischen Wärmestromdichte bei einer kalten Wand entspricht.

2.2.2 Geschwindigkeitsgradient

Wie in Gleichungen (2.38) und (2.39) zu sehen, ist einer der Faktoren, welcher die Wärmestromdichte bestimmt, der Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichttrand β . Dabei drückt dieser Faktor die Geometrie des Körpers aus. Bei identischer Anströmung erfährt ein spitzer Körper eine höhere Wärmestromdichte im Staupunkt als ein stumpfer Körper [59]. Dies lässt sich anhand des Körperradius r ausdrücken. Dabei ist der Geschwindigkeitsgradient β proportional zum Kehrwert des Radius

$$\beta \propto \frac{1}{R}. \quad (2.41)$$

Dies ist auch in der empirischen Wärmestromdichte, Gleichung (2.40), zu sehen. Für diese Formel wurde die newton'sche Methode bzw. die modifizierte newton'sche Methode (MNT) verwendet, welche zuerst von Lees beschrieben wurde [61] und weiterhin verbreitet verwendet wird [59, 76]. Die Vereinfachungen der MNT, allen voran die Annahme eines perfekten Gases und die Vernachlässigung der tangentialen Strömungsgeschwindigkeit führen vor allem bei hohen Enthalpien zu signifikanten Fehlern und Abweichungen von experimentellen Daten. Untersuchungen zum Geschwindigkeitsgradienten wurde primär in den 50er und 60er-Jahren betrieben, wobei sowohl analytisch/numerische [62, 77–81], als auch experimentelle Untersuchungen [82–84] durchgeführt wurden. Die unterschiedlichen Annahmen, die getroffen wurden (kalte Strömung, niedrige Machzahl, perfektes Gas), führen zu einer Abweichung zwischen Experiment und Theorie im Bereich 5% bis 10% [79, 83, 85]. Eine Sammlung an Berechnungsmethoden für Unter- und Überschallströmungen findet sich im ASTM E637 Standard [76], wobei diese Methoden auf axialsymmetrische Körper beschränkt sind.

Da die genutzte Bodentestanlage eine Überschallströmung erzeugt (s. Abschnitt 3.1) werden ausschließlich Überschallströmungen betrachtet, Formulierungen für den Unterschall wurden im Rahmen dieser Arbeit publiziert [86], werden hier jedoch nicht weiter berücksichtigt. Für den Geschwindigkeitsgradienten in einer Überschallströmung wird die Methode nach Truitt [62] verwendet. Es wird angenommen, dass der Stoß und der Körper kreisförmig mit

2.2 Flug-zu-Boden Skalierung

demselben Mittelpunkt sind. Des Weiteren ist das gesamte Strömungsfeld wirbelfrei und das Nachstoßgebiet inkompressibel, was für eine Gleichgewichtsströmung eine gute Annahme ist [87]. Die Anströmung ist mit dem Index ∞ und das Nachstoßgebiet mit 2 gekennzeichnet, s. Bild 2.4.

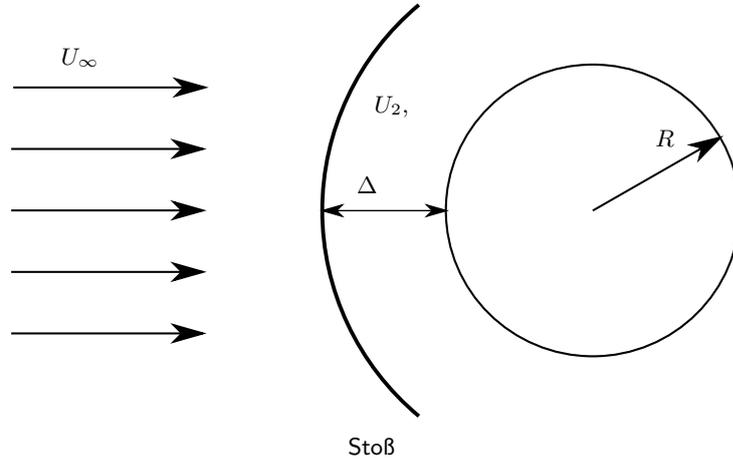


Bild 2.4: Schema der Überschallströmung mit abgelöstem Verdichtungsstoß.

Der Abstand des Stoßes von der Oberfläche Δ wird üblicherweise mit dem Körperradius normiert zu $\bar{\Delta} = \Delta/R$. Der Geschwindigkeitsgradient wird daraus für den axialsymmetrischen und den planaren Fall separat berechnet

$$\beta_{\text{Axialsymmetrisch}} = \frac{2 U_2}{D} \left(1 + \frac{2 + (\bar{\Delta} + 1)^3}{2 [(\bar{\Delta} + 1)^3 - 1]} \right), \quad (2.42)$$

$$\beta_{\text{Planar}} = \frac{2 U_2}{D} \left(1 + \frac{(\bar{\Delta} + 1)^2 + 1}{(\bar{\Delta} + 1)^2 - 1} \right). \quad (2.43)$$

Der normierte Stoßabstand wird mit der Formulierung von Ambrosio und Wortman [88] für axialsymmetrische und planare Körper berechnet,

$$\bar{\Delta}_{\text{Axialsymmetrisch}} = 0.143 \exp \left[\frac{3.24}{M_\infty^2} \right], \quad (2.44)$$

$$\bar{\Delta}_{\text{Planar}} = 0.386 \exp \left[\frac{4.67}{M_\infty^2} \right]. \quad (2.45)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit nach dem Stoß in Gleichungen (2.42) und (2.43) kann mithilfe der isentropen Stoßbedingung [87] berechnet werden:

$$\frac{U_\infty}{U_2} = \frac{(\kappa + 1) M_\infty^2}{2 + (\kappa - 1) M_\infty^2}. \quad (2.46)$$

2 Theorie

Durch Einsetzen von Gleichungen (2.44) bis (2.46) in Gleichungen (2.42) und (2.43) wird nach dem dimensionslosen Geschwindigkeitsgradient $\beta D/u_\infty$ aufgelöst:

$$\frac{\beta D}{U_\infty} \Big|_{\text{Axialsymmetrisch}} = \frac{(\kappa + 1) M_\infty^2}{2 + (\kappa - 1) M_\infty^2} \left(1 + \frac{2 + \left((0.143 \exp \left[\frac{3.24}{M_\infty^2} \right] + 1 \right)^3}{2 \left[\left((0.143 \exp \left[\frac{3.24}{M_\infty^2} \right] + 1 \right)^3 - 1 \right]} \right) \right), \quad (2.47)$$

$$\frac{\beta D}{U_\infty} \Big|_{\text{Planar}} = \frac{2 U_2}{D} \left(1 + \frac{\left((0.386 \exp \left[\frac{4.67}{M_\infty^2} \right] + 1 \right)^2 + 1}{\left((0.386 \exp \left[\frac{4.67}{M_\infty^2} \right] + 1 \right)^2 - 1} \right). \quad (2.48)$$

Der Verlauf des dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten ist über der Machzahl in Bild 2.5 veranschaulicht. Für $M \rightarrow 1$ streben die Lösungen zur inkompressiblen Potentialtheorie.

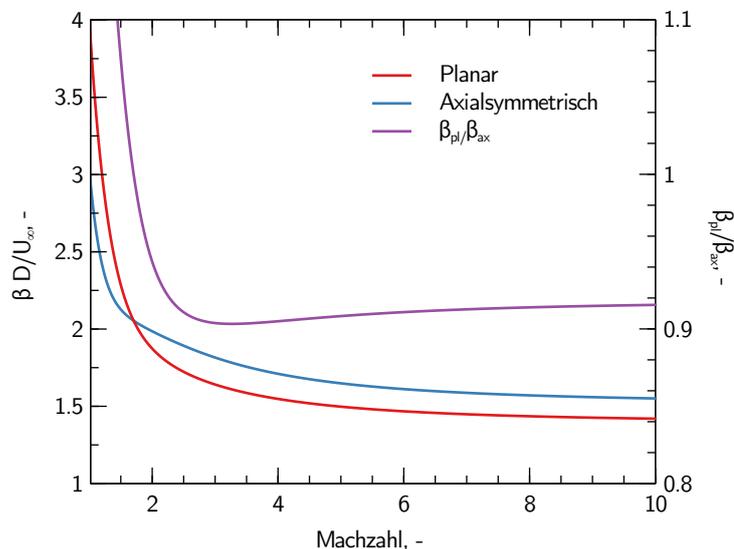


Bild 2.5: Dimensionsloser Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichttrand für Überschallströmungen.

Für den planaren Fall strebt der dimensionslose Geschwindigkeitsgradient gegen 4, für den axialsymmetrische Fall gegen 3 [89]. Für $M \rightarrow \infty$ konvergieren die Lösungen gegen stationäre Werte. Ab einer Machzahl von $M > 2$ kann das Verhältnis zwischen planarem und axialsymmetrischem Fall als konstant 0,91 angenommen werden.

Effektive Körperradien

In der Realität bilden die bisher angenommenen, kugelförmigen Körper die Ausnahme. Die Methode effektiver Körperradien hat sich in den vergangenen Jahrzehnten etabliert, um unterschiedliche Körperformen zu beschreiben. Diese besagt, dass sich ein axialsymmetrischer Körper mit beliebiger Geometrie gleich verhält wie eine Kugel mit einem Radius R_{eff} .

2.2 Flug-zu-Boden Skalierung

Für Windkanalversuche werden zylindrische Sonden mit beliebiger Geometrie am Kopf verwendet. Dieser Kopf wird dabei anhand dreier Parameter beschrieben, Körperradius R_b , Nasenradius R_n und Kantenradius R_c . Bei Kugelkopfsonden fallen diese drei Parameter zusammen $R_b = R_n = R_c$. Der Einfluss des Nasen- und Kantenradius wurde experimentell und analytisch betrachtet [83, 90]. Eine Zusammenfassung nach Zoby und Sullivan [90] ist in Bild 2.6 reproduziert.

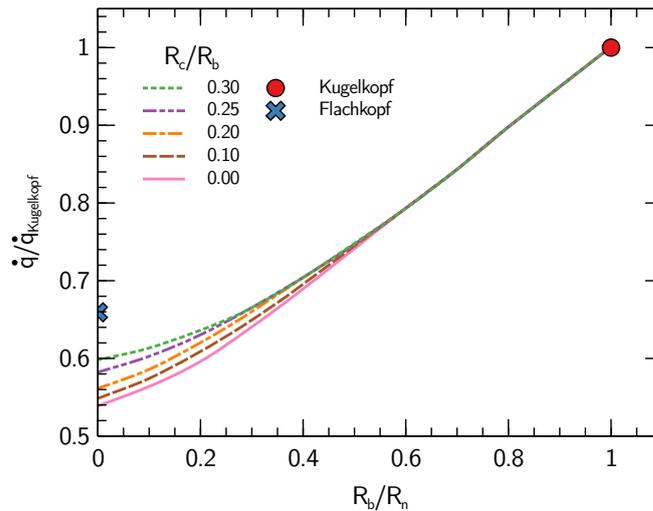


Bild 2.6: Wärmestromdichtereduktion durch das Verhältnis von Körper-, Nasen- und Kantenradius bei axialsymmetrischen Sonden. Kurven nach Zoby und Sullivan [90], symbolisch markiert die am IRS verwendeten Geometrien.

Die Wärmestromdichte ist dabei in erster Linie vom Nasenradius eines Körpers abhängig. Bei sehr stumpfen Körpern mit großem Nasenradius steigt der Einfluss des Kantenradius auf die Wärmestromdichte. Am Institut für Raumfahrtssysteme werden neben Kugelkopfsonden auch Flachkopfsonden verwendet, die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Sonde wird in Abschnitt 3.2.1 detailliert beschrieben. Das Verhältnis aus $R_b = 25$ mm, $R_n = \infty$ und $R_c = 11,5$ mm liegt außerhalb der untersuchten Werte von Zoby und Sullivan. Verschiedene Arbeiten am Institut haben die Wärmestromdichtereduktion von Marvin und Pope von $\dot{q}/\dot{q}_{\text{hemi}} = 0.66$ verifiziert [91–93]. Das Verhältnis der Körperradien ergibt sich damit zu

$$\frac{R_{\text{eff}}}{R_b} = 2.3. \quad (2.49)$$

Rund- und Flachstab Skalierung

Die bisherigen Modelle decken beliebige axialsymmetrische Körper ab, diese Theorien sind jedoch nicht auf planare Körper übertragbar. Da die Materialversuche mit Proben in Form von

2 Theorie

Flachstäben durchgeführt werden, s. Abschnitt 3.3, bedarf es einer Umrechnung zwischen unterschiedlichen planaren Körpern. In Unterschallströmungen haben Zafar und Alam die Umströmung von Zylindern mit unterschiedlichen Radien simuliert [94]. Das Verhältnis der Nußelt-Zahl im Staupunkt zwischen einem quadratischen und einem runden Zylinder entspricht dabei dem Verhältnis der Wärmestromdichte bei identischer Anströmung. Das Quadrat davon entspricht dem Verhältnis der Körperbreiten $r_{fs}/r_{rs} \approx 1,35$ bis 1,55.

In Überschallströmungen haben Vas et al. [95] den Stoßabstand für verschiedene Geometrien betrachtet. Mithilfe von Gleichung (2.43) ergibt sich bei hohen Machzahlen ein Umrechnungsfaktor von $r_{fs}/r_{rs} = 1,35$ bis 1,85. Für niedrige Machzahlen im Überschallbereich wurde das Verhalten numerisch untersucht. Dazu wurde ein 2D-Strömungsfeld mit *eilmer4* [96, 97] simuliert. Die Strömungsparameter wurden vereinfacht, so wurde ein ideales Gas mit einer Freistrahlmachzahl von $Ma = 2$ bei einer Temperatur von 3300 K gewählt. Die konvergierten Simulationsergebnisse für den Rund- und Flachstab sind in Bild 2.7 dargestellt.

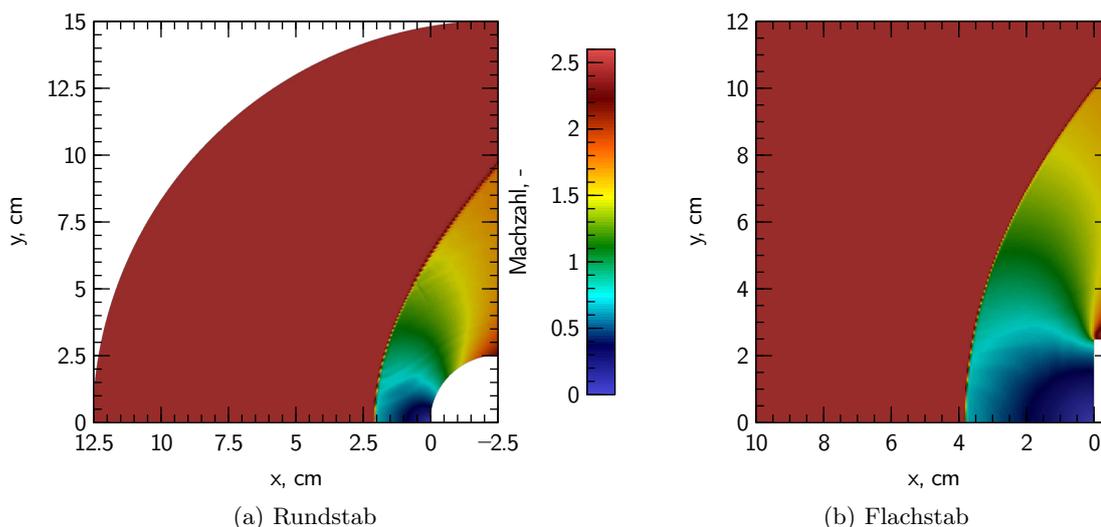


Bild 2.7: Visualisierung des Stoßabstands bei planaren Körpern mit *eilmer4*.

Aus dem Stoßabstand wurde berechnet, dass ein Flachstab mit definierter Breite einem Rundstab mit einem 1,3-mal größeren Radius entspricht, was am unteren Ende der hier genannten Literaturwerte liegt. Das Verhalten von Rund- und Flachstab wurde experimentell untersucht, die Ergebnisse hierzu sind in Abschnitt 4.2.1 angegeben.

2.2.3 Local Heat Transfer Simulation

Im Folgenden soll, aufbauend auf den Betrachtungen der Wärmestromdichte und des Geschwindigkeitsgradienten, das Materialverhalten zwischen Flug und Boden durch eine Ähnlichkeitstheorie beschrieben werden. Wie bereits angesprochen, wird das Materialverhalten

2.2 Flug-zu-Boden Skalierung

durch die thermische Umgebung und die Oberflächenchemie definiert. Dies ist bei einer Reihe von weiterführenden Materialeigenschaften gültig, wie Katalyse [98], Spallation von Ablatoren [99], Strahlungsaustausch [47], Diffusion [100] oder Phasenänderung [101].

Die thermische Umgebung wird anhand der Oberflächentemperatur detaillierter betrachtet. Der Wärmeeintrag in die Oberfläche aus der Strömung ist dabei die einzige Wärmequelle im Material. Dabei sind hier konvektive, strahlende und chemische Anteile zu betrachten. Der Strahlungsanteil wird im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt, da er erst ab Wiedereintrittsgeschwindigkeiten von 10 km/s einen signifikanten Anteil beiträgt. Die konvektive Wärmestromdichte wurde in Abschnitt 2.2.1 behandelt. Der chemische Anteil der Wärmestromdichte ist ein Resultat von Rekombination an der Oberfläche und wurde durch Gleichung (2.39) mit dem konvektiven Anteil zusammengefasst. Die chemischen Reaktionen an der Oberfläche sind ein Resultat aus der Gasart, dem Zustand des Gases (z.B. Dissoziationsgrad) und dem Massenstrom. Werden dieselben Randbedingungen in Flug und Boden angenommen, z. B. Wärmeleitung oder Strahlung als Wärmeverluste an der Oberfläche, hängt die Materialtemperatur von der Oberflächenwärmestromdichte ab.

Wird das identische Material in Flug und Boden verwendet, so sind Eigenschaften wie Oberflächenkatalyzität identisch. Wird zusätzlich dasselbe Gasgemisch, z. B. Luft, verwendet, hängt die Staupunktswärmestromdichte nach Gleichungen (2.38) und (2.39) von drei unabhängigen Größen ab: der Dichte ρ , der Freistrahenthalpie h_0 und dem Geschwindigkeitsgradient β . Die Dichte kann entsprechend Gleichung (2.40) auch in Form des Totaldrucks ausgedrückt werden. Sind diese drei Parameter, Totaldruck, Freistrahenthalpie und Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichttrand, in Flug- und Bodenfall identisch, so ist die Voraussetzung einer identischen Materialantwort erfüllt:

$$h_{0,\text{Flug}} = h_{0,\text{Boden}} , \quad (2.50)$$

$$p_{t,\text{Flug}} = p_{t,\text{Boden}} , \quad (2.51)$$

$$\beta_{e,\text{Flug}} = \beta_{e,\text{Boden}} . \quad (2.52)$$

Dieser Zusammenhang wurde von Kolesnikov [102–104] als Simulation der lokalen Wärmestromdichte (Local Heat Transfer Simulation - LHTS) publiziert. Wichtig ist hierbei, dass der Druck p und die Enthalpie h Eigenschaften der Strömung sind, während der Geschwindigkeitsgradient sowohl von der Strömung als auch von der Körpergeometrie abhängt, s. Abschnitt 2.2.2.

Satelliten und Wiedereintrittskörper werden normalerweise als axialsymmetrische Körper mit der Symmetrieachse parallel zur Strömungsrichtung angenommen. Für Zugversuche in Bodentestanlagen sind jedoch stabförmige Zugproben notwendig. In Staupunktnähe kann die Ausdehnungsrichtung vernachlässigt werden, da die Strömungsgeschwindigkeit vertikal entlang des Körpers, als sehr gering angenommen wird. Dies wird durch die Totaldruckprofile, die in den Plasmawindkanälen aufgenommen wurden (s. Bild 4.8), bestätigt. Dadurch werden die

2 Theorie

Stäbe zu einem 2D-planaren Problem vereinfacht. Bei der Anwendung von LHTS auf Körper unterschiedlicher Gemoetrien, z.B. eine Kugel beim Wiedereintritt und ein Stab im Plasmawindkanal, würde die Wärmestromdichte um einen Faktor $\sqrt{2}$ abweichen. Die Flug-Boden-Ähnlichkeit von Kolesnikov gilt demnach nur für Körper ähnlicher Geometrie. Eine Transformation zwischen diesen Geometrien aufbauend auf LHTS ist für die vorliegenden Messungen erforderlich und wird im Folgenden abgeleitet.

2.2.4 Axialsymmetrisch-Planare Transformation

Wie zuvor wird vorausgesetzt, dass die Wärmestromdichte in Flug und Boden gleich sein muss, sodass das thermische Materialverhalten identisch ist. Des Weiteren muss dieselbe massenspezifische Enthalpie vorliegen. Nimmt man in Flug und Boden jeweils lokales thermodynamisches Gleichgewicht an, so sind auch Dissoziations- und Ionisationsgrad identisch. Da hierdurch die Oberflächenchemie signifikant beeinflusst wird, ist diese Voraussetzung naheliegend. Dies entspricht derselben Annahme wie Gleichung (2.50) im Rahmen von LHTS. Als letzte Bedingung muss die chemische Interaktion zwischen Wand und Strömung identisch sein. Durch die Annahme einer identischen Enthalpie muss also dieselbe Anzahl an Gasteilchen mit der Wand interagieren; dies kann durch die Massenstromdichte ρu ausgedrückt werden:

$$\rho u_{\text{Flug}} = \rho u_{\text{Boden}} . \quad (2.53)$$

Diese Bedingungen lassen sich mit der Stanton-Zahl ausdrücken. Am Grenzschichttrand drückt diese das Verhältnis zwischen Oberflächenwärmestromdichte und der flächenspezifischen Wärme der auftreffenden Strömung aus [105]. In den genutzten Variablen ergibt sich die Stanton-Zahl im Staupunkt in der Form [62]:

$$St = \frac{\dot{q}_w}{\rho u_e (h_\infty - h_w)} . \quad (2.54)$$

Zur Umrechnung von Flug zu Boden werden die Bedingung ausgedrückt als:

$$St_{\text{Flug}} = St_{\text{Boden}} , \quad (2.55)$$

$$\dot{q}_{w,\text{Flug}} = \dot{q}_{w,\text{Boden}} . \quad (2.56)$$

Gleichung (2.39) in Gleichung (2.54) eingesetzt, ergibt:

$$St = 0.47 Pr^{-2/3} \frac{1}{u_e} \left(\frac{(k+1)\mu_e\beta}{\rho_e} \right)^{1/2} \cdot \left[1 + (Le^{2/3} - 1) \left(\frac{h_{R,e}\gamma_e}{h_{0,e}} \right) \right] , \quad (2.57)$$

und wiederum Gleichungen (2.39) und (2.57) in Gleichungen (2.55) und (2.56) und die konstanten Größen kürzen:

$$\frac{1}{u_{e,1}} [(k_1 + 1) \beta_1]^{1/2} = \frac{1}{u_{e,2}} [(k_2 + 1) \beta_2]^{1/2} , \quad (2.58)$$

$$[(k_1 + 1) \beta_1]^{1/2} = [(k_2 + 1) \beta_2]^{1/2} , \quad (2.59)$$

2.3 Grundlagen der Materialwissenschaften

$$u_{e,1} = u_{e,2} , \quad (2.60)$$

$$(k_1 + 1) \beta_1 = (k_2 + 1) \beta_2 . \quad (2.61)$$

Diese Gleichungen werden im weiteren Verlauf als Stanton-Ähnlichkeit bezeichnet. Aus Gleichung (2.60) und Gleichung (2.53) ergibt sich wiederum die Totaldruckanalogie Gleichung (2.51). Im Falle von $k_1 = k_2$ vereinfacht sich Gleichung (2.61) zur bekannten LHTS-Ähnlichkeit und die bekannte Beziehung $\beta_1 = \beta_2$. Die Stanton-Ähnlichkeit ist also eine Erweiterung der LHTS-Ähnlichkeit. Für den in dieser Arbeit vorliegenden Fall eines axialsymmetrischen Flugkörpers und eines planaren Bodentestmodells wird nun in Gleichung (2.61) $k_{\text{Flug}} = 1$ und $k_{\text{Boden}} = 0$ eingesetzt. Die daraus folgende Skalierung ergibt sich zu:

$$h_{0,\text{Flug}} = h_{0,\text{Boden}} , \quad (2.62)$$

$$p_{t,\text{Flug}} = p_{t,\text{Boden}} , \quad (2.63)$$

$$2\beta_{\text{Flug}} = \beta_{\text{Boden}} . \quad (2.64)$$

Mit der Methode effektiver Radien lassen sich, darauf aufbauend, beliebige zweidimensionale axialsymmetrische und planare Körper zueinander skalieren.

2.3 Grundlagen der Materialwissenschaften

Im Rahmen dieser Arbeit steht die Interaktion zwischen dem Plasma und den Materialproben unter mechanischen Lasten im Vordergrund. Zur Beschreibung der Effekte, die bei diesen Versuchen auftritt, ist die Betrachtung einiger Grundlagen der Materialwissenschaften notwendig. Dabei wird auf mechanische, thermische und chemische Effekte eingegangen.

2.3.1 Der Einfluss mechanischer Lasten

Materialkennwerte werden im Allgemeinen experimentell ermittelt. Der Zugversuch ist dabei eines der etablierten Verfahren [106]. Bei diesem zerstörenden Prüfverfahren wird die Probe mit einer Zugkraft belastet bis sie versagt, dabei wird die aufgebrachte Kraft und Längung gemessen.

Spannungs-Dehnungs-Diagramm

Ein Zugversuch wird anhand der Spannung und Dehnung einer Probe ausgewertet. Die Zugspannung σ_N ist der Quotient der aufgebrachten Kraft F und der Querschnittsfläche A . Die Dehnung ϵ ist das Verhältnis aus der Längung der Probe ΔL zur ursprünglichen Länge L_0 :

$$\sigma_N = \frac{F}{A_0} , \quad \epsilon = \frac{\Delta L}{L_0} . \quad (2.65)$$

2 Theorie

Stellt man diese beiden Variablen in einem Diagramm dar, erhält man das Spannungs-Dehnungs-Diagramm (σ - ϵ -Diagramm) aus dem direkt Informationen zum Materialverhalten sowie Materialkennwerte abgeleitet werden können. Ein typisches σ - ϵ -Diagramm Typ I nach Macherauch und Zoch [106] ist in Bild 2.8 zu sehen.

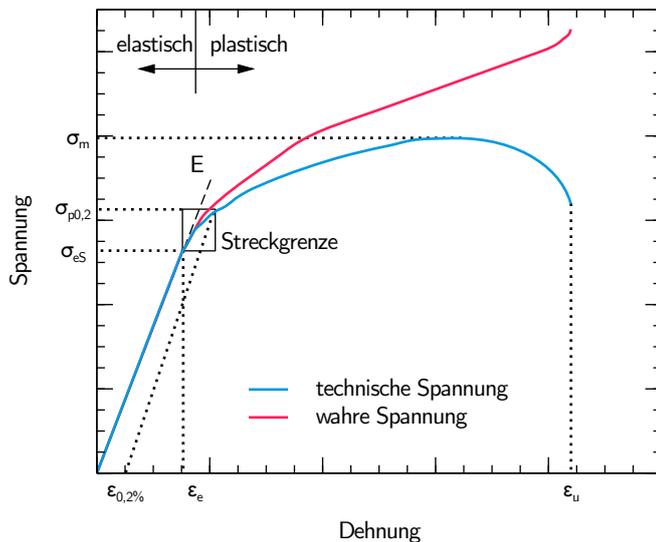


Bild 2.8: Charakteristisches Spannungs-Dehnungsdiagramm nach Macherauch und Zoch (Typ I) [106].

Das σ - ϵ -Diagramm lässt sich in die Bereiche der elastischen Verformung der plastischen Verformung einteilen. Die elastische Verformung ist durch den linearen Zusammenhang zwischen Spannung und Längung gekennzeichnet. Die elastische Längung ist außerdem reversibel. Eingezeichnet ist der Elastizitätsmodul (E-Modul), welcher die elastische Deformation nach dem Hookeschen Gesetz beschreibt,

$$E = \frac{\sigma_e}{\epsilon_e} . \quad (2.66)$$

Auf den Bereich elastischer Dehnung folgt der Bereich plastischer Dehnung. In diesem Bereich findet irreversible Verformung statt. Der Übergang wird als Streckgrenze bezeichnet. Wenn die Streckgrenze nicht eindeutig definierbar ist, wird oft stattdessen die 0,2%-Dehngrenze ($\sigma_{p0,2}$) angegeben. Im Bereich plastischer Deformation schnürt die Probe typischerweise ein, somit wird die Querschnittsfläche verringert. Die Zugspannung wird im Rahmen eines Zugversuchs auch als Normalspannung oder technische Spannung bezeichnet und bezieht sich auf die Querschnittsfläche bei Versuchsbeginn S_0 . Diese unterscheidet sich von der wahren Spannung σ_w , bei der die tatsächliche Querschnittsfläche S_0 als Divisor genutzt wird. Die während eines Zugversuchs verrichtete Arbeit kann aus dem σ - ϵ -Diagramm als Fläche unter der Kurve

2.3 Grundlagen der Materialwissenschaften

abgelesen werden. Sie ist somit als Integral ausgedrückt:

$$W_V = \int \sigma \epsilon. \quad (2.67)$$

Die Arbeit ist dann volumetrisch auf den Körper bezogen und besitzt die Einheit J/m^3 . Typischerweise ist die Arbeit im elastischen Bereich klein im Vergleich zum plastischen Bereich. Die Arbeit im plastischen Bereich wird mit $W_{p,V}$ bezeichnet.

Brucharten

Als Bruch wird die schlagartige Trennung eines ursprünglich ganzen Körpers bezeichnet [107]. Weiterführende Informationen zum Thema Bruchmechanik finden sich u. A. bei Gross und Seelig [108]. Der Bruch eines Materials ist immer die Folge von Risswachstum über eine zusammenhängende Fläche. Risse, die sich langsam im Material ausbreiten (weniger als 1 mm/s), werden als subkritisch bezeichnet, während hohe Ausbreitungsgeschwindigkeiten (ca. 600 m/s) als schnell bezeichnet werden. Die Experimente der vorliegenden Arbeit, die durch mechanische Brüche versagten, waren durch Risswachstum geprägt, welches ausreichend schnell war, dass es mit den diagnostischen Methoden nicht aufgelöst werden konnte.

In dieser Arbeit wird daher nur auf makroskopische Bruchphänomene eingegangen, d. h. Aspekte wie Risswachstum werden nicht weiter betrachtet. Je nachdem wann ein Bruch stattfindet, werden verschiedene Brucharten unterschieden [108]. Bricht ein Material nach elastischer Verformung, so wird dies als Sprödbbruch bezeichnet. In der Bruchmechanik wird auch von Sprödbbruchmechanik oder linearer Bruchmechanik gesprochen. Dies liegt daran, dass die Deformation bis zum Bruch elastisch und somit linear und reversibel ist. Findet ein Bruch erst nach einer signifikanten plastischen Verformung statt, wird dies als Verformungsbruch bezeichnet. Diese Art des Bruchs kann noch unterteilt werden in elastisch-plastische Bruchmechanik und viskose oder Kriechbruchmechanik. Beim Verformungsbruch tritt eine signifikante plastische Deformation auf, die mit einer Querschnittverringerung oder Verjüngung einhergeht. Im Rahmen dieser Arbeit treten nur lineare und elastisch-plastische Brüche auf. Dabei ist die Bruchart abhängig vom Material, der Form und Temperatur, aber auch vom Spannungszustand sowie der Beanspruchungsgeschwindigkeit.

2.3.2 Der Einfluss thermischer Lasten

Betrachtet man den stationären Zustand einer Materialprobe, so kann die Wärmebilanz ein Indiz für Temperaturverteilung, Wärmeverluste und Messabweichungen sein. Eine vollständige Beschreibung bedarf dabei einer dreidimensionalen Analyse der Wärmeflüsse. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die dominierenden Verluste bestimmt, indem die Wärmebilanz als eindimensionales Problem, skizziert in Bild 2.9, vereinfacht wurde. Die Wärmezufuhr q_{ein} erfolgt im Plasmawindkanal durch die drei, in Abschnitt 2.1 beschriebenen Modi, konvektiv, chemisch und strahlend, wobei Strahlungswärme einen vernachlässigbar kleinen Anteil hat [59,

2 Theorie

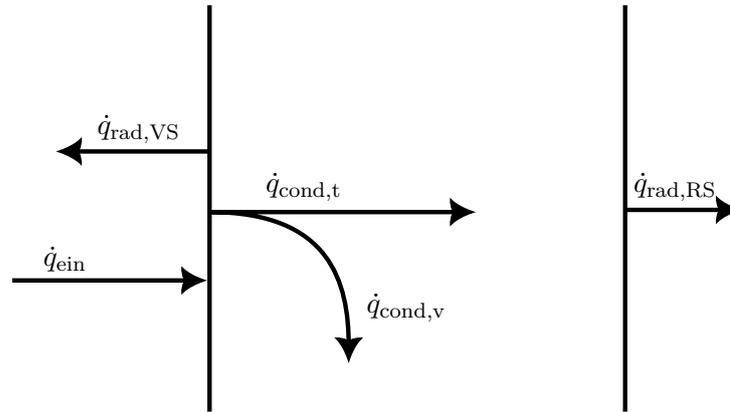


Bild 2.9: Skizze der Wärmebilanz eines eindimensionalen Körpers.

109]. Wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert, wird der konvektive und chemische Anteil in einem Term zusammengefasst. Die Wärmeabfuhr erfolgt durch zwei Hauptmethoden, Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Wärmeleitung wird durch das Fourier'sche Gesetz beschrieben und ist für die Temperaturverteilung entlang der Probe verantwortlich,

$$\dot{q}_{\text{cond}} = \lambda \frac{\Delta T}{\Delta l} . \quad (2.68)$$

Die laterale Wärmeleitung $\dot{q}_{\text{cond},l}$ wird dabei vernachlässigt, da das Wärmestromdichteprofil entlang der Probenbreite homogen ist (s. Abschnitt 4.2.2). Die vertikale Wärmeleitung $\dot{q}_{\text{cond},v}$ führt zu einer Verlustwärme an der gekühlten Probenhalterung. Es wird davon ausgegangen dass diese Wärmeleitung symmetrisch nach oben und unten stattfindet. Die Wärmeleitung durch den Körper, auch als transversale $\dot{q}_{\text{cond},t}$ bezeichnet, ist für die Temperatur der Probenrückseite verantwortlich. Wärmestrahlung tritt dabei an allen Oberflächen auf, deshalb müssen alle Seiten einer Probe betrachtet werden. Die abgegebene Strahlung in Abhängigkeit der Temperatur T wird durch das Stefan-Boltzmann Gesetz beschrieben,

$$\dot{q}_{\text{rad}} = \sigma_{\text{SB}} \epsilon T^4 , \quad (2.69)$$

mit der Stefan-Boltzmann Konstante σ_{SB} und dem Emissionsgrad ϵ . Die Seitenflächen sind dabei viel kleiner als die Vorder- bzw. Rückseite, so kann die Probe als ein dimensionales Problem vereinfacht werden, s. Bild 2.9.

Es kann davon ausgegangen werden, dass die transversale Wärmeleitung der Wärmestrahlung der Rückseite $\dot{q}_{\text{rad},RS}$ entspricht. Daraus ergibt sich die Wärmebilanz, auf der Probenvorderseite zu:

$$\dot{q}_{\text{ein}} = \dot{q}_{\text{aus}} , \quad (2.70)$$

$$= \dot{q}_{\text{rad},VS} + \dot{q}_{\text{cond},v} + \dot{q}_{\text{cond},t} + \dot{q}_{\text{cond},l} , \quad (2.71)$$

$$= \dot{q}_{\text{rad},VS} + \dot{q}_{\text{cond},v} + \dot{q}_{\text{rad},RS} . \quad (2.72)$$

2.3 Grundlagen der Materialwissenschaften

Die konvektive Wärmestromdichte in die Wand entspricht der Wärmestrahlung der Vorder- und Rückseite und der Wärmeleitung in vertikaler Richtung. Die Materialeigenschaften λ und ϵ sind bekannt und in Abschnitt 3.3 erläutert. Somit ist es ausreichend, die Temperatur der Vorderseite und der Rückseite zu messen, um die Wärmebilanz der Probe, bei Annahme eines eindimensionalen Problems, aufzustellen.

Wärmeausdehnung

Die thermische Expansion, auch Wärmeausdehnung, bezeichnet die temperaturabhängige Geometrieänderung eines Mediums. In einer eindimensionalen Betrachtung wird die thermische Ausdehnung durch den Längenausdehnungskoeffizienten α beschrieben,

$$\frac{dL}{dT} = \alpha L, \quad (2.73)$$

mit der Körperlänge L und der Längenänderung aufgrund der Temperaturänderung dL/dT . In den meisten Fällen wird der Längenausdehnungskoeffizient als Konstante angenommen; die Wärmeausdehnung ist dadurch linear. Vor allem bei hohen Temperaturen oder großen Temperaturänderungen weichen diese Annahmen weit von der Realität ab. Daher werden die temperaturabhängigen Wärmeausdehnungskoeffizienten für die genutzten Materialien verwendet, diese werden in Abschnitt 3.3 erläutert.

Die Länge eines Stabs in Abhängigkeit von der Temperatur kann über die Integralgleichung,

$$L(T) = L(T_0) \exp\left(\int_{T_0}^T \alpha(T) dT\right), \quad (2.74)$$

dargestellt werden. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde ein simples, numerisches Modell entwickelt. Dieses erlaubt den Vergleich der Wärmeausdehnung mit der gemessenen Dehnung, beispielhaft dargestellt in Bild 2.10.

Der räumliche Temperaturgradient wird erfasst und es wird angenommen, dass die Längung im Vergleich zur Gesamtlänge klein ist. Die Probe wird in vertikale Abschnitte unterteilt, wobei in jedem Abschnitt ein Temperaturgradient vorliegt. Für jeden Abschnitt wird der Mittelwert der Temperatur ermittelt. Für jeden gewählten Streckenabschnitt und die jeweilige mittlere Temperatur wird die Längung nach Gleichung (2.74) ermittelt. Diese Längenänderungen in jedem Abschnitt ergeben aufsummiert die Gesamtlängenänderung der Probe. Für verschiedene Momentaufnahmen wird so die Wärmeausdehnung zeitlich aufgelöst berechnet. Diese Methode erlaubt die Eingabe verschiedener lokal aufgelöster Temperaturmessungen wie Thermografie.

Thermisch-Mechanische Interaktion

Im Rahmen von Zugversuchen treten insbesondere zwei thermisch-mechanische Effekte auf. Der thermoelastische Effekt beschreibt, dass sich Körper im Rahmen einer elastischen

2 Theorie

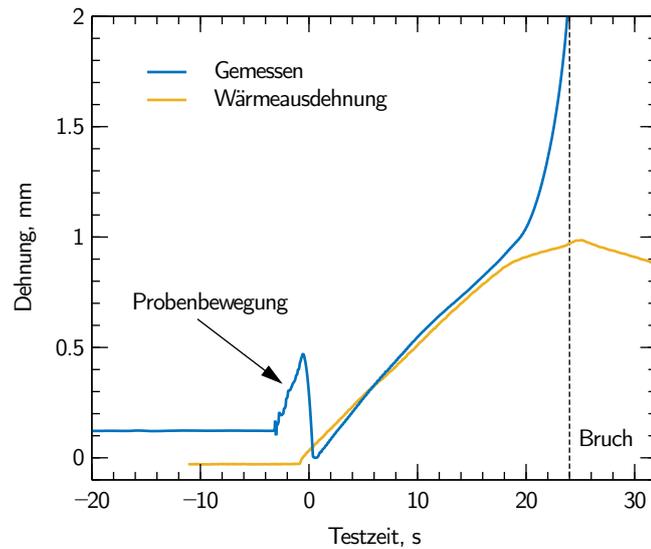


Bild 2.10: Vergleich der gemessenen Dehnung mit der berechneten Wärmeausdehnung.

Dehnung abkühlen [110]. Dieser Effekt entspricht dem inversen Verhalten der Wärmeausdehnung und kann formuliert werden als:

$$\Delta T = -\frac{\alpha}{\rho c_p} T \Delta \sigma, \quad (2.75)$$

Dieser Effekt wird vor allem zum berührungslosen Messen von Spannungen verwendet. Misst man die Temperaturverteilung eines Bauteils in Ruhe, z.B. mit einer Wärmebildkamera und beansprucht man es dann, kann man aus der lokalen Temperaturänderung auf die lokalen Spannungen schließen. Die gemessenen Temperaturänderungen sind sehr gering und liegen im Bereich von 5 mK/MPa bis 10 mK/MPa. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden maximale Lasten von 50 MPa aufgebracht. Dies entspricht im idealisierten Fall einer Temperaturänderung von 0,5 K was im Rahmen der Messgenauigkeit der verwendeten Instrumente liegt.

Ein weiterer Effekt ist der Energieverlust beim plastischen Verformen, auch als Thermoplastizität bekannt [111]. So wird ein Teil der in dem Material verrichteten Arbeit in Form von Wärme umgesetzt. Das Verhältnis der volumetrischen Wärmestromdichte zur volumetrischen Leistung (s. Gleichung (2.67)) ist dann:

$$\beta_p = \frac{\dot{q}_V}{\dot{W}_{p,V}} \stackrel{\text{wenn adiabat}}{=} \frac{\rho c_p \dot{T}}{\int_p \sigma d\epsilon}. \quad (2.76)$$

Dabei ist β_p das Thermoplastizitätsverhältnis, dieses liegt zwischen 0 und 1. In der Literatur werden üblicherweise Werte zwischen 0,8 und 1,0 angegeben [112]. Umgeformt nach der

Temperaturänderung ergibt sich

$$\dot{T} = \frac{\int_p \sigma d\epsilon}{\rho c_p \beta_p}. \quad (2.77)$$

Aus dem Spannungs- und Dehnungsverlauf wird die volumetrische Arbeit bestimmt. Mit den Literaturwerten der Materialparameter wird daraus dann die Temperaturzunahme der Probe durch Thermoplastizität ermittelt.

2.3.3 Der Einfluss chemischer Reaktionen

Oxidation bezeichnet den Teil einer chemischen Reaktion, bei der ein Teilchen ein Elektron abgibt. Der Stoff, der dabei die Elektronen aufnimmt, wird als Oxidationsmittel bezeichnet. Diese unterscheiden sich je nach Prozess, die Bezeichnung Oxidation geht auf Sauerstoff zurück, aber auch Stickstoff, Schwefel oder Halogene sind typische Oxidationsmittel. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit kommen ausschließlich Reaktionen des Sauerstoffs aus der Luft mit Metallen vor. Daher wird der Begriff Oxidation für diese Reaktion genutzt, die Reaktionsprodukte sind dann Oxide.

Verschiedene Teilprozesse spielen bei Oxidationen eine Rolle, diese sind [113]:

- Phasengrenzreaktionen wie die Chemisorption des Gases oder die Bewegung des Metalls aus der festen Phase,
- Diffusion und Transport von Kationen, Anionen und Elektronen durch die Abbrandschicht,
- Transportkoeffizienten in der Raumladungsschicht,
- Thermodynamische Stabilität der Abbrandschicht,
- Gitterstruktur des Abbrands und der darunterliegenden Metallschicht.

Von den verschiedenen Prozessen dominiert einer die Reaktionsrate, was den geschwindigkeitsbestimmenden Schritt darstellt. Die Prozesse selbst sind temperatur- und druckabhängig, diese Parameter bestimmen also, welcher Prozess bei gegebener Temperatur und Druck die Reaktionskinetik dominiert. Änderungen der Reaktionskinetik durch weitere Luftbestandteile wie Wasser werden in dieser Arbeit nicht behandelt.

Fast alle Metalle bilden bei Raumtemperatur dünne Oxidschichten aus. Oftmals passivieren diese Oxidschichten die Oberfläche, da diese Schicht nicht mit dem Sauerstoff reagiert und für diesen undurchlässig ist. Bei erhöhten Temperaturen nimmt nicht nur die Reaktionsgeschwindigkeit der Oxidation zu, sondern auch die Sauerstoffdiffusion durch die Oxidschicht. So wird Sauerstoff in das Material geführt und kann an der Oxid-Metall-Phasengrenze zu fortschreitender Oxidation führen. Bei Metallen ist die Dicke einer Oxidschicht an Luft temperaturabhängig, was zu optischer Interferenz führt. Die Verfärbung der Oberfläche wird auch als Anlassfarbe bezeichnet. Speziell bei dicken Oxidschichten ist die Haftung zwischen Oxid und Grundmaterial elementar, bei schlechter

2 Theorie

Haftung können die Oxide von der Oberfläche abgetragen werden. Das abfallende Material wird als Abbrand oder Zunder bezeichnet. Da das darunterliegende Substrat meist weiter oxidiert, kann der so entstehende Materialverlust zum Versagen eines Bauteils führen.

Die Haftung zwischen Oxid und Grundmaterial wird oft mit dem Pilling-Bedworth-Verhältnis (PBV) beschrieben [114]. Dieses ist definiert als das molare Volumenverhältnis zwischen einem Oxid und dem Basismetall,

$$PBV = \frac{V_{\text{oxid}}}{n V_{\text{Metall}}}, \quad (2.78)$$

mit dem molaren Volumen V und der Anzahl an Metallatomen in der Summenformel des Oxids n . Je nach Wert des PBV, verhält sich die Oxidschicht unterschiedlich:

- **PBV < 1** Das Oxid erfährt Zugspannungen, reißt auf und gibt darunterliegendes Material frei. Es besteht keine schützende Wirkung.
- **1 > PBV > 2** Es bildet sich eine passivierende Oxidschicht, die gut am Grundmaterial haftet.
- **PBV > 2** Die Oxidschicht erfährt Druckspannungen, platzt vom darunter liegenden Metall ab und gibt dieses frei. Es besteht keine passivierende Wirkung.

Neuere Untersuchungen zur Oxidation zeigen, dass kein direkter Zusammenhang zwischen dem PBV und den Spannungen besteht [115–117]. Außerdem sind die Annahmen von Pilling und Bedworth nur gültig, wenn die Oxidation durch die Diffusion von Sauerstoffionen getrieben ist [118]. Wird das Wachstum durch die Diffusion von Metallionen getrieben, so wächst die Oxidschicht an der Oxid-Luft Grenze. Da die Oxidschicht in den freien Raum wächst, entstehen keine Spannungen durch das Oxidwachstum. Dennoch ist der Ansatz wertvoll, um verschiedene Oxidschichten zu kategorisieren. Die PBV Werte verschiedener Oxide zu ihren reinen Metallen sind in Tabelle 2.2 gegeben.

Für metallische Legierungen muss Gleichung (2.78) für die jeweilige Legierung angepasst werden. Xu und Gao [118] haben zwei Gleichungen formuliert, je nachdem ob die Oxidation die Gefügestruktur ändert oder Diffusion den Massenverlust ausgleichen kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde davon ausgegangen, dass das Gefüge durch Diffusion unverändert bleibt. Das PBV errechnet sich daher als:

$$PBV = \frac{M_{\text{oxid}} \rho_{\text{Metall}}}{n M_{\text{Metall}} \rho_{\text{oxid}}}. \quad (2.79)$$

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Oxidation von metallischen Werkstoffen in Plasmaströmungen von Bedeutung. Das heiße Plasma besteht nicht nur aus molekularem, sondern auch atomarem Sauerstoff, der chemisch deutlich aggressiver wirkt. Die hohen Werkstofftemperaturen begünstigen die Oxidation der Oberfläche [116]. Die Kristallstruktur der Oxide und Grundmetalle hat keinen großen Einfluss auf die Haftung der Oxide. Lediglich bei

2.3 Grundlagen der Materialwissenschaften

Metall	Oxid	PBV
Aluminium	Al_2O_3	1,29
Chrom	Cr_2O_3	2,00
Eisen	FeO	1,69
Eisen	Fe_3O_4	2,10
Eisen	Fe_2O_3	2,14
Titan	TiO	1,21
Titan	Ti_2O_3	1,51
Titan	TiO_2	1,77
Vanadium	VO	1,37
Vanadium	V_2O_3	1,81
Vanadium	VO_2	2,25
Vanadium	V_2O_5	3,25

Tabelle 2.2: Pilling Bedworth Verhältnis von Oxiden zu den reinen Metallen.

Metalldiffusion getriebener Oxidation kann Epitaxie zu gerichtetem Wachstum und verbesserter Haftung des Oxids führen [119].

Eine einfache Methode zur Berechnung von Oxidationsprozessen ist eine chemische Gleichgewichtsanalyse. Systeme streben immer zu einem Zustand maximaler Entropie (zweiter Hauptsatz der Thermodynamik), in diesem laufen Hin- und Rückreaktionen gleich schnell ab, dabei verändert sich das System makroskopisch nicht mehr. Da die Standardbildungsenthalpie der meisten Reaktionen bekannt ist, kann der Gleichgewichtszustand meist berechnet werden. Als Softwaretool eignet sich das CEA System der NASA [120]. CEA Analysen wurden für die jeweils verwendeten Materialien durchgeführt. Die Ergebnisse hierzu sind in Abschnitt 3.3 dargestellt.

3 Versuchsaufbau

3.1 Plasmawindkanal PWK4

Zur experimentellen Erforschung des Wiedereintritts stehen am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart mehrere Bodentestanlagen zur Verfügung. Diese basieren auf der Entwicklung von elektrischen Antrieben für die Raumfahrt [6]. Betreibt man diese Antriebe mit einem der Umgebungsluft entsprechenden Gasgemisch, so kann man die Energiezufuhr nutzen, um den Plasmazustand beim Wiedereintritt nachzubilden, daher die Bezeichnung Plasmawindkanal. Dabei unterschieden sich die Anlagen nach Bauart und Form der Energiezufuhr. Eine allgemeine Übersicht der verfügbaren Anlagen sowie der gemeinsam genutzten Infrastruktur, der Leistungsversorgung sowie der Vakuumanlage ist in Loehle et al. [121] beschrieben.

Die Experimente dieser Arbeit wurden im Plasmawindkanal PWK4 durchgeführt, welcher in Bild 3.1 zu sehen ist. Die Anlage besteht aus einem 4m langen Vakuumtank mit einem Durchmesser von 2m. Der Tank ist an einem Ende an die zentrale Vakuumanlage angeschlossen. Diese regelt den Tankdruck zwischen Minimaldruck (ca. 10 Pa), bis maximal 500 hPa im Betrieb. Bisher wurden Bedingungen mit Totaldrücken zwischen 180 Pa bis



Bild 3.1: Plasmawindkanal PWK4.

3 Versuchsaufbau

26 500 Pa charakterisiert. Entlang des Tanks, an der Seite und oben, sind bewegliche Fensterflansche angebracht. Es wurden Instrumente auf beiden Seiten des Tanks und durch den Tankdeckel auf die Proben ausgerichtet, schematisch dargestellt in Bild 3.2. Verschiedene Fensterarten stehen zur Verfügung, um die Transmission für verschiedene optische Diagnostiken zu optimieren, dies ist bei den jeweiligen Instrumenten in Abschnitt 3.2 beschrieben. Der Flansch auf der Oberseite des Tanks wurde vollständig durch den mechanischen Aufbau eingenommen. Dies ist in Abschnitt 3.4 beschrieben.

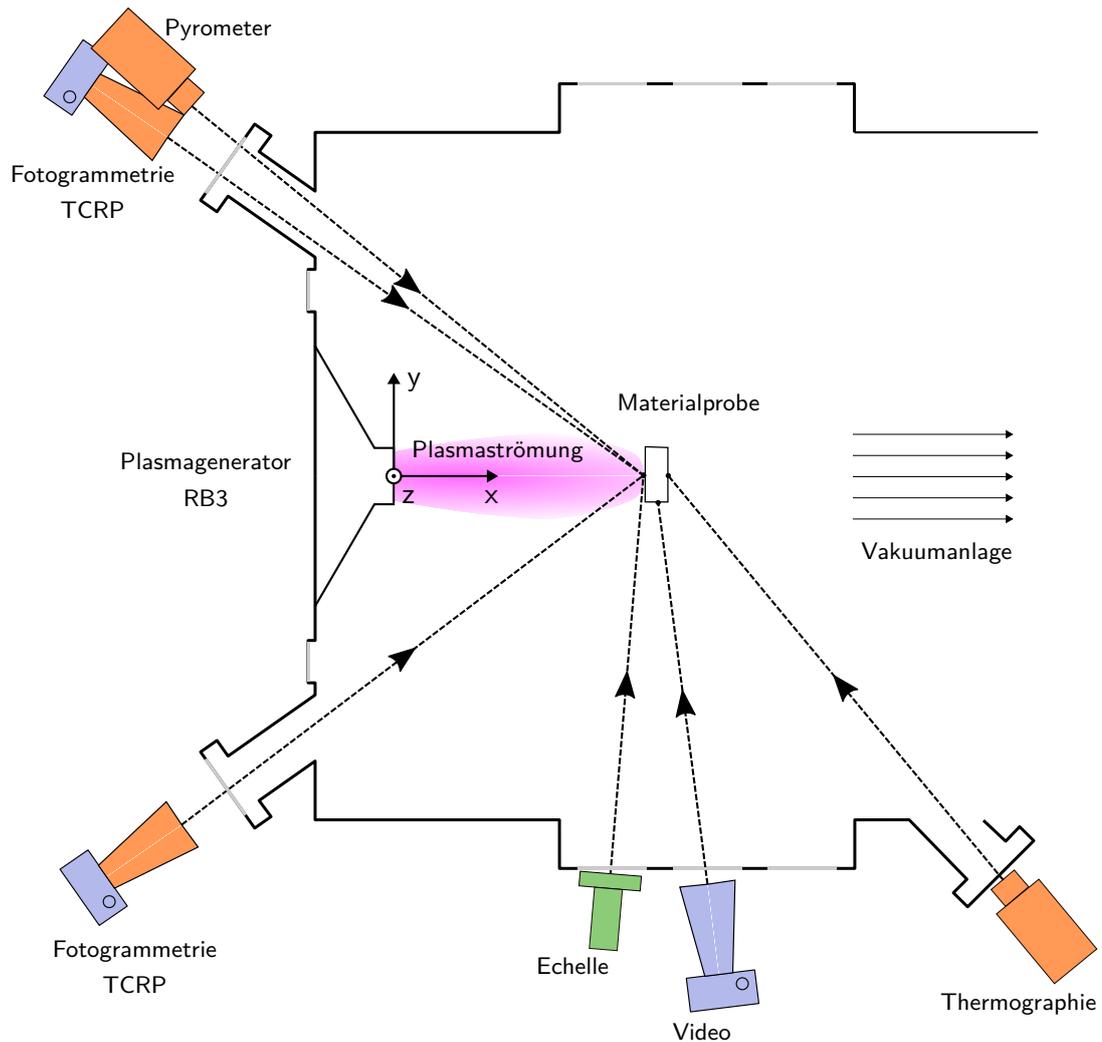


Bild 3.2: Schematische Darstellung der Diagnostiken am Plasmawindkanal PWK4; blau: visuell, grün: spektral, orange: thermal.

In der Mitte des Tanks (s. Bild 3.1) ist der bewegliche Tisch zu sehen, dieser ermöglicht Bewegungen in allen Translationsrichtungen sowie die Drehung um die vertikale Achse. Im Tankdeckel ist das thermische Lichtbogentriebwerk RB3 [91] eingebaut, ein Schnittbild von diesem ist in Bild 3.3 zu sehen. Der Generator besteht aus 3 Hauptelementen. Die zylindrische Kathode besteht aus 2% thoriertem Wolfram, die klassisch gefertigte Düse, sowie die additiv gefertigte Brennkammer bestehen beide aus Kupfer. Im Betrieb zündet ein Lichtbogen

3.1 Plasmawindkanal PWK4

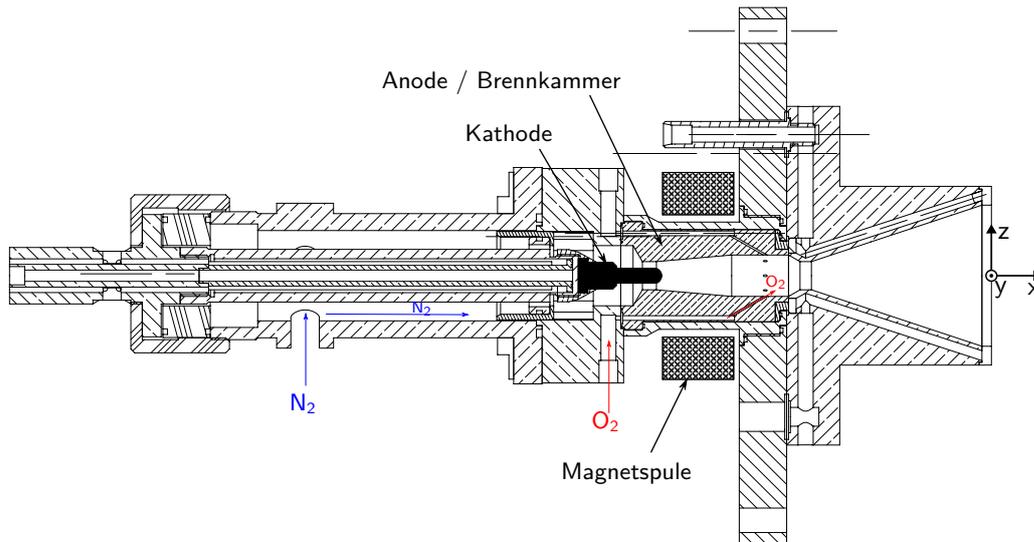


Bild 3.3: Der thermische Plasmagenerator RB3.

zwischen der Kathode und der Brennkammer, die als Anode angeschlossen ist. Eine Spule um die Brennkammer erzeugt ein axiales Magnetfeld, welches eine Kraft auf den Lichtbogen induziert. Dies führt zu einer künstlichen Längung des Bogens und somit zu einer höheren elektrischen Leistung, die in das Triebwerk eingekoppelt wird. Das Fremdmagnetfeld der Spule führt außerdem dazu, dass der Lichtbogen schraubenförmig rotiert. Dies soll verhindern, dass sich der Bogen an einem Ansatzpunkt festsetzt, da dies zu einer erhöhten Erosion und Beschädigung des Generators führen würde. Der Generator kann mit verschiedenen Gasgemischen betrieben werden, im Rahmen dieser Arbeit wurde Luft simuliert. Da Sauerstoff im Bereich des Lichtbogens zu hohen Erosionsraten von Anode und Kathode führen würde, wird im Bereich der Kathode nur Stickstoff zugeführt. Der zur Nachbildung des korrekten Sauerstoff-Stickstoff-Verhältnisses nötige Sauerstoff wird im zylindrischen Teil der Brennkammer, vor dem Düsenhals, zugeführt. Die konvergent-divergente Düse beschleunigt die Plasmaströmung auf Überschall (bis ca. $Ma = 4,5$). Dabei wurden Geschwindigkeiten bis $v_\infty = 6500 \text{ m/s}$ [122] gemessen.

Der Plasmagenerator wird gezündet, indem eine Bedingung in der Brennkammer geschaffen wird, die für eine minimale Durchschlagspannung nach dem Paschen-Gesetz sorgt. Die Hochstromanlage wird stromregelt betrieben, als Zündstrom werden 400 A vorgegeben und die Spannung bis zu einem Maximalwert (1000 V) erhöht. Sobald der Lichtbogen zwischen Kathode und Anode quasi-stationär ist, kann der Betriebspunkt des Plasmawindkanals eingestellt werden. Dieser ist definiert durch den Bogenstrom I , den Magnetspulenstrom I_{mag} , den Tankdruck p_∞ (oft auch als Umgebungsdruck bezeichnet), sowie den Gasmassenstrom \dot{m}_{ges} und dessen Zusammensetzung. Die Betriebsspannung U stellt sich infolge der Gasart und -menge, des Bogenstroms, des Kathodenabstands (174,8 mm, gemessenen vom Düsenausgang) und des Magnetspulenstroms ein und ist ein wichtiger Parameter, um die Wiederholpräzision des Systems zu überwachen.

3 Versuchsaufbau

3.2 Messtechnik

In diesem Abschnitt werden zwei verschiedene Arten der Messtechnik erläutert. Zum einen die Verfahren zur Strömungscharakterisierung, die in Abschnitte 3.2.1 und 3.2.2 erläutert werden. Zum anderen befassen sich Abschnitte 3.2.3 bis 3.2.5 mit den Messtechniken die zur Charakterisierung der Materialversuche verwendet wurden, wie in Bild 3.2 dargestellt.

3.2.1 Stationäre Wärmestromdichtemessung

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist die Wärmestromdichte die notwendige Größe, um das korrekte Materialverhalten unter thermochemischer Last nachzubilden. Außerdem lässt sich mit der Wärmestromdichte auf eine bekannte Probengeometrie und dem Totaldruck mit Gleichung (2.40) die lokale massenspezifische Enthalpie berechnen. Diese ist einer der Duplikationsparameter der Stanton-Ähnlichkeit, wie in Abschnitt 2.2.4 beschrieben. Wärmestromdichtemessungen sind in ihrer Natur immer intrusive Messungen, bei denen die Strömung gestört wird. Stationäre Wärmestromdichtemessungen zeichnen sich dadurch aus, dass die Temperaturverteilung im Sensor einen zeitlich konstanten Wert erreicht. Sonden, die Wärmestromdichte messen, werden auch als Kalorimeter bezeichnet.

Der Totaldruck und die Wärmestromdichte auf einen Körper mit bekanntem effektivem Radius R_{eff} wird experimentell bestimmt. Beide Größen können in einem Versuch mit Doppelkopfsonden vermessen werden. Eine Schnittzeichnung einer am IRS entwickelten [122] und verwendeten Sonde ist in Bild 3.4 dargestellt.

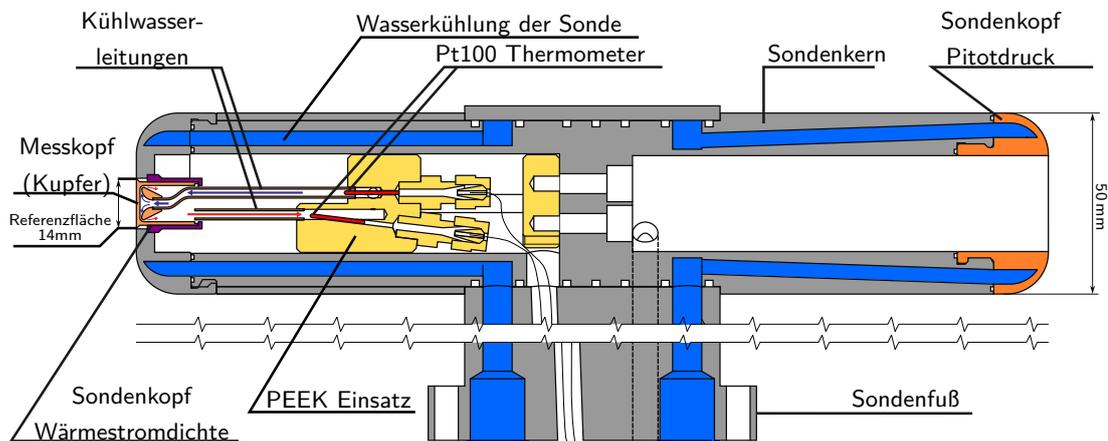


Bild 3.4: Schnittzeichnung der kalorimetrischen Wärmestromdichtesonde nach Laux [122].

Die Sondengeometrie mit 50 mm Durchmesser, flacher Vorderseite und einem Kantenradius von 11,5 mm, weist dabei über der Vorderseite eine konstante Wärmestromdichte auf [123]. Diese Geometrie wird deshalb häufig für Materialversuche verwendet [124] und als *ESA Standardgeometrie* bezeichnet. Der effektive Radius dieser Probe ist dabei 57,5 mm, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben.

Eine Seite der Sonde wird genutzt, um den Totaldruck zu messen. Dabei wirken sowohl der lokale statische, als auch der dynamische Druck auf die Öffnung, ein Schlauch am Sondenfuß führt zu einer kapazitiven Druckmessdose¹. Die andere Seite beinhaltet den Einsatz zur Wärmestromdichtemessung, bestehend aus einem thermisch isolierten Messkopf aus Kupfer, der von Wasser durchströmt wird [125]. Durch die konstante Wärmestromdichte auf der Vorderseite stellt sich nach einer gewissen Zeit eine konstante Kühlung auf der Rückseite ein. In diesem stationären Zustand sind die Wärmestromdichte auf der Vorderseite und die Kühlung auf der Rückseite im Gleichgewicht. Dadurch kann dann der Kühlwärmestrom bestimmt und damit die Oberflächenwärmestromdichte ermittelt werden. Die Temperaturen im Zu- und Ablauf der Kühlung des Sondeneinsatzes werden mithilfe von Pt100 Widerstandsthermometern gemessen. Die Wärmestromdichte ergibt sich dann zu

$$\dot{q} = \frac{\dot{m}c_p\Delta T}{A}, \quad (3.1)$$

mit dem Wassermassenfluss² \dot{m} , der spezifischen Wärmekapazität c_p und der Temperaturdifferenz ΔT über die Referenzfläche A . Am Institut für Raumfahrtsysteme stehen kalorimetrische Sonden nur in axialsymmetrischer Bauweise zur Verfügung. Da die Fertigung von kalorimetrischen Sonden komplex und zeitintensiv ist, wurden weitere Methoden untersucht, um die Wärmestromdichte auf die Probengeometrie, die in dieser Arbeit verwendet wird, zu bestimmen.

3.2.2 Instationäre Wärmestromdichtemessung

Stationäre Methoden benötigen inhärent einen stationären Zustand und sind daher immer träge Systeme. Dies ist insbesondere bei sehr großen Wärmelasten kritisch, da die notwendige Messzeit die Lebensdauer des Systems übersteigen kann. Schnellere Messungen basieren auf instationären Wärmestromdichtemessungen, auf Basis der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c_p} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (3.2)$$

Je nach angewandter Methode und Geometrie des Sensors muss Gleichung (3.2) unterschiedlich betrachtet werden, um nach der Oberflächenwärmestromdichte zu lösen.

Dünnwandmethode

Zum einen kann die Wärmestromdichte mit der Dünnwandmethode, im Englischen als *slug calorimeter* [126] bezeichnet, berechnet werden. Die Messung basiert auf der Temperaturzunahme eines isolierten Körpers als Folge eines Wärmeeintrags. In die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung (3.2) werden dabei die folgenden Randbedingungen

¹MKS - Baratron 626C

²Siemens - Sitrans FM MAG 1100 und 5000

3 Versuchsaufbau

eingesetzt: Zu Beginn des Versuchs ist der Körper im thermischen Gleichgewicht bei einer Temperatur T_0 . Bei Versuchsbeginn wird auf die Vorderseite ($x = 0$) eine konstante Wärmestromdichte (\dot{q}_0) aufgeprägt. An der Rückwand ($x = l$) wird keine Wärme zu- oder abgeführt, die Wand ist adiabat.

$$T(x, t < 0) = T_0, \quad (3.3)$$

$$\dot{q}(0, t > 0) = \dot{q}_0 = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = \text{konst.}, \quad (3.4)$$

$$\dot{q}(l, t) = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (3.5)$$

Das idealisierte eindimensionale Modell des Dünnwandkalorimeters ist in Bild 3.5a dargestellt.

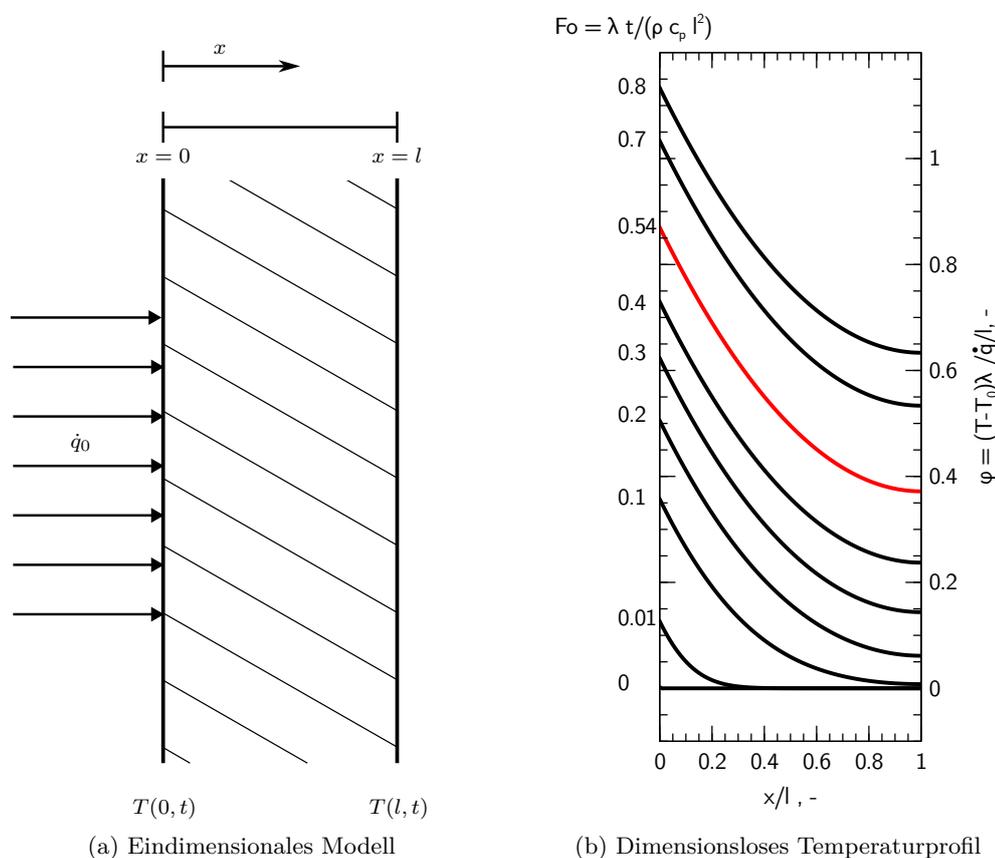


Bild 3.5: Idealisiertes Modell und dimensionsloses Temperaturprofil eines Dünnwandkalorimeters.

Mit den Randbedingungen ergibt sich eine Lösung [126] der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung (3.2) zu

$$T(x, t) = T_0 + \frac{\dot{q}_0}{\rho c_p l} t + \frac{\dot{q}_0 l}{\lambda} \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \left(\frac{x}{l} \right)^2 - \frac{x}{l} - \frac{2}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \cos \left(n\pi \frac{x}{l} \right) \exp \left(-n^2 \pi^2 \text{Fo} \right) \right). \quad (3.6)$$

Die Fourier-Zahl ist $Fo = \lambda t / (\rho c_p l^2)$, das Verhältnis von geleiteter zu gespeicherter Wärme [105]. Die Temperaturverteilung eines Körpers ist dimensionslos nach Gleichung (3.6) in Bild 3.5b aufgetragen. Mit der Zeit wächst die Fourier-Zahl an, dadurch konvergiert die Reihe in Gleichung (3.6) rasch gegen null. Ab einer minimalen Einstellzeit t_{min} vereinfacht sich die Gleichung zu

$$T(x, t) = T_0 + \frac{\dot{q}_0 t}{\rho c_p l} + \frac{\dot{q}_0 l}{\lambda} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{x}{l} \right)^2 - \frac{x}{l} + \frac{1}{3} \right). \quad (3.7)$$

Der erste Term drückt die Anfangstemperatur aus, der zweite Term beschreibt die Temperaturerhöhung, die sich in einem idealen, unendlich dünnen Körper darstellt. Der dritte Term stellt die endliche Wärmeleitung über den realen Körper dar. Die Gleichung wird nun nach der Zeit abgeleitet:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\dot{q}_0}{\rho c_p l}, \quad (3.8)$$

$$\dot{q}_0 = \rho c_p l \frac{\Delta T}{\Delta t}, \quad (3.9)$$

$$= \frac{c_p m}{A} \frac{\Delta T}{\Delta t}. \quad (3.10)$$

Für einen Körper mit endlicher Ausdehnung kann der Term (ρl) in Gleichung (3.9) mit der Masse m und der Referenzfläche A ersetzt werden. Vergleicht man Gleichung (3.10) mit Gleichung (3.1) sieht man, dass die Gleichungen einander entsprechen. Der Unterschied liegt darin, dass die Stoffparameter des Einsatzes genutzt werden, statt denen des Kühlwassers. Die Zeit, die notwendig ist, um ein definiertes Verhältnis der gemessenen zur wahren Wärmestromdichte $(\dot{q}_{mess} / \dot{q}_{wahr})$ zu erreichen, wird nach der ASTM-Norm E457 [127] als minimale Messzeit definiert. Diese lässt sich in der Zeit oder der Fourier-Zahl ausdrücken:

$$\tau_R = \frac{l^2}{a\pi^2} \ln \left(\frac{2}{1 - \frac{\dot{q}_{mess}}{\dot{q}_{wahr}}} \right), \quad Fo_R = \frac{1}{\pi^2} \ln \left(\frac{2}{1 - \frac{\dot{q}_{mess}}{\dot{q}_{wahr}}} \right). \quad (3.11)$$

Üblicherweise werden gemessene Wärmestromdichten von 99 % des Eingangssignals erwartet. Die Fourier-Zahl ist dann $Fo_{99} = 0,54$, rot dargestellt in Bild 3.5b. Dies entspricht bei der im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Kupfersonde (Bild 3.7) einer Messzeit von $\tau_{99} = 0,22$ s. Die maximale Messzeit ist durch die Wärmeleitung in lateraler Richtung limitiert. Wird Wärme aus dem Einsatz herausgeleitet, so führt diese nicht zu einer Erwärmung des Materials und wird entsprechend nicht als Oberflächenwärmestromdichte interpretiert. Nach der ASTM-Norm darf die maximal abfließende Wärmestromdichte 5 % des Messwerts nicht überschreiten [127]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Abkühlung nach Ende des Versuchs gemessen, was als erste Abschätzung der Wärmeverluste gesehen werden kann. Dabei wurden maximal 3 % der Oberflächenwärmestromdichte gemessen, die Sonde ist also ein verlässliches Messinstrument. Eine Abschätzung der Messabweichung der Methode ist in Anhang A gegeben, die maximale Unsicherheit unter Vernachlässigung von Wärmeverlusten ist mit 4 % vergleichbar zu

3 Versuchsaufbau

bestehenden Systemen [128]. Im Plasmawindkanal kann durch die Strömung eine systematische Abweichung durch die Aufheizung seitlicher Flächen hinzukommen [129]. Aufgrund dieser Effekte werden typischerweise Messunsicherheiten von 20 % bis 30 % angegeben [126].

Non-Integer System Identification

Eine Methode zur instationären, transienten Wärmestromdichtemessung ist die NISI (Non-Integer System Identification) Methode³ [130–132]. Bei dieser wird die Temperaturantwort eines Systems auf eine Oberflächenwärmestromdichte bestimmt. Damit kann die Impulsantwort des Systems gefunden werden, die das System komplett beschreibt [133]. Misst man das Temperatursignal, das aus einem unbekanntem Wärmestromdichteverlauf resultiert, kann man mithilfe der Impulsantwort die Wärmestromdichte aus dem Temperaturverlauf bestimmen. Die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung (s. Gleichung (3.2)) wird mit der Laplace Transformation [134] umgeformt. Wie bei der Dünnwandmethode befindet sich der Körper vor Versuchsbeginn in einem isothermen Zustand mit der Temperatur T_0 . Die Randbedingungen sind eine beliebige Wärmestromdichte an der Vorderseite $\dot{q}(t)$ und eine adiabate Rückwand. Die Lösungen für andere Randbedingungen an der Rückseite (z. B. eine semi-infinite Wand) führen zu einer ähnlichen Form [135].

$$T(x, t < 0) = T_0, \quad (3.12)$$

$$\dot{q}(x, t < 0) = 0, \quad (3.13)$$

$$\dot{q}(0, t > 0) = \dot{q}(t), \quad (3.14)$$

$$\dot{q}(l, t) = \lambda \frac{\partial T}{\partial x} = 0. \quad (3.15)$$

Die Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichungen (Gleichung (3.2)) im Laplace-Raum ist dann:

$$\bar{T}(x, s) = \frac{1}{\sqrt{\rho c_p \lambda \sqrt{s}}} \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{a}} x\right) \phi(s), \quad (3.16)$$

mit der transformierten Oberflächenwärmestromdichte $\phi(s)$ und der transformierten Temperatur $\bar{T}(x, s)$, s ist hierbei der Frequenzraumparameter. Die genaue Transformation, Lösung und Rücktransformation geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Diese sind im Detail bei Gardarein et al. [136] und Loehle [135] dargestellt. Die NISI Gleichung, mit welcher der Zusammenhang zwischen der Temperatur an der Messstelle und der Oberflächenwärmestromdichte modelliert wird, ist schlussendlich:

$$\sum_{n=0}^M \alpha_n D^{n/2} T(t) = \sum_{n=0}^L \beta_n D^{n/2} \dot{q}(t), \quad (3.17)$$

³Für die wertvolle Zusammenarbeit bei Kalibrierung und Auswertung bedanke ich mich bei F. Hufgard und C. Dürnhofer.

wobei der Operator $D^{n/2}$ die rationale zeitliche Ableitung der Ordnung $n/2$ darstellt. Die Modellparameter α_n, β_n enthalten sowohl die thermophysikalischen Eigenschaften des Systems, als auch die Position des Temperatursensors [130, 137]. Obgleich die exakte Lösung eine unendliche Summe ergeben würde, kann in der Praxis die Reihe nach ca. 5 Termen abgebrochen werden [138]. Die Faktoren α_n, β_n werden durch eine Kalibrierung mit einem bekannten Wärmestromdichteverlauf bestimmt. Der gesamte Ablauf der Kalibrierung und Messung ist schematisch in Bild 3.6 dargestellt.

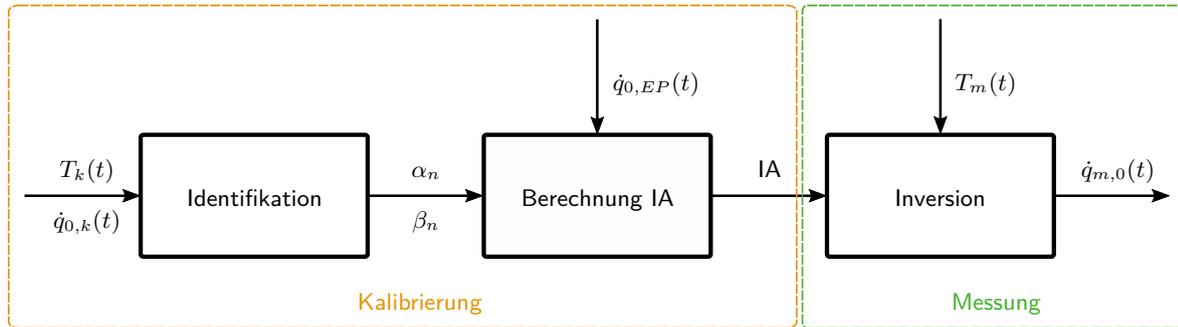


Bild 3.6: Wärmestromdichtemessung nach der NISI-Methode
 IA: Impulsantwort, EP: Einheitspuls.

Im Identifikationsschritt wird der Sensor einer bekannten Wärmestromdichte ($\dot{q}_{0,k}(t)$) ausgesetzt und das Temperatursignal ($T_k(t)$) aufgezeichnet. Die Faktoren α_n, β_n werden dann mit der Methode der kleinsten Quadrate gefunden. Aus diesen wird die Impulsantwort (IA) des Systems bestimmt, indem ein numerischer Einheitspuls ($\dot{q}_{0,EP}(t)$) auf das System gegeben wird. Die Impulsantwort charakterisiert das System vollständig [133] und wird für alle Messungen verwendet. Dazu wird eine beliebige Temperaturkurve ($T_m(t)$) mit der Impulsantwort verrechnet, um die zugrunde liegende Wärmestromdichte ($\dot{q}_{m,0}(t)$) zu erhalten. Die experimentelle Messung von Temperatursignalen ausreichender Güte gestaltet sich als äußerst schwierig. Da das inverse Wärmeleitungsproblem ein schlecht gestelltes Problem darstellt, wird Rauschen im Eingangssignal so stark auf das Ausgangssignal verstärkt, dass eine physikalische Deutung erschwert oder nicht möglich ist. Mittels mathematischer Regularisierung wird das schlecht gestellte Problem der Inversion in ein gut gestelltes überführt [139]. Im Rahmen dieser Arbeit wird das System durch die Methode der zukünftigen Zeitschritte regularisiert [137].

Der Vorteil der NISI-Methode ist, dass die genauen Eigenschaften des Sensorsystems wie die Position der Temperaturmessung, sowie Materialeigenschaften wie Wärmeleitfähigkeit nicht bekannt sein müssen. Das System muss lediglich linear und zeitinvariant sein und die Referenzwärmestromdichte beim Kalibrieren ($q_{0,k}(t)$) muss bekannt sein. Im Rahmen einer geringen Temperaturabhängigkeit der thermophysikalischen Eigenschaften ist die Linearität des Systems gegeben. Anzumerken ist, dass jede Kalibrierung nur für das betreffende Sensorsystem gültig ist. Ein neuer Sensor oder eine Veränderung eines Bestehenden erfordern jeweils eine erneute Kalibrierung.

3 Versuchsaufbau

In der Arbeitsgruppe *HEFDiG* werden NISI Sensoren vor einem Infrarotlaser⁴ bei einer Wellenlänge von 910 nm kalibriert. Eine Variation von Laserpulsen unterschiedlicher Länge und Intensität wird zur Bestimmung der Impulsantwort genutzt. Eine Rekonstruktion der Referenzwärmestromdichte ermöglicht eine Abschätzung der Güte der Kalibrierung. Parameter wie die Pulsdauer, -intensität, Schrittweite der Regularisierung und Zeitschrittweite können auf das System abgestimmt werden, um die Genauigkeit des Systems zu verbessern. Die Messung der vollkatalytischen Wärmestromdichte im Plasmawindkanal wird üblicherweise mit Kupferoberflächen durchgeführt, so auch bei NISI Sensoren. Der spektrale Absorptionsgrad der Sensoroberfläche (stark oxidiertes Kupfer) wird aus Literaturwerten [140, 141] zu 0,55 übernommen, um die absolute Kalibrierung vorzunehmen.

Stab-Kombisonde

Um die Wärmestromdichte auf Rund- und Flachstäbe zu messen, wurde eine neue Sonde entwickelt. Dabei wird der gleiche Aufbau für beide Formen verwendet, eine Schnittzeichnung des Rundstabs ist in Bild 3.7 dargestellt.

Der Messeinsatz besteht aus einem Kupferzylinder, in welchem ein Thermoelement eingesetzt ist. Der thermische Kontakt und die mechanische Stabilität werden durch Lot verbessert. Der Messeinsatz wird durch einen PEEK Isolator gehalten und von der restlichen Sonde thermisch isoliert. Der Deckel auf der Rückseite verhindert, dass das Plasma von hinten auf den Einsatz trifft. Das Mantelthermoelement wird nach unten aus der Probe herausgeführt. Die Bauweise ermöglicht die Messung der Wärmestromdichte mithilfe von zwei unabhängigen, instationären Methoden. Einerseits wird die Sonde als Dünnwandkalorimeter betrachtet. Die Wärmekapazität des Einsatzes, des Thermoelements und des Lots wurde aus der Masse und Literaturwerten berechnet [142–144]. Andererseits kann der Messeinsatz mit der NISI-Methode kalibriert und eine Messung ausgewertet werden. Der Vorteil besteht darin, dass die Eingangsgrößen und damit Methoden voneinander unabhängig sind. Wird zusätzlich zu der Pulsfolge eine konstante Wärmestromdichte mit dem Laser aufgebracht, kann die gemessene Wärmestromdichte aus den beiden Methoden verglichen werden. Während die thermophysikalischen Eigenschaften von Kupfer aus der Literatur bekannt sind, haben andere

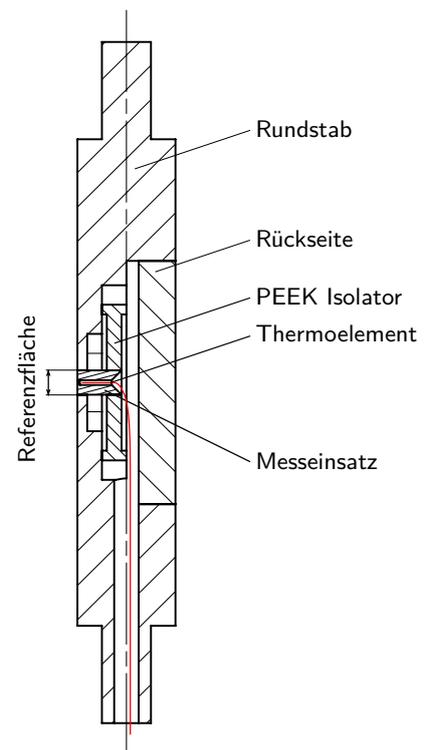


Bild 3.7: Schnittzeichnung der Stabwärmestromdichtesonde.

⁴Laserline - LDM 500-100

Materialien deutlich größere Unsicherheiten. Diese Referenzmethode kann also genutzt werden, um die dargestellten Methoden zu vergleichen. Da der Absorptionsgrad von Kupfer die größte Fehlerquelle der NISI-Methode darstellt, wurde die Messung mit der Dünnwandmethode genutzt, um die Referenzwärmestromdichte beim Kalibrieren zu bestimmen. Dadurch kann die Messabweichung von 17% auf ca. 4% gesenkt werden. Die NISI-Methode erfasst dabei Wärmeleitungseffekte in das Material. Der Wärmeeintrag durch Undichtigkeiten (s. Driver et al. [129]) beeinflussen beide Methoden gleichermaßen, daher wird eine Messunsicherheit von 30% angenommen.

Diese Messmethode erlaubt die transiente Messung der Wärmestromdichte im Plasmawindkanal. Die simple Fertigung dieser Sonde erlaubt in Zukunft die Herstellung von ähnlichen Sonden in beliebiger Form und aus beliebigen Materialien. So kann der Einfluss der Wärmestromdichtereduktion in Folge der unterschiedlichen katalytischen Eigenschaften ermittelt werden (s. Abschnitt 3.3.4).

3.2.3 Optische Emissionsspektroskopie

Unter optischer Emissionsspektroskopie werden verschiedene Methoden zusammengefasst, bei denen das Eigenleuchten eines Mediums spektral aufgeteilt und detektiert wird. Im Rahmen dieser Arbeit wird das Eigenleuchten des Plasmas (s. Abschnitt 2.1) eingefangen und nach der Wellenlänge aufgeteilt. Dazu werden dispersive Prismen und Gitter eingesetzt. Die Intensitätsverteilung über der Wellenlänge wird dabei als Spektrum bezeichnet. In dieser Arbeit kamen zwei emissionsspektroskopische Verfahren zum Einsatz, um unterschiedliche Plasmaeigenschaften zu vermessen. Zum einen wurde die Plasmageschwindigkeit mit einem Fabry-Pérot-Interferometer bestimmt. Detailliertere Beschreibungen des Verfahrens finden sich bei Vaughan [145], der Aufbau wurde von Zander et al. [146] übernommen.

Zum anderen wurden breitbandige Emissionsspektren mit einem Echelle Spektrometer aufgezeichnet. Die Strahlung des Plasmas im Staupunkt wird mit einer 50 mm Durchmesser Quarzglaslinse in einem Linsenrohr eingefangen und auf eine Glasfaserbuchse fokussiert. Ein davorgeschaaltetes Filterrad erlaubt verschiedene Filter, um Wellenlängenbereiche selektiv abzuschwächen. Um die Planck-Strahlung von Hochtemperaturmaterialien abzuschwächen, wurde ein *Schott KG2* Filter verwendet. Eine 50 μm Glasfaser leitet das Licht weiter zum eigentlichen Spektrometer. In der Arbeitsgruppe *HEFDiG* wird ein Spektrometer vom Typ *Aryelle 150* der Firma *LTB Lasertechnik Berlin* verwendet, mit einer *Rolera EMC2D* Kamera von *Teledyne QImaging*. Das Spektrometer selbst arbeitet mit dem namensgebenden Echellegitteraufbau, dargestellt in Bild 3.8.

Das eintreffende Licht wird mit einem Spiegelaufbau umgelenkt und parallelisiert. Das parallele Licht trifft auf das eigentliche Echellegitter. Dieses dispersive Gitter ist für hohe Beugungsordnungen optimiert, typischerweise ist der Blaze-Winkel zwischen 60° und 75° . Das Licht wird zuerst in lateraler Richtung aufgeteilt, dadurch fallen die Wellenlängen

3 Versuchsaufbau

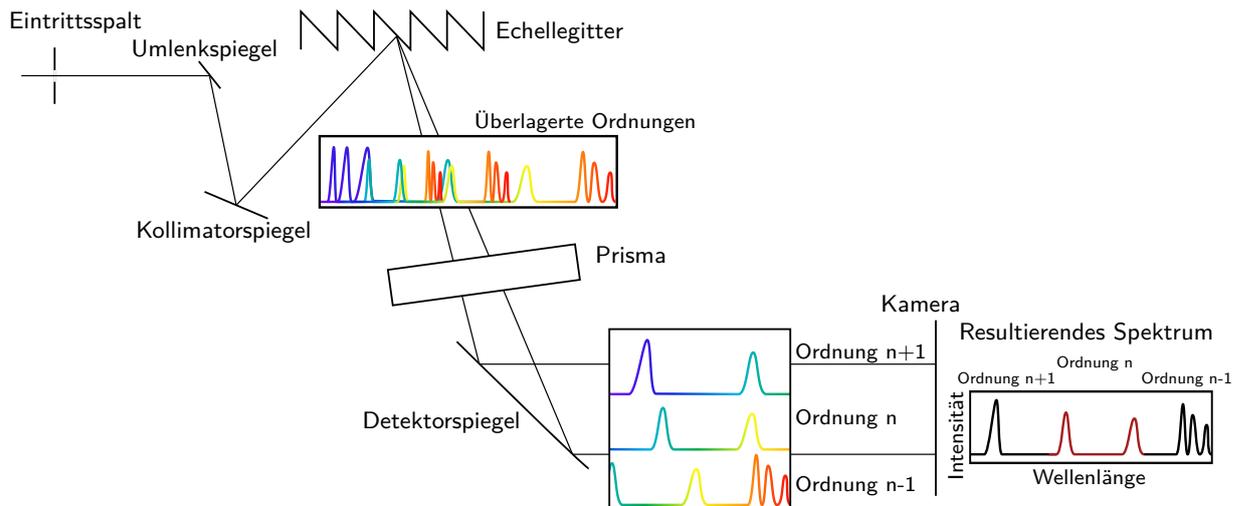


Bild 3.8: Schematischer Aufbau eines Echelle Spektrometers.

verschiedener Brechungsordnungen übereinander. Bei dem hier verwendeten Spektrometer werden die Ordnungen 27 bis 93 genutzt. Die verschiedenen überlagerten Ordnungen werden mit einem weiteren, orthogonal dazu angeordneten Prisma (quer-dispersives Prisma) voneinander getrennt und mit einem weiteren Spiegel auf die Bildebene der Kamera fokussiert. Auf dem Kamerasensor werden die verschiedenen Ordnungen vertikal übereinander abgebildet. Horizontal bildet jede Ordnung ein Wellenlängenintervall ab [147]. Die unterschiedlichen Ordnungen werden beim Auslesen des Bildsensors zu einem kontinuierlichen Spektrum zusammengestellt, um Wellenlängen von 250 nm bis 880 nm aufzuzeichnen. Bei der Auslegung des Spektrometers wird darauf geachtet, dass die sich angrenzenden Ordnungen überschneiden, um ein kontinuierliches Spektrum zu garantieren. Die wellenlängenabhängige Dispersion und die Aufnahme verschiedener Ordnungen führt zu einer graduellen Abnahme der spektralen Auflösung. Im unteren Wellenlängenbereich beträgt diese 42 pm/px bis 143 pm/px im oberen Bereich. Durch die hohen Ordnungen wird die Lichtintensität abgeschwächt. Um lange Belichtungszeiten zu vermeiden, wird eine Kamera mit lichtverstärkendem EMCCD Sensor verwendet. Die herstellereigene Software *Sophi* liest den Kamerasensor aus und verarbeitet die Ordnungen zum resultierenden Spektrum. Das Ergebnis ist in zwei Vektoren gespeichert, zum einen die Wellenlänge und zum anderen die zugehörige Intensität. Der Vorteil des Systems ist die Möglichkeit ein kontinuierliches Spektrum über einen sehr großen Wellenlängenbereich mit hoher Auflösung mit einer einzigen Aufnahme aufzunehmen. Der Verstärkungsfaktor (*gain*) wird angepasst, um einerseits das Rauschen zu minimieren, andererseits die Belichtungszeiten kurz zu halten.

Eine korrekte Messung erfordert zwei Kalibrierungen, zuerst wird die Wellenlänge, danach die Intensität kalibriert. Die Wellenlängenkalibrierung wird durchgeführt, indem Licht bekannter Wellenlängen, hier eine Quecksilber-Argon-Lampe, aufgenommen wird. Softwareseitige Parameter werden iterativ eingestellt, um die Wellenlänge über einen weiten Spektralbereich korrekt zu messen. Diese Kalibrierung ist zeitlich robust und wird in unregelmäßigen

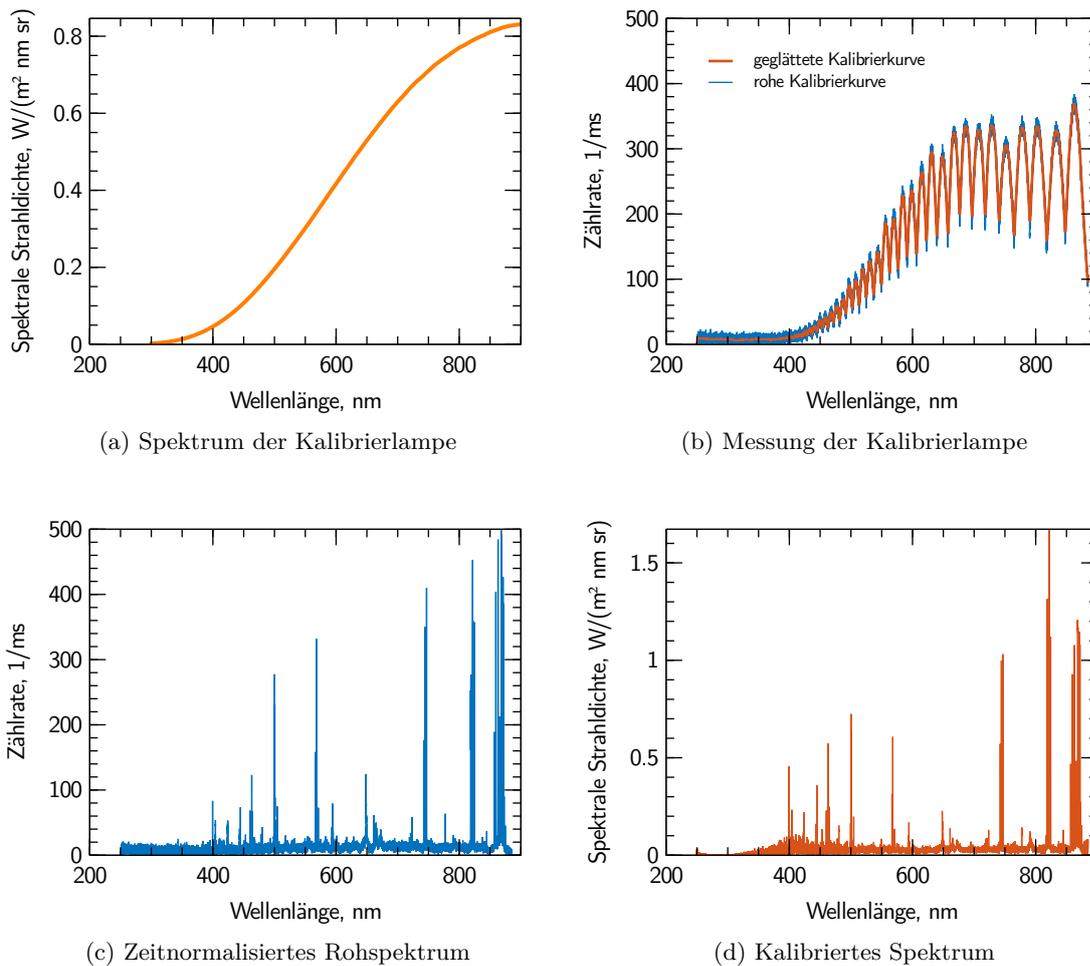


Bild 3.9: Übersicht über die notwendigen Schritte zur Kalibrierung des Echelle Spektrometers.

Abständen durchgeführt. Eine Intensitätskalibrierung wird für jeden Versuch durchgeführt. Die einzelnen Schritte sind in Bild 3.9 dargestellt.

Für die Kalibrierung wird eine bekannte breitbandige Strahlungsquelle, hier eine Ulbrichtkugel⁵, an der Messposition im Tank platziert. Das Spektrum der Lampe ist in Bild 3.9a dargestellt. Dieses Spektrum wird durch alle im Versuch verwendeten Optiken und Fenster aufgenommen und zeitlich normiert, dies ist in Bild 3.9b dargestellt. Man erkennt hier deutlich die einzelnen Ordnungen, jede Ordnung entspricht einem Band auf dem Kamerasensor. Die Winkelabhängigkeit des Gitters und des Sensors ergeben ein Intensitätsprofil über die Ordnung hinweg. Die gemessene Kurve wird mit einem Filter mit gleitendem Durchschnitt über eine Breite von 51 Elementen geglättet, um das Rauschen des Systems zu dämpfen. Die bekannte Strahllichtdichte der Kalibrierlampe wird durch die aufgenommene Intensität geteilt, wodurch man einen wellenlängenabhängigen Kalibrierfaktor erhält. Dieser Faktor wird nun mit einem aufgenommenen Spektrum (Bild 3.9c) multipliziert

⁵Gigahertz Optics - BN0102

3 Versuchsaufbau

und man erhält das kalibrierte Spektrum (Bild 3.9d). Wichtig ist, die Einstellungen in Versuch und Kalibrierung so ähnlich wie möglich zu lassen. Eine Anpassung der Belichtungszeit ist durch die lineare Natur der Kamera möglich, große Änderungen können durch eine Zunahme des Dunkelstroms jedoch zu Abweichungen führen. Eine Änderung von nicht berücksichtigten Parametern wie der Kameraverstärkung oder des optischen Pfades mit anderen Fenstern oder Filtern macht eine erneute Kalibrierung notwendig.

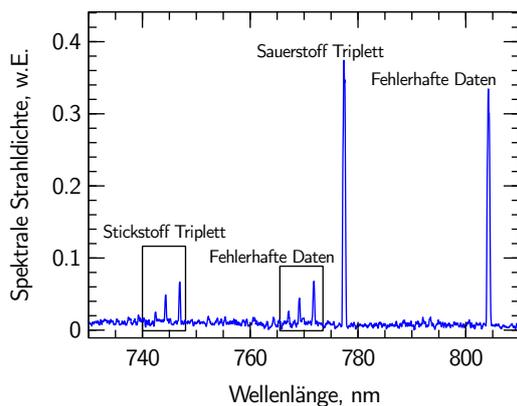


Bild 3.10: Beispiel der fehlerhaften Daten in den Spektren.

Eine unzureichende Wellenlängenkalibrierung oder eine Veränderung des optischen Eingangs führt zu einer Änderung der projizierten Spektren auf dem Kamerachip. Dadurch können die Daten fälschlicherweise einer daneben liegenden Ordnung zugewiesen werden. Dies unterscheidet sich vom Übersprechen, auch als *crossstalk* bezeichnet, bei dem die Ladung daneben liegende Pixel beeinflusst und ein fehlerhaftes Signal erzeugt. Da nur vorverarbeitete Daten gespeichert werden, gibt es keine Möglichkeit, einen solchen Fehler zu eliminieren. Da solche Fehler außerdem softwareseitig gefiltert werden, treten sie nur bei starken Linien auf. Im Rahmen dieser Versuchskampagne ist ein solcher *crossstalk* Fehler

aufgetreten und wurde spät entdeckt. Der Effekt trat nur bei Wellenlängen oberhalb von 550 nm auf. Durch die Überlagerung verschiedener Ordnungen wird eine Intensitätskalibrierung oberhalb dieser Wellenlänge unmöglich und die fehlerhaften Daten müssen gefiltert werden.

Der Ausschnitt eines Echellespektrums einer Staupunktströmung vor einer gekühlten Kupfersonde im Wellenlängenbereich 730 nm bis 810 nm ist in Bild 3.10 dargestellt. Hier sind die markanten Spektrallinien des Luftplasmas zu sehen, das Sauerstofftriplett bei 777 nm und die Stickstofflinien bei 742 nm bis 747 nm. Die fehlerhaften Daten sind dabei bei 804 nm, dies entspricht dem Sauerstofftriplett 777 nm sowie im Bereich 765 nm bis 775 nm, welche zu den Stickstofflinien bei 742 nm bis 747 nm passen. Spektren, die diesen Fehler aufweisen, sind im Kapitel 5 mit willkürlichen statt physikalischen Einheiten beschriftet. Zusätzlich wurde ein Problem in der Kalibrierung festgestellt. Da eine Ordnung mehrere Pixelreihen umfasst, werden diese softwareseitig aufsummiert. Falls einzelne Pixel gesättigt sind, wird dies nicht als Sättigung des resultierenden Spektrums erkannt, da Pixel darüber und darunter noch empfindlich reagieren. Dieser Fehler führt zu einer unzulänglichen Kalibrierung. Ob dieser Fehler im Rahmen dieser Arbeit aufgetreten ist, kann aus den vorhandenen Daten nicht rekonstruiert werden. Da eine weiterführende Auswertung der Messdaten somit nicht möglich ist, wird nur auf den relativen Verlauf der Linienintensität eingegangen.

3.2.4 Fotogrammetrie

Fotogrammetrie oder Bildmessung bezeichnet eine Reihe verschiedener Verfahren, um aus Fotografien die Lage, Form und Größe eines aufgenommenen Objekts zu bestimmen [148]. Nimmt man mit einer Kamera ein Bild auf, so wird ein Objekt auf dem Kamerasensor abgebildet. Dabei entspricht jeder Bildpunkt einem Objektpunkt. Mit einem bekannten Objekt und ausreichend vielen Aufnahmen aus unterschiedlichen Winkeln lassen sich die Position und Ausrichtung der Kamera (äußere Orientierung) und die Abbildungsgeometrie, z.B. die Brennweite (innere Orientierung) bestimmen. Die Tiefeninformation lässt sich nur bei bekannten Körpern implizit ermitteln. Bildet man ein bekanntes Objekt mit zwei oder mehr Kameras unter einem Winkel zueinander ab, kann die Position und Orientierung der jeweiligen Kameras zum Objekt und damit die Ausrichtung der Kameras zueinander, bestimmt werden. Für ein unbekanntes Objekt kann nun jeder Bildpunkt einer Kamera durch einen Vektor im Raum beschrieben werden. Ein gesuchter Objektpunkt liegt im dreidimensionalen Raum nun dort, wo sich die Projektionsvektoren zweier Abbildungen des Objektpunkts kreuzen. Hierzu müssen in zwei oder mehr Bildern die Bildpunkte einander zugeordnet werden, die denselben Objektpunkt zeigen. Voraussetzung ist, dass der Objektpunkt in beiden Kameras abgebildet wird, was von der Probenform und dem Sichtwinkel abhängt. Die Zuordnung der Bildpunkte wird in der Bildverarbeitung als Korrespondenzproblem bezeichnet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dichte Bildzuordnung (*dense-image-matching*) angewandt, bei dem für jedes Pixel in einer Kamera die entsprechende Position in der zweiten Kamera gesucht wird. Nachteil ist das höhere Rauschen, jedoch erhöht sich die Anzahl an Bildpunkten und dadurch die Auflösung.

In der Arbeitsgruppe *HEFDiG* wird Stereofotogrammetrie angewandt [149, 150] und kontinuierlich weiterentwickelt⁶ [99, 151]. Das zu untersuchende Objekt wird zeitgleich von zwei Kameras aus unterschiedlichen Blickwinkeln fotografiert. Dafür stehen Spiegelreflexkameras⁷ mit 150 mm bis 600 mm Telezoom Objektiven⁸ und 2-fach-Telekonvertern⁹ zur Verfügung. Für besonders helle Proben wurden Neutralsichtfilter mit einer optischen Dichte von 0,9 verwendet. Für die experimentelle Kampagne dieser Arbeit wurde eine Auflösung von 4320×6480 gewählt, bei einer Bildwiederholrate von 1 Hz erlaubt dies eine maximale Testzeit von ca. 10 min. Im Falle einer idealen Kamera ist die maximale Auflösung, basierend auf Brennweite, Objektstand und Sensorauflösung bei 23,7 µm/px in lateraler Richtung und 19,5 µm/px in vertikaler Richtung. Der Unterschied liegt dabei an dem Winkel zwischen Kamera und Probe (ca. 80°). Dies bedingt auch die ideale Tiefenaufklärung welche bei 28,3 µm/px liegt. Optische Verzerrungen durch die Linsen und Fenster verringern die Auflösung. Messungen dazu wurden mit einer Lochblende von 10 µm Durchmesser und einer grünen LED durchgeführt [152]. Damit wurde die Punktspreizfunktion des optischen

⁶Für die wertvolle Zusammenarbeit bei Kalibrierung und Auswertung bedanke ich mich bei F. Grigat.

⁷Canon - EOS 5DsR

⁸Sigma - 150-600mm F5-6,3 DG OS HSM | Contemporary

⁹Sigma - TC-2001

3 Versuchsaufbau

Systems gemessen, die innere Beugungsscheibe wurde zu einem Radius von 6 px bestimmt. Das Rayleigh-Kriterium [153] besagt, dass sich zwei Objekte unterscheiden lassen, wenn sie um den Radius der Beugungsscheibe auseinander abgebildet werden. Damit liegt die reelle laterale Auflösung bei $6 \text{ px} \times 23,7 \mu\text{m}/\text{px} = 142,5 \mu\text{m}$. Die reelle vertikale Auflösung beträgt $117 \mu\text{m}$, die Tiefenauflösung $170 \mu\text{m}$.

Der Aufbau ist schematisch in Bild 3.11 dargestellt. Die Kameras wurden ca. 2,5 m von der Probe entfernt positioniert, dies entspricht der minimalen Objektdistanz bei einer Brennweite von 880 mm. Die Kameras werden durch gewinkelte Fenster ausgerichtet, dies minimiert Reflexionen und Verzerrungen, die durch ein Verschieben der Fenster (z. B. beim Evakuieren) auftreten können. Beide Kameras werden zeitsynchron über kabelgebundene Auslöser von einem Funktionsgenerator¹⁰ gesteuert.

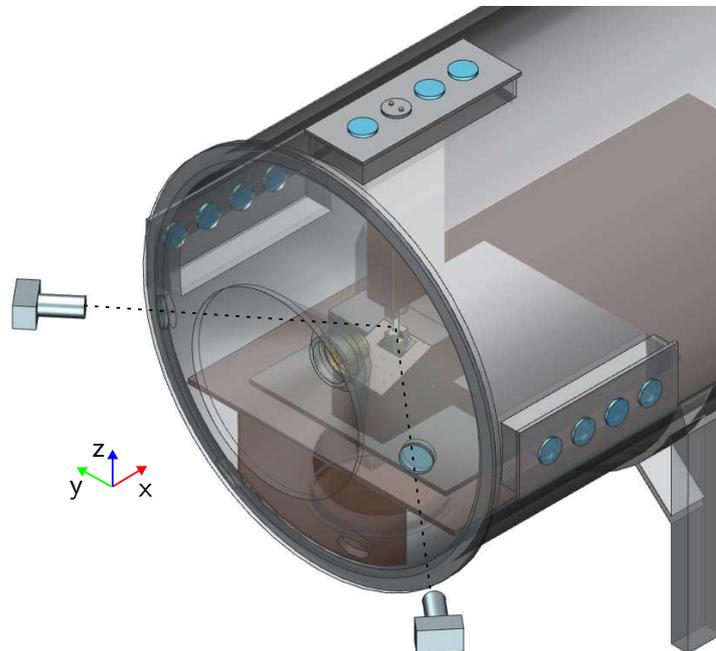


Bild 3.11: Schematischer Aufbau des Fotogrammetriesystems, Blickachsen der Kameras sind gestrichelt dargestellt.

Der Ablauf einer Messung ist in Bild 3.12 zu sehen. Die Aufnahme der Bilder erfolgt im Windkanal sowohl für die Kalibrierung als auch die Messung.

1. **Experiment.** Zuerst wird eine dreidimensionale Kalibrierplatte in unterschiedlichen räumlichen Ausrichtungen fotografiert. Daraufhin wird das zu untersuchende Objekt in die Messposition gebracht und von beiden Kameras erfasst. In den Plasmawindkanalversuchen wird hier der Versuch durchgeführt, bei dem sich das Objekt dynamisch verändert.

¹⁰Rigol - DG5072

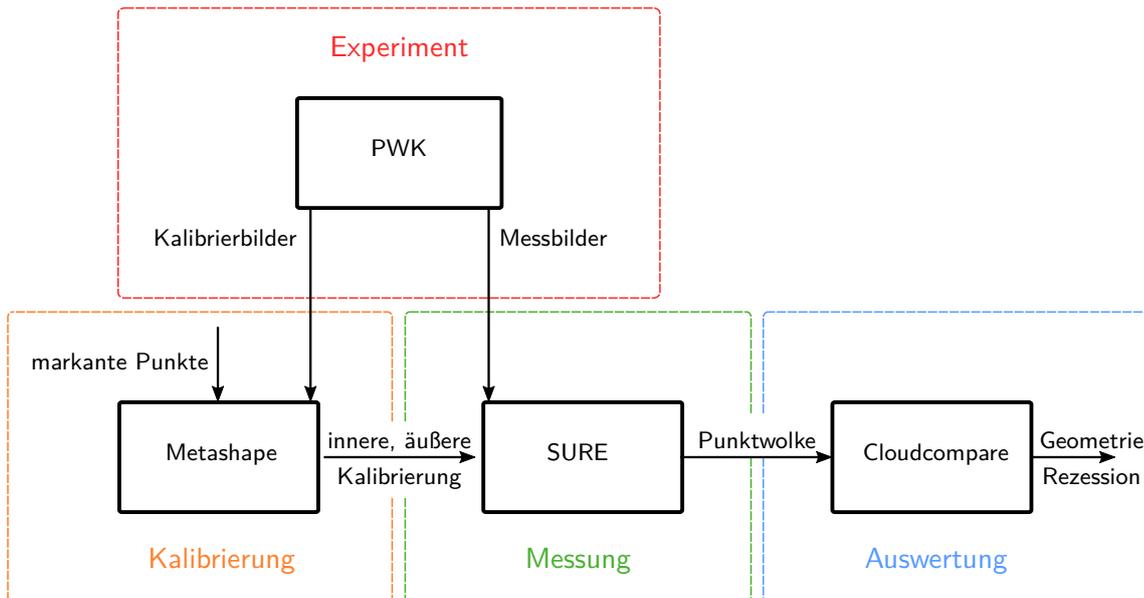


Bild 3.12: Bestimmung der Probengeometrie mit dem Fotogrammetriesystem.

2. **Kalibrierung.** Die Kalibrierbilder werden in der *Agisoft Metashape* Software verarbeitet. Dadurch werden die Parameter der äußeren sowie der inneren Kalibrierung bestimmt. Wird die Kameraposition konstant gehalten und stattdessen der Zielkörper bewegt, muss dieser nicht bekannt sein. Durch *Feature-Matching* werden kontrastreiche, markante Stellen in beiden Bildern erkannt und einander zugeordnet. Daraus wird die innere und äußere Orientierung der Kamera bestimmt.
3. **Messung.** Aufgenommene Messbilder werden in Paaren verarbeitet, die Kalibrierparameter werden als Input eingelesen. Durch die bekannte Orientierung kann einem charakteristischen Merkmal in einem Bild eine Strahlenreihe zugeordnet werden. Mittels *dense-matching* werden korrespondierende Bildpunkte einander zugeordnet. Die ermittelten Positionen im Raum werden als 3D-Punkte gespeichert. Dafür wird die Software *nFrames SURE* [154] verwendet. Das Ergebnis ist eine Punktwolke der gefundenen Oberflächenpunkte. Elemente, die nur in einem Bild sichtbar sind oder frei definierbare Filterkriterien verletzen, werden dabei aussortiert.
4. **Positionsauswertung.** Für die Auswertung der Punktwolken wird *CloudCompare* verwendet. Die Punktwolken jeder Messung werden dazu in ein gemeinsames Referenzsystem gelegt. Aus dem zeitlichen Verlauf können Deformation, Rezession und Oberflächenveränderungen analysiert werden.

Bild 3.13 zeigt die Rekonstruktion eines Bildpaares nach einem Zugversuch dieser Arbeit und die rekonstruierte Punktwolke mit Tiefeninformation als farbige Skala.

3 Versuchsaufbau

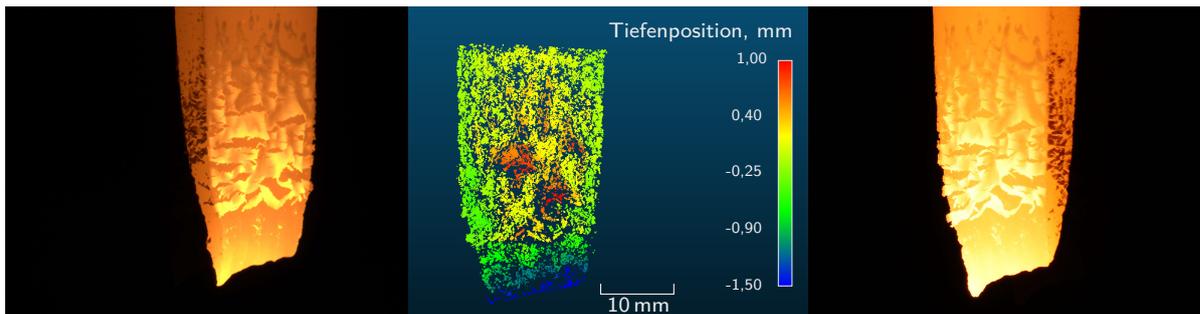


Bild 3.13: Rekonstruktionsbeispiel der Fotogrammetrie. Links bzw. rechts die genutzten Probenbilder, mittig die rekonstruierte Punktwolke mit der Tiefenposition in Strömungsrichtung.

3.2.5 Temperaturmessung

Die Temperatur beeinflusst die optischen Eigenschaften, die spektrale Signatur und die mechanischen Eigenschaften der Materialien. Daher werden verschiedene Verfahren angewandt, um die Probentemperatur zeitlich und räumlich aufgelöst zu messen. Neben intrusiven Verfahren (Thermoelemente in den Proben) wurden vor allem nicht-intrusive optische Verfahren verwendet. Je nach Temperaturbereich und Material kamen dabei verschiedene Messtechniken zum Einsatz.

Pyrometrie und Thermografie

Unter dem Begriff Pyrometer werden Temperaturmessungen auf Basis von Strahlungsmessungen zusammengefasst. Dazu wird Strahlung mit einem optischen Aufbau auf eine Fotodiode gelenkt und der daraus entstehende Fotostrom gemessen. Dies lässt sich der Oberflächentemperatur eindeutig zuordnen [155]. Der Fotostrom ist dabei von der spektralen Empfindlichkeit, dem Transmissionsgrad der Optiken τ , Emissionsgrad ϵ und spektralen Strahldichte des Ziels L_λ im betrachteten Wellenlängenintervall abhängig. Pyrometer werden an Körpern mit bekannten Eigenschaften kalibriert. Der Erstarrungspunkt von Gold wird als typischer Kalibrierpunkt von Pyrometern [156] genutzt. Für eine kontinuierliche Kalibrierung werden meist Schwarzkörperstrahler verwendet. Dabei können konstante Werte des optischen Pfades, des Detektors und geometrische Begebenheiten in einem Kalibrierfaktor K vereinigt werden. Die Temperaturmessung erfolgt dann nach der Sakuma Gleichung [157, 158]:

$$T_{\text{rad}} = \frac{c_2}{\lambda_{\text{m,eff}} \cdot \ln\left(\frac{K}{S(T)} + 1\right)}. \quad (3.18)$$

Diese Strahlungstemperatur muss dann noch mit dem Emissionsgrad des Körpers korrigiert werden, um die Körpertemperatur zu bestimmen. Der Aufbau des eingesetzten Pyrometers¹¹ ist in Bild 3.14 skizziert.

¹¹KE-Technologie GmbH - Linearpyrometer LP3

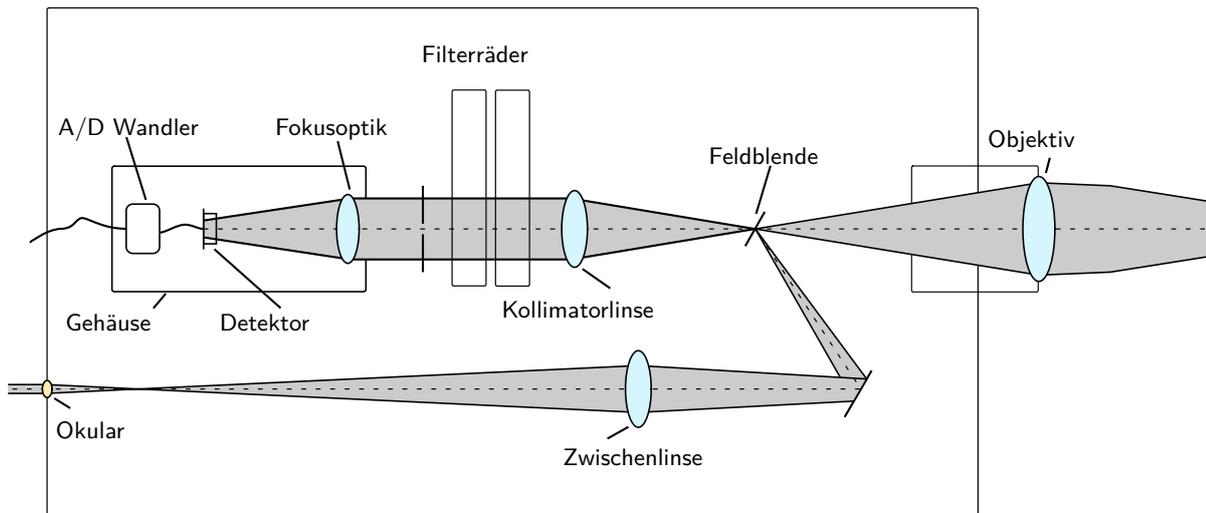


Bild 3.14: Schematischer Aufbau des Pyrometers LP3.

Das Objektiv bildet das Objekt auf eine interne Bildebene ab. Diese wird durch eine Sucheroptik beobachtet, um den Messpunkt einzustellen und zu fokussieren. Die Bildebene besitzt eine Feldblende, welche den zentralen Bildausschnitt in eine Kollimatorlinse leitet. Dieses Licht wird durch zwei Filterräder und eine weitere Blende geleitet. Daraufhin trifft es auf einen Silizium-Detektor. Dieser nutzt sowohl den äußeren [159], als auch den inneren fotoelektrischen Effekt, wodurch ein Messstrom erzeugt wird, der linear von der auftreffenden Strahlung abhängt, daher die Bezeichnung Linearpyrometer (LP3). Die Fotodiode und der Analog-Digital Wandler sind in einem temperaturstabilisierten Gehäuse untergebracht. Dadurch werden Verunreinigung in Form von Wasserdampf sowie temperaturabhängige Sensitivitätsunterschiede vermieden. Das Filterrad erlaubt die Auswahl eines schmalbandigen Messbereichs, der nicht durch die Plasmaströmung oder das Material gestört wird, sowie Neutralfilter, um höhere Temperaturen messen zu können. Der Aufbau erlaubt lediglich eine Punktmessung, denn der Fotostrom wird für den gesamten Messpunkt integral ausgewertet. Die Optiken ergeben bei einem typischen Abstand zur Probe von 1 m bis 2 m einen Messpunkt von ca. 4 mm Durchmesser. Die Optiken sind für den gesamten Messbereich durchlässig. Normale *BK-7* oder Quarzglas Fenster haben in diesem Wellenlängenbereich eine hohe Transmission (ca. 0,92). Der Temperaturbereich des Pyrometers umfasst 950 K bis 3800 K, das Pyrometer ist gegen Referenzinstrumente der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt kalibriert.

Thermografiekameras funktionieren nach demselben Prinzip, heutige Systeme verfügen über eine Sensormatrix im Fokuspunkt eines optischen Aufbaus. Die Optiken und der Detektor selbst sind für die Messung in einem festgelegten Wellenlängenbereich, meist im infraroten, optimiert. Jeder Pixel funktioniert als selbstständiges Pyrometer und misst die Strahlung des abgebildeten Objektpunkts. Für eine genaue Temperaturmessung muss ein Objekt mindestens 3x3 Pixel ausleuchten, so kann sichergestellt werden, dass mindestens ein Pixel vom Objekt komplett ausgefüllt wird. Zwei verschiedene Kameras stehen am IRS zur Verfügung. Eine

3 Versuchsaufbau

nahinfrarot Thermografiekamera¹² mit Siliziumdetektor misst in einem schmalbandigen Wellenlängenbereich bei einer effektiven Wellenlänge von 960 nm. Dies ist sehr nah an einem der Interferenzfilter des Pyrometer bei 958 nm, so können dieselben Fenster und dieselbe Emissivität für beide Instrumente verwendet werden. Der Temperaturbereich der Kamera ist mit 900 K bis 3300 K vergleichbar zum Pyrometer. Die maximale Auflösung des Systems beträgt 640x480 Pixel und wird mit einer 75 mm Optik verwendet. Die lokale Auflösung beträgt 0,23 mm/px.

Als weitere Kamera steht die breitbandige Ferninfrarotkamera¹³ zur Verfügung. Der Messbereich zwischen 7,5 μm bis 10,5 μm erlaubt dabei eine Messung bei niedrigeren Temperaturen (250 K bis 1000 K), die Bestimmung eines Emissionsgrads ist jedoch durch den großen Wellenlängenbereich erschwert. Der Messbereich erschwert außerdem die Wahl eines geeigneten Fensters, eine homogene Transmission ist hier wichtig. Im Falle einer inhomogenen Transmission würde ein quasi-temperaturabhängiger Transmissionsgrad entstehen. Als Fenster wurde einkristallines Germanium gewählt, mit einer homogenen Transmission (0,47) im Wellenlängenbereich 2 μm bis 14 μm bei Raumtemperatur [140]. Der niedrige Transmissionsgrad erhöht dabei die Unsicherheit der Temperaturmessung, da der Einfluss von Reflexionen am Fenster steigt. Die maximale Auflösung des Systems beträgt 640x512 Pixel und wird mit einer 50 mm Optik verwendet. Die lokale Auflösung beträgt 0,7 mm/px.

Hochaufgelöste Zwei-Farben-Pyrometrie

Zwei-Farben-Pyrometrie basiert auf der Gegebenheit, dass das Intensitätsverhältnis zweier bekannter Spektralbereiche aus dem Planckschen Strahlungsgesetz eindeutig bestimmt werden kann. Bei nah beieinanderliegenden Spektralbereichen ändert sich der spektrale Emissionsgrad nur gering, dadurch ist das Verfahren wellenlängenunabhängig. Die hochaufgelöste Zwei-Farben-Pyrometrie (TCRP) basiert auf der Methode der Oberflächentemperaturmessung nach Zander et al. [160]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Bilder der Fotogrammetriemessungen verwendet und mit dieser Methode ausgewertet. Aus den Rohdaten kann der Helligkeitswert der einzelnen Pixel ausgelesen werden. Diese Pixelwerte werden mit der bekannten Bayer-Matrix [161] in die Werte des roten, blauen und grünen Farbkanals geteilt. Die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz zweier vergleichbarer Kameramodelle wurde von Martišek und Druckmüllerová [162] untersucht. Eine Reproduktion davon ist in Bild 3.15a dargestellt.

Die Kameras werden an einem Schwarzkörperstrahler [163] am Institut für Raumfahrtssysteme kalibriert. Somit kann die spektrale Absorption der Objektive, Telekonverter und Fenster sowie der Bayer-Filter direkt in der Kalibrierung erfasst werden. Die Kalibrierquelle besteht aus einem widerstandsbeheizten Grafitstab in einer inerten Argonatmosphäre. Der Aufbau ermöglicht stabile Temperaturen bis 3000 K, diese wird mit dem LP3 Pyrometer referenziert.

¹²LumaSense - Mikron MCS640-HD

¹³FLIR - A6751sc SLS

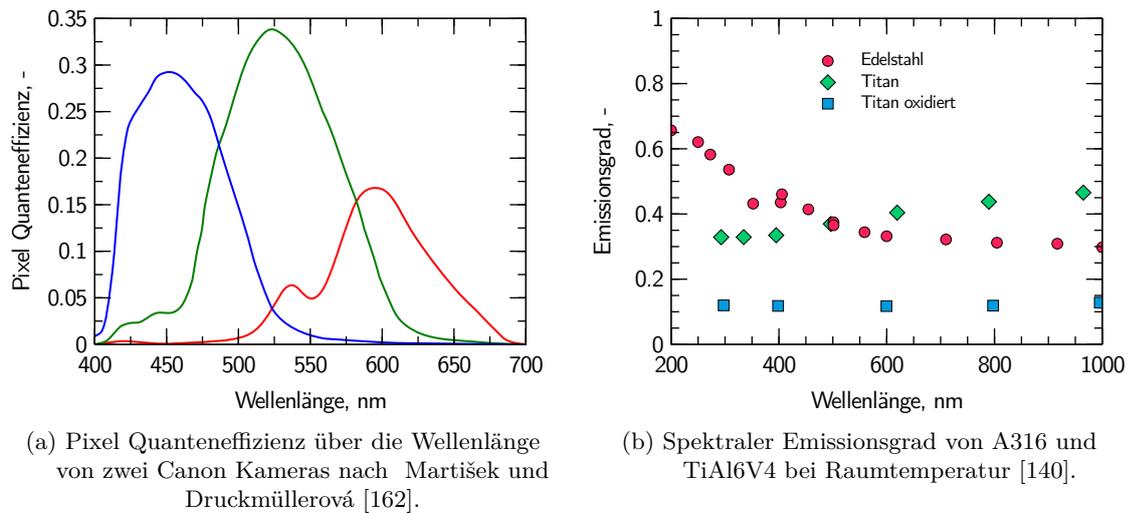


Bild 3.15: Vergleich der Quanteneffizienz der Pixel mit dem spektralen Emissionsgrad für die hochauflöste Zwei-Farben-Pyrometrie.

Im Rahmen der Kalibrierung wird das eindeutige Verhältnis der drei Farbkanäle für jede 4-Pixel Zelle bestimmt. Die notwendige Mindesttemperatur ist dabei so definiert, dass mindestens zwei Farbkanäle ein vom Rauschen unterscheidbares Signal sehen müssen, dies ist bei ca. 1000 K der Fall. Zur Auswertung können entweder der Quotient von zwei frei wählbaren oder das Verhältnis aller drei Farbkanäle verwendet werden, je nach Temperaturbereich und Signalstärke. Da die Rohbilder der Kameras verwendet werden und jede Zelle der Bayer-Matrix einen Temperaturwert ergibt, wird eine effektive Auflösung von 12 Megapixel im TCRP Modus erreicht. Die kleinsten darstellbaren Objekte sind dabei 50 μm groß, weit kleiner als kommerzielle Thermografiekameras. Das integrale Verhältnis der einzelnen Farbkanäle bedeutet, dass der zu messende Körper im sichtbaren Licht (400 nm bis 700 nm) ein grauer Strahler mit spektral konstantem Emissionsgrad sein muss. Der Emissionsgrad für Edelstahl A316 und TiAl6V4 ist in Bild 3.15b dargestellt. Für diese Legierungen trifft die Annahme eines grauen Körpers gut zu.

Planck Strahlung

Zur Temperaturmessung werden außerdem die Spektraldaten des Echelle Spektrometers verwendet, eine detaillierte Beschreibung des Systems ist in Abschnitt 3.2.3 zu finden. Schließt der Sichtwinkel der Optik die Probenoberfläche ein, so sieht das Spektrometer zusätzlich zur Gasstrahlung, die Wärmestrahlung der Probe im Bereich 250 nm bis 880 nm. Aus dem Planckschen Strahlungsgesetz [164] ist die spektrale Strahldichte eines schwarzen Strahlers,

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}. \quad (3.19)$$

3 Versuchsaufbau

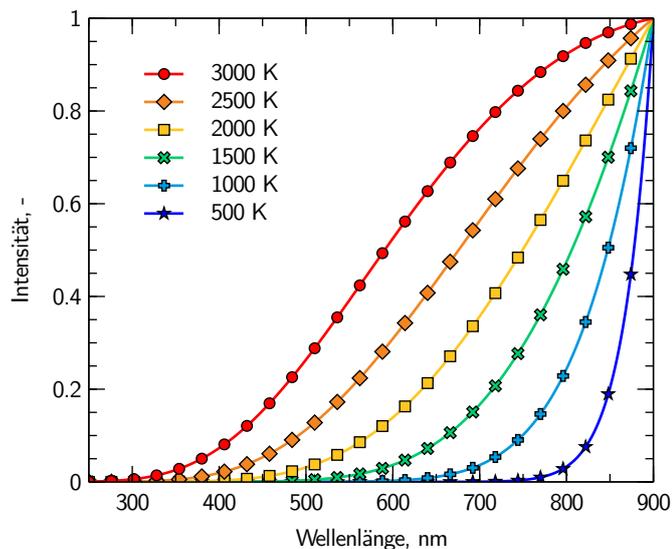


Bild 3.16: Normierte Planckstrahlung bei verschiedenen Temperaturen.

Der normierte Intensitätsverlauf eines schwarzen Strahlers ist für den Wellenlängenbereich 300 nm bis 900 nm und für verschiedene Temperaturen in Bild 3.16 aufgetragen. An diesen eindeutigen Verlauf wird das Hintergrundsignal eines Spektrums angenähert. Dazu werden die Spektraldaten mit einem Medianfilter geglättet, um den Einfluss der Spektrallinien zu minimieren. Dieses Signal wird normiert und der Verlauf an Gleichung (3.19) angeglichen, hierfür wird die Methode der kleinsten Quadrate angewandt. Der gemessene Wellenlängenbereich erlaubt eine ausreichende Anpassung an die Kurvenform. Die notwendige Mindesttemperatur setzt voraus, dass der Verlauf als auch die Intensität ausreichend stark sind, um von dem Rauschen unterscheidbar zu sein, dies ist bei ca. 1400 K der Fall. Da die Form und nicht der Absolutwert angeglichen wird, ist es nicht notwendig, den spektralen Emissionsgrad zu kennen. Jedoch wird angenommen, dass der zu messende Körper einem grauen Strahler mit spektral konstantem Emissionsgrad ähnelt. Wie in Bild 3.15b dargestellt, ist dies für die verwendeten Legierungen eine zutreffende Annahme.

3.3 Proben und Materialien

Als Datenbasis zur Materialauswahl wurde das Raumfahrzeug *ATV* der *ESA* verwendet. Bild 3.17 zeigt die Werkstoffe, die in der Primärstruktur von *ATV* verwendet wurden [165, 166]. Die Strukturelemente bestehen dabei nahezu vollständig aus metallischen Werkstoffen. Dies ist typisch für Raumfahrtstrukturen im allgemeinen. Weiterhin werden auch Faserverbundmaterialien verwendet, diese werden in der vorliegenden Arbeit nicht betrachtet. Die anisotropen Materialeigenschaften dieser Werkstoffe erschweren sowohl die Lasteinleitung

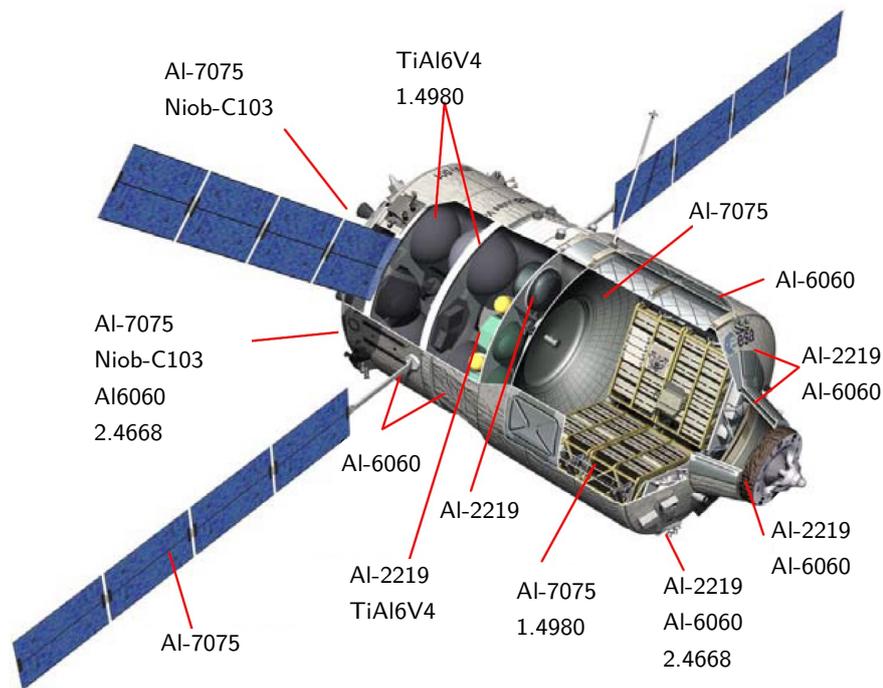


Bild 3.17: Legierungen der primären Komponenten von *ATV* nach Lips et al. [165].

als auch die Charakterisierung der Materialien. Ferner wurde Wert darauf gelegt, dass die Ergebnisse dieser Arbeit mit der Literatur vergleichbar sind [40, 167, 168].

3.3.1 Aluminiumlegierungen

In der Raumfahrt werden Aluminiumlegierungen vielseitig verwendet. Sowohl in tragenden Strukturen mit geringen Lasten (z. B. Stringer-Spant-Konstruktionen) als auch in bedruckten Tanks werden verschiedene Legierungen verwendet. Weitere Informationen zur Anwendung, Herstellung und Eigenschaften von Aluminiumlegierungen finden sich bei Ostermann [169]. Für die vorliegende Arbeit wurden die Aluminiumlegierungen EN-AW-6060 und EN-AW-7075 untersucht, im weiteren Verlauf werden diese Bezeichnungen mit Al-6060 und Al-7075 abgekürzt. Beide Legierungen werden in der Luft- und Raumfahrt vielseitig eingesetzt. Die Struktur der *ATV* Transporter wurde zu großen Anteilen aus diesen beiden Legierungen gefertigt. Die chemische Zusammensetzung der Legierungen, nach DIN 573-3 [170] ist in Tabelle 3.1 gegeben.

Diese beiden Legierungen repräsentieren eine Vielzahl an verwendeten Aluminiumlegierungen. Die Legierung Al-6060 gehört zu den Aluminium-Magnesium-Silizium-Legierungen, der 6000er-Gruppe. Diese sind aushärtbare Legierungen mit einem Massenanteil von weniger als 2% Magnesium und Silizium. Die Legierung Al-6060 ist dabei ein Vertreter der Gruppe mit geringer Zugfestigkeit (100 MPa) bei hoher Duktilität. Die Legierung EN AW-7075 gehört zu den hochfesten Aluminiumlegierungen der 7000er-Gruppe. Die Hauptlegierungselemente sind Zink und Magnesium. Je nach Auslagerung lassen sich bei dieser Legierung Zugfestigkeiten von

3 Versuchsaufbau

Bezeichnung Werkstoffnummer	Al-6060 3.3206	Al-7075 3.4365
Al	Bal.	Bal.
Si	0,3–0,6	<0,4
Fe	0,1–0,3	<0,5
Cu	<0,1	1,2–2,0
Mn	<0,1	<0,3
Mg	0,35–0,60	2,1–2,9
Cr	<0,05	0,18–0,28
Zn	<0,15	5,1–6,1
Ti	<0,10	<0,20
sonst. einz.	<0,05	<0,05
sonst. zus.	<0,15	<0,15

Tabelle 3.1: Aluminiumlegierungen mit den Legierungselementen in Massenprozent.

bis zu 500 MPa erreichen, sie neigen jedoch zu einer hohen Versprödung. Die Zugfestigkeit dieser beiden Legierungen bilden Extrema von typisch verwendeten Legierungen. In Wiedereintrittssimulationen werden verschiedenen Legierungen oftmals nicht unterschieden, sondern es wird durch den niedrigen Schmelzpunkt davon ausgegangen, dass diese Materialien beim Eintritt ähnlich schmelzen. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher anhand dieser beiden Legierungen untersucht, in welchem Ausmaß sich die Legierungen in ihren Versagensarten voneinander unterscheiden.

Legierung	Oxid	PBV
Al-6060	Al ₂ O ₃	1,28
Al-6060	MgO	1,26
Al-7075	Al ₂ O ₃	1,33
Al-7075	MgO	1,30
Al-7075	ZnO ₂	2,67

Tabelle 3.2: PBV von Oxiden der Aluminiumlegierungen.

Das Oxidations- und Korrosionsverhalten wird vor allem durch die oberflächliche Oxidschicht bestimmt. Zu erwartende Oxide der Legierungen sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die oberflächliche Schicht bildet sich bei Aluminiumlegierungen innerhalb von wenigen Sekunden an der Luft [169]. Die Schichtdicke ist abhängig von der Legierung sowie der Temperatur [171] und erreicht bei den hier verwendeten Legierungen 15 nm bis 75 nm [172]. Bei diesen Dicken ist die Schicht nahezu transparent im sichtbaren Licht [169]. Außerdem ist die Oxidschicht bei Temperaturen unterhalb von 500 °C in einer amorphen Phase [116], darüber in einer kristallinen γ Phase. Zur weiteren Passivierung der

Oberfläche kann die Schichtdicke durch anodisierende Oxidation oder eloxieren auf Schichtdicken bis zu 150 μm vergrößert werden. Die Oxidschicht besteht vorrangig aus Aluminiumoxid Al₂O₃, je nach Legierungselementen können auch diese in der Oxidschicht eingelagert werden. Bei Al-7075 ist vor allem Magnesiumoxid MgO Hauptbestandteil der Oxidschicht [171]. Dieses beeinflusst wiederum die chemischen, mechanischen und thermischen Eigenschaften der Oberfläche.

3.3 Proben und Materialien

Eine weitere Analyse der chemischen Prozesse wurde mit einer chemischen Gleichgewichtsanalyse mit dem NASA-Code *CEA* durchgeführt. Da Al-6060 sehr niedrig legiert ist, treten Verbindungen der Legierungselemente in sehr geringen Anteilen auf. Es wurde daher auf die Darstellung dieser verzichtet und nur die temperaturabhängigen Verbindungen von Aluminium aufgetragen (s. Bild 3.18a). Während das Gleichgewicht bei niedrigen Temperaturen erst zu festem, dann flüssigem Al_2O_3 verschoben ist, treten bei Temperaturen ab 2700 K sowohl AlO als auch Al auf.

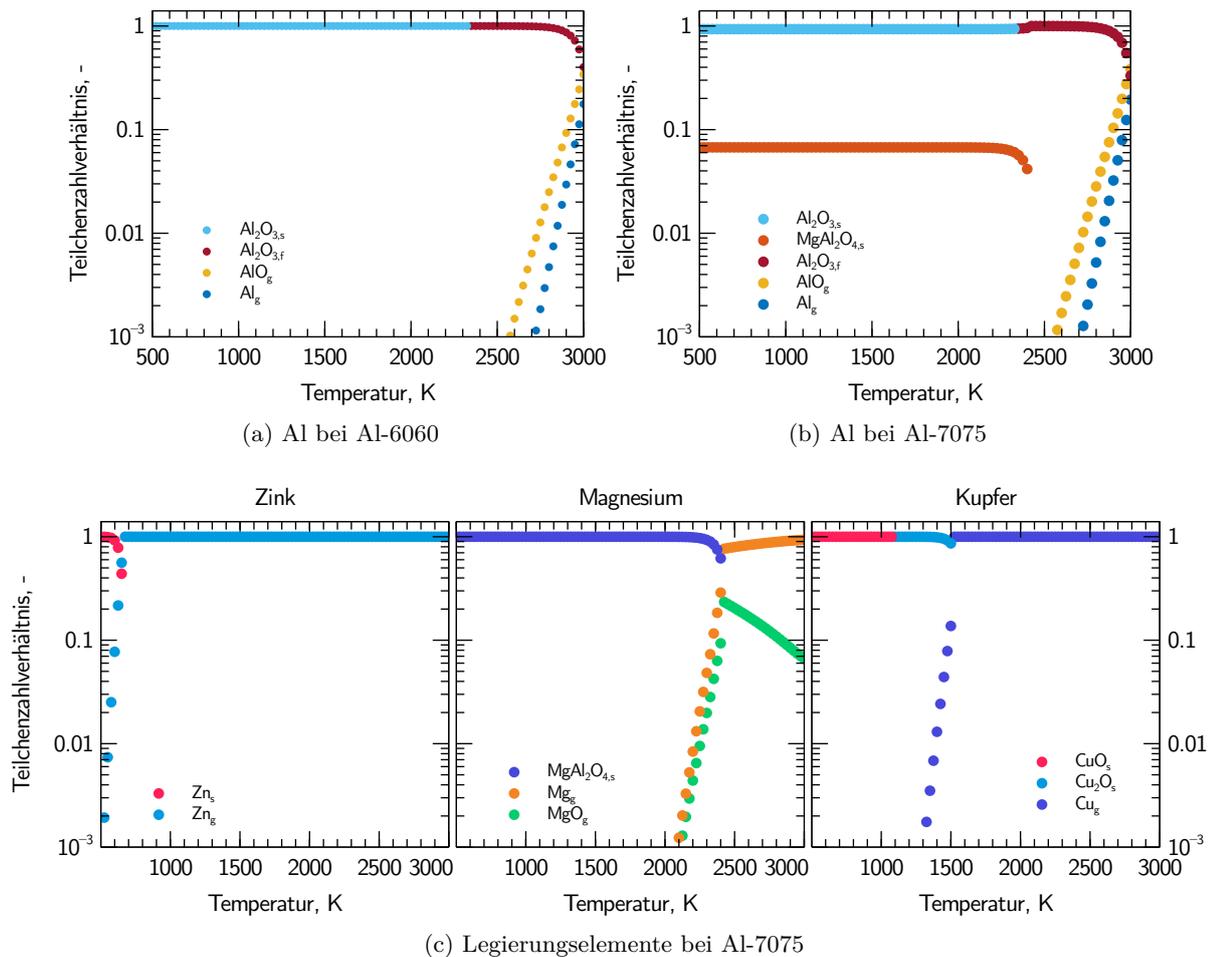


Bild 3.18: Chemische Gleichgewichtsanalyse bei 1.25 kPa der Legierungselemente der Aluminiumlegierungen Al-6060 und Al-7075. Phasen sind mit Indizes s-fest, f-flüssig und g-gasförmig markiert.

Die temperaturabhängigen Gleichgewichtszustände von Al-7075 sind in den Bildern 3.18b und 3.18c dargestellt. Dabei fällt vor allem das Spinell MgAl_2O_4 auf, welches das chemische Verhalten von Magnesium unterhalb von 2300 K dominiert. Daraufhin dissoziiert die Verbindung und es treten ab 2400 K MgO und Mg auf. Dies steht im Gegensatz zu den Untersuchungen von Raveh et al. [171], wonach MgO die oberflächliche Oxidschicht dominiert. Reines Aluminium verhält sich fast identisch zur Al-6060 Analyse. Durch den niedrigen

3 Versuchsaufbau

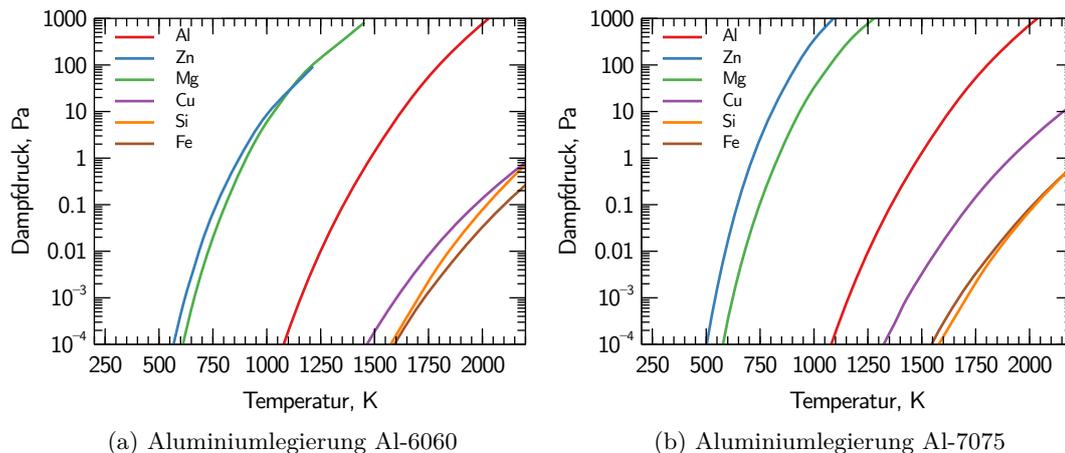


Bild 3.19: Dampfdruckkurven von Aluminiumlegierungen nach Honig [173].

Siedepunkt liegt Zn bereits ab 600 K in gasförmiger Phase vor. Kupfer liegt in verschiedenen Oxidationsstufen vor, bevor es ab 1500 K in gasförmiger Phase auftritt.

Eine erste Vorhersage der Zusammensetzung der Gasphase bei Plasmawindkanalversuchen kann eine Analyse der Dampfdrücke liefern. Die Dampfdrücke der einzelnen Elemente wurden dafür von Honig [173] übernommen. Eine erste Näherung der Zusammensetzung liefert das Raoult'sche Gesetz [174]. Die temperaturabhängigen Ergebnisse sind in Bild 3.19 dargestellt. Zusammen mit der Gleichgewichtsanalyse sind also vor allem die Legierungselemente Mg bei beiden Legierungen und zusätzlich Zn bei Al-7075 zu erwarten. Die hohen Temperaturen, die zur Dissoziation von Al_2O_3 notwendig sind, machen eine Detektion von Al und AlO im Staupunkt unwahrscheinlich, jedoch sind diese Spezies im Nachströmgebiet zu erwarten.

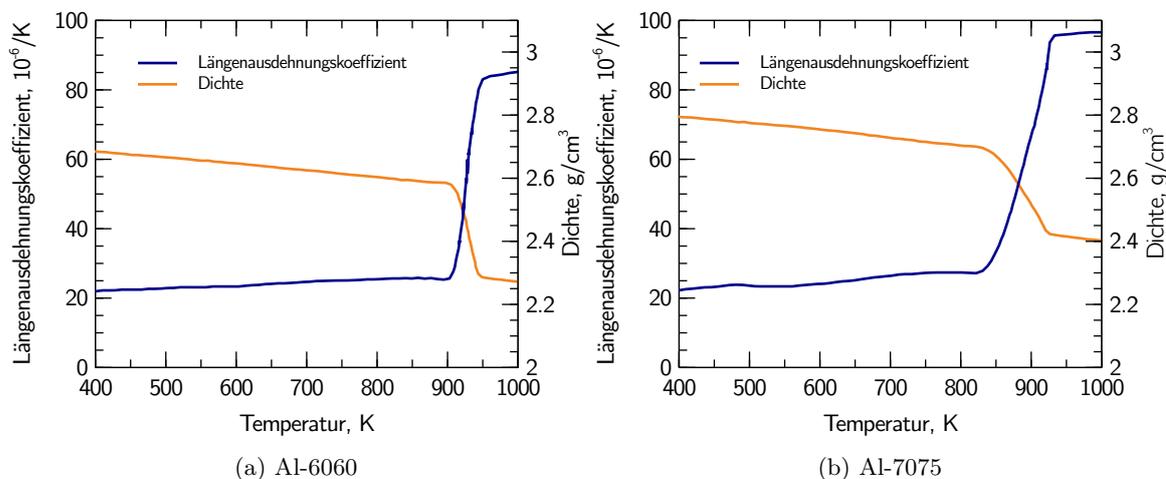


Bild 3.20: Dichte in gelb und Längenausdehnungskoeffizient in blau für Al-6060 und Al-7075 nach Greß et al. [175].

3.3 Proben und Materialien

Der temperaturabhängige Längenausdehnungskoeffizient α der beiden Legierungen ist in Bild 3.20 aufgetragen (nach Greß et al. [175]). Somit kann die gemessene Längung beim Zugversuch in die thermische Ausdehnung sowie die mechanische Längung aufgeteilt werden, siehe dafür Abschnitt 2.3.2. Weitere Kennzahlen der Legierungen sind tabellarisch bei Ostermann [169] zu finden. Spektrale Strahlungseigenschaften für die Auswertung der Thermografie wurden von Touloukian und Dewitt [140] übernommen. Der Emissionsgrad im IR, der für die Thermografie mit der *FLIR* Kamera erforderlich ist, wurde zu $\epsilon_{6060} = 0,09$, bzw. $\epsilon_{7075} = 0,14$ bestimmt.

3.3.2 Titanlegierung

Titanwerkstoffe sind eingehend erforscht und charakterisiert [176] und werden aufgrund der hohen Festigkeit bei geringem Gewicht häufig in der Raumfahrt eingesetzt. Dabei werden bedruckte Systeme wie Tanks und Rohrleitungen oftmals aus verschiedenen Titanlegierungen gefertigt, so auch bei *ATV*. Auch hochbelastete Strukturelemente wie Bolzenverbindungen werden häufig aus Titan gefertigt, wobei auch additive Verfahren angewandt werden [177]. Titan Grade 5, auch bekannt als TiAl6V4, wurde als einzige Titanlegierung ausgewählt. Die chemische Zusammensetzung der Legierung nach ASTM B265 [178] ist in Tabelle 3.3 gegeben.

Bezeichnung	TiAl6V4
Werkstoffnummer	3.7165
Ti	Bal
Al	5,5–6,75
V	3,5–4,5
Fe	<0,30
O	<0,20
C	<0,08
N	<0,05
H	<0,015
sonst. einz.	<0,10
sonst. zus.	<0,40

Tabelle 3.3: Titanlegierungen mit den Legierungselementen in Massenprozent.

Titanlegierungen kommen in zwei grundsätzlichen Gitterstrukturen vor, die α -Phase ist ein hexagonales Gitter und die β -Phase ein kubisch raumzentrierter Kristall. Die verschiedenen Legierungselemente können dabei die einzelnen Phasen stabilisieren und so die mechanischen Eigenschaften beeinflussen. Die Legierung TiAl6V4 enthält dabei Aluminium, welches zu den α stabilisierenden Legierungselementen gehört und Vanadium welches zu den β isomorph stabilisierenden Elementen gehört. In der Legierung TiAl6V4 kommen bei Raumtemperatur beide Phasen vor, daher wird diese zu den $\alpha + \beta$ Legierungen gezählt. Bei einer erhöhten

3 Versuchsaufbau

Temperatur, je nach Sauerstoffgehalt zwischen 1150 K bis 1280 K, geht das Material in die β -Phase über, man spricht dabei von der β -Transus Temperatur T_β [179]. Dieser endotherme Prozess ändert sowohl das optische als auch das mechanische Verhalten der Legierung, daher ist zu erwarten, dass dieser Prozess in den Temperaturdaten sichtbar ist.

Bei Untersuchungen zum Verhalten von Titan unter Luftplasmen sind Balat-Pichelin et al. [180, 181] zu nennen, wobei der Fokus auf dem Oxidationsverhalten, der Diffusivität sowie dem Emissionsgrad lag. Zu erwartende Oxide der TiAl6V4 Legierung sind in Tabelle 3.4 aufgelistet, zusammen mit den dazugehörigen PBV Werten.

Legierung	Oxid	PBV
TiAl6V4	Al ₂ O ₃	2,05
TiAl6V4	TiO ₂	1,71
TiAl6V4	VO ₂	1,54
TiAl6V4	V ₂ O ₅	2,31

Tabelle 3.4: PBV von Oxiden der TiAl6V4 Legierung.

Untersuchungen von Balat-Pichelin und Lucile [181] zeigen, dass das Oxidationsverhalten durch die Bildung von TiO₂ in tetragonaler Kristallform dominiert wird. Das Oxid ist dabei hochgradig durchlässig für Sauerstoff, was zu weiterer Oxidation an der Metall-Oxid-Grenzschicht führt. Dies wird durch die hohe Löslichkeit von Sauerstoff in Titan (ca. 14,5%) begünstigt. Dabei stabilisiert Sauerstoff in Titanlegierungen die α -Phase. Außerdem bildet sich an der Oxid-Metall-Grenzschicht Aluminiumoxid Al₂O₃. Dieses Oxid ist im Falle von TiAl6V4 nur bedingt mechanisch stabil, mit einem PBV von 2,05 führt es

in höheren Konzentrationen zum Abplatzen der Oxidschicht. Die Interaktionen zwischen den verschiedenen Prozessen ist stark temperaturabhängig.

Die Oberflächenfarbe von Titan kann durch elektrochemische Oxidation der Oberfläche, auch bekannt als Anodisieren, gezielt beeinflusst werden. Dabei korreliert die Schichtdicke mit der Farbe, s. Bild 3.21.

Um das Verständnis über die Reaktionsprozesse an der Oberfläche zu erweitern, wurden Simulationen mit dem NASA-Code *CEA* durchgeführt. Dabei wurde ein Molverhältnis von 10:1 Luft zu Legierung gewählt. Die Gleichgewichtszusammensetzung der Legierungsbestandteile in Abhängigkeit von der Temperatur sind in Bild 3.22 dargestellt. Titan liegt dabei bis 2200 K in Form von kristallinem TiO₂ vor. Bis ca. 2500 K liegt es als flüssiges TiO₂ und Ti₄O₇ vor, bevor es als gasförmiges TiO₂, TiO und Ti dissoziiert. Bei niedrigen Temperaturen oxidiert Aluminium in Luft zu Aluminiumoxid Al₂O₃, welches bei ca. 2300 K flüssig wird. Ab 2500 K dissoziiert dieses zu AlO, welches in gasförmiger Form vorliegt. Dieses dissoziiert wiederum zu atomarem Al ab ca. 2650 K. Vanadium durchläuft verschiedene Oxidationsstufen und Aggregatzustände. So schmilzt V₂O₅ bereits ab 950 K bevor es sich zu gasförmigem V₄O₁₀ verbindet. Weitere Oxidationsstufen sind wieder flüssig V₂O₄ bevor alle Oxide (VO₂, VO) ab 1900 K gasförmig vorliegen, die ab 3000 K zu V dissoziieren. Eine erste Vorhersage der Zusammensetzung der Gasphase bei Plasmawindkanalversuchen liefert eine Analyse der Dampfdrücke. Die Dampfdrücke der einzelnen Elemente wurden dafür von Honig [173]

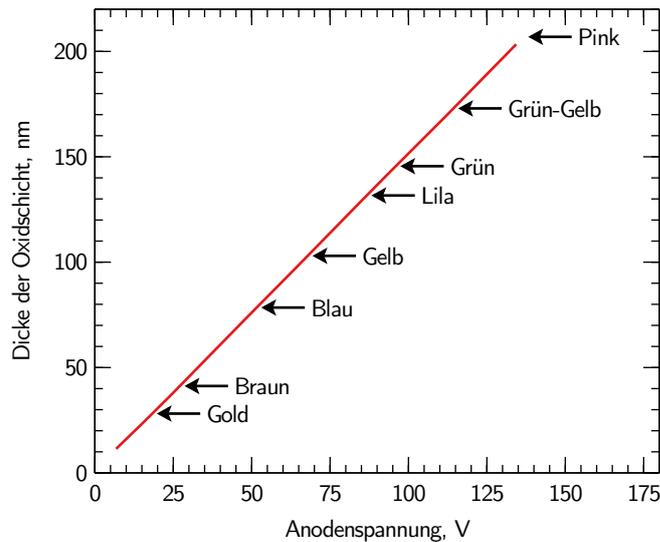


Bild 3.21: Verhältnis der Spannung beim Anodisieren und der Dicke der Oxidschicht sowie der Farbe bei Titan [182].

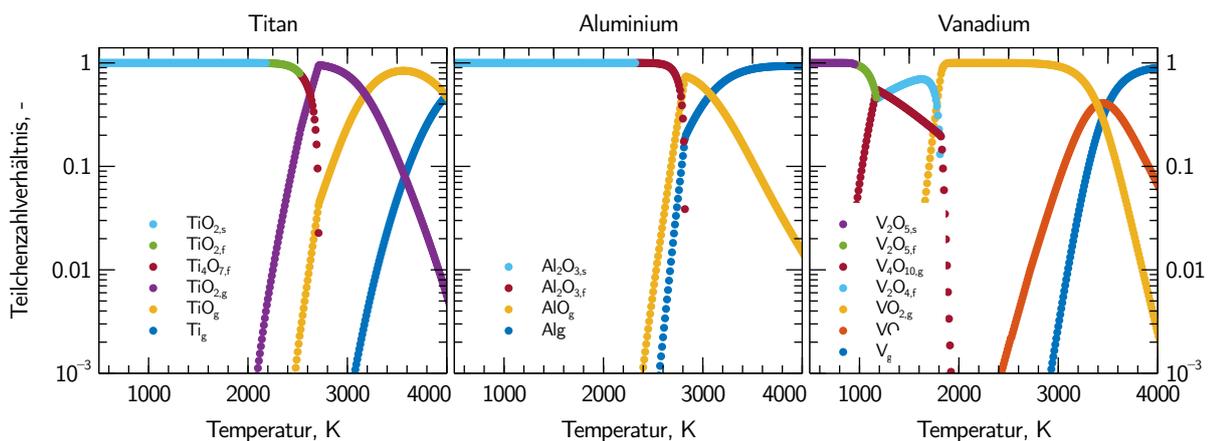


Bild 3.22: Chemische Gleichgewichtsanalyse bei 1.25 kPa der Legierungselemente von TiAl6V4. Phasen sind mit Indizes s-fest, f-flüssig und g-gasförmig markiert.

übernommen und in Bild 3.23a dargestellt. Eine erste Näherung der Zusammensetzung liefert das Raoult'sche Gesetz, die Ergebnisse davon sind in Bild 3.23b dargestellt.

Die Dampfdruckkurven der Legierung zeigen, dass Aluminium einen etwa 3 Größenordnungen höheren Dampfdruck hat als Titan, mit Vanadium etwa zwei Größenordnungen weniger. Jedoch zeigen die Gleichgewichtsanalysen (Bild 3.22), dass Titan und Aluminium bis zu hohen Temperaturen in gebundener Form vorliegen. Welche Elemente oder Verbindungen in der Gasphase spektral sichtbar sind, ist also nicht eindeutig vorhersagbar.

Der temperaturabhängige Längenausdehnungskoeffizient α der Legierungen nach Touloukian et al. [183] ist in Bild 3.24 aufgetragen. Somit kann die gemessene Längung beim Zugversuch in

3 Versuchsaufbau

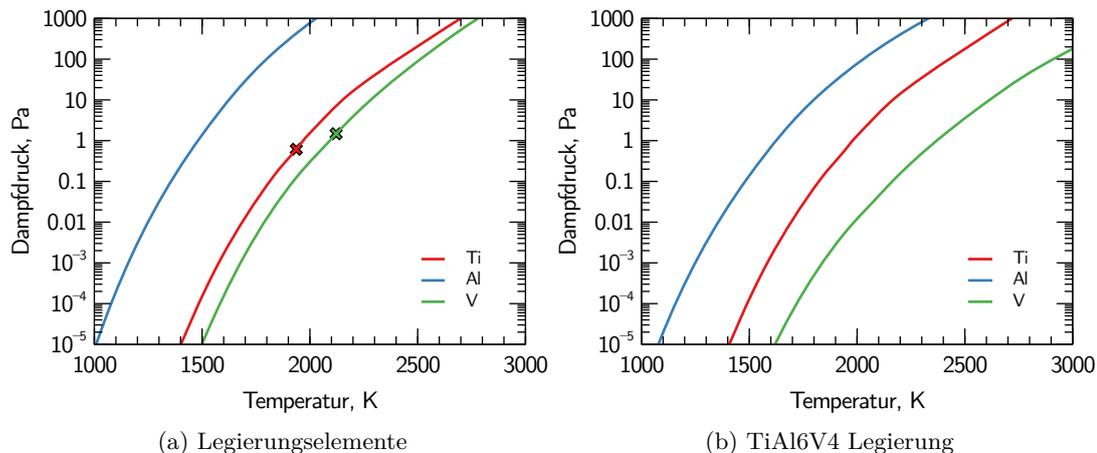


Bild 3.23: Dampfdruckkurven der Hauptlegierungselemente der TiAl6V4 Legierung nach Honig [173].

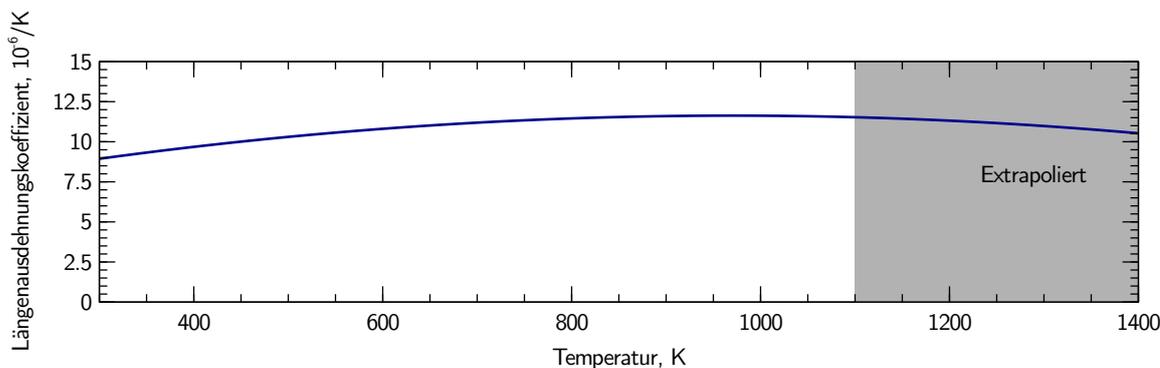


Bild 3.24: Längenausdehnungskoeffizient für TiAl6V4, Ausgleichskurve nach Touloukian et al. [183].

die thermische Ausdehnung sowie die mechanische Längung aufgeteilt werden (s. Abschnitt 2.3.2). Allgemeine thermophysikalische Eigenschaften wurden von Boivineau et al. [184], Sha und Guo [179] und Murdock und McHargue [185] übernommen. Die Strahlungseigenschaften wurden von Touloukian und Dewitt [140] übernommen, bei 960 nm wurde $\epsilon_{\text{TiAl6V4}} = 0,65$ bestimmt. Dies deckt sich mit den Ergebnissen von Pagan et al. [186] für dieselbe Legierung.

3.3.3 Stahllegierung

Als Stahl werden Eisenlegierungen mit geringem Kohlenstoffanteil ($<2\%$) bezeichnet. Edelstahl ist ein Sammelbegriff für besonders reine Stahllegierungen mit geringem Schwefel- und Phosphorgehalt. Vor allem Edelstähle werden meist mit weiteren Legierungselementen versehen, um bestimmte Werkstoffeigenschaften, wie mechanische Festigkeit oder Korrosionsverhalten zu verbessern. Es gibt vor allem drei Einsatzzwecke in der Raumfahrt bei

3.3 Proben und Materialien

denen Stähle zum Einsatz kommen, hochbelastete Bauteile wie der *Common Berthing Mechanism - CBM* der ISS, in Kontakt mit heißen oder korrosiven Umgebungen, z. B. Raketenbrennkammern, oder gezielt massereichen Komponenten wie Reaktionsrädern. Besonders viel Aufmerksamkeit hat das *Starhsip* Raketenprojekt der Firma *SpaceX* erhalten bei der Ankündigung, die Struktur vor allem aus Stahl zu fertigen [187]. Trotz der hohen Dichte von Stahl kann durch moderne Fertigungsverfahren das Gesamtgewicht gering gehalten werden, bei gleichzeitig geringeren Kosten. Eine typisch eingesetzte Familie von Edelstählen, die in der Raumfahrt genutzt werden, fallen unter die amerikanische (SAE) Bezeichnung A316. Dabei gibt es verschiedene Unterarten (316, 316N, 316L), welche sich in der chemischen Zusammensetzung nur geringfügig unterscheiden. Es kann jedoch verschiedene europäische Werkstoffnummern geben, die einer SAE Nummer entsprechen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Werkstoff 1.4571(A316Ti) untersucht. Die chemische Zusammensetzung der Legierung nach DIN EN 10088-1 [188] ist in Tabelle 3.5 gegeben.

AISI Bezeichnung	A316Ti
Werkstoffnummer	1.4571
Fe	Bal.
Cr	16,5–18,5
Ni	10,5–13,5
Mo	2,0–2,5
Mn	<2,0
Si	<1,0
N	-
P	<0,045
S	<0,030
C	<0,080
Ti	5·C - 0,7

Tabelle 3.5: Stahllegierungen mit den Legierungselementen in Massenprozent.

Dabei entspricht die Legierung 1.4571 praktisch der Legierung 1.4404 (A316L), mit einem höheren Gehalt an C und einem Zusatz an Ti, um die Schweißbarkeit zu erhöhen. Der hohe Gehalt an Nickel stabilisiert die γ -Mischkristallstruktur von Eisen, auch als Austenit bekannt [189]. Entsprechend wird 1.4571 als austenitischer Stahl bezeichnet. Die hier vorliegende Legierung hat zudem einen geringen Ferritanteil. Diese zeichnet sich durch vergleichsweise niedrige Festigkeitswerte bei Raumtemperatur bei hervorragender Warmfestigkeit aus. Auch die hohe Korrosionsbeständigkeit zeichnet die Legierungen aus. Diese ist eine Folge des hohen Gehaltes an Chrom in der Legierung. Chrom reichert sich an der Oberfläche an, wo es zu Cr_2O_3 oxidiert. Vesel et al. [190] haben gezeigt, dass sowohl die Dicke der Oxidschicht als auch die Konzentration von Cr in Oberflächennähe mit steigender Temperatur zunimmt. Dies passiviert die Oberfläche und schützt vor einer weiteren

3 Versuchsaufbau

Oxidierung [116]. Die Stabilität der Chromoxidschicht lässt sich auch anhand der PBV Werte der gebildeten Oxide erkennen, dargestellt in Tabelle 3.6.

Legierung	Oxid	PBV
A316	Cr_2O_3	1,70
A316	FeO	1,79
A316	Fe_3O_4	2,17
A316	Fe_2O_3	2,18
A316	FeCr_2O_4	2,19

Tabelle 3.6: PBV von Oxiden der Stahlliegierungen.

von Interesse, dabei zeigt sich, dass Chrom und Mangan hohe Diffusionsgeschwindigkeiten im A316 Gitter aufweisen [192, 193]. Diese Mobilität begünstigt die Bildung von Oxidschichten an der Oberfläche.

Eine Analyse des chemischen Gleichgewichts wurden mittels des NASA-Code *CEA* durchgeführt, dabei wurde ein Molverhältnis von 10:1 Luft zu Legierung gewählt. Dies ermöglicht eine erste Analyse des chemischen Verhaltens unter stark oxidierenden Bedingungen, in welche Richtung das chemische Gleichgewicht strebt. Die Ergebnisse der chemischen Zusammensetzung über der Temperatur sind für die Hauptlegierungselemente Eisen, Chrom, Nickel, Molybdän und Mangan in Bild 3.25 dargestellt. Bei Eisen (Bild 3.25a) überwiegen feste Oxidformen (Fe_2O_3 und Fe_3O_4) bis zu einer Temperatur von 1880 K. Darüber liegen die Oxide in flüssiger Phase als Fe_3O_4 bzw. FeO vor, bevor die gasförmigen Bestandteile FeO in einer nennenswerten Konzentration $>1\%$ vorliegen.

Das Gleichgewichtsverhalten von Chrom (s. Bild 3.25b) ist dem von Eisen ähnlich. Das bereits bei Raumtemperatur an der Oberfläche angereicherte Cr_2O_3 wandelt sich ab einer Temperatur von 1800 K zu den gasförmigen CrO_2 und CrO Oxiden um. Ab 2100 K ist kein Cr_2O_3 Oxid vorhanden, die anderen Oxide dominieren die Zusammensetzung. Ab 2500 K dissoziieren diese Oxide weiter zu atomarem Cr. Nickel liegt bereits ab einer Temperatur von 1660 K zu 1 % gasförmig vor. Molybdän liegt bei niedrigen Temperaturen als MoO_3 vor, ab 850 K verkettet es sich zu Polymerstrukturen (Mo_4O_{12}). Die Polymere werden mit steigender Temperatur kürzer, zwischen 2000 K bis 2500 K dominiert das gasförmige MoO_3 wieder. Dieses durchläuft verschiedene Oxidationsstufen, bevor es ab 3300 K zu mehr als 10 % als atomares, gasförmiges Molybdän vorliegt. Im Gegensatz dazu steht Mangan, welches bei ca. 1000 K die Kristallstruktur ändert ($\alpha \rightarrow \beta$) und ab 1150 K in gasförmiger Phase vorliegt.

Mit einem Wert von 1,70 für Cr_2O_3 bildet dieses eine geschlossenen Schutzschicht, welche weitere Oxidation verhindert. Die Eisenoxide sind jedoch eher anfällig dafür, von der Oberfläche abzuplatzen. Untersuchungen zum Verhalten der Legierung bei hohen Temperaturen gibt es von Brnic et al. [191] sowie in Luftplasmen von Vesel et al. [190]. Vesel et al. zeigten dabei die Bildung von lokalen Inseln aus Chromit (FeCr_2O_3), welches nach dem PBV Wert nicht stabil sein sollte. Die lokale Bildung könnte jedoch ein Abplatzen verhindern und weitere Oxidation hemmen. Bei steigender Temperatur konnte hier Mn nachgewiesen werden. Hierzu ist auch die Verteilung von Legierungselementen im Material

3.3 Proben und Materialien

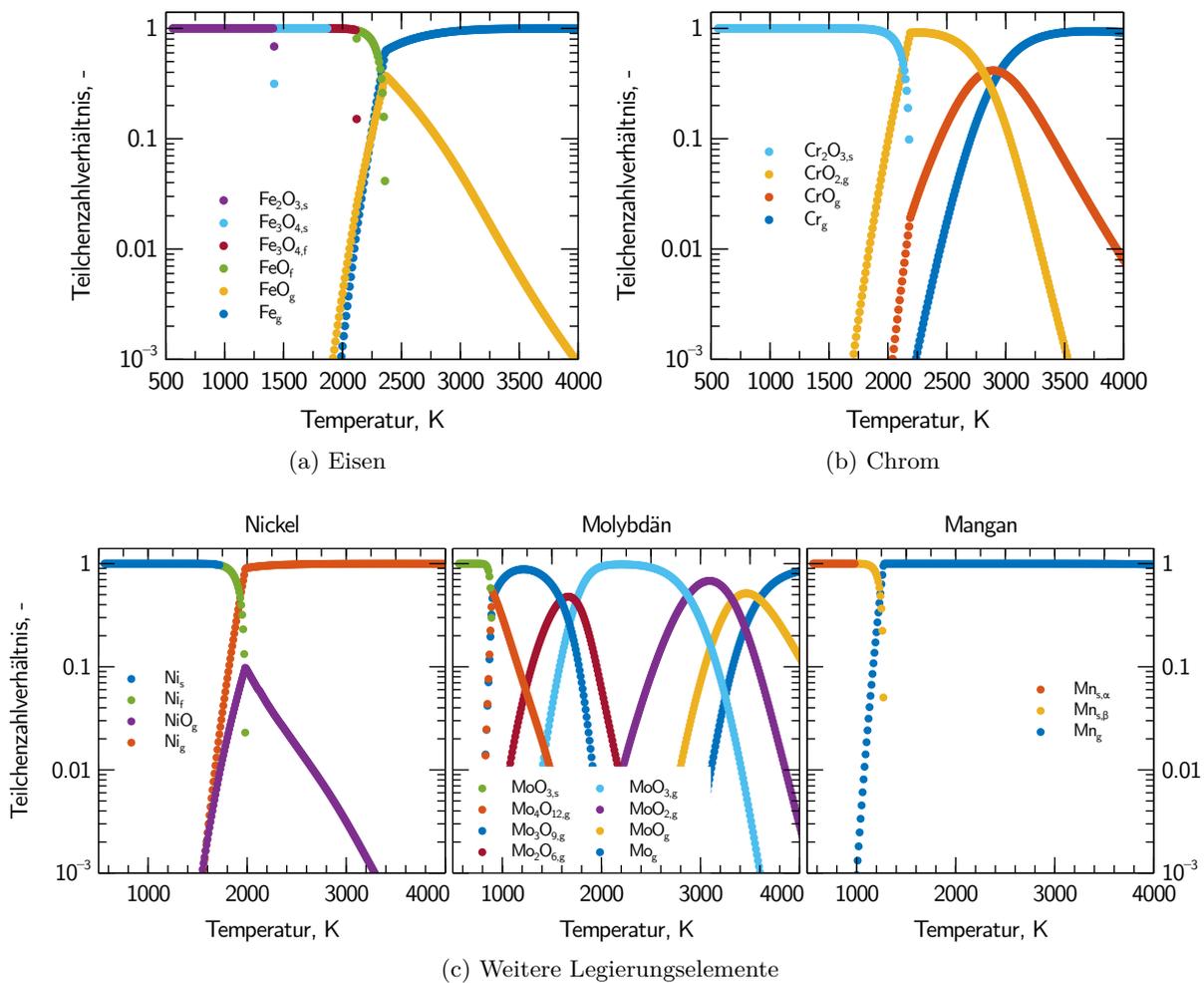


Bild 3.25: Chemische Gleichgewichtsanalyse bei 1.25 kPa der Hauptlegierungselemente von A316 Stahl. Phasen sind mit Indizes s-fest, f-flüssig und g-gasförmig markiert.

Die Volatilität der verschiedenen Legierungsbestandteile wird anhand des Dampfdrucks der einzelnen Legierungselemente, s. Bild 3.26, abgeschätzt. Dazu wurden Literaturwerte von Honig [173] betrachtet. Das Raoult'sche Gesetz ermöglicht die Korrektur des Dampfdrucks als Folge eine Gemischs als erste Näherung. Dabei sinkt der Dampfdruck aller Elemente entsprechend dem Stoffmengenanteil (s. Tabelle 3.5). Über einen weiten Temperaturbereich ist der Dampfdruck von Fe nahezu deckungsgleich mit dem von Cr, während Mn 2 Größenordnungen darüber und Ni eine Größenordnung darunter liegt, liegt Mo mehr als 7 Größenordnungen darunter.

Aus dem Oxidationsverhalten und dem Dampfdruck wird die Erwartung aufgestellt, dass bei Plasmawindkanalversuchen Mangan als erstes Element detektiert wird. Nickel, Chrom und Eisen werden nahezu gleichzeitig erwartet, mit einer leichten Präferenz zu Chrom aufgrund der Anreicherung von Cr_2O_3 an der Oberfläche. CrO_2 und MoO_3 sind vermutlich die einzigen

3 Versuchsaufbau

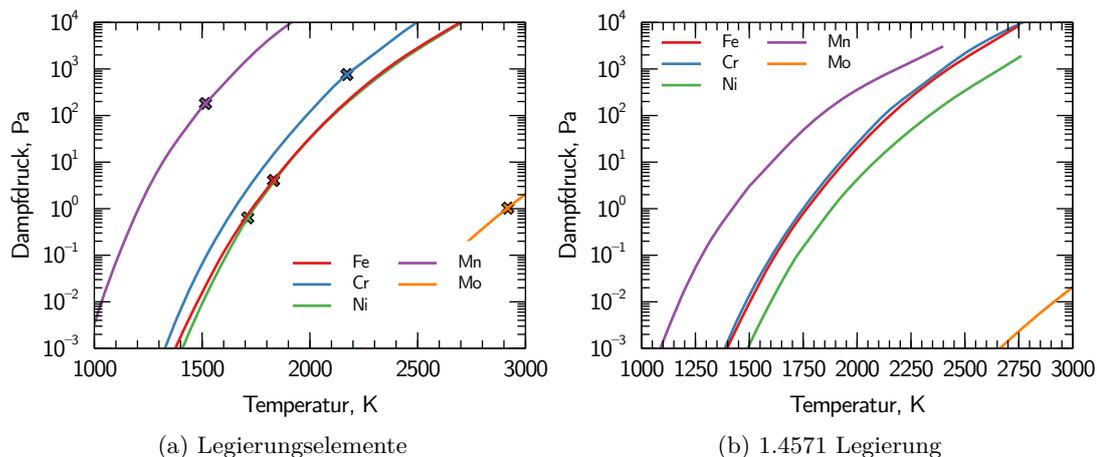


Bild 3.26: Dampfdruckkurven der Hauptlegierungselemente der Edelstahl A316 Legierung nach Honig [173].

Verbindungen, die über einen weiten Temperaturbereich stabil bleiben und detektiert werden können.

Der spektrale Emissionsgrad wurde von Balat-Pichelin et al. untersucht [194]. Der Emissionsgrad bei 960 nm, der für die Thermografie mit der *Lumasense* Kamera erforderlich ist, wurde zu $\epsilon_{A316} = 0,85$ gewählt. Dies deckt sich mit den Ergebnissen von Pagan et al. [186] für dieselbe Legierung. Zur Wärmeausdehnung wurde die Sammlung von Touloukian et al. [183] herangezogen, die Werte dazu sind in Bild 3.27 dargestellt.

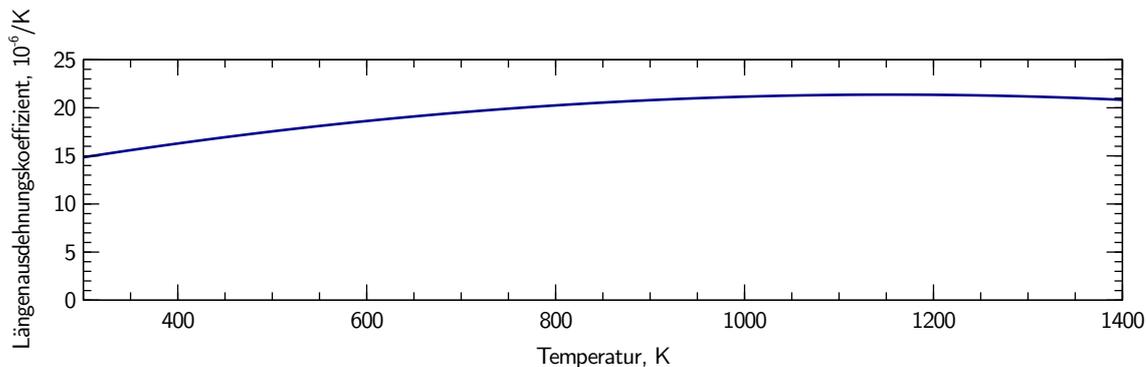


Bild 3.27: Längenausdehnungskoeffizient für A316, Ausgleichskurve nach Touloukian et al. [183].

3.3.4 Wärmestromdichtereduktion

Wärmestromdichtemessungen in Plasmawindkanalversuchen werden mit bekannten Oberflächenbeschaffenheiten durchgeführt. Die Sonden am Institut für Raumfahrtssysteme (s. Abschnitt 3.2.1) werden dabei aus Kupfer gefertigt. Auf diesen bildet sich in kurzer Zeit

3.4 Mechanischer Aufbau zur Lasteinleitung

schwarzes Kupferoxid CuO , was als Standardoberfläche vermessen wird. Die Wärmestromdichte ist dabei nur wenige Prozent geringer als bei Konstantan, welches bei Gardon Gauges als Oberfläche zum Einsatz kommt. Beide Materialien sind hochkatalytisch. Andere Metalle oder Verbindungen erfahren durch ihre geringere Katalyzität eine geringere Wärmestromdichte. Experimentelle Untersuchungen von Stöckle [195] zeigen dabei den Einfluss verschiedener Materialien. Für die Aluminiumlegierungen wurde der Wert von Al_2O_3 gewählt, dieser ist 0,3% geringer als bei MgO . Für die Titanlegierung wurde der Wert von TiO_2 übernommen. Für Stahl stehen keine Werte zur Verfügung, jedoch haben andere Untersuchungen gezeigt [196], dass Eisenoxid in seinen katalytischen Eigenschaften mit Zinkoxid vergleichbar ist, diese Werte wurden als erste Näherung übernommen. Eine Übersicht der Wärmestromdichtereduktion auf die in dieser Arbeit relevanten Materialien ist in Tabelle 3.7 aufgeführt.

Material	Titanoxid TiO_2	Aluminiumoxid Al_2O_3	Eisenoxid Fe_2O_3
	21,6	33,3	35,8

Tabelle 3.7: Wärmestromdichtereduktion gegenüber oxidiertem Kupfer.

Die Wärmestromdichte auf die Proben ist also um 21% bis 36% geringer als auf Kupferoxid. Die Reduktion der Wärmestromdichte infolge einer heißen Wand wird nicht berücksichtigt.

3.4 Mechanischer Aufbau zur Lasteinleitung

In der vorliegenden Arbeit wurden mechanische Lasten im Plasmawindkanal umgesetzt. Die Lasteinleitung wurde dafür mit einem elektromechanischen Prüfsystem realisiert. Das System der Firma *Zwick*¹⁴ kann dabei eine maximale Last von 5 kN aufbringen und zeitgleich durch eine Kraftmessdose¹⁵ aufzeichnen. Der Aktuator und die Kraftmessdose müssen in den Plasmawindkanal PWK4 installiert werden, da eine vakuumdichte, mechanische Durchführung problematisch ist. Die Stromversorgung und Elektronik wurde außerhalb des Tanks aufgebaut.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das vollständige System zum Ausrichten, Fixieren, Bewegen und schlussendlich Vermessen von Proben für Plasmawindkanalversuche entwickelt. Der Zylinder hängt am Deckenflansch des Plasmawindkanals. Dieser Flansch ist gleitend auf einer Gummidichtung angebracht. Dadurch ist eine Ausrichtung des Aufbaus relativ zum Tank und der Sondenhalterung möglich. Die anderen Zugänge des Deckenflanschs werden für die Stromversorgung, bzw. Steuer- und Messverbindungen des Prüfsystems und für die Wasserkühlung der Kühlbleche genutzt. Eine Übersicht des Aufbaus ist in Bild 3.28 dargestellt.

¹⁴Zwick - Elektromechanischer Servo-Prüfzylinder EZ005

¹⁵Zwick - Xforce HP 5

3 Versuchsaufbau

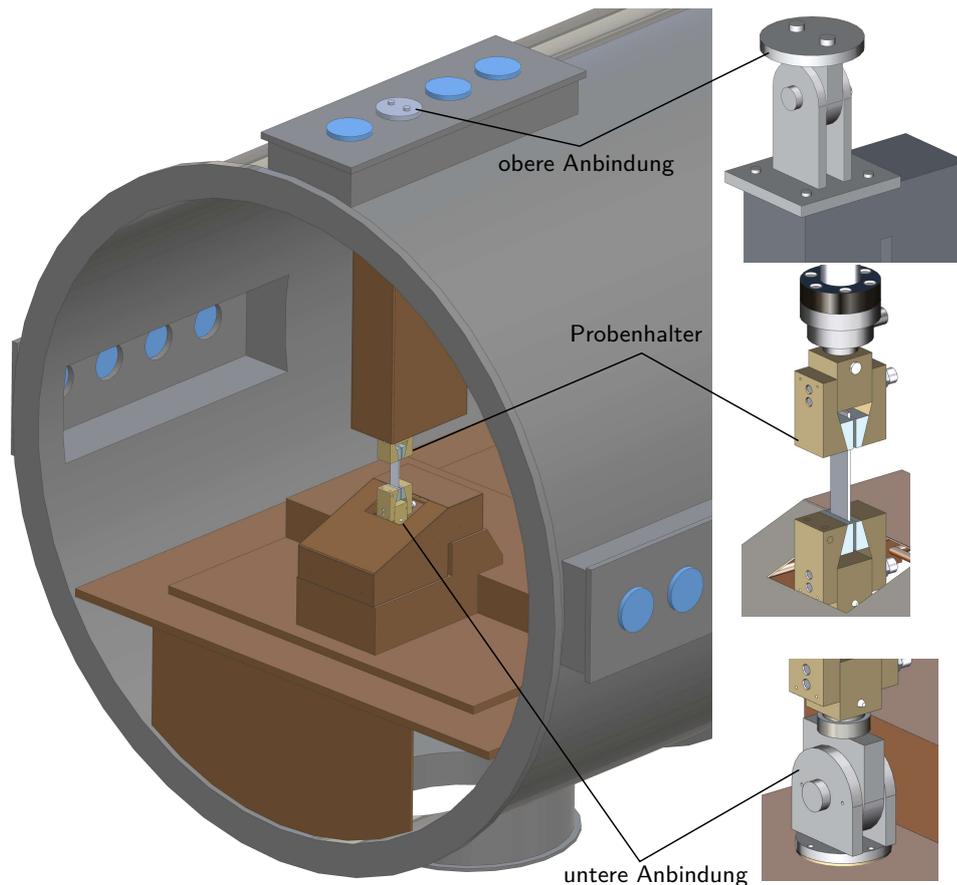


Bild 3.28: Mechanischer Aufbau des Prüfsystems im Plasmawindkanal mit Detailansichten der Hauptelemente.

Die obere Aufhängung ist als Gelenkverbindung, bestehend aus drei Bolzenverbindungen, ausgeführt. Ein Augenstab ist an der Halteplatte im Deckenflansch angebracht, zwei an einer Adapterplatte. Alle drei Augen sind mit Gleitlagerbuchsen¹⁶ ausgestattet, um die Reibung zu minimieren. Ein 15 mm Bolzen verbindet die Elemente und wird mit einem Federstecker gesichert. An der Adapterplatte ist der Kolben mit 4 Schrauben (M10) befestigt. Außerdem ist hier ein wassergekühltes Kupferblech befestigt, welches den Kolben vor Erhitzen schützt. Am unteren, beweglichen Ende des Kolbens wird die Kraftmessdose, mit 6 Schrauben (M8) befestigt. Um dieses empfindliche Bauteil vor dem Plasma zu schützen, ist ein zusätzliches, wassergekühltes Kupferblech angebracht. An die Kraftmessdose wird außerdem direkt die Probenhalterung angeschlossen. Die Verbindung ist als reine Steckverbindung ausgeführt, eine Rändelmutter fixiert die Lage der Probenhalterung. Die Halterung besteht aus drei Messingsegmenten, die mit Wasserkühlbohrungen versehen sind. Diese Verbindung wird mit den beiden Kupferblechen in Reihe geschaltet, durch den Deckenflansch herausgeführt und an die zentrale Hochdruckkühlwasserversorgung angeschlossen.

¹⁶igus - iglidur Z

3.4 Mechanischer Aufbau zur Lasteinleitung

Die untere Verbindung besteht aus einer baugleichen Probenhalterung und einem Gelenk mit denselben Dimensionen wie der obere Teil. Diese beiden sind direkt miteinander verbunden, das Gelenk ist mit der Sondenfußhalterung des PWK verschraubt (M6). Die ungekühlten Elemente des Gelenks werden durch ein schräges, wassergekühltes Blech vor der heißen Strömung geschützt. Die Wasserversorgung von Kühlblech und Probenhalter erfolgt durch bestehende Verbindungen im Tankboden. Der Abstand der Probe zum Düsenaustritt des Generators (x-Position) ist durch die Versuchsbedingung vorgegeben und kann durch die Beschränkung in der oberen Ausführung lediglich zwischen mehreren Experimenten angepasst werden. Dabei ist der minimale Abstand 170 mm, der maximale Abstand liegt bei 450 mm. Laterale (y-Position) und vertikale (z-Position) Bewegungen werden durch die Gelenkausführung ermöglicht. Da jegliche vertikale Bewegung durch eine Längenänderung des Prüfzylinders ausgeglichen werden muss, wird die Bewegung entlang einer einzigen Achse auf ein Minimum reduziert. Zu Beginn des Versuchs muss die Probe außerhalb des Strahls platziert werden, die Testzeit startet sobald die Probe bei der nominellen Bedingung die Strahlachse erreicht hat. Um die Ausgleichsbewegung des Prüfzylinders minimal zu halten, wird die Probe entlang einer Kreisbahn bewegt. Der Abstand ist durch die Geometrie und Probenlänge vorgegeben, der Mittelpunkt der Bewegung ist im oberen Gelenkauge. So kann die Probe nahezu spannungsfrei bewegt werden, was die maximale Verfahrensgeschwindigkeit erhöht.

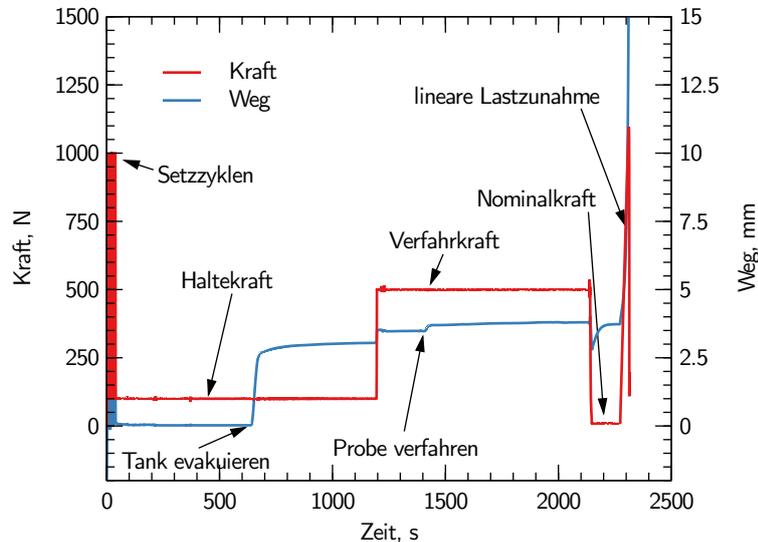


Bild 3.29: Ablauf eines Versuchs mit Lastszenario 1, Kraft in rot, Weg in blau dargestellt.

Der elektromechanische Aufbau wird für den Versuchsablauf programmiert und durchläuft vorgegebene Schritte. Der Kraft- und Wegverlauf während dieser Schritte ist für einen Versuch in Bild 3.29 dargestellt.

- **Setzzyklen.** Die Setzzyklen am Anfang prüfen durch das wiederholte Aufbringen einer erhöhten Last, dass das System nominal funktioniert. Dabei wird eine vorgegebene Last von

3 Versuchsaufbau

1000 N aufgebracht und für 5 s gehalten. Die Last wird auf 100 N reduziert und wiederum für 5 s gehalten. Dies wird mehrfach wiederholt, dabei wird die Längung des Zylinders gemessen.

- **Haltekraft.** Nach Ablauf von 5 Setzzyklen wird die Haltekraft von 100 N angefahren. Diese Last wird gehalten, das System kann sich also frei bewegen, um diese Last zu halten. In diesem Zustand wird der Tank evakuiert. Dabei beobachtet man durch die Deformation der Dichtflächen am Flansch eine Längenänderung im System.
- **Verfahrkraft.** Sobald der Minimaldruck erreicht ist, wird die Kraft auf die Verfahrkraft erhöht. Da die Komponenten beweglich aufgebaut sind, muss sichergestellt werden, dass die Haftreibung ausreicht, damit sich die Komponenten nicht verschieben. Eine Kraft von 500 N hat sich hier als ausreichend erwiesen. Die Probe wird auf der bereits angesprochenen Kreisbahn aus der Strahlmitte verfahren.
- **Nominallastzyklus.** Nachdem die Versuchsbedingung im Plasmawindkanal nominal eingestellt ist, wird die Probe auf der Kreisbahn zurück in die Strahlmitte bewegt. Diese Bewegung wird mit einer Geschwindigkeit von 6000 mm/min ausgeführt. Die Bewegung dauert inklusive Anfahren und Verzögern ca. 2,5 s. Sobald die Probe in der Mitte des Plasmastrahls steht, wird die nominale Lastbedingung eingestellt. Dabei kommen zwei Szenarien zum Einsatz
 1. Lastszenario 1 ist die kraftfreie Referenzmessung. Dabei wird das charakteristische Verhalten einer Komponente, auf die keine Last einwirkt, gemessen. Diese Daten lassen sich dann mit Materialverhalten aus klassischen Materialversuchen vergleichen. Ein Versagen der Probe ist hierbei nur durch Aufschmelzen möglich, das Verhalten ist also thermisch dominiert. Versagt die Probe hierbei nicht, wird die Kraft linear erhöht. So wird das Versagensverhalten des Materials bei einer atypischen Belastung ermittelt. Das Materialverhalten ähnelt dabei einem klassischen Zugversuch bei erhöhter Temperatur, ist also mechanisch dominiert.
 2. Im Lastszenario 2 wird die Nominallast gehalten, die für einen Wiedereintrittsfall ermittelt wurde, siehe Abschnitt 4.1. Dabei wird besonders darauf geachtet, ob die Probe beim dynamischen Aufheizen versagt. Dieses Versagen repräsentiert das thermomechanisch kombinierte Verhalten. Falls die Probe nicht versagt, sondern einen stationären thermischen Zustand erreicht, so wird davon ausgegangen, dass dies auch im Szenario 1 der Fall ist. Von der nominalen Last ausgehend wird in den Ablauf des Szenario 1 gewechselt, die Last wird also linear erhöht.

Die stationäre Bedingung wurde während des Versuchs anhand der Materialdehnung bestimmt. Ein stationärer Zustand wurde angenommen, wenn die Dehnrate bei konstanter Kraft klein war. Dies bedeutet, dass keine thermische Expansion mehr stattfindet.

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

4.1 Ableitung von relevanten mechanischen Lasten

Eine der grundlegenden Fragestellungen dieser Arbeit ist, welchen Einfluss mechanische Kräfte auf die Strukturelemente von Flugkörpern beim destruktiven Wiedereintritt haben. Bei allen Körpern treten aerodynamische Scher- und Bremskräfte auf, diese Körperkräfte sind jedoch vergleichsweise klein, vor allem in großen Höhen [197]. In kleineren Körpern (Durchmesser <1 m) sind die Kräfte durch die inneren Kräfte aufgrund der Taumelbewegung dominiert [43]. Die Fliehkräfte, sowie die Kräfte, die zur Umlenkung der Drehbewegungen führen, liegen dabei im Bereich von einigen wenigen Newton.

Bei größeren Objekten treten signifikante aerodynamische Kräfte auf, die zwischen den verschiedenen Komponenten wirken. Durch die Größe der Solarpaneele bewirken die aerodynamischen Kräfte bereits in großen Höhen (>100 km) so große Spannungen auf die Verbindungselemente, dass sich die Paneele in 100 km bis 130 km von der Hauptstruktur trennen [198]. Sie treten dann separat von der Struktur als einzelne Fragmente in die tieferen Atmosphärenschichten ein und verglühen. Die Hauptstruktur bleibt einige Zeit erhalten, heizt sich auf und bricht erst später auf [9].

Neben den Ergebnissen der Simulationstools gibt es keine bekannten Untersuchungen zu aerodynamischen Kräften beim Wiedereintritt. Dieser Sachverhalt wird erstmalig im Rahmen der vorliegenden Arbeit erforscht [199]. Die Experimente finden im Plasmawindkanal statt, indem die mechanische Kraft separat aufgebracht wird. Wie hoch dabei diese Kraft sein muss, wird mit Hilfe von Experimenten in einem Überschallwindkanal ermittelt.

4.1.1 Ludwig-Rohr TUSQ

Als Versuchsanlage wurde der Überschallwindkanal TUSQ genutzt, ein Ludwig-Rohr mit freier Kolbenkompression, an der University of Southern Queensland in Toowoomba, Australien [200]. Der Kanal kann in drei Abschnitte unterteilt werden, schematisch dargestellt

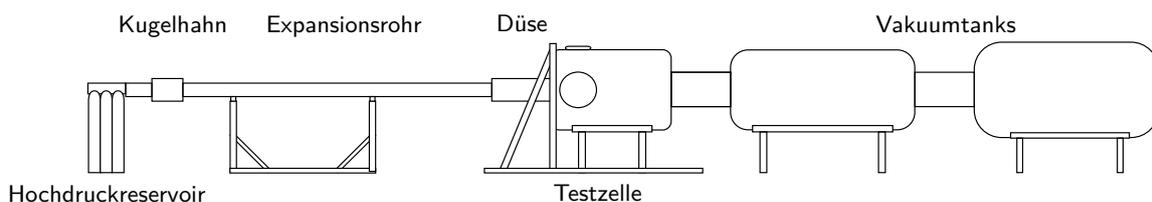


Bild 4.1: Schematische Darstellung des Ludwig-Rohr TUSQ.

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

in Bild 4.1, die entsprechend dem Druckniveau vor Versuchsbeginn unterschieden werden. Das Hochdruckreservoir ist durch ein langsam wirkendes (ca. 500 ms) Kugelventil mit dem Expansionsrohr verbunden. Im Expansionsrohr befindet sich der *Nylon*-Kolben, nahe dem Kugelventil. Das Rohr wurde mit Umgebungsluft gefüllt, der Mittelwert der Versuchsreihe lag bei einem Umgebungsdruck von 94 kPa und einer Anfangstemperatur von 300 K. An das Rohr schließen sich, durch ein 25 μm dickes *Mylar* Diaphragma getrennt, die evakuierte, konvergent-divergente Düse, die Testzelle und die Vakuumtanks an. Druckmessungen im Expansionsrohr kurz vor dem Diaphragma werden genutzt, um die Bedingung im Expansionsrohr zu protokollieren. Ein Druckverlauf eines Versuchs ist in Bild 4.2 dargestellt. Der Versuch wird zentral gestartet, dadurch öffnet sich das Kugelventil und der Kolben wird entlang des Rohrs beschleunigt. Das langsam öffnende Kugelventil vermeidet große Druckstöße und führt zu einer gleichmäßigen Beschleunigung des Kolbens. Dieser komprimiert das vor ihm befindliche Gas, wobei der Druck linear steigt, bis das Diaphragma reißt. Das komprimierte Gas strömt nun durch die konvergent-divergente Düse in die Testzelle und interagiert mit dem Modell. Entspricht der Volumenstrom aus dem Hochdruckreservoir in das Expansionsrohr dem Volumenstrom durch die Düse, ändert sich die nominale Bedingung in der Messstrecke während der Versuchszeit nicht. Man spricht dabei von einer angepassten Bedingung (*matched condition*), die Bedingung kann als stationär angenommen werden. Druckänderungen in dieser Zeit sind eine Folge von reflektierten Stößen und Expansionswellen. Der Versuch endet, wenn der Kolben das Ende des Rohrs erreicht und kein Gas mehr aus der Düse strömt. Typischerweise werden Messzeiten um 200 ms erreicht. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus sowie der verwendeten Methoden zur Bedingungscharakterisierung sind bei Birch [201] und Buttsworth [200] zu finden.

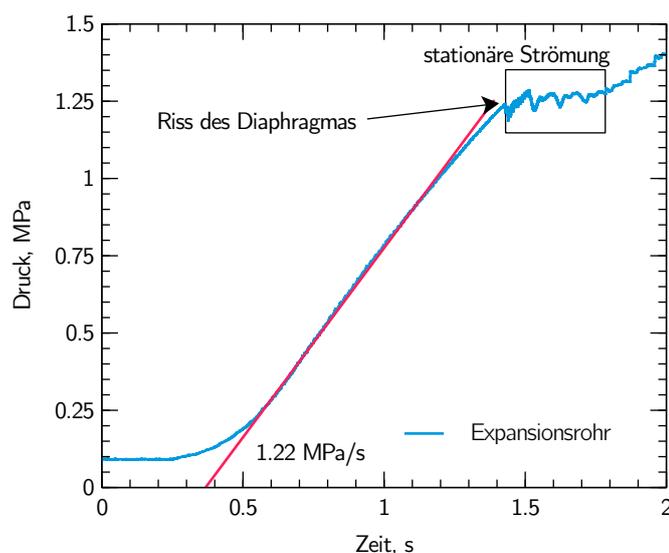


Bild 4.2: Druckverlauf während eines TUSQ Versuchs.

4.1 Ableitung von relevanten mechanischen Lasten

In diesem Stoßrohr sind, je nach Düse, Strömungen mit Geschwindigkeiten bis $Ma = 7$ möglich. Für die Versuchskampagne wurde die Bedingung anhand einer Reynolds-Ähnlichkeit zu einer bekannten Trajektorie gewählt. Zum Einsatz kam die Trajektorie des destruktiven Eintritts von ATV-1 [14]. Die Reynoldszahl Re ist definiert als,

$$Re_{\infty} = \frac{\rho_{\infty} v_{\infty} l}{\mu_{\infty}}. \quad (4.1)$$

Dabei sind die abhängigen Größen die Dichte ρ , die Strömungsgeschwindigkeit v , die charakteristischen Länge l und die dynamische Viskosität μ . Die notwendigen Strömungsparameter werden aus der Anfangstemperatur, der Druckmessung im Expansionsrohr anhand der Isentropenbeziehungen berechnet [87].

Mit dem gewählten Diaphragma beträgt der Druck während der nominellen Strömung ca. 1,25 MPa. Dieser Druck entsteht als adiabate Kompression aus der Umgebungsbedingung, dabei wird das Gas auf 615 K erhitzt. Durch die Düse expandiert das Gas isentrop, Totaldruck und -temperatur bleiben also konstant. Eine isentrope Expansion auf die gemessene Machzahl ($Ma = 7,01$) an der Messposition erlaubt die Berechnung des statischen Drucks und der statischen Temperatur $p_s = 300 \text{ Pa}$, $T_s = 58 \text{ K}$. Aus der idealen Gasgleichung ergibt sich daraus die lokale Dichte, die Strömungsgeschwindigkeit und aus dem Keyes-Modell [202] die Viskosität.

Mit der gewählten Reynolds-Ähnlichkeit entspricht die Versuchsbedingung mit einem Modell der ISS im Maßstab 1:400 dem Wiedereintritt in ca. 76,2 km. Alle ca. 35 Module der ISS sind größer als die Kernströmung des Stoßwindkanals, weiterhin übertrifft die komplexe Interaktion der Module die Modellierungskapazitäten. Daher wurde ein drei-Körper Segment der ISS für die Versuche gewählt. Der gewählte Ausschnitt besteht aus den Modulen Columbus, Harmony und Destiny, die Lage der Module ist in Bild 4.3a markiert. Ein Bild der 3D-gedruckten Modelle ist in Bild 4.3b zu sehen.



(a) Bild der ISS während der Bauphase [203].



(b) 3D-gedruckte Modelle der ISS Module.

Bild 4.3: ISS mit markierter Position der Module Harmony H, Destiny D und Columbus C und das 3D-gedruckte Modell für Windkanalexperimente.

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

4.1.2 Messmethoden am Stoßwindkanal

Die Modelle wurden auf einer Plattform ausgerichtet, die sich mittig im Messabschnitt befindet. Die Plattform ist auf einem Tschebyschow-Lambda-Mechanismus gelagert. Bei Versuchsbeginn wird dieser Mechanismus, zeitlich synchronisiert, durch ein Magnetventil aktiviert, wodurch die Plattform geradlinig nach unten abfällt. Die Körper befinden sich einige Millisekunden im freien Fall bevor die Strömung auf sie trifft.

Während der Versuche wurden die Körper mit Hochgeschwindigkeitskameras aufgenommen. Die Spur der Körper wurde mit einer Methode, die von Laurence [204, 205] inspiriert wurde, verfolgt. Die bekannte Kontur wurde dabei anhand einer vorgegebenen Startposition an die Kanten der Körper angenähert. Dabei sind die vier freien Parameter die Größe, x- und y-Position sowie der Drehwinkel. Für jeden weiteren Zeitschritt wurde die Bewegung aus den vorherigen Schritten extrapoliert und als Startposition genutzt. Die Position entlang der Strömungsrichtung ist in Bild 4.4a dargestellt.

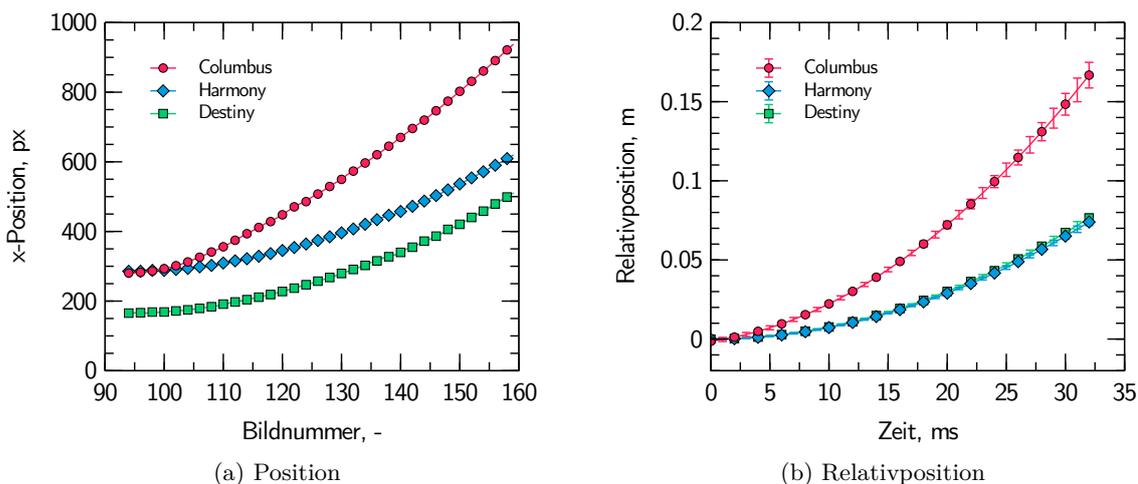


Bild 4.4: Bildposition und angenähertes Polynom der x-Position während eines TUSQ Versuchs.

Mit der bekannten Größe der Modelle kann aus der numerisch ermittelten Größe der Skalierungsfaktor ermittelt und die Pixelwerte in Längeneinheiten umgerechnet werden. Dies erlaubt eine Positionsbestimmung, an dessen Verlauf wurde ein Polynom zweiten Grades angenähert, dargestellt in Bild 4.4b. Die ersten 5 ms wurden dabei stärker gewichtet.

$$x(t) = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a_0 t^2 . \quad (4.2)$$

Die Position wird relativ zur Startposition $x_0 = 0$ bestimmt, außerdem wird davon ausgegangen, dass die Geschwindigkeit bei Versuchsbeginn $v_0 = 0$ ist. So kann die konstante Beschleunigung a_0 berechnet werden.

4.1 Ableitung von relevanten mechanischen Lasten

Die Phase des freien Falls zu Versuchsbeginn wurde zur Validierung genutzt. Aus der vertikalen Bewegung wurde die Fallbeschleunigung für die drei Module zu $8,7 \text{ m/s}^2$ bis $9,9 \text{ m/s}^2$ berechnet. Dies ist in Übereinstimmung mit der Fallbeschleunigung von $9,8 \text{ m/s}^2$.

4.1.3 Verbindungslasten

Die bekannte Masse m jedes einzelnen Körpers wurde mit der Beschleunigung a zu einer Kraft F verrechnet. Der gleiche Ansatz wurde für das Drehmoment M , welches aus der aufgezeichneten Rotationswinkel ϕ und der aus dem CAD abgeleiteten Trägheitsmoment I berechnet wurde.

$$F = m \cdot \ddot{x} , \quad (4.3)$$

$$M = I \cdot \ddot{\phi} . \quad (4.4)$$

Um aus den Kräften der einzelnen frei fliegenden Körper auf die Kräfte an den Verbindungsstellen zu schließen, wurden die Lasten mit einem dynamischen Punktmassenmodell modelliert. Das Modell ist in Bild 4.5a schematisch dargestellt.

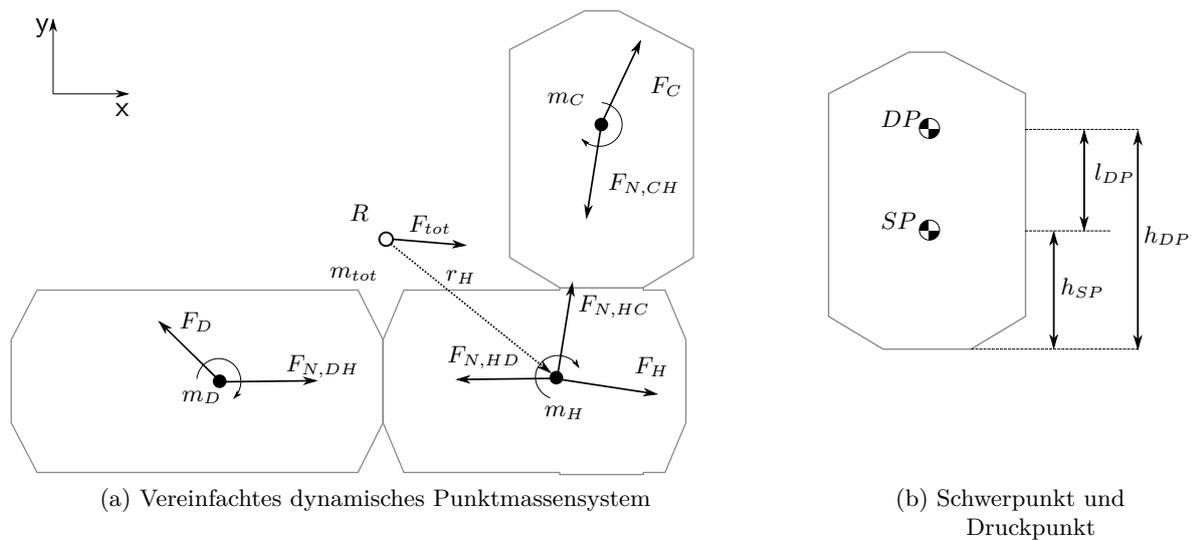


Bild 4.5: Skizze des dynamischen Lastmodells.

Die Punktmassen entsprechen den drei Modulen, mit dem Massenschwerpunkt R und der Gesamtmasse m_{ges} , auf welche die Gesamtkraft F_{ges} wirkt. Zur übersichtlicheren Darstellung ist nur ein Vektor r_h dargestellt und die Drehmomente sind nicht dargestellt. Die an den Punktmassen angreifenden Kräfte F_i sind dabei die zuvor bestimmten Kräfte aus Gleichung (4.3), die Verbindungskräfte $F_{N,ij}$ wirken zwischen den jeweiligen Körpern i und j im gebundenen Fall. Die Beschleunigung eines Körpers x wird berechnet aus

$$m_x a_x = F_x + \sum_i F_{N,ix} . \quad (4.5)$$

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

Im gebundenen Fall würden sich alle Module mit derselben Beschleunigung bewegen, dabei gilt $a_x = a_{ges}$. Im hier betrachteten ungebundenen Flugfall sind jedoch die Verbindungskräfte $F_{N,ix} = 0$. Daher lässt sich die Gesamtkraft als Summe der Einzelkräfte ausdrücken, und daraus die Gesamtbeschleunigung bestimmen:

$$F_{ges} = \sum_i F_i = \sum_i m_i a_i, \quad (4.6)$$

$$a_{ges} = \frac{F_{ges}}{\sum_i m_i}. \quad (4.7)$$

Die Module C und D sind jeweils nur mit dem H Modul verbunden, daher lässt sich in Gleichung (4.5) $i = 1$ einsetzen. Daraus folgt die Darstellung für den gebundenen Fall:

$$m_i a_{ges} = F_i + F_{N,iH} \quad (4.8)$$

Nach $F_{N,iH}$ aufgelöst und die bekannte Kraft auf das Modul im freien Flug F_i eingesetzt, ergibt die Verbindungskraft $F_{Verb.}$:

$$F_{N,iH} = F_{Verb.} = (a_i - a_{ges}) m_i. \quad (4.9)$$

Beobachtet man die Rotation des Körpers, so kann man auf das Drehmoment im Schwerpunkt schließen. Dies ist ein Maß für die asymmetrische Kraftverteilung entlang des Körpers. Die Lage des Schwerpunkts wurde aus dem CAD bestimmt. Das Drehmoment an der Verbindungsstelle kann als Summe aus dem Drehmoment der dynamischen Rotation und der Körperkraft im Hebelarm ausgedrückt werden:

$$M_{Verb.} = F_i \cdot h_{DP} + M_i. \quad (4.10)$$

Der Hebelarm h_{DP} ist der Abstand von der Verbindungsstelle zum Druckpunkt, s. Bild 4.5b. Der Druckpunkt liegt dabei in einem bestimmten Abstand l_{DP} vom Schwerpunkt. Würden Druckpunkt und Schwerpunkt zusammenfallen, würde kein Drehmoment im Schwerpunkt wirken, der Abstand lässt sich also aus dem Drehmoment und der Körperkraft berechnen:

$$h_{DP} = h_{SP} + l_{DP}, \quad l_{DP} = \frac{M_i}{F_i}. \quad (4.11)$$

was in Gleichung (4.10) eingesetzt wird

$$M_{Verb.} = F_i \cdot h_{SP} + 2M_i. \quad (4.12)$$

Somit kann aus den Beschleunigungen im freien Flug die Kraft und das Moment im gebundenen Fall an der Verbindungsstelle berechnet werden.

4.1 Ableitung von relevanten mechanischen Lasten

4.1.4 Boden-Flug Extrapolation

Die aus den Versuchen ermittelten Kräfte lassen sich unter Berücksichtigung der Reynoldsähnlichkeit zu einem Flugfall umrechnen. Dabei wird vorausgesetzt, dass der Stoß in beiden Fällen gleichartig ausgebildet ist, die Stoßform wurde mit der *Blast-Wave-Theory* berechnet [59, 199]. Es zeigt sich, dass der Bodenfall gut zum Flugfall skaliert werden kann. Daher wird der Widerstandsbeiwert c_w zwischen Flug und Boden gleich gesetzt. Die Kräfte am Boden (mit Index b gekennzeichnet) und im Flug (Index f) sind durch die folgenden Gleichungen gegeben:

$$F_f = \frac{1}{2} \cdot c_w \cdot \rho_{\infty,f} \cdot v_{\infty,f}^2 \cdot A_f, \quad (4.13)$$

$$F_b = \frac{1}{2} \cdot c_w \cdot \rho_{\infty,b} \cdot v_{\infty,b}^2 \cdot A_b. \quad (4.14)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Bodenversuche in einer kalten Strömung stattfinden, während im Flug Realgaseffekte eine Rolle spielen. Dieser Effekt wurde von Huber [206] untersucht. Dabei ist für eine vergleichbare Flugbedingung der Nachstoßdruck ca. 13,5% größer im Realgasfall als im ideellen Fall, entsprechend wird die aerodynamische Kraft im Flug größer sein. Aus dem Bodenfall (Gleichung (4.14)) kann der Widerstandsbeiwert bestimmt werden und in Gleichung (4.13) eingesetzt werden. Korrigiert um den Wert von Huber ergeben sich die Skalierungsgleichungen für die Kraft,

$$F_f = F_b \cdot \frac{\rho_{ps,f}}{\rho_{ps,b}} \cdot \frac{v_{\infty,f}^2}{v_{\infty,b}^2} \cdot \frac{A_f}{A_b} \cdot 1.135, \quad (4.15)$$

und das Drehmoment,

$$M_f = F_f \cdot h_{CoP}. \quad (4.16)$$

Die Kräfte im Flug lassen sich nun als Spannungen in den Verbindungsstellen ausdrücken. Die Verbindungsstelle zwischen den Modulen ist der Common Berthing Mechanism (CBM) [207, 208]. Die Verbindung wird als Kreisring vereinfacht mit $R_a = 1$ m Außenradius und $r_i = 0,95$ m Innenradius. Daraus lassen sich die Querschnittsfläche und das Widerstandsmoment berechnen zu

$$A = \pi (R_a^4 - r_i^4), \quad (4.17)$$

$$W_{ax} = \frac{\pi}{4} \frac{R_a^4 - r_i^4}{R_a}. \quad (4.18)$$

Für die Referenzflughöhe von 76,2 km ergibt sich eine Scherspannung von 0,047 MPa und eine maximale Normalspannung von 1,78 MPa. Da Gleichung (4.15) nach der *Blast-Wave-Theory* von der Machzahl unabhängig ist, kann die Flugbedingung entlang einer Trajektorie extrapoliert werden, solange die Machzahl größer als 7 ist. Der Verlauf der maximalen Spannung über der ATV-1 Trajektorie [14] ist in Bild 4.6 dargestellt. Zum Vergleich wurden

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

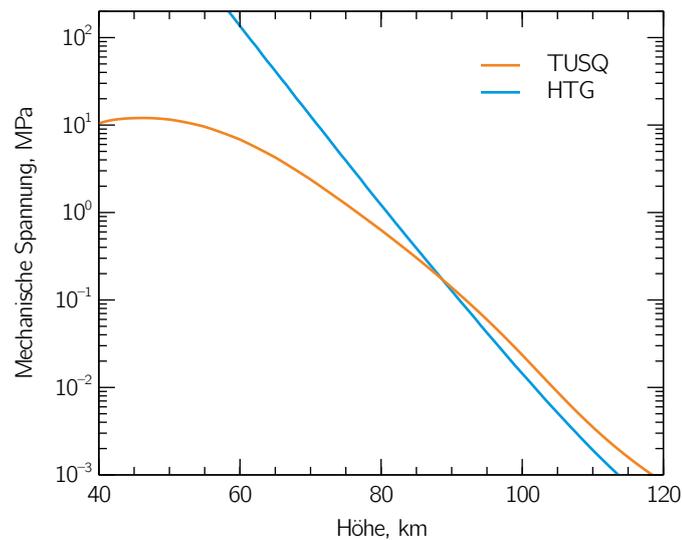


Bild 4.6: Spannungsverlauf über der ATV-1 Wiedereintrittstrajektorie aus TUSQ Daten extrapoliert und für einen numerischen Fall auf die ISS skaliert.

Daten von *HTG* zur Verfügung gestellt¹. Die aus SCARAB Simulationen ermittelten Kräfte wurden von der vorliegenden Satellitengröße (1 t) auf die ISS extrapoliert. Daraus folgt eine Kraftzunahme um zwei Größenordnungen. Während die Daten zwischen 120 km und 80 km gut zueinanderpassen, weichen sie darunter erheblich voneinander ab. Die Übereinstimmung in großen Höhen ist ausreichend, da die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Bedingungen in großen Höhen liegen.

4.2 Sondenmessungen

4.2.1 Wärmestromdichtemessung

Um die axialsymmetrisch-planare Transformationstheorie (s. Abschnitt 2.2) zu validieren, werden separate Messungen im Plasmawindkanal durchgeführt [86]. Dazu werden drei Sonden benutzt, die kalorimetrische Wärmestromdichtesonde und die Stabsonden, wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, als Rund- und Flachstab ausgeführt. Die kalorimetrische Wärmestromdichtesonde wird für ca. 30 s in der Strahlmitte positioniert und die stationäre Wärmestromdichte gemessen. Die Stabsonden werden nur 1 s bis 3 s in der Strahlmitte gehalten, somit ist es möglich, die Wärmestromdichte sowohl mit der Dünnwand- als auch mit der NISI-Methode zu bestimmen. Die gemessenen Werte werden schließlich auf eine 50 mm Kugel transformiert, beide Datensätze sind in Tabelle 4.1 und in Bild 4.7 dargestellt.

¹Bei T. Lips möchte ich mich für die Überlassung der Daten bedanken.

4.2 Sondenmessungen

Bedingung	Messmethode	$\dot{q}_{\text{gemessen}}$	$\dot{q}_{\text{transformiert auf 50 mm}}$
# 1	kalorimetrisch	945 kW/m ²	945 kW/m ²
# 1	Flachstab Dünnwand	755 kW/m ²	968 kW/m ²
# 1	Flachstab NISI	881 kW/m ²	1130 kW/m ²
# 1	Rundstab Dünnwand	941 kW/m ²	887 kW/m ²
# 1	Rundstab NISI	1026 kW/m ²	967 kW/m ²
# 2	kalorimetrisch	1250 kW/m ²	1250 kW/m ²
# 2	Flachstab Dünnwand	974 kW/m ²	1250 kW/m ²
# 2	Flachstab NISI	1110 kW/m ²	1424 kW/m ²
# 2	Rundstab Dünnwand	1200 kW/m ²	1130 kW/m ²
# 2	Rundstab NISI	1407 kW/m ²	1326 kW/m ²

Tabelle 4.1: Wärmestromdichte Ergebnisse.

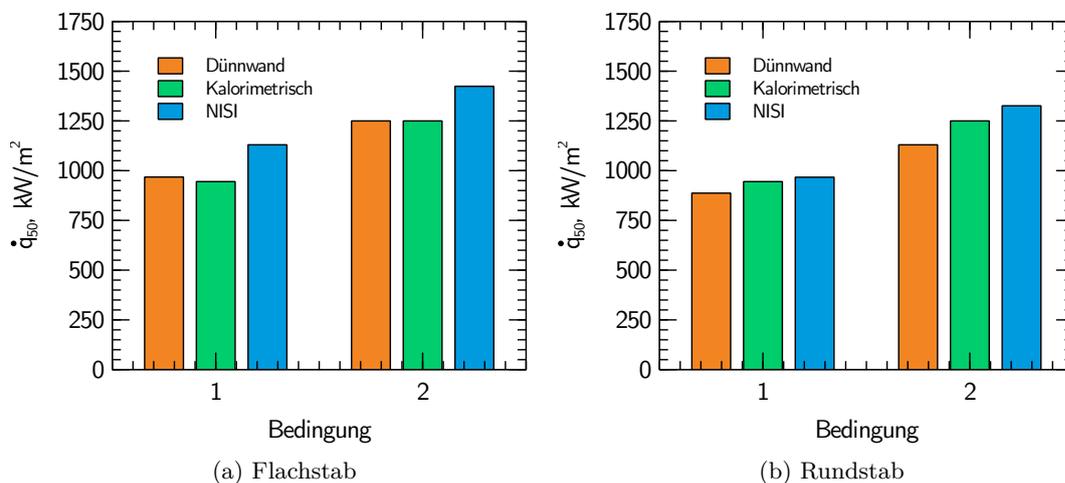


Bild 4.7: Gemessene Wärmestromdichte mit Rundstab, Flachstab und kalorimetrischer Sonde bei zwei Bedingungen.

Man kann erkennen, dass die ermittelte Wärmestromdichte bei der Dünnwandmethode sehr gut mit der kalorimetrischen Wärmestromdichte übereinstimmt. Beim Flachstab liegt die Abweichung zwischen den beiden Methoden bei 2,5%. Beim Rundstab ist die Abweichung mit 6,1% bzw. 9,6% konsequent unter dem Erwartungswert. Mit der NISI-Methode werden die Werte im Vergleich zur kalorimetrischen Messung konsequent überschätzt. Beim Rundstab ist die Abweichung mit 2% und 6,1% sehr gering, bei der Flachstabsonde liegt die Abweichung mit 14%-20% darüber. Anzumerken ist, dass bei der NISI-Methode potentielle Wärmeleitung aus dem Körper inhärent berücksichtigt ist, diese bei der Dünnwandmethode als klein angenommen und vernachlässigt wird. So ist es zu erwarten, dass die Dünnwandmethode die Wärmestromdichte im Vergleich zur NISI-Methode unterschätzt.

Weitere Schritte sind möglich, indem vergleichbare Sondenkörper aus verschiedenen Materialien gefertigt werden. Da die Kalibrierung auf der Dünnwandmethode basiert, sind die

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

optischen Eigenschaften des Lasers und der Oberfläche für diese Methode vernachlässigbar. Dies reduziert den Fehler der Methode vor allem bei Materialien mit geringem Absorptionsgrad. Somit kann direkt die Wärmestromdichte auf verschiedene Materialien, aber auch auf unterschiedliche Körperformen gemessen werden. Nachteilig im aktuellen Design ist die begrenzte Messzeit, da sich die Sonde mit jeder Messung im Plasmawindkanal aufheizt, was die maximale Anzahl an Messungen begrenzt. Weiterentwicklungen, um die Sonde zwischen einzelnen Messungen zu kühlen, sind notwendig, um mehr Versuche nacheinander durchführen zu können.

4.2.2 Versuchsbedingungen

Für die vorliegende Fragestellung, inwiefern mechanische Lasten ausschlaggebend beim destruktiven Wiedereintritt sind, wurden anhand der Trajektorie von Cygnus drei Versuchsbedingungen gewählt: 1) 90 km, 2) 75 km, 3) 65 km. Die korrespondierenden Trajektorienpunkte sind in Bild 1.3 der Einleitung bereits erwähnt.

Der 90 km Trajektorienpunkt entspricht dem frühen Aufheizen und Abbrechen von Solarpaneelen und anderen Außenkomponenten. Die Bedingung ist von den niedrigsten Wärmestromdichten und Totaldrücken geprägt, bei vergleichsweise hohen Enthalpien. Aerodynamisch ist die Strömung hier an der Grenze einer Kontinuums- zu einer Gleitströmung. 75 km entspricht der typischen Höhe des Break-Up und wurde daher ausgewählt. In vielen einfachen Modellen wird dieser Punkt manuell vorgegeben, komplexere Modelle errechnen diese Situation in einer Höhe zwischen 72 km bis 80 km. Der Punkt ist von mäßigen thermischen Lasten und moderaten Drücken geprägt, bei hoher Enthalpie. Der letzte Trajektorienpunkt entspricht einer Höhe von 65 km. Diese Höhe ist typisch für das weitere Auseinanderbrechen von Subkomponenten, aber auch das Verglühen einzelner Bauteile findet in dieser Höhe statt. Die Wärmestromdichten sind dabei kurz vor dem Punkt der maximalen Wärmelast (*peak heating*).

Sondenmessungen (s. Abschnitt 3.2.1) wurden durchgeführt, um entsprechende Plasmabedingungen im Windkanal zu charakterisieren. Die Bedingungen sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Die Bedingungen wurden mit der 50 mm Doppelsonde vermessen und auf die 20 mm breiten Flachstabproben, entsprechend des Modells in Abschnitt 2.2, skaliert.

Dabei konnte die vollständige LHTS Ähnlichkeit allerdings nicht erreicht werden. Problematisch ist bei großen Strukturen der geringe Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichtrand. Um diesen korrekt zu skalieren, wären Modelle von ca. 0,5 m Durchmesser notwendig, was die Möglichkeiten der Bodentestanlage übersteigt. Deshalb wurden lediglich die Wärmestromdichte und der Totaldruck als Näherungsparameter genutzt und dupliziert. Werden diese beiden Parameter dupliziert, ist das thermische Materialverhalten im Flug ähnlich zum Boden. Unterschiede treten bei der Oberflächenchemie auf, da die Aufenthaltszeit des Plasmas im Staupunkt nicht ähnlich zum Flug ist.

4.2 Sondenmessungen

Flachstab		90 km	75 km	65 km
Referenz Wärmestromdichte	kW/m ²	125	495	1150
Referenz Totaldruck	Pa	130	1325	4000
Mechanische Spannung	MPa	0,139	1,248	4,265
Generatoreinstellung				
Strom	A	350	475	675
Magnetstrom	A	100	100	100
Stickstoff Massenstrom	g/s	3,07	3,84	5,00
Sauerstoff Massenstrom	g/s	0,93	1,16	1,52
Umgebungsdruck	Pa	30	130	1250
Spannung	V	75	80	87
Electric power	kW	26,2	37,6	58,6
Versuchsbedingung				
Abstand	mm	310	300	185
Wärmestromdichte	kW/m ²	128	518	1154
Totaldruck	Pa	154	1344	4239
Strömungsgeschwindigkeit	m/s	2775	4011	2791

Tabelle 4.2: Versuchsbedingungen für 20 mm Flachstäbe.

Zusätzlich wurde die Profilform der Bedingungen vermessen, die Graphen davon sind in Bild 4.8 zu sehen. Hiermit wird überprüft, ob die Proben gleichmäßig belastet werden. Die Breite der Materialproben ist dabei in grau schattiert dargestellt. Für alle Proben ist kein signifikanter Verlauf der Wärmestromdichte oder des Totaldrucks entlang der Probenbreite sichtbar. Die 65 km Bedingung zeigt dabei ein sehr symmetrisches Profil sowohl in Wärmestromdichte als auch im Totaldruck. Die 75 km Bedingung zeigt eine Asymmetrie in der Wärmestromdichte und seitliche Spitzen im Totaldruckprofil. Die Spitzen im Totaldruckprofil beeinflussen die Probe allerdings nicht in der Breite, da diese deutlich schmaler ist. Entlang der Probenlänge fällt die Wärmestromdichte mehr ab als der Druck zunimmt, auch dies sollte nicht zu einem Einfluss auf die Probe führen. Die Spitzen im Totaldruckprofil sind noch ausgeprägter in der 90 km Bedingung und weiter außerhalb der Mitte. Außerdem ist das Wärmestromdichteprofil hier sehr symmetrisch. Die Spitzen, die bei der 75 km und der 90 km Bedingung sichtbar sind, werden auf die Scherschicht zwischen dem Freistrahle und der in Ruhe befindlichen Umgebungsluft des Tanks zurückgeführt [209, 210]. Durch diese Scherschicht wird zusätzliches kaltes Gas angesaugt.

4 Versuchsbedingungen im Plasmawindkanal

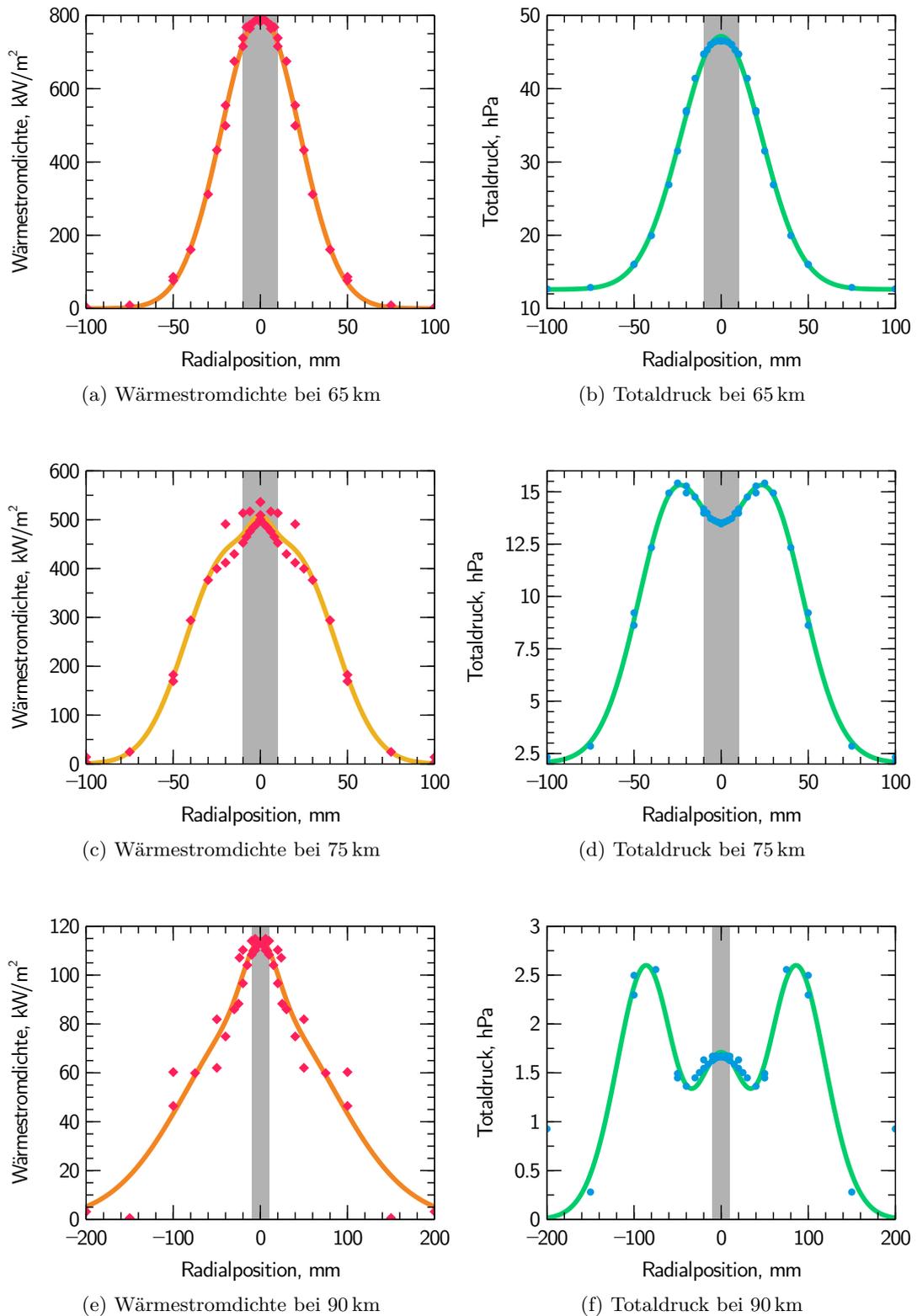


Bild 4.8: Wärmestromdichte- und Totaldruckprofile der drei Versuchsbedingungen, mit einer Ausgleichskurve und der Breite der Proben grau schattiert dargestellt.

5 Ergebnisse

5.1 Untersuchung der Materialversuche

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Materialversuche präsentiert. Die Ergebnisse werden hier erläutert und im Folgenden mit den Beobachtungsmissionen verglichen. In den Abschnitten 5.1.1 und 5.1.2 werden die einzelnen Materialien und Versuchsergebnisse im Detail analysiert. Alle Materialien versagten mit einer der drei folgenden Versagensarten:

- **Einschnürung** - Bei einschnürenden Proben tritt ein Verformungsbruch auf. Dem eigentlichen Versagen geht dabei eine signifikante plastische Längung mit einer Querschnittsverringerung voraus. Bei diesen Proben muss zwischen der technischen Spannung und der wahren Spannung im Material unterschieden werden.
- **Bruch** - Bei dieser Versagensart tritt ein Spröbruch auf. Es ist keine plastische Veränderung in den Versuchsdaten erkennbar. Kein Bereich der Materialprobe war geschmolzen.
- **Schmelzen** - Bei dieser Versagensart tritt kein Bruch auf, sondern das Material schmilzt und fließt weg. Dabei bestimmen im Wesentlichen die mechanischen Eigenschaften der Oxidschicht das Materialverhalten.

Bei den Versuchen mit Aluminiumlegierungen wurden alle drei verschiedene Versagensarten beobachtet, die sich je nach Trajektorienpunkt und Lastbedingung unterscheiden. Dies ist in direktem Widerspruch zu der bisherigen Annahme, dass Aluminiumlegierungen beim Wiedereintritt schmelzgetrieben versagen. In großen Höhen (90 km) war eine Lastüberhöhung von drei Größenordnungen notwendig, um ein Versagen herbeizuführen. Dies entspricht Wiedereintrittsbeobachtungen, bei denen die Anschlüsse der Solarpaneele unter den hohen Lasten versagen. Dabei schnürten die Proben auf 40 % bis 60 % der ursprünglichen Querschnittsfläche ein. In den unteren beiden Trajektorienpunkten wird bruchgetriebenes und schmelzgetriebenes Versagen beobachtet. Beim Bruch ist die Probentemperatur im Bereich der Solidustemperatur. Weder an der Oberfläche noch an der Bruchkante ist lokales Schmelzen zu sehen. Die Proben versagen mit mechanischen Lasten und Bruch ca. 20 % früher als beim Schmelzen ohne Last. Beim schmelzgetriebenen Versagen wird die Solidustemperatur übertroffen, die gemessene Temperatur ist im Bereich der Liquidustemperatur. Änderungen der Emissionsgrade machen eine genaue Temperaturbestimmung allerdings komplex. Das Versagen der Probe als Ganzes wird vom Versagen der Oxidschicht bestimmt, die zuerst versagt. Bei Al-6060 wird geschmolzenes Probenmaterial ausgeworfen, bei Al-7075 ist die Schmelze deutlich viskoser und bleibt als zusammenhängendes Material erhalten.

5 Ergebnisse

Im Rahmen der hier untersuchten Trajektorie tritt bei den Hochtemperaturmaterialien unter den nominellen Plasma- und Lastbedingungen kein Versagen auf. Dies deckt sich mit bisherigen Untersuchungen und Bodenfunden von vergleichbaren Materialien. Beim 90 km Trajektorienpunkt kann auch unter erhöhter Last kein Versagen herbeigeführt werden. Bei den niedrigeren Höhen (75 km und 65 km) ist eine Erhöhung der Last um mehr als eine Größenordnung über dem nominellen Wert notwendig, um Versagen herbeizuführen. Dabei verhalten sich die Materialien in beiden Versuchsbedingungen ähnlich, die Proben schnüren signifikant ein, auf 10 % bis 30 % der ursprünglichen Querschnittsfläche, bevor Versagen auftritt. Oberflächliche Oxidation erlaubt keine genaue Temperaturbestimmung, die Temperaturen erreichen bei TiAl6V4 durchaus die Solidustemperatur, bei A316 war die maximale Temperatur ca. 50 K darunter.

Im Bereich geringer Lasten ist die gemessene Probenlängung erwartungsgemäß, dies zeigen die Analysen der Wärmeausdehnung und der dazugehörigen Deformationen. Bei großen Lasten zeigt sich jedoch, dass die verschiedenen Materialien vergleichbare Deformationen aufweisen, somit liegt der berechnete E-Modul für alle Materialien im Bereich 500 MPa bis 650 MPa. Dies deutet darauf hin, dass die auftretende Deformation nicht in der Probe, sondern im Versuchsaufbau stattfindet. Mögliche Quelle dafür sind die Kompression der Dichtfläche zwischen dem Deckenflansch und dem Tank, eine radiale Deformation des Tanks oder eine Deformation des PWK-Tisches. Der Effekt zeigt sich auch in den Setzzyklen der Versuche. Ein Ansatz wurde verfolgt, um die Deformation des Aufbaus aus dem Versuch herauszurechnen, indem die Längung der Setzzyklen auf den Spannungsverlauf extrapoliert wurde. Das Ergebnis zeigt hier eine verbleibende Deformation, die einem E-Modul von 1,8 GPa bis 2,2 GPa entspricht. Dies ist ca. 2 Größenordnungen von den Literaturwerten bei Raumtemperatur entfernt. Der geringe Unterschied zwischen den einzelnen Materialien zieht die Werte jedoch stark infrage und der Fehler ist sehr groß. Eine weitere Auswertung der Dehnung ist daher bei großen Lasten nicht sinnvoll und wurde daher nicht durchgeführt. Materialkennwerte, die von der Dehnung abhängen, sind demnach mit dem hier genutzten Aufbau nicht messbar. Eine Erweiterung des Messaufbaus mit einem unabhängigen Extensometer kann diese Lücke schließen.

Alle Versuche weisen eine gleichmäßige Verteilung der Oberflächentemperatur auf, lokale Unterschiede, speziell an den Kanten sind dabei gering. Die Temperaturmessungen sind konsistent, so werden keine signifikanten Abweichungen in Abhängigkeit der aufgebrachten Last bei den Aluminiumversuchen erkannt. Es können folglich thermische Modelle anhand von eingetragener konvektiver Wärme, Wärmeleitung durch das Material zur Rückseite, aber auch in Richtung der wassergekühlten Probenhalter bestimmt werden. Es zeigt sich, dass die Temperatur der Aluminiumlegierungen durch Wärmeleitung entlang der Probe in die wassergekühlten Probenhalter dominiert. Die Temperatur der Hochtemperaturlegierungen ist vor allem durch Wärmestrahlung an Vorder- und Rückseite limitiert.

5.1 Untersuchung der Materialversuche

In den Spektraldaten traten bei allen Materialien der 65 km und 75 km Bedingungen die Alkalimetalle Natrium und Kalium auf [211]. Da die Proben mit Isopropanol gereinigt wurden, kann eine Kontamination, z. B. während der Installation, nahezu ausgeschlossen werden. Das Vermeiden von spanender Bearbeitung und so auch das Vermeiden von Schnittflächen im Plasma legen nahe, dass diese Elemente bereits in geringen Mengen in den Proben vorhanden sind. Sie können demnach in keiner Probe ausgeschlossen werden. Lithium ist dabei ein Alleinstellungsmerkmal der Al-6060 Legierung und tritt in allen Versuchen kurz vor dem Versagen auf. Die Alkalimetalle werden auch in den Beobachtungsmissionen nachgewiesen. Dabei wurde der Nachweis insbesondere von Lithium und Natrium einem frühen Auseinanderbrechen und Versagen z. B. der Batterien zugeordnet [21]. Der Nachweis dieser Elemente im Plasmawindkanal zeigt, dass die Beobachtung von Natrium und Kalium eher als allgemeiner Nachweis destruktiver Prozesse interpretiert werden muss. Lithium ist als direkter Indikator für das Versagen von Strukturen aus Al-6060 interpretierbar. Der Nachweis der Emission von Vanadium sowohl beim Aufheizen als auch beim Versagen der TiAl6V4-Proben ist charakteristisch und entspricht den Beobachtungsmissionen. Chrom und Mangan tritt als Emission bei Edelstahltests auf, beide sind als Legierungselemente erwartete Strahler. Da alle diese Materialien aber bereits vor dem Versagen auftreten, ist der Nachweis in Beobachtungsmissionen kein klares Indiz für mechanisches Versagen. Die Abwesenheit weiterer strahlender Spezies zeigt, dass die Materialien vor dem Versagen nur wenige spektrale Merkmale aufweisen. Vor allem in den Aluminiumlegierungen wurden Aluminium und Magnesium erwartet, da diese auch in Beobachtungsmissionen stets detektiert werden [15]. Diese Beobachtungen legen die These nahe, dass die Oxidschicht von Aluminium zuerst thermisch dissoziiert werden muss, bevor diese Spezies im Plasma gemessen werden. Da dies bei Temperaturen weit oberhalb des Schmelzpunkts auftritt, wird ein Versagen von Strukturelementen immer vor der spektralen Anregung auftreten. Die Spektralsignaturen der Hauptlegierungselemente von Aluminiumlegierungen sind daher eher für Prozesse beim Verglühen von Interesse.

5.1.1 Aluminiumlegierungen

Einschnürung

Eine Einschnürung trat bei den Aluminiumlegierungen nur bei einer Versuchsbedingung auf, 90 km. Die Einschnürung beider Aluminiumlegierungen sowie die fotogrammetrisch ermittelte Oberfläche ist in Bild 5.1 dargestellt.

Aus den Daten der Fotogrammetrie wird die Querschnittsfläche bestimmt und ein zeitlicher Verlauf der Einschnürung ermittelt. Dieser Verlauf ist zusammen mit der aufgebrachten Spannung in Bild 5.2a dargestellt. Der dazugehörige Temperaturverlauf ist in Bild 5.2b zu sehen. Beide Proben werden mit der nominellen Last gehalten bis in den Deformationsdaten ein stationärer Zustand erkannt werden kann. Daraufhin wird die Al-6060 Probe mit einer

5 Ergebnisse

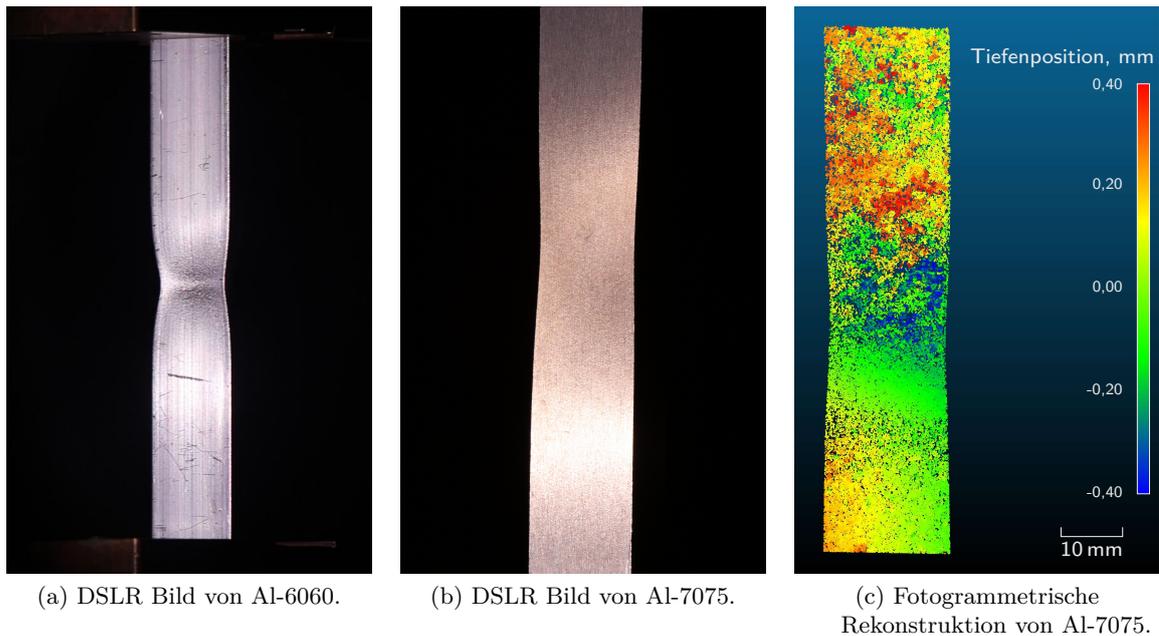


Bild 5.1: Visueller Eindruck beider Aluminiumlegierungen und fotogrammetrische Rekonstruktion der Al-7075 Probe bei der 90 km Bedingung. Die Tiefenposition 0 mm gibt die Ebene der Probe vor Deformation an. Punkte mit positiver Tiefenposition befinden sich stromaufwärts, negative Tiefenpositionen stromabwärts.

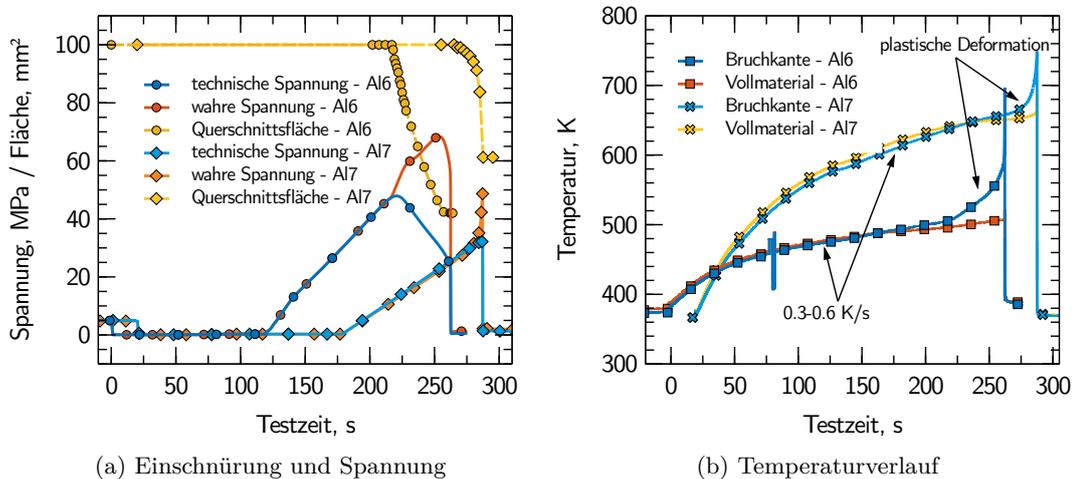


Bild 5.2: Kraftverlauf, Einschnürung und Temperaturverlauf der Aluminiumproben bei der 90 km Bedingung, Daten der Al-7075 Proben sind zur besseren Darstellung um 20 s verschoben.

konstanten Dehnrates von 5 mm/min belastet, während bei der Al-7075 Probe die Kraft mit einer Rate von 30 N/s erhöht wird. Dies zeigt sich in den unterschiedlichen Verläufen der Spannungen. Die Einschnürung beträgt 40 % bis 60 %.

5.1 Untersuchung der Materialversuche

In den Temperaturdaten ist zu erkennen, dass die Temperatur zum Zeitpunkt der Belastung keinen stationären Zustand erreicht hat, sondern mit einer Rate von 0,3 K/s bzw. 0,6 K/s aufheizt. Mit einsetzender plastischer Deformation steigt die Aufheizrate mit einem Maximum bei beiden Materialien von ca. 3 K/s. Dieses Temperaturmaximum am engsten Querschnitt ist in den Falschfarbendarstellungen der Thermografiekamera zu sehen, Bild 5.3b.

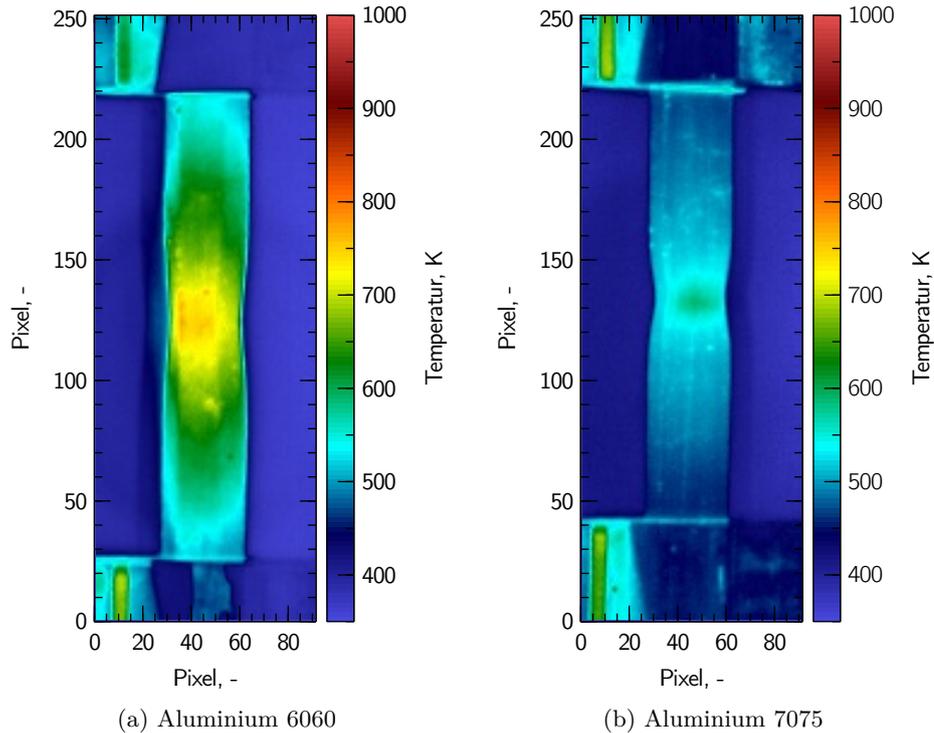


Bild 5.3: Falschfarbenbild der Thermografiekamera der Aluminiumproben bei der 90 km Bedingung.

Es stellt sich bei der Betrachtung der Temperatur die Frage, ob die optisch gemessene Temperatur auf einen physikalischen Effekt oder eine Messabweichung zurückzuführen ist. Daher wurde der Temperaturverlauf im Rahmen der thermomechanischen Effekte untersucht. Der thermoelastische Effekt ist dabei im Rahmen der Temperatur und Spannung vernachlässigbar gering. Die Materialkennwerte der Aluminiumlegierungen, nach [175], werden in Gleichung (2.77) eingesetzt. Es wird angenommen, dass $\beta_p = 0,8$ und das Integral aus den Versuchsdaten im plastischen Bereich gelöst. Der Mittelwert der Temperaturzunahme durch den thermoplastischen Effekt ergibt $\dot{T} = 0,0092 \text{ K/s}$ für Al-6060 und $\dot{T} = 0,0365 \text{ K/s}$ für Al-7075. Dies ist im Vergleich zu der gemessenen Aufheizrate von ca. 3 K/s im Bereich von 1%.

Zum anderen wird durch die schmalere Probe der effektive Radius kleiner, wodurch die Wärmestromdichte auf das Material steigt, s. Abschnitt 2.2.1. Aus den Fotogrammetriedaten lässt sich die Breite am engsten Querschnitt auslesen. Im letzten Bild vor dem Bruch ist die

5 Ergebnisse

Breite auf 14 mm für die Al-6060 Probe bzw. 18,3 mm für Al-7075 verjüngt. Daraus ergibt sich:

$$\frac{\dot{q}_{\text{Al-6060}}}{\dot{q}_0} = \sqrt{\frac{R_0}{R}} = \sqrt{\frac{20 \text{ mm}}{14 \text{ mm}}} \approx 1.2, \quad \frac{\dot{q}_{\text{Al-7075}}}{\dot{q}_0} = \sqrt{\frac{R_0}{R}} = \sqrt{\frac{20 \text{ mm}}{18,3 \text{ mm}}} \approx 1.05, \quad (5.1)$$

die Wärmestromdichte steigt also um 20 % bzw. 5 %. Dies ist nicht ausreichend, um die gesehene Temperaturänderung hervorzurufen.

Der Temperaturverlauf erlaubt eine Abschätzung des thermischen Zustands. Zum einen die Strahlungswärme, die das Material abgibt (Gleichung (2.69)) für die beidseitige Fläche: $\dot{q}_{\text{Al-6060,rad}} = 3,8 \text{ kW/m}^2$ bzw. $\dot{q}_{\text{Al-7075,rad}} = 5,0 \text{ kW/m}^2$. Zum anderen die Wärmeleitung aus der Mitte des Materials zu den gekühlten Probenhaltern (Gleichung (2.68)) aus dem Temperaturverlauf: $\dot{q}_{\text{Al-6060,cond}} = 280 \text{ kW/m}^2$ bzw. $\dot{q}_{\text{Al-7075,cond}} = 305 \text{ kW/m}^2$.

Die Verluste werden also von der Wärmeleitung dominiert, diese liegt mehr als doppelt so hoch wie die nominelle Wärmestromdichte im Staupunkt. Eine weitere Option könnte eine Veränderung der Oberfläche zu einer Änderung der Wärmestromdichte führen. Zum einen könnte sich die Oberflächenkatalyzität infolge der Spannung erhöhen. Die Wärmestromdichteänderung infolge von Katalyzität ist in Abschnitt 3.3.4 beschrieben, die maximale Erhöhung bei einem vollkatalytischen Zustand beträgt 50 %. Weiterhin ist es möglich, dass die Spannung zu lokalen Mikrorissen in der Oxidschicht führt. Die exotherme Oxidation des darunterliegenden Materials würde somit zu einem Wärmeeintrag im Material führen. Die mechanische Last und/oder die Temperaturänderung könnte außerdem zu einer Änderung der Oberfläche führen, welche die optischen Eigenschaften ändert. Eine Möglichkeit ist der Übergang der amorphen Al_2O_3 Struktur in die γ -Kristallstruktur. Außerdem könnte eine rauere Oberfläche, wie in Bild 5.1a zu sehen ist, zu einem erhöhten Emissionsgrad führen [140]. Dabei ist eine Erhöhung von 0,09 auf 0,15 ausreichend, um den Temperaturanstieg zu erklären. Mit fortschreitender Versuchsdauer ist keine Wärmeleitung in das umliegende Material erkennbar, dies stützt weiter diese Begründung.

Im Verlauf des Versuchs sind keine Veränderungen in den Spektren sichtbar, sie sind deshalb hier nicht dargestellt. Lediglich die Linien, welche zu den Luftspezies zugeordnet werden, können unverändert identifiziert werden.

Bruch

Ein Bruch der Probe tritt bei den Versuchen mit nomineller mechanischer Last (Szenario 2) bei den 65 km und 75 km Bedingungen auf. Die Probe wird in die Strahlmitte gefahren und die nominelle Lastbedingung eingestellt, s. Tabelle 4.2. Während des Aufheizens, bevor ein stationärer thermischer Zustand erreicht ist, bricht die Probe. Die Temperaturverläufe der Aluminiumproben bei beiden Bedingungen sind in Bild 5.4 dargestellt.

In einigen Experimenten wurde zusätzlich zu der Thermografiekamera ein Typ-K Thermolement in die Probe eingebettet. Dies erlaubt eine Referenzmessung, um

5.1 Untersuchung der Materialversuche

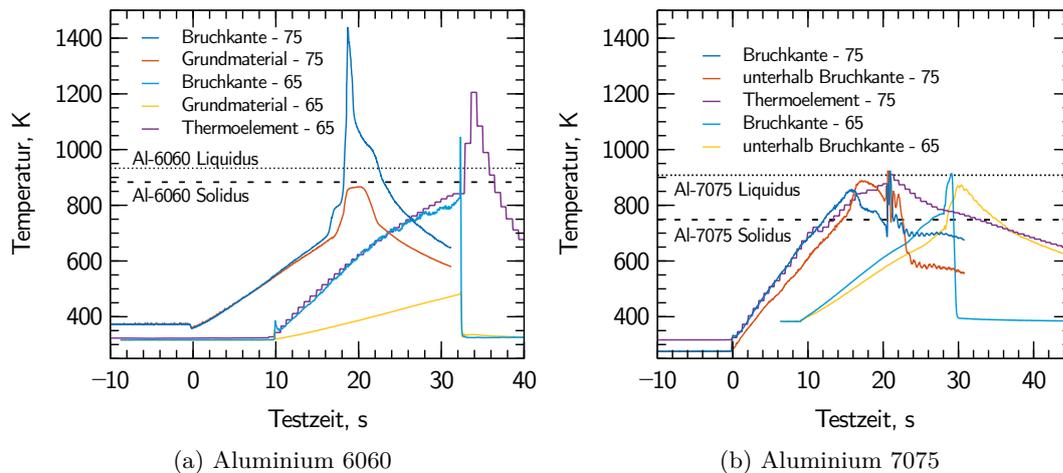


Bild 5.4: Temperaturdaten der Aluminiumlegierungen bei den Szenario 2 Versuchen mit Bruch, Daten der 65 km Bedingung sind zur besseren Darstellung um 10 s verschoben.

emissionsgradunabhängige Messungen durchzuführen. Dabei zeigt sich, dass Al-6060 zum Zeitpunkt des Bruchs kälter ist als die Solidustemperatur [169] von 883 K. Dies verstärkt die Beobachtung, dass das Material einen direkten Bruch ohne lokale Schmelzprozesse erfährt. Bei den Al-7075 Proben wird die Solidustemperatur in allen Versuchen übertroffen. Dabei ist zu erkennen, dass der Anstieg der Temperatur bei Erreichen der Solidustemperatur kurz stagniert bevor die Temperatur weiter steigt. Im Rahmen des 65 km Experiments steigt die Temperatur sprunghaft an, während die Temperatur im 75 km Experiment abnimmt. Es ist davon auszugehen, dass dies keinen thermischen Effekt darstellt, sondern mit einer Änderung des Emissionsgrads oder Reflexionen des geschmolzenen Materials einhergeht.

Zum Zeitpunkt des Versagens wird die Liquidustemperatur nicht erreicht, lediglich nach dem Bruch steigt die gemessene Temperatur schlagartig an. Dies zeigt, dass das Versagen weiterhin durch einen Bruch ausgelöst wird. Die Tatsache, dass die gemessene Temperatur die Solidustemperatur übertrifft, deutet darauf hin, dass das Probeninnere eine Mischung aus Schmelze und Mischkristallen enthält. Das wird auch durch die stagnierende bzw. abnehmende Temperatur unterstützt, dies deutet auf Schmelzwärme hin, die das Material aufnimmt. Das Versagen der Probe ist dennoch in beiden Fällen von einem Bruch gekennzeichnet und nicht von einem Schmelzvorgang. Auch nachträglich kann kein lokales Schmelzen an den Proben entdeckt werden. Außerdem wird keine Deformation gemessen, welche nicht auf die thermische Ausdehnung zurückzuführen ist. All dies deutet auf einen geringen Anteil an Schmelze hin. Das plötzliche Versagen und das Fehlen jeglicher Deformation legt nahe, dass es sich hierbei um einen Sprödbbruch handelt. Diese Versagensart tritt bei beiden Aluminiumlegierungen und Versuchsbedingungen gleichermaßen auf.

Die Temperaturverteilung über die Probenrückseite, aufgenommen mit der Thermografiekamera, ist exemplarisch in Bild 5.5 dargestellt. Dabei sind die Proben mit

5 Ergebnisse

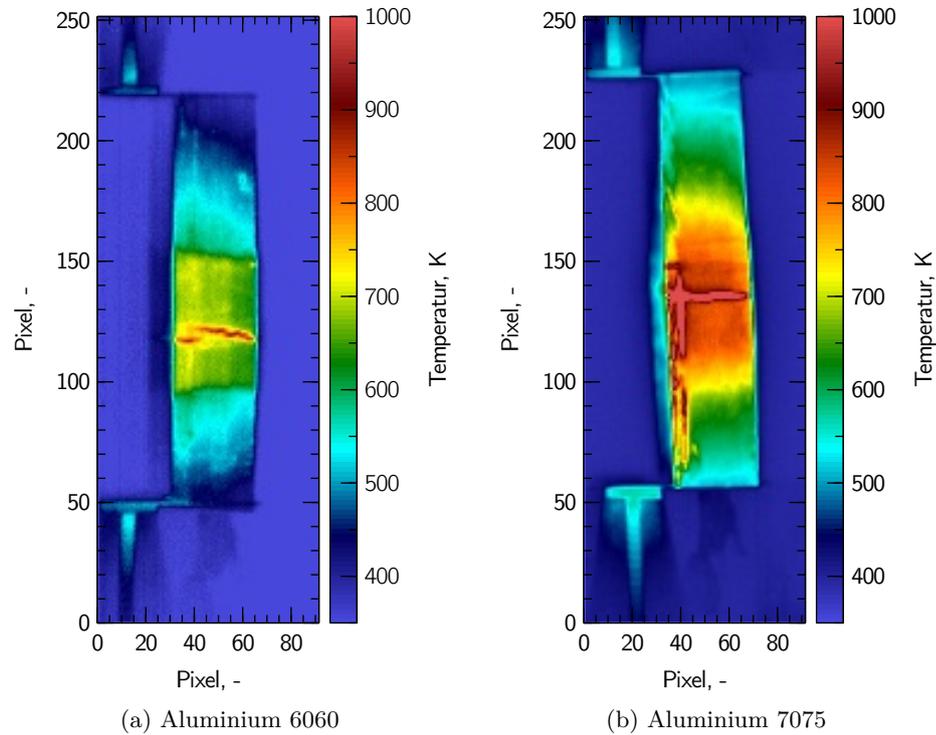


Bild 5.5: Temperaturdaten der Aluminiumproben bei den Szenario 2 Versuchen mit Bruch.

Thermoelementen nicht gezeigt. Die Klebestelle des Thermoelements auf der Rückseite hat einen deutlich höheren Emissionsgrad (ca. 0,9) was die Messung sättigt. Beide dargestellten Proben zeigen neben der Bruchkante eine homogene Temperaturverteilung. An der Bruchkante selbst kann keine Aussage über den Emissionsgrad getroffen werden, die gemessene Temperatur sättigt jedoch die Kamera. Daher ist hier keine Aussage über die gemessene Temperatur möglich, dies erklärt jedoch den schlagartigen Temperaturanstieg in Bild 5.4.

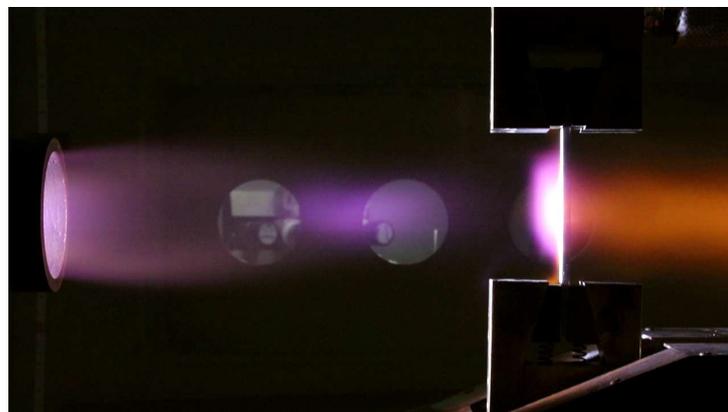


Bild 5.6: Seitliche Ansicht der Al-6060 Probe bei der 75 km Szenario 2 Bedingung kurz vor dem Bruch.

5.1 Untersuchung der Materialversuche

Weder die visuelle Beobachtung der Oberfläche, noch die fotogrammetrische Auswertung der Bilder zeigen eine Veränderung in der Geometrie oder der Oberflächenbeschaffenheit. Der visuelle Eindruck des Versuchs, ein Einzelbild des seitlichen Videos ist in Bild 5.6 zu sehen, zeigt dabei eine charakteristische orange-rote Emission kurz vor dem Versagen.

Zur Erklärung dieser Farbänderung werden die Spektraldaten betrachtet, dargestellt in Bilder 5.7 und 5.8.

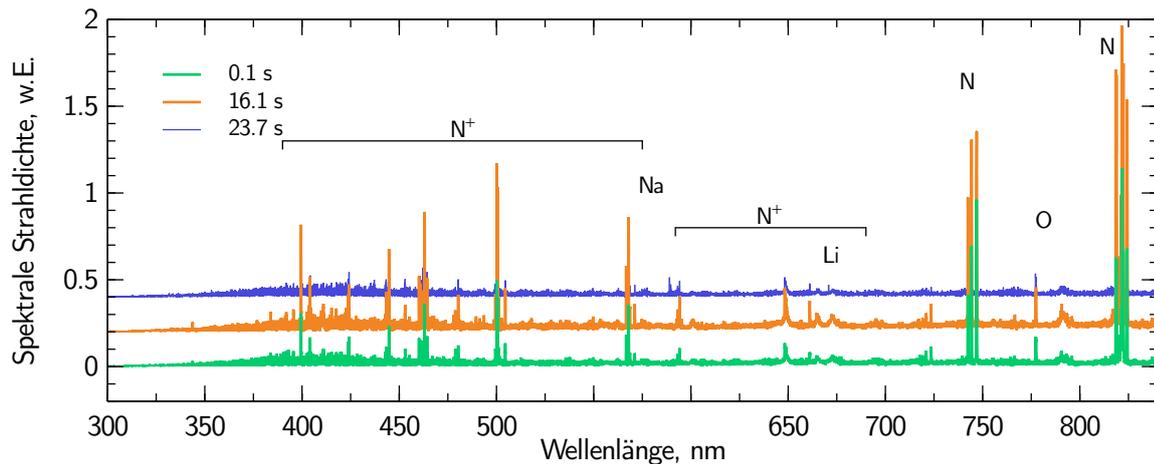


Bild 5.7: Spektren von Aluminium 6060 bei Experimenten mit Lastszenario 2.

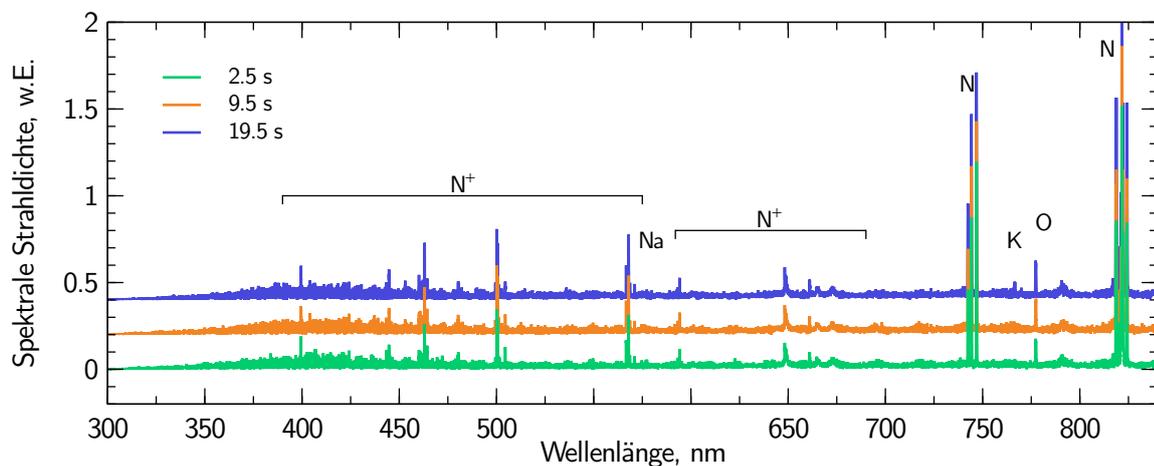


Bild 5.8: Spektren von Aluminium 7075 bei Experimenten mit Lastszenario 2.

Neben den Spektrallinien, die Luft zugeordnet werden N, N⁺ und O, sind vor allem Alkalimetalle zu sehen. Dabei sind im Rahmen der Al-7075 Experimente die Alkalimetalle Natrium (Na) und Kalium (K) sichtbar. Bei den Al-6060 Experimenten ist außerdem Lithium (Li) sichtbar. Bemerkenswert ist, dass die Alkalimetalle nominell nicht in der Legierung vorhanden sind. Entsprechend DIN 573-3 [170] dürfen also maximal 0,05 % Massenanteil des Materials diese Elemente sein. Da die Alkalimetalle allesamt stark strahlen, könnten jedoch

5 Ergebnisse

schon Spuren ausreichen, um ein starkes Signal zu erzeugen. Deutlich zu erkennen ist auch die Abwesenheit von jeglichen Legierungselementen. Auch Al und Mg sind sehr stark strahlende Spezies, da diese mehrere Größenordnungen häufiger vorkommen, ist die Abwesenheit der Emissionslinien unerwartet. Eine Übersicht des zeitlichen Verlaufs der Alkalimetalle von allen Versuchen ist in Bild 5.9 zu sehen.

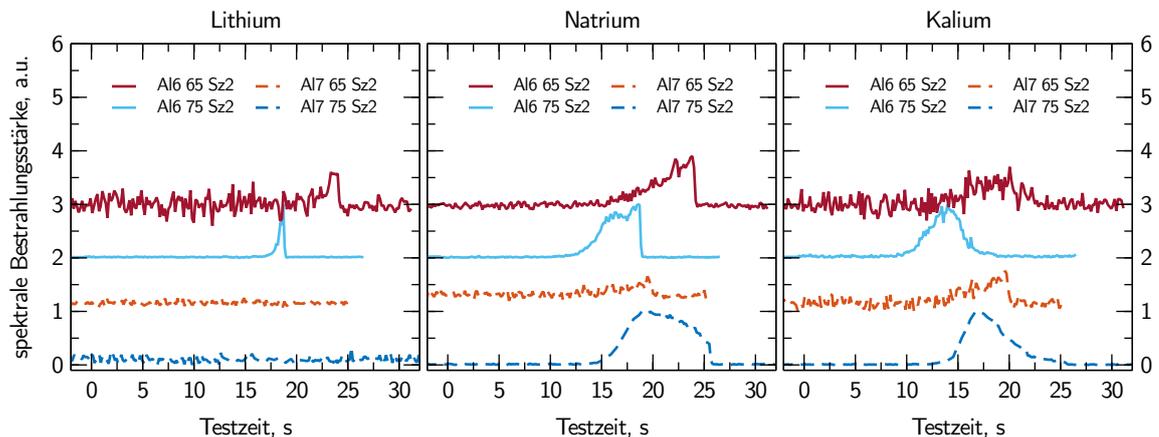


Bild 5.9: Zeitlicher Verlauf der Emission der Alkalimetalle Lithium, Natrium und Kalium bei den 65 km und 75 km Versuchen.

Die Emission von Kalium nimmt während der Testzeit zu und wieder ab. Dies deutet darauf, dass Kalium nur in einer oberflächlichen Schicht vorliegt und bei Erreichen einer Mindesttemperatur in die Strömung getragen wird. Die Natriumlinie erscheint nahezu zeitgleich mit der Kaliumlinie. Bei der Al-6060 Probe nimmt die Emission zum Versagen hin zu, bei Al-7075 nimmt sie wieder ab. Es ist unklar, ob dies unterschiedliche Mechanismen sind oder die Unterschiede in der Temperatur den Intensitätsverlauf beeinflussen. Die Lithiumemission tritt nur bei der Al-6060 Probe und nur kurz vor dem Zeitpunkt des Versagens auf.

Schmelzen

Das Aufschmelzen der Proben trat nur bei Versuchen ohne mechanische Last auf (Szenario 1). Einzelbilder aus den Videoaufnahmen zeigen charakteristische Phasen die dabei sowohl für die Al-6060 Legierung (Bild 5.10) als auch für die Al-7075 Legierung (Bild 5.11) auftreten.

Dabei tritt zuerst eine visuelle Änderung der Oberfläche auf, diese wird matt (Bilder 5.10b und 5.11b). Daraufhin beginnt die Probe von den Seiten her aufzuschmelzen, durch die Kante liegt hier die größte lokale Wärmelast an (Bilder 5.10c und 5.11c). Es ist sichtbar, dass das Probeninnere zuerst schmilzt. Die Oberfläche zeigt auch bei geschmolzenem Inneren noch eine definierte Struktur. Dies deutet darauf hin, dass die Oxidschicht, die Oberflächeneigenschaften

5.1 Untersuchung der Materialversuche

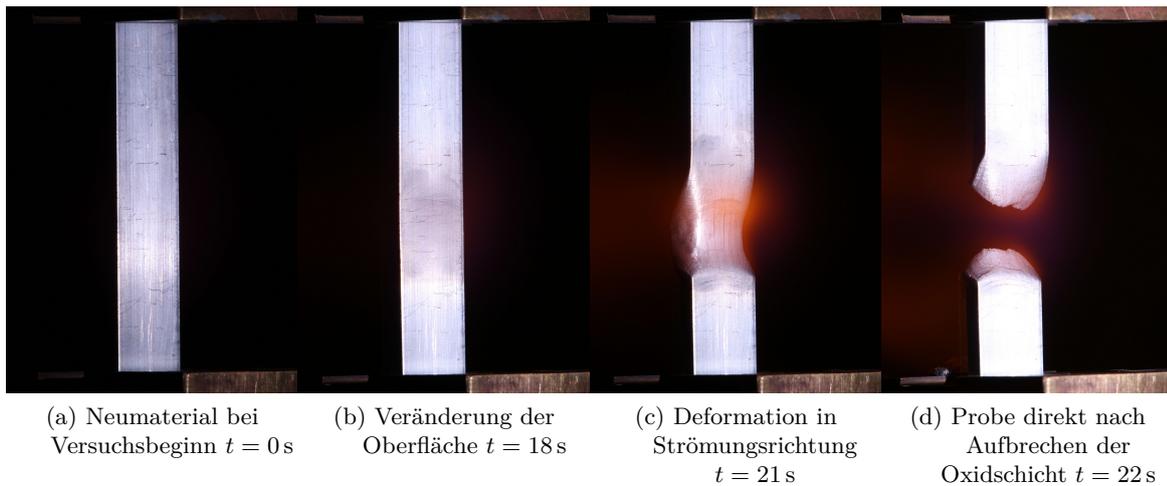


Bild 5.10: Visueller Eindruck des Schmelzvorgangs eines Al-6060 Versuchs (75 km).

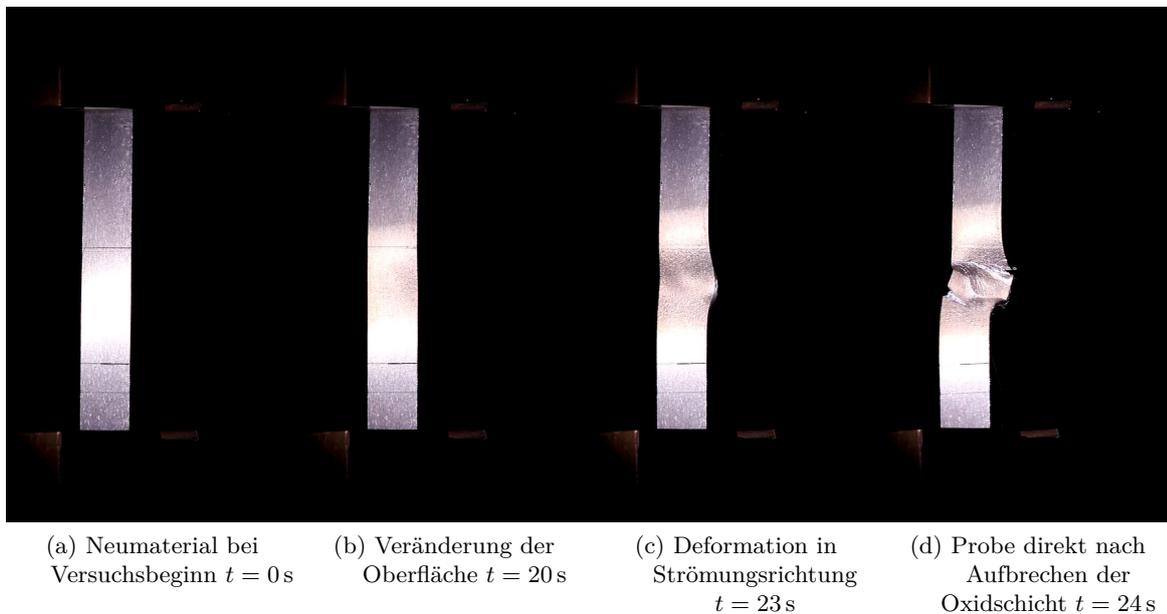


Bild 5.11: Visueller Eindruck des Schmelzvorgangs eines Al-7075 Versuchs (65 km).

dominiert (s. Abschnitt 3.3.1). Dabei können sowohl die Dicke als auch der Phasenzustand der Oxidschicht einen großen Einfluss auf das Verhalten haben. Hier treten erste Unterschiede zwischen den beiden Legierungen auf. Die Al-6060 Probe (s. Bild 5.10c) weist weiterhin eine geschlossene Oberfläche und eine quasi-rechteckige Kontur im Inneren der Probe auf. Während sich die Seiten deformieren, schmälert sich diese Kontur, bevor die Probe versagt. Dies deutet darauf hin, dass das Innere der Probe noch nicht vollständig geschmolzen ist, sondern eine Schmelzfront von vorn nach hinten durch die Probe wandert. Dagegen tritt bei der Al-7075 Probe (s. Bild 5.11c) eine gleichmäßige signifikante Deformation auf, dabei sind auch erste Risse zu erkennen, ohne dass die Schmelze freigelassen wird. Diese Zähigkeit stammt eventuell von der Einlagerung von Magnesiumoxid in der oberflächlichen Oxidschicht (s. Abschnitt 3.3) und könnte

5 Ergebnisse

eine Erklärung für die unterschiedlichen visuellen Eindrücke der beiden Aluminiumlegierungen sein.

Beide Legierungen versagen schlussendlich durch Risse in der Oxidschicht. Im Falle der Al-6060 Probe reißt die Oxidschicht auf, sobald das gesamte Material geschmolzen ist und flüssiges Aluminium wird ausgeworfen. Im Falle der Al-7075 Probe führt Risswachstum an mehreren Stellen zu einem Versagen (s. Bild 5.11d). Hier ist auch flüssiges Aluminium erkennbar, das jedoch eine deutlich höhere Viskosität hat. Dabei sieht die Temperaturverteilung ähnlich aus wie bei den Experimenten mit Bruch. Die homogene Temperaturverteilung an der Probenrückseite kurz vor dem Versagen zweier Proben ist in Bild 5.12 dargestellt.

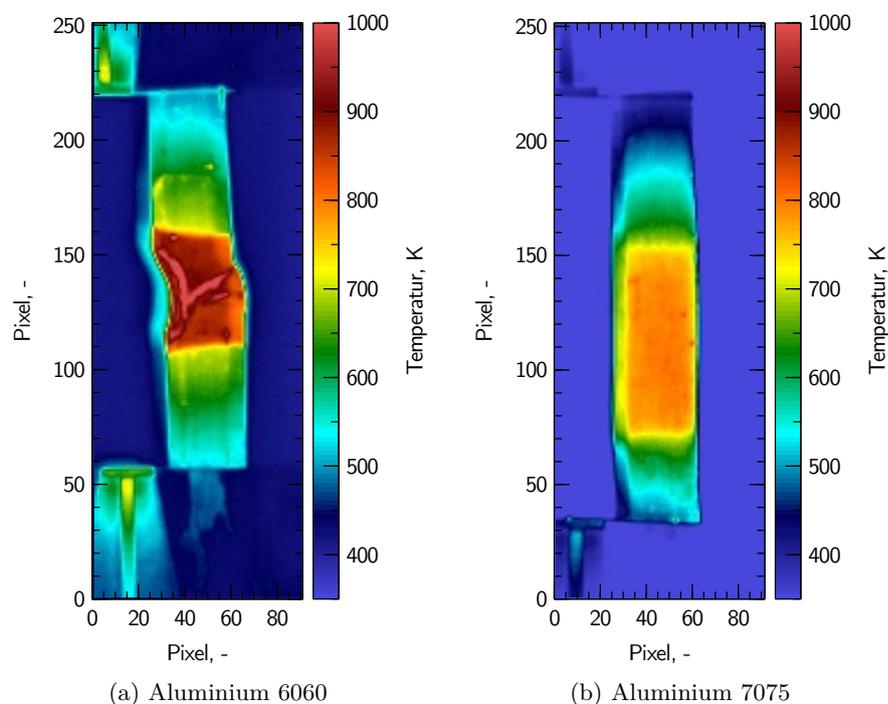


Bild 5.12: Falschfarbenbild der Thermografiekamera der Aluminiumproben bei der Szenario 1 Lastbedingung mit Schmelzen.

Bei Al-6060 (Bild 5.12a) ist dabei die Deformation und an der Sättigung ein Riss zu erkennen. Aus der Temperaturverteilung wird der Temperaturverlauf der Probe extrahiert, dargestellt in Bild 5.13.

Bei beiden Materialien steigt die Temperatur nahezu linear an, bis bei ca. 700 K die Temperatur sprunghaft zunimmt. Dies könnte dem Übergang von amorpher zu kristalliner γ -Phase der Oberfläche entsprechen und mit einer Änderung des Emissionsgrads einhergehen. Bei den Al-6060 Proben stagniert die Temperatur daraufhin bei 860 K, ca. 20 K unterhalb der Solidustemperatur. Diese Abweichung lässt sich auf Abweichungen im Emissionsgrad zurückführen, damit stagniert die Temperatur an der Soliduslinie, aufgrund der Aufnahme von

5.1 Untersuchung der Materialversuche

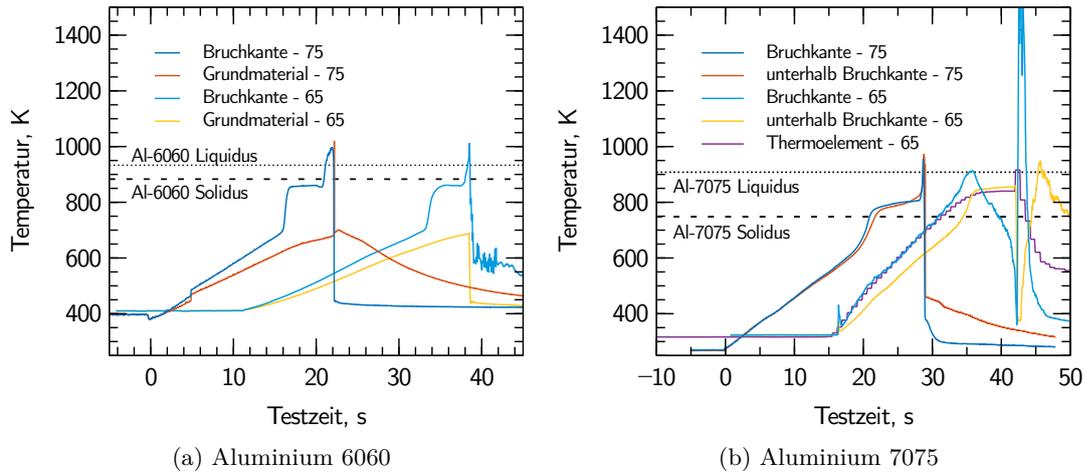


Bild 5.13: Temperaturdaten der Aluminiumlegierungen bei den Szenario 1 Versuchen mit Schmelzen, Daten der 65 km Bedingung sind zur besseren Darstellung um 10 s verschoben.

Schmelzwärme im Material. Die Al-7075 Proben verhalten sich ähnlich, wobei das Temperaturplateau bei 840 K mittig zwischen Liquidus- und Solidustemperatur liegt.

Wie bereits bei den bruchgetriebenen Experimenten sind in den Spektren, dargestellt in Bilder 5.14 und 5.15, neben den Luftplasmalinien die Alkalimetall K und Na in allen Versuchen sichtbar. Dies erklärt auch die orangene Farbe in den Bildaufnahmen.

Die Spektrallinie von Lithium ist ausschließlich bei den Al-6060 Proben sichtbar. Der zeitliche Verlauf der Intensität der Alkalimetalle ist in Bild 5.16 dargestellt.

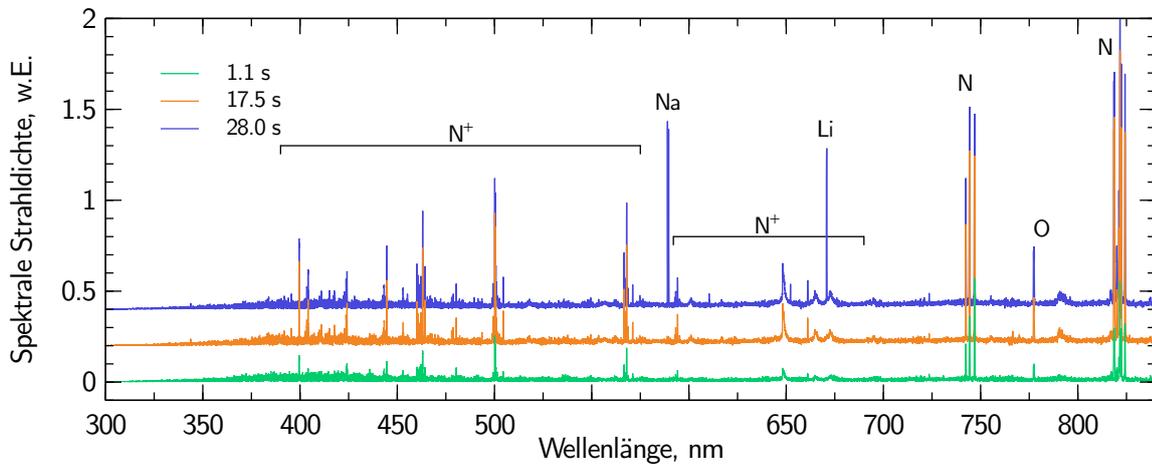


Bild 5.14: Spektren von Aluminium 6060 bei Experimenten mit Lastszenario 1.

5 Ergebnisse

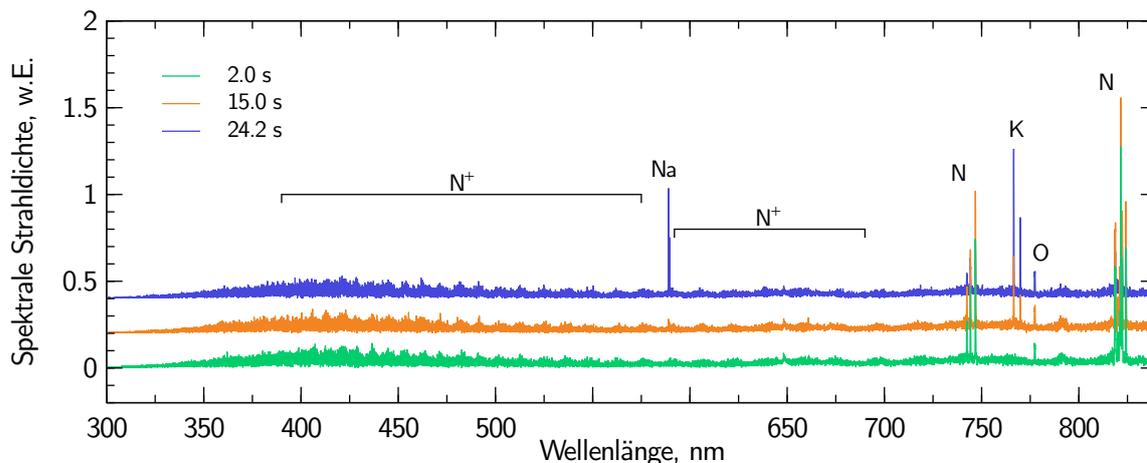


Bild 5.15: Spektren von Aluminium 7075 bei Experimenten mit Lastszenario 1.

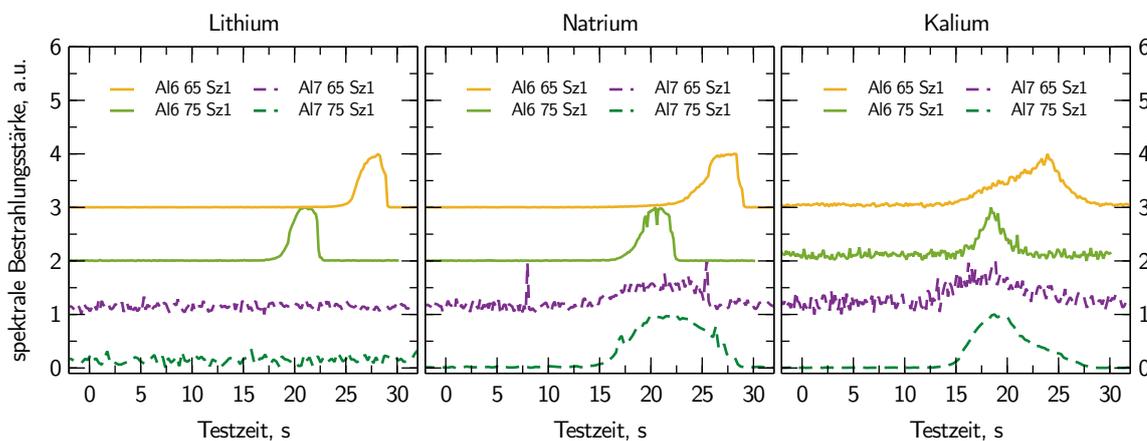


Bild 5.16: Zeitlicher Verlauf der Emission der Alkalimetalle Lithium, Natrium und Kalium bei den 65 km und 75 km Versuchen.

Vergleicht man diesen Verlauf mit den Temperaturdaten und dem visuellen Eindruck, so lässt sich erkennen, dass Li mit einsetzendem Schmelzen der Oberfläche freigesetzt wird. Im Gegensatz dazu nimmt die Intensität der Na und K Linien, die bei allen Versuchen auftreten, zum Ende des Versuchs hin wieder ab. Dabei ist die Abnahme bei den Al-7075 Proben stärker als bei den Al-6060 Proben, bei denen die Intensität von Na eher stagniert.

5.1.2 Hochtemperaturlegierungen

Die Hochtemperaturlegierungen Edelstahl A316 und Titan TiAl6V4 versagen nicht bei der nominalen Lastbedingung. Lediglich bei den 75 km und 65 km Bedingungen ist eine Lasterhöhung ausreichend, um zu Einschnürung zu führen. Bei der 90 km Bedingung versagen die Hochtemperaturmaterialien Titan und Edelstahl weder bei der nominalen Last, noch bei einer Lasterhöhung auf 4,8 kN. Für TiAl6V4 ist der visuelle Eindruck während dieser Bedingung in Bild 5.17 dargestellt.

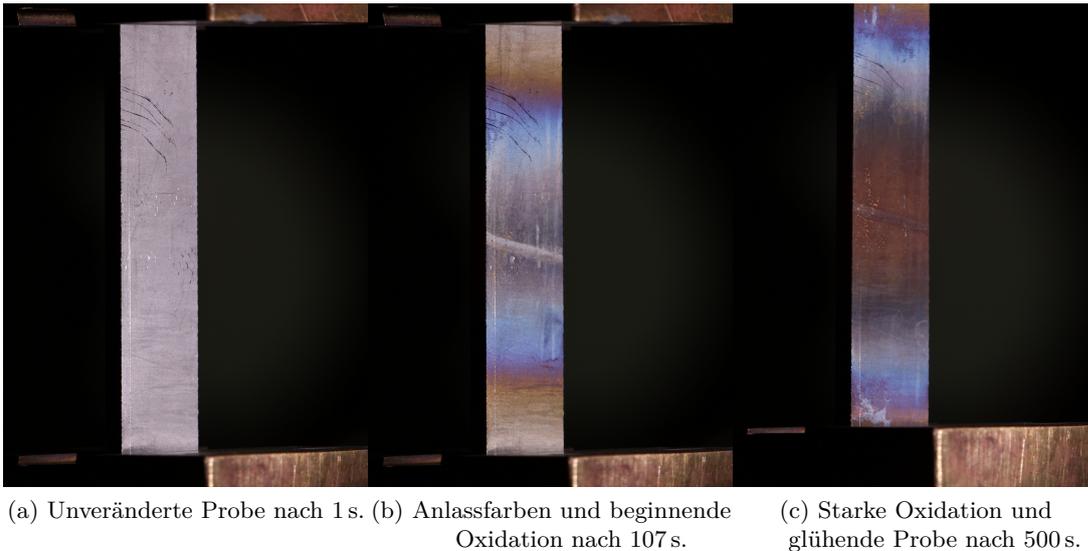


Bild 5.17: Visueller Eindruck der Titan Probe während des 90 km Versuchs.

Die Probe entwickelt mit steigender Temperatur Anlassfarben, die Farbe korreliert dabei mit der Schichtdicke, s. Bild 3.21. Dabei sind die Farben Gold bis Lila erkennbar, dies entspricht einer Schichtdicke bis 130 nm. Weitere Verfärbung zeigt eine dunkelgraue Farbe, woraufhin die Probe anfängt, dunkelrot zu glühen.

Die Kraft-, Weg- und Temperaturverläufe beider Materialien sind in Bild 5.18 aufgetragen. Beide Proben werden zuerst bei der nominalen Last gehalten, bis ein stationärer Zustand in den Dehnungsdaten erkannt wird. Daraufhin werden die Proben mit einer Rate von 30 N/s belastet und bei einer Maximallast von 48 MPa gehalten. Der sprunghafte Anstieg der Temperatur auf der Vorderseite ist dabei nicht physikalisch, sondern lässt sich auf reflektierte Wärmestrahlung der Kathode zurückführen. Die Temperatur nimmt daraufhin zuerst ab, was auf eine Abnahme des Reflektionsgrads hindeutet. Daraufhin nimmt die Temperatur zu, mit einer ähnlichen Rate bei beiden Materialien. Jedoch steigt die Temperatur sowohl der Vorder-, als auch der Rückseite bei Edelstahl ca. 20 s später an. Die Temperatur strebt asymptotisch gegen den stationären Wert (Vorderseite 1100 K, Rückseite 1050 K), daraufhin wird die Probe belastet. Nach der Belastung steigt die Temperatur wieder, wobei hier kein stationärer Zustand erreicht wurde. Die Temperatur der TiAl6V4 erreicht ein Maximum (Vorderseite

5 Ergebnisse

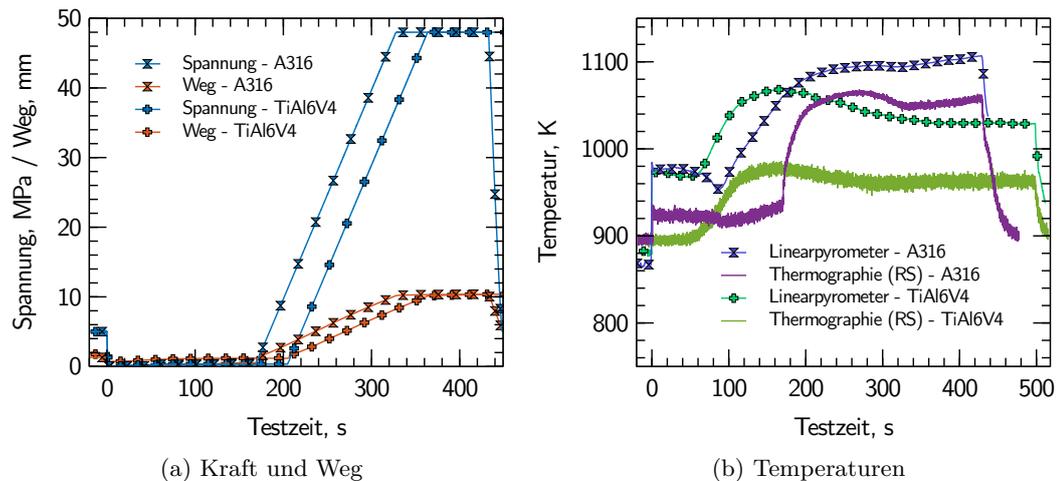


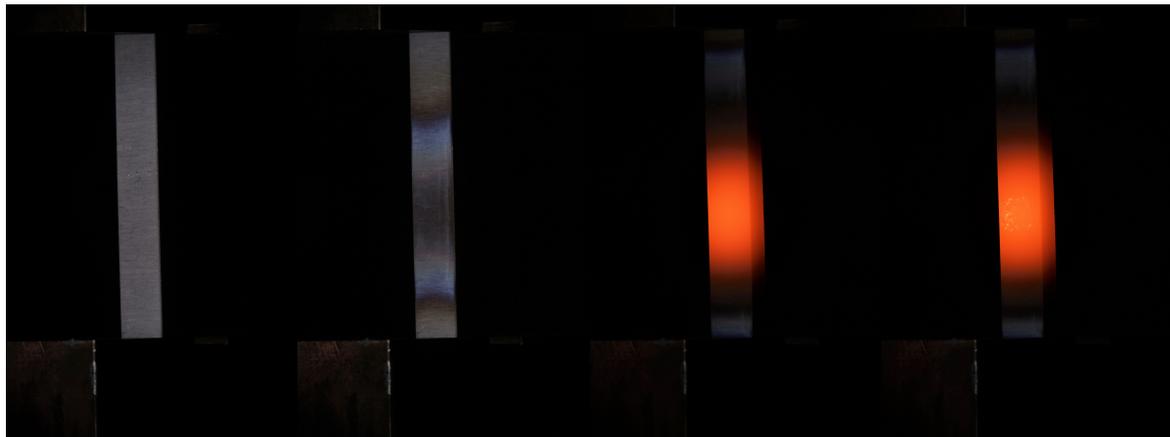
Bild 5.18: Kraft-, Weg- und Temperaturverlauf der A316 und der TiAl6V4 Materialproben bei der 90 km Bedingung.

1070 K, Rückseite 990 K) und sinkt vor der Lastzunahme wieder ab. Nach der Lasterhöhung strebt die Temperatur gegen einen stationären Zustand. Die Deformation bleibt während der Belastungsphase nahezu konstant, weshalb der Versuch beendet wird.

Bei diesen Versuchen wird der E-Modul aus dem Kraft- und Wegverlauf der elastischen Deformation zu 524 MPa bzw. 512 MPa ermittelt. Dies ist etwa 2 Größenordnungen weniger als bei Raumtemperatur, wobei die Dehnung von 10% außerordentlich hoch ist. Bei beiden Versuchen sind weder spektral noch thermal weitere Veränderungen sichtbar. Nach den Versuchen ist eine oberflächliche Oxidation beider Materialien erkennbar, diese bleibt weiterhin stabil auf der Oberfläche und wird nicht weiter untersucht.

Die Experimente bei den 65 km und 75 km Bedingungen sind für beide Materialien ähnlich. Der visuelle Eindruck der Oberfläche der Titanproben ist beispielhaft in Bild 5.19 dargestellt. Dabei sticht vor allem das Oxidationsverhalten hervor. Bei Beginn der Testzeit befindet sich das kalte Neumaterial an der Messposition (Bild 5.19a). Die Ausbildung von Anlassfarben nach wenigen Sekunden bis hin zu einem kompletten Spektrum (Bild 5.19b) zeigt, dass eine oberflächliche Oxidation stattfindet. Mit dem Beginn der sichtbaren Emission von thermischer Strahlung (Bild 5.19c), überdeckt diese die Anlassfarben. Kurze Zeit später sieht man kurzlebige lokale Oxidation an der Probenoberfläche (Bild 5.19d). Dies ist gefolgt von großflächiger, aber sehr dynamischer Oxidation (Bild 5.19e), gefolgt von der Bildung einer stabilen Schicht, die sich an den invarianten Rissen erkennen lässt (Bild 5.19f). Mit beginnender Deformation ziehen sich einzelne Elemente zusammen und bilden schuppenartige Lamellen (Bild 5.19g). Dies ist mit fortschreitender Deformation weiter ausgeprägt, kurz vor Versuchsende sind bereits einige Oxidschichten abgeplatzt und es haben sich neue Oxidschichten gebildet und von der Oberfläche gelöst (Bild 5.19h). Die Oxide lösen sich dabei

5.1 Untersuchung der Materialversuche



(a) Neumaterial bei Versuchsbeginn. (b) Anlassfarben nach 15 s. (c) Glühende Oberfläche nach 47 s. (d) Lokale Oxidation nach 51 s.



(e) Flüchtige Oxidationsschicht nach 137 s. (f) Stabile Oxidationsschicht mit beginnender Rissbildung nach 130 s. (g) Abreißen der Oxidschicht nach 287 s. (h) Deformation und lokales Abplatzen der Oxidschicht nach 525 s.

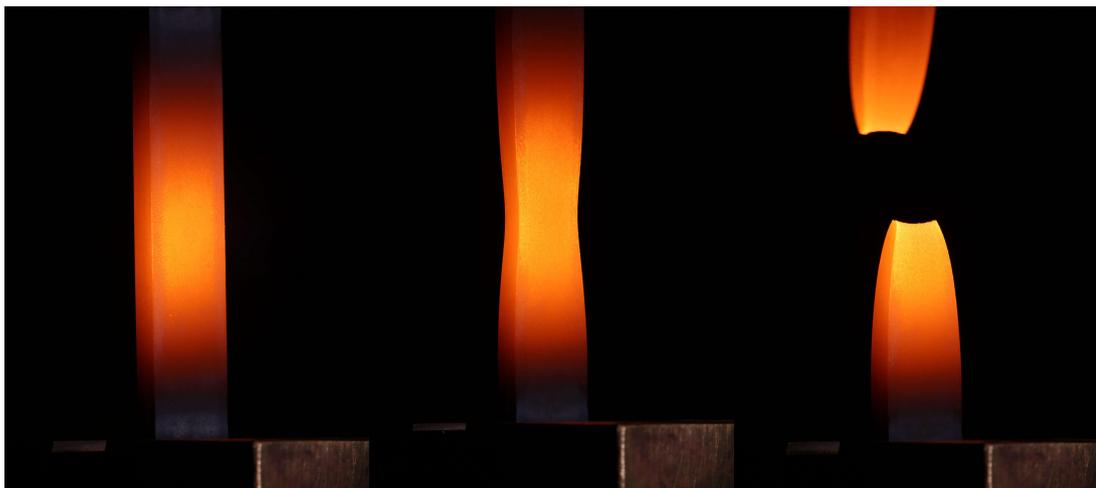
Bild 5.19: Visueller Eindruck der Oberfläche während eines TiAl6V4 Versuchs.

maximal 2 mm von der Oberfläche ab. Die grau-gelbe Farbe deutet auf eine Mischung aus TiO_2 und V_2O_5 hin.

Der visuelle Eindruck der Oberfläche von Edelstahl A316 ist in Bild 5.20 dargestellt. Dabei sind nur wenige Strukturen auf der Oberfläche zu erkennen. Eine geschlossene Oberfläche auf der Probenvorderseite deutet auf lokale Oxidation hin, zum Rand hin sind hier lokale Regionen, die ähnlich aussehen.

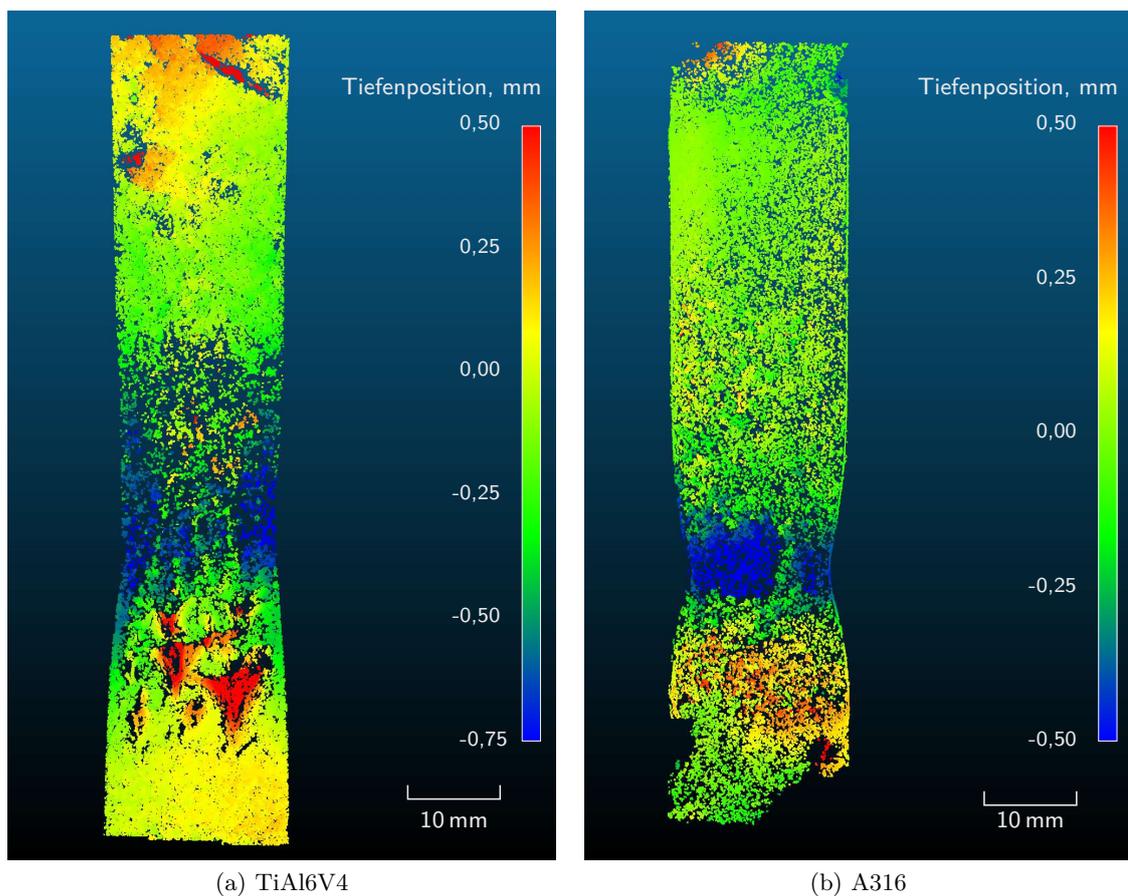
Neben der Oxidation ist in den Bildern 5.19 und 5.20 die Einschnürung der Proben zu erkennen. Diese Einschnürung ist in den Fotogrammetriedaten, in Bild 5.21, dargestellt. Neben der zentralen Einschnürung in lateraler Richtung ist auch die Einschnürung in Tiefenrichtung erkennbar. Die Titanprobe weist an mehreren Stellen lokale Erhebungen auf. Diese entsprechen lokalen Oxidschichten, die von der Oberfläche abgelöst sind und sich durch die Deformation

5 Ergebnisse



(a) Stationärer Zustand nach 130 s (b) Einschnürung nach 248 s (c) Einschnürung beim Versagen (249 s)

Bild 5.20: Visueller Eindruck der Oberfläche einer A316 Probe während des 65 km Versuchs.



(a) TiAl6V4

(b) A316

Bild 5.21: Einschnürung der Hochtemperaturmaterialien bei der 75 km Bedingung. Die Tiefenposition 0 mm gibt die Ebene der Probe vor Deformation an. Punkte mit positiver Tiefenposition befinden sich stromaufwärts, negative stromabwärts.

5.1 Untersuchung der Materialversuche

aufgebäumt haben. Die unterschiedliche Volumenzunahme bei der Oxidation von TiAl6V4 ist ein Grund für die instabile Oxidschicht, s. Abschnitt 2.3.3. Wie in Tabelle 3.4 dargestellt ist der PBV Wert für TiO_2 bei 1,71 und bildet eine stabile Oxidschicht. Im Gegensatz dazu bilden Al_2O_3 (PBV = 2,05) und V_2O_5 (PBV = 2,31) instabile Schichten, die zum Abplatzen neigen. Die Diffusion von Sauerstoff kann also zur Bildung einer Al_2O_3 bzw. V_2O_5 Schicht führen, welche die TiO_2 Schicht von der Oberfläche abhebt.

Bei der Edelstahlprobe sind keine Verwerfungen oder sonstige lokale Erhöhungen zu erkennen. Jedoch ist die Stelle der Einschnürung nicht mittig in der Probe, sondern nach unten verschoben. Dies ist nur bei der 75 km Bedingung zu erkennen.

Es wird davon ausgegangen, dass die Probe auf der Rückseite gleichartig einschnürt wie auf der Vorderseite. So wird aus den Positionsdaten der Fotogrammetrie die Querschnittsfläche berechnet. Aus der Bildserie wird somit der zeitliche Verlauf des engsten Querschnitts ermittelt. Dieser ist für beide Hochtemperaturmaterialien und beide Plasmabedingungen in Bild 5.22 dargestellt. Aus der dazu aufgetragenen technischen Spannung wird die wahre Spannung im Material bestimmt. Beide Materialien zeigen ähnliches Verhalten, so schnürten

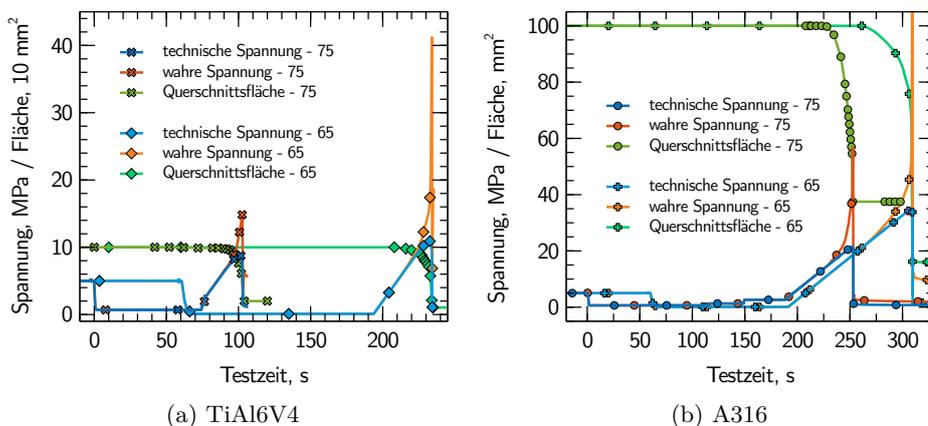


Bild 5.22: Kraftverlauf und Einschnürung der Hochtemperaturmaterialien bei den 65 km und 75 km Bedingungen, Daten der 65 km Bedingung sind zur besseren Darstellung um 60 s verschoben.

die Titanproben deutlich stärker ein als die Edelstahlproben. Untereinander gibt es Gemeinsamkeiten, die für das Versagen benötigte Kraft ist bei der 65 km Bedingung größer bei gleichzeitig größerer Einschnürung. Entsprechend ist auch die wahre Spannung im Material bei 65 km das dreifache der 75 km Bedingung.

Der Verlauf der Einschnürung unterscheidet sich bei der Edelstahlprobe signifikant zwischen den beiden Bedingungen. Bei der 75 km Bedingung schnürt die Probe in ca. 25 s ein, während es bei der 65 km Bedingung 60 s von einsetzender Einschnürung bis zum Versagen sind. Dabei ist auch die Einschnürung bei der 65 km Bedingung deutlich größer mit einer resultierenden

5 Ergebnisse

Probe	Bedingung, km	E-Modul, MPa	Zugfestigkeit, MPa
A316	65	670	35
	75	680	21,5
	90	524	-
Ti	65	512	11
	75	380	8,8
	90	512	-

Tabelle 5.1: E-Modul und Zugfestigkeit der Hochtemperaturmaterialien.

Querschnittsfläche von 18 mm^2 . Die ermittelte Zugfestigkeit und der E-Modul für die unterschiedlichen Experimente ist in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Es ist davon auszugehen, dass die Werte des E-Moduls nicht die Materialkennwerte beschreiben, sondern durch Verformungen des Teststands limitiert sind.

Der Verlauf der gemessenen Temperaturen der Titanlegierung bei beiden Versuchsbedingungen ist in Bild 5.23 dargestellt. Der β -Transus ist bei der 65 km Bedingung erkennbar, hier stagniert

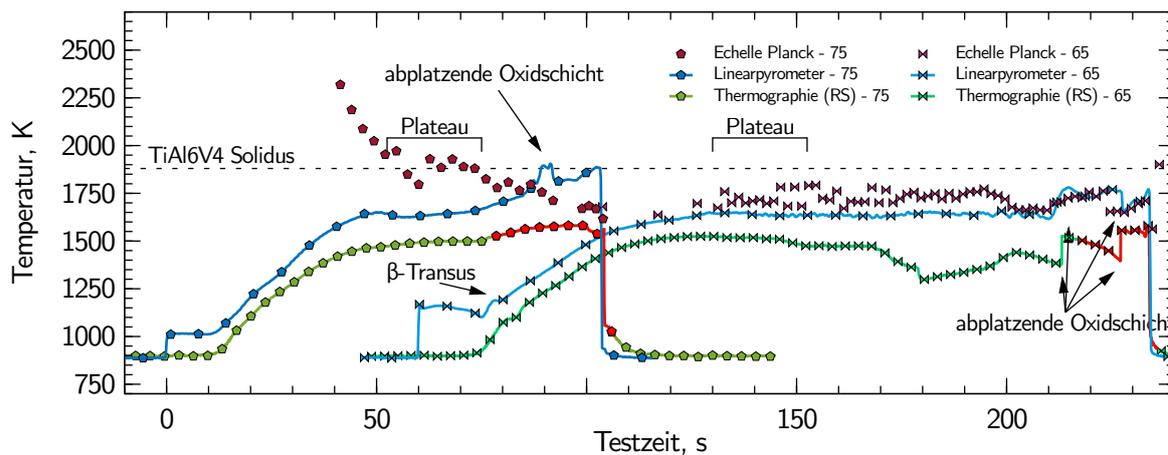


Bild 5.23: Temperaturverlauf der TiAl6V4 Experimente bei den 65 km und 75 km Bedingungen. (RS) beschreibt die Rückseite. Rote Datenpunkte sind in der Thermographie gesättigt. Daten der 65 km Bedingung sind zur besseren Darstellung um 60 s verschoben.

die Temperatur sowohl auf der Vorder-, als auch auf der Rückseite bei 1190 K bzw. 1090 K. Dies entspricht der β -Transustemperatur, zwischen 1170 K bis 1270 K. Dieser Übergang ist in der 75 km Bedingung nicht erkennbar. Beide Experimente zeigen ein Temperaturplateau nach ca. 60 s. In diesem Plateau wird eine einfache Thermalanalyse durchgeführt (s. Abschnitt 2.3.2). Die Strahlungswärmestromdichte der Vorderseite beträgt in beiden Experimenten 332 kW/m^2 , die der Rückseite 227 kW/m^2 im Fall der 75 km Bedingung 245 kW/m^2 bei der 65 km Bedingung.

Die Temperaturdifferenz von 120 K bis 150 K zwischen Vorder- und Rückseite entspricht einer Wärmestromdichte von 480 kW/m^2 bis 600 kW/m^2 durch das Material. Dies entspricht mehr als

5.1 Untersuchung der Materialversuche

der doppelten Wärmestromdichte, die an der Rückseite abgestrahlt wird. Dies lässt den Schluss zu, dass die Temperatur der Vorderseite durch Reflektionen der heißen Kathode an der Probe überschätzt wird. Die Wärmestromdichten sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Im 65 km Experiment folgt auf das Plateau eine Phase mit sehr dynamischer Temperatur auf der Rückseite. Dies lässt darauf schließen, dass Oxidation an der Probenrückseite den Emissionsgrad ändert, was zu einer Abweichung der gemessenen Temperatur führt. In beiden Experimenten folgt die Zugphase, bei der die Temperatur steigt, bis sie nahe der Solidustemperatur liegt. Hierbei treten jedoch starke Temperaturschwankungen auf, die als Folge der abplatzenden Oxidschicht interpretiert werden. Diese Interpretation deckt sich auch mit den Temperatursprüngen, die auf der Rückseite auftreten. Eine Analyse der Oxidschicht und der Temperaturen lässt sich aus der Temperaturverteilung der Probe ableiten. Die Kameraaufnahmen der Vorderseite wurden mit der TCRP Methode ausgewertet und eine Temperaturverteilung, dargestellt in Bild 5.24, ermittelt. In beiden Versuchen ist die

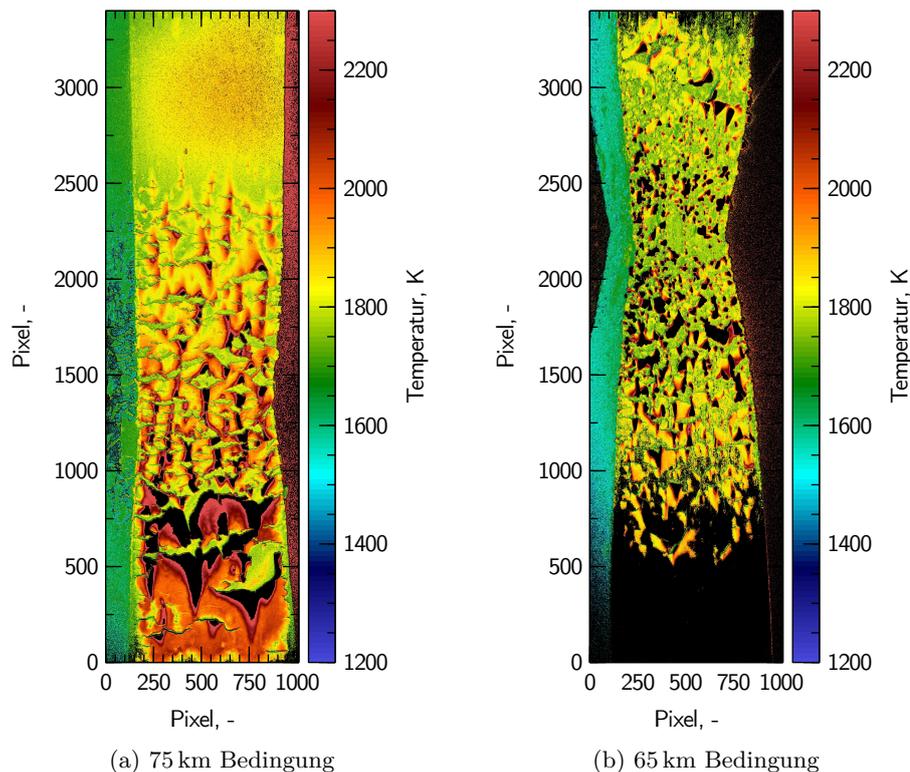


Bild 5.24: Temperaturverteilung der Vorderseite der TiAl6V4 Experimente, aufgenommen mit der TCRP Methode.

aufgeworfene Oxidschicht zu sehen. Die dunklen Bereiche sind dabei Teile der Oxidschicht, bei denen keine Temperatur aufgelöst werden kann. Dabei ist das Grundmaterial ca. 100 K kühler als die Oxidschicht und ca. 300 K kühler als die Kante der Oxidschicht. Das bereits angesprochene Abplatzen und Neubilden der Oxidschicht ist dabei eine Erklärung für die starken Schwankungen der Temperaturmittelwerte in Bild 5.23.

5 Ergebnisse

Die Temperaturverteilung der Rückseitentemperatur, gemessen mit der Thermografiekamera, ist in Bild 5.25 abgebildet. Dabei wurden Bilder vor dem Sättigungseffekt ausgewählt. Nennenswert ist dabei, dass die Oxidschicht kühler ist als das Grundmaterial. Dies deckt sich

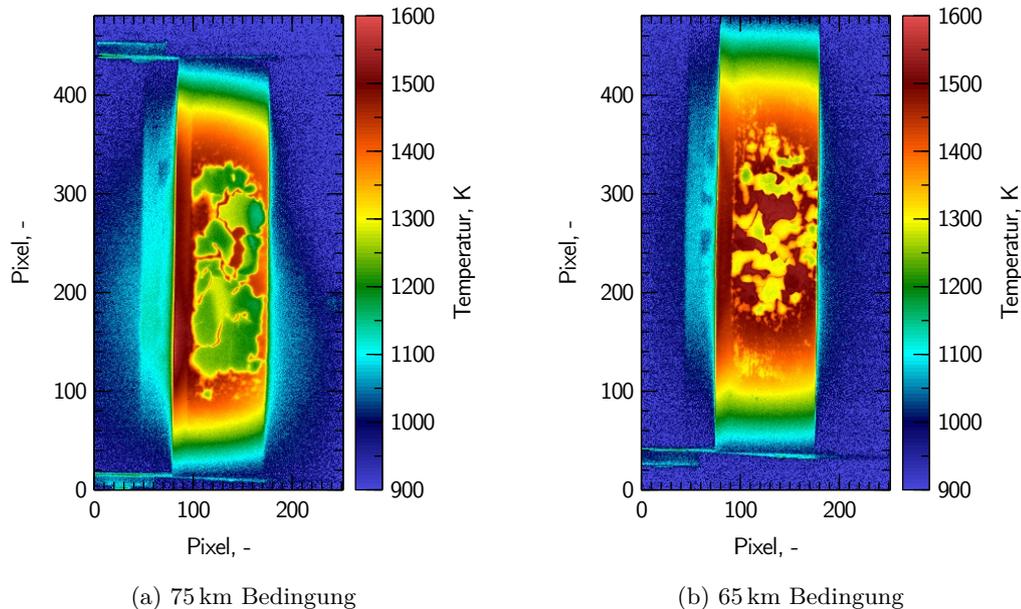


Bild 5.25: Temperaturverteilung der Rückseite der TiAl6V4 Experimente, aufgenommen mit der Thermografiekamera.

mit dem Temperaturverlauf, sobald sich eine Oxidschicht ablöst, steigt die gemessene Temperatur sprunghaft an und sinkt mit zunehmender Oxidation ab. Grund dafür ist derselbe Effekt wie auf der Vorderseite, die Oxidschicht hat durch das Abplatzen schlechten thermischen Kontakt zur Oberfläche, auf der Vorderseite sieht die Oxidschicht somit die konvektive Wärme der Strömung, leitet diese aber nur schlecht weiter, auf der Rückseite wird die Wärmeleitung des Grundmaterials in die Oxidschicht behindert, somit kühlt die Oxidschicht stärker ab.

Der Verlauf der gemessenen Temperaturen der Edelstahllegierung bei beiden Versuchsbedingungen ist in Bild 5.26 dargestellt. Auch bei Edelstahl zeigt sich ein sehr ähnliches Materialverhalten zwischen den unterschiedlichen Bedingungen. Die Temperatur der Vorderseite sinkt zuerst ab bevor sie ansteigt, was auf eine Änderung des Reflektionsgrads hindeutet. Die Strahlung der Kathode wird weniger reflektiert bevor die thermische Emission der Probe das Signal bestimmt. Während der Aufheizphase folgt die Rückseitentemperatur der Vorderseite sehr eng, bei der 75 km Bedingung liegen sie direkt aufeinander. Bei der 65 km Bedingung nimmt die Differenz ab, von 40 K sinkt sie auf 15 K zwischen Vorder- und Rückseite. Dieser dynamische Prozess lässt den Schluss zu, dass eine Änderung des Emissionsgrads, aufgrund einer Kombination von Temperatur und Oxidation, auftritt.

5.1 Untersuchung der Materialversuche

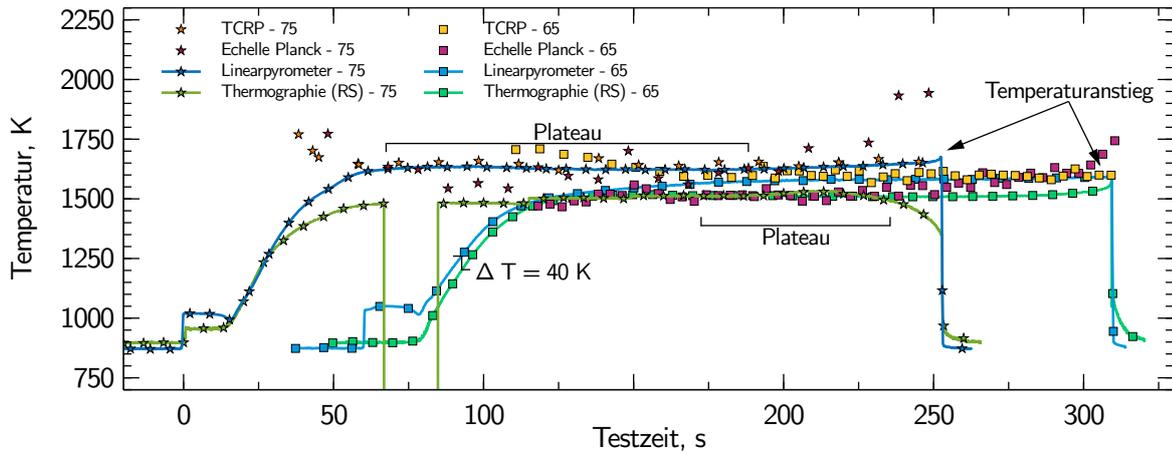


Bild 5.26: Temperaturverlauf der A316 Experimente bei den 65 km und 75 km Bedingungen. (RS) beschreibt die Rückseite. Daten der 65 km Bedingung sind zur besseren Darstellung um 60 s verschoben.

In beiden Versuchen stellt sich ein stationäres Plateau ein, bei der eine konstante Temperaturdifferenz zwischen Vorder- und Rückseite erkennbar ist. Während dieser Phasen wurde die Thermalanalyse durchgeführt (s. Abschnitt 2.3.2). Die Strahlungswärmestromdichte während der 75 km Bedingung beträgt 320 kW/m^2 auf der Vorderseite und 220 kW/m^2 auf der Rückseite. Die Wärmeleitung wurde zu 725 kW/m^2 , dem dreifachen der Abstrahlung der Rückseite berechnet. Bei der 65 km Bedingung ist die Strahlungswärmestromdichte der Vorderseite 279 kW/m^2 , der Rückseite 235 kW/m^2 bei einer Wärmeleitung von 325 kW/m^2 . Diese Werte sind noch einmal in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Die nominelle Wärmestromdichte \dot{q}_{ein} nach Tabelle 4.2 wurde bereits um die katalytische Reduktion in Tabelle 3.7 korrigiert.

Probe	Bedingung, km	\dot{q}_{ein} , kW/m^2	$\dot{q}_{rad,VS}$, kW/m^2	\dot{q}_{cond} , kW/m^2	$\dot{q}_{rad,RS}$, kW/m^2
Ti	65	901	332	480	245
	75	388	332	600	227
A316	65	738	279	325	235
	75	318	320	725	220

Tabelle 5.2: Übersicht der Wärmebilanz basierend auf den Temperaturmessungen von Vorder- und Rückseite.

Unbekannt ist jedoch, wie groß die Wärmestromdichtereduktion infolge einer heißen Wand gegenüber einer kalten Wand ist. Deswegen sind nur einige allgemeine Aussagen möglich.

So ist der kummulierte Wärmeverlust in allen Versuchen ähnlich groß, obwohl sich die ankommende Wärmestromdichte signifikant unterscheidet. Die Tatsache, dass die Wärmestromdichte durch das Material höher ist als die Abstrahlung der Rückseite, lässt den

5 Ergebnisse

Schluss zu, dass die Temperatur der Vorderseite durch Reflektionen der heißen Kathode an der Probe überschätzt wird, dies ist derselbe Effekt der auch bei den TiAl6V4 Proben auftritt. Ein weiterer Effekt ist durch die unterschiedliche Profilform der Wärmestromdichte gegeben. Da bei der 65 km Bedingung die Wärmestromdichte sehr lokalisiert auftritt, ist davon auszugehen, dass die vertikale Wärmeleitung in die Probenhalterung hierbei größer ist und die Probentemperatur limitiert. Dieser Effekt ist in der Thermographie nicht zu sehen, was durch die großen Variationen des Emissionsgrads infolge von Oxidation erklärt werden kann. Weitere thermische Untersuchungen benötigen genauere Temperaturmessungen, Messungen mit Thermoelementen wurden hier nicht weiter verfolgt, da die maximale Einsatztemperatur von Typ-K Thermoelementen bei ca. 1500 K und damit unter den gemessenen Temperaturen liegt.

Bei beiden Versuchsbedingungen nimmt die Probentemperatur zum Ende des Versuchs zu. In dieser Phase mit hoher Last findet gleichzeitig plastische Deformation statt, daher wird der Einfluss des thermoplastischen Effekts untersucht. Aus diesem folgt eine Heizrate von 0,04 K/s, was zwei Größenordnungen unter der gemessenen Temperaturänderung von 4 K/s liegt und somit vernachlässigbar ist.

Die Temperaturverteilung der Probenvorderseite ist in Bild 5.27 dargestellt. Im Rahmen des 65 km Versuchs wurde die maximale Temperatur am Rand der Probe gemessen. Dies entspricht der Erwartung einer Wärmestromdichtezunahme durch die Kante. Ansonsten zeigt die Probe eine homogene Temperatur über einen Bereich von ca. 30 mm. Die

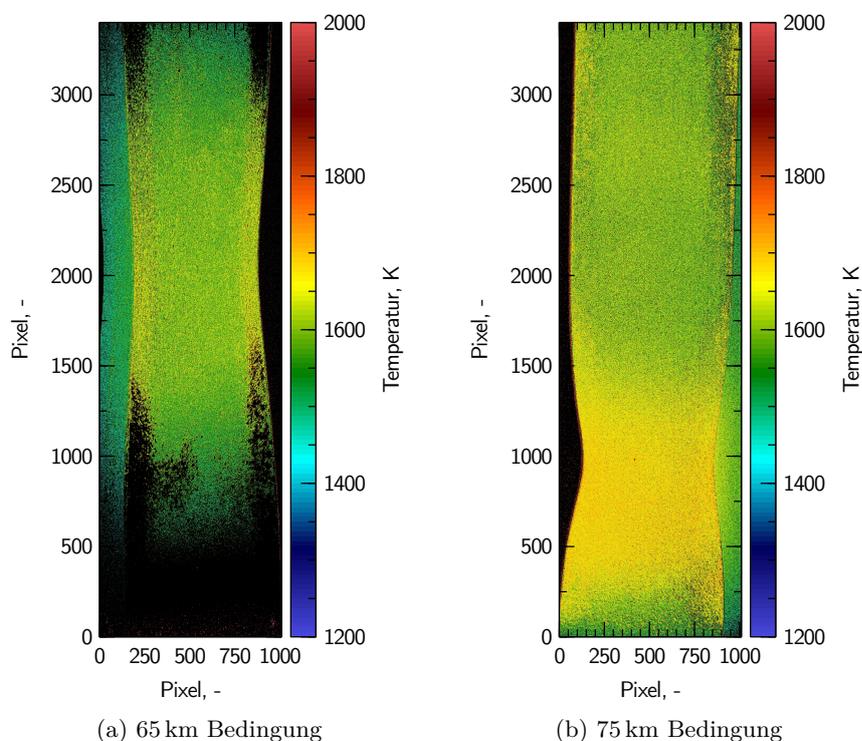


Bild 5.27: Temperaturverteilung der Vorderseite der A316 Experimente, aufgenommen mit der TCRP Methode.

5.1 Untersuchung der Materialversuche

Temperaturverteilung der A316 Probe bei der 75 km Bedingung zeigt, dass die Temperatur inhomogen verteilt ist, mit einem lokalen Temperaturmaximum im unteren Probenbereich, an dem die Probe einschnürt. Die Bilder der Thermografiekamera zeigen die Probenrückseite während der 65 km und 75 km Versuche. Es zeigt sich ein vergleichbares Bild zu der Probenvorderseite, mit einem Temperaturmaximum an der Einschnürung. Auf der Probenrückseite ist kein Einfluss einer Wärmestromdichteerhöhung am Probenrand erkennbar.

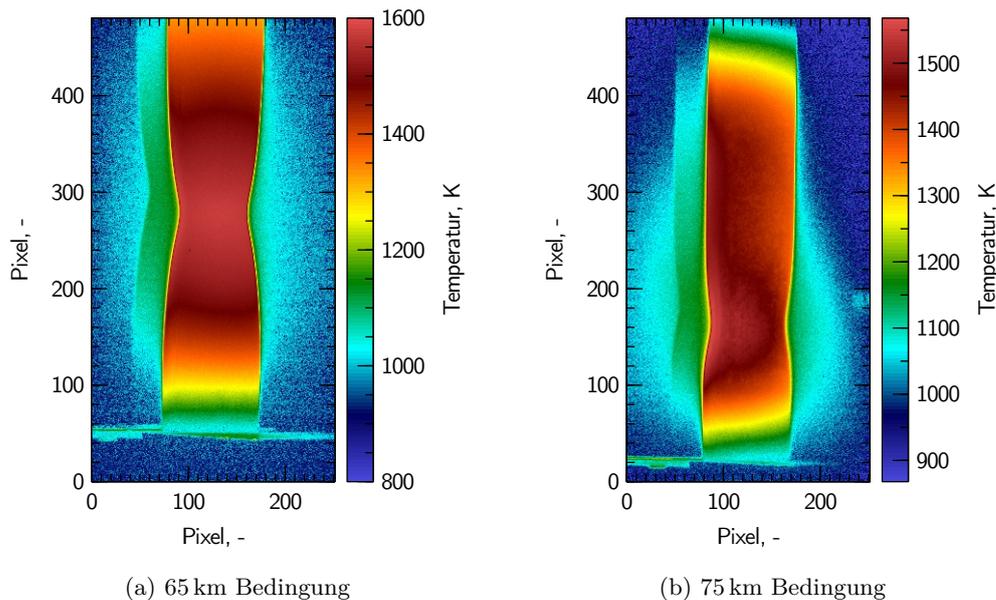


Bild 5.28: Temperaturverteilung der Vorderseite der A316 Experimente, aufgenommen mit der Thermografiekamera

Die asymmetrische Temperaturverteilung bei der 75 km Bedingung ist auch auf der Probenrückseite erkennbar. Dieses Verhalten tritt weder bei anderen Bedingungen noch bei anderen Probenmaterialien auf. An der Probe werden weder mechanische Defekte festgestellt, noch wird die Einspannung oder Plasmabedingung verändert. Die Position der Einschnürung fällt mit dem lokalen Totaldruckmaximum der Bedingung überein (s. Bild 4.8d). Daher wird davon ausgegangen, dass die Strömung über der Probe im Gegensatz zum vermessenen Profil eine lokale Spitze in der Wärmestromdichte aufweist. Durch die geringe Wärmeleitfähigkeit des Edelstahl entsteht eine temperaturbedingte Schwachstelle. Da die Wärmeleitfähigkeit von Titan jedoch ähnlich groß ist, ist unklar, warum der Effekt bei Titan nicht auftritt. Die Aluminiumlegierungen haben beide eine deutlich höhere Wärmeleitfähigkeit, der Effekt tritt hier nicht auf. Daher kann davon ausgegangen werden, dass der Einfluss dieses Effekts gering ist. Das 75 km Experiment zeigt außerdem einen Temperaturverlauf über der Probe in lateraler Richtung mit einer maximalen Differenz von 120 K. Da dieser Effekt nur auf der Rückseite auftritt, wird davon ausgegangen, dass dies keine reelle Temperaturverteilung, sondern ein Artefakt des Messaufbaus ist. Eine Vermutung hierbei ist, dass dies durch Reflexionen bzw.

5 Ergebnisse

Brechung im Fenster ausgelöst wird. Dieser Effekt ist durch den *Schatten* der Probe nach links versetzt zu sehen. Da der *Schatten* aber in anderen Versuchen auch auftrat, ist nicht klar, warum nur in diesem Versuch ein lateraler Temperaturverlauf zu sehen ist.

Die ermittelten Temperaturen wurden genutzt, um die theoretische Wärmeausdehnung zu berechnen. Während der Aufheizphase stimmte die gemessene Längung mit der Wärmeausdehnung sehr gut überein. Dies zeigt, dass bis zur Belastungsphase keine weitere Längung der Probe auftritt.

Der visuelle Eindruck der Proben während der Aufheizphase ist in Bild 5.29 dargestellt. Beide

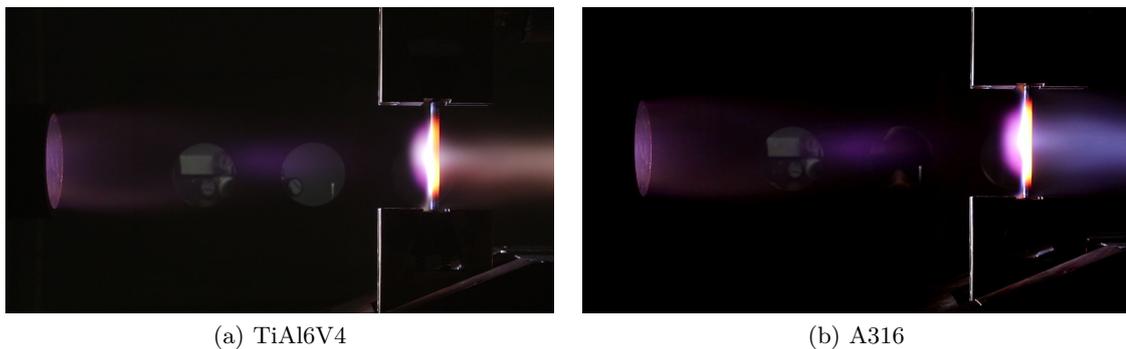
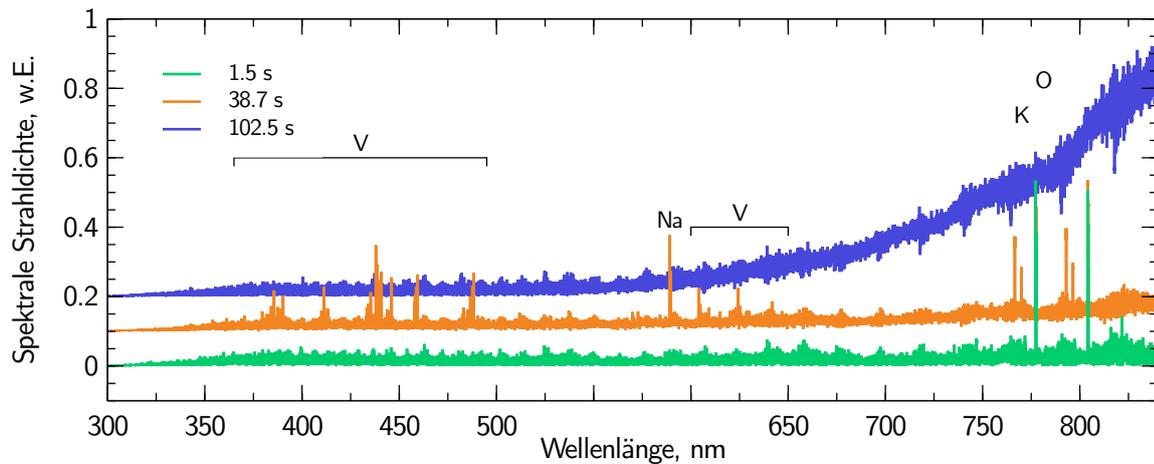


Bild 5.29: Visueller Eindruck der Hochtemperaturproben während der Emission von charakteristischen Spezies bei der 75 km Bedingung.

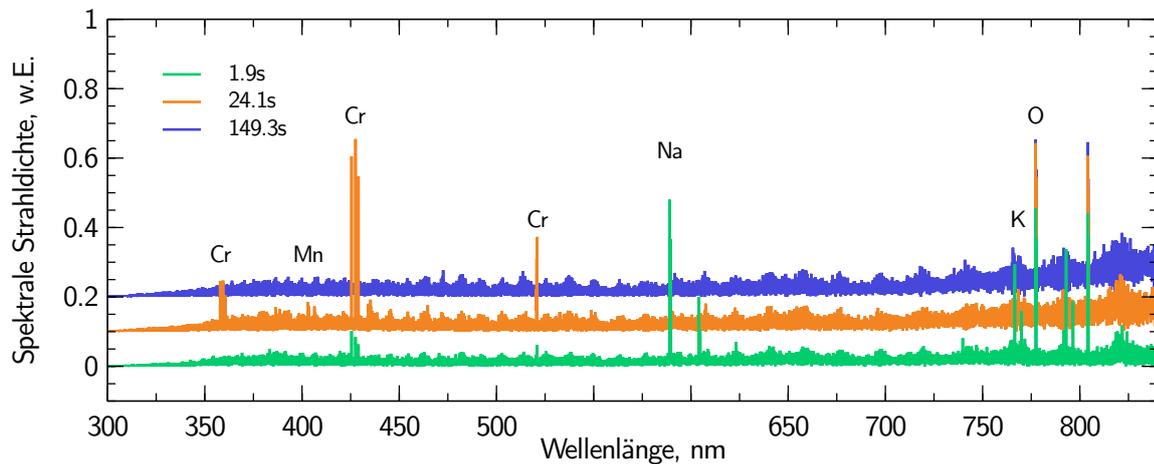
Proben zeigen eine rot-orangene Emission, die bei Titan schnell weiß, bei Edelstahl bläulich wird. Die spektrale Analyse der Hochtemperaturproben ist in Bild 5.30 zu sehen. Dabei sind beispielhaft drei Spektren von Titanproben (Bild 5.30a) sowie drei Spektren von Edelstahlproben (Bild 5.30b) dargestellt, jeweils während der 75 km Bedingung. Neben den Spezies, die dem Luftplasma zugeordnet werden z. B. O sind Alkalimetalle (Na und K) sowie Legierungselemente (V, Cr, Mn) zu erkennen. Da diese Versuche Auswertefehler, die bereits angesprochen wurden, aufweisen, sind die Linien von K und O doppelt dargestellt. Bei beiden Materialien ist die Emission von Na und K zu Beginn der Versuche sichtbar.

Der zeitliche Verlauf mehrerer Spektrallinien ist in Bild 5.31 zu sehen. Bei der Titanlegierung werden die Alkalimetalle von der Emission von V begleitet. Die Spektrallinien sind in einem weiten Bereich des sichtbaren Lichts sichtbar und in den Spektren dargestellt, entsprechend ist der visuelle Eindruck weiß. Die nachlassende Emission ist dann von der Bildung der oberflächlichen Oxidschicht begleitet. Mit beginnender plastischer Deformation und abplatzender Oxidschicht beginnt wieder die Emission von V. Diese ist nicht so stark wie zu Beginn des Versuchs und auch nicht von Na und K begleitet. Vergleicht man die Oberflächentemperatur und die Emission mit der CEA Analyse (s. Bild 3.22), so zeigen sich einige Korrelationen. Die detektierte Vanadiumemission entspricht einer Oberflächentemperatur zwischen 1300 K und 1650 K, was der Präsenz von V_4O_{10} entspricht. Da die Emission von Vanadium im stationären Zustand wieder endet, sind zwei Optionen

5.1 Untersuchung der Materialversuche



(a) Spektren der TiAl6V4 Experimente



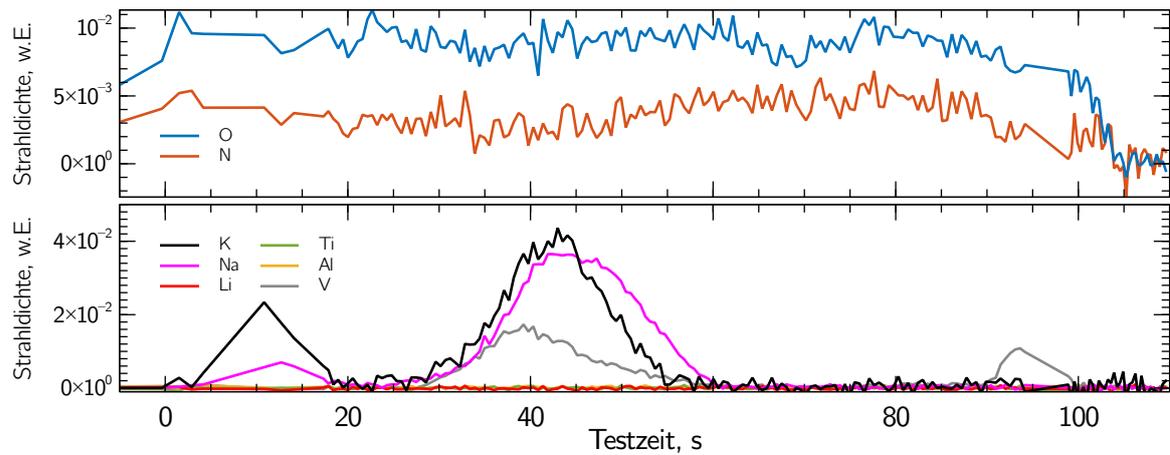
(b) Spektren der A316 Experimente

Bild 5.30: Beispielhafte Spektren der Hochtemperaturproben bei der 75 km Bedingung.

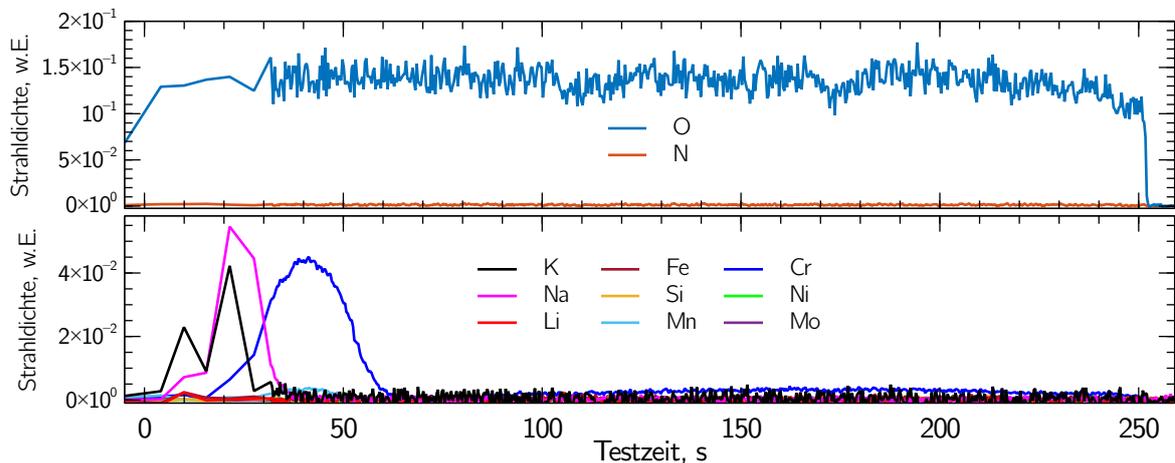
denkbar. Erstens, dass die flüssige V_2O_4 Phase vorherrscht und kein gasförmiges V_4O_{10} gebildet wird. Oder aber, dass die Oxidschicht kein Vanadium mehr enthält, sondern nur aus TiO_2 und Al_2O_3 besteht. Diese Schicht würde das darunter liegende Substrat thermisch isolieren.

Bei den Edelstahlproben ist die Emission der Alkalimetalle von der Emission von Chrom und Mangan gefolgt. Da beide Spezies blaues Licht abgeben, ist der optische Eindruck davon dominiert. Beide Linienintensitäten erreichen nach 40 s Testzeit ein Maximum und nehmen danach wieder ab. Das Maximum entspricht einer Oberflächentemperatur von 1490 K. Im weiteren Versuchsverlauf verschwindet die Spektralsignatur von Chrom, beginnt jedoch wieder und steigt zu auf eine konstante Intensität von ca. 10% des Maximums. Mit zunehmender

5 Ergebnisse



(a) Verlauf der Linienintensität ausgewählter Elemente der TiAl6V4 Experimente.



(b) Verlauf der Linienintensität ausgewählter Elemente der A316 Experimente.

Bild 5.31: Spektrale Entwicklung der Hochtemperaturproben bei der 75 km Bedingung.

mechanischer Belastung nimmt die Intensität um einen Faktor von etwa 3 ab. Mn wird im weiteren Versuchsverlauf nicht detektiert.

Der Nachweis von Chrom deckt sich mit den Erwartungen, die Ansammlung von oberflächlichem Chrom als passivierende Schicht wird bei Erreichen einer kritischen Temperatur ausgelöst. Wie in der CEA Analyse beschrieben, liegt Cr_2O_3 fest vor, während die Oxide CrO , CrO_2 und Cr gasförmig sind. Sie werden also in das Plasma eingetragen und dissoziieren zu atomarem Chrom, welches angeregt strahlt. In den Spektren sind keine Bandstrukturen zu erkennen, die auf Oxide in der Strömung hindeuten. Diese werden also vermutlich dissoziiert, bevor sie in ausreichender Konzentration angeregt sind, um sie zu detektieren. Ein ähnliches Verhalten ist bei Mangan der Fall, wobei hier keine Oxidphase vorliegt. Molybdän wird nicht spektral detektiert. Dies könnte an der geringeren Anreicherung in der Oberflächenschicht liegen. Auch Nickel, welches bei einer

ähnlichen Temperatur in gasförmiger Phase vorliegt, wird nicht detektiert, dies könnte an dem geringeren Dampfdruck von Ni liegen. Fe würde deutlich höhere Temperaturen benötigen, ehe es detektiert wird.

Der zeitliche Verlauf, der spektralen Intensität von Chrom, könnte an der Diffusion von Cr aus dem Grundmaterial in die Oxidschicht an der Oberfläche liegen. Die Konzentration steigt zuerst mit steigender Temperatur und wird dann beim Erreichen einer kritischen Temperatur in das Plasma getragen. Daraufhin ist die Emission durch die Diffusion limitiert, weshalb sie mit weiterer Versuchszeit erst abnimmt und dann wieder zunimmt. Zuletzt nimmt die Emission ab, da der Gradient im Material abnimmt und nicht mehr genug Cr diffundiert, um die quasi-konstante Emission zu erhalten.

Ingesamt kann mit den hier vorgestellten Experimenten gezeigt werden, dass mechanische Lasten den Zeitpunkt und die Art des Versagens von typischen Raumfahrtstrukturen beeinflusst. Insbesondere Aluminiumlegierungen wechseln zwischen schmelzgetriebenem und bruchgetriebenem Versagen. Bei den Hochtemperaturmaterialien führt eine erhöhte mechanische Last zu plastischer Deformation, Einschnürung und letztendlich zum Materialversagen. Die gemessenen Oberflächentemperaturen sind in allen Fällen nahe bei oder oberhalb der materialspezifischen Solidustemperatur, lediglich bei schmelzenden Proben wird die Solidustemperatur signifikant überschritten. Die Spektraldaten zeigen, dass Natrium und Kalium als allgemeine Indikatoren für destruktive Prozesse genutzt werden können. Materialspezifische Spektralsignaturen sind bei Aluminium 6060 Lithium, bei Edelstahl Chrom und bei Titan Vanadium. Dabei sind dies keine Indikatoren für Versagen, sondern für Oxidationsprozesse an der Oberfläche, die ab stark erhöhten Temperaturen auftreten.

5.2 Massenabschätzung

In der Meteorforschung kann die Masse von Meteoroiden anhand der beobachtbaren Leuchterscheinung, dem Meteor, bestimmt werden. Vergleichsmessungen in Plasmawindkanalanlagen erlauben eine bekannte Strömungsbedingung um unbekannte Größen zu bestimmen [212]. Der Wiedereintritt von Satelliten in die Erdatmosphäre unterliegt denselben Prozessen wie der Eintritt von Meteoroiden, entsprechend kann diese Methode auch auf Wiedereintritte angewandt werden [213]. Dazu bietet der Aufbau der vorliegenden Arbeit eine Vergleichssituation am Boden, um Referenzmessungen an Raumfahrtmaterialien durchzuführen und die Methoden zu kalibrieren [214]. Diese Kombination von Methoden erlaubt somit die Bestimmung der Masse von Raumfahrzeugen beim Wiedereintritt. Dabei kann die Masse einzelner Fragmente bestimmt werden, um die Fragmentierungsprozesse und das Versagen von Strukturen genauer zu charakterisieren.

Oepik [215] beschreibt, dass die kinetische Energie eines Meteoroiden während des atmosphärischen Eintritts in drei Anteile dissipiert wird:

5 Ergebnisse

1. **Wärme** - Ein Teil der Energie wird in Form von thermischer Erwärmung, sowohl der Luft als auch des Meteoroiden umgewandelt.
2. **Ablation** - Durch die eingetragene Wärme aber auch durch Scherkräfte wird Masse abgeschieden. Sowohl die Prozesse als auch der Massenverlust führen zu einer Verringerung der kinetischen Energie des Hauptkörpers.
3. **Strahlung** - Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, werden durch den Verdichtungsstoß sowohl die Luft als auch die Ablationsprodukte angeregt, was zu Strahlung führt.

Die Strahlung ist dabei der einzige Anteil, der vom Boden aus beobachtet wird. Den Anteil an kinetischer Energie E_{kin} der pro Zeiteinheit Δt in Strahlungsleistung Φ_x umgewandelt wird, bezeichnet man als luminous efficiency τ_x und er wird definiert als

$$\Phi_x = \tau_x \frac{\Delta E_{kin}}{\Delta t}. \quad (5.2)$$

Zahlenwerte der luminous efficiency aus Meteorbeobachtungen bewegen sich meist im Bereich 10^{-2} bis 10^{-3} [212, 216, 217]. Im Plasmawindkanalversuch kann Gleichung (5.2) umformuliert werden, die kinetische Energie kann aus der Plasmageschwindigkeit v und der Massenverlustrate $\frac{dm}{dt}$ berechnet werden. Dann kann nach der unbekanntenen luminous efficiency umgeformet werden:

$$\Phi_x = \frac{1}{2} v^2 \tau_x \frac{dm}{dt}, \quad (5.3)$$

$$\tau_x = \frac{2\Phi_x}{v^2 \frac{dm}{dt}}. \quad (5.4)$$

Die Bestimmung der luminous efficiency im Plasmawindkanal nutzt dabei den identischen Messaufbau und Plasmabedingungen, wie die Materialversuche, jedoch wurde das Echelle Spektrometer so betrieben, dass es nicht nur die Strahlung im Staupunkt, sondern die gesamte abgegebene Strahlung einfängt. Der Aufbau ist in [214] im Detail beschrieben. Die Masse der Proben wurde vor und nach dem Versuch gemessen und aus der Testzeit die Massenverlustrate bestimmt. Daraus kann die luminous efficiency im Plasmawindkanalversuch für verschiedene Materialien berechnet werden. Dabei wird zwischen der Strahlung in verschiedenen fotometrischen Passbändern unterschieden. Passbänder, die vom in dieser Arbeit genutzten Echelle Spektrometer abgedeckt werden, sind in Bild 5.32a dargestellt. Im weiteren Verlauf wurden die R und I Bänder nicht weiter betrachtet, da die Proben keine Spezies aufweisen, die in diesen Wellenlängenbereichen strahlen.

Die berechnete luminous efficiency der unterschiedlichen Materialien bei den beiden Plasmabedingungen 65 km und 70 km sind in Bild 5.32b dargestellt. Im U -Band war bei Aluminium keine Spektralsignatur sichtbar. In den B und V -Bändern wurden für alle Materialien und Bedingungen luminous efficiency Werte bestimmt. Die Unterschiede zwischen den Materialien und Bedingungen waren dabei im V -Band geringer, als Mittelwert wird hier eine luminous efficiency von $1 \cdot 10^{-5}$ angenommen.

5.2 Massenabschätzung

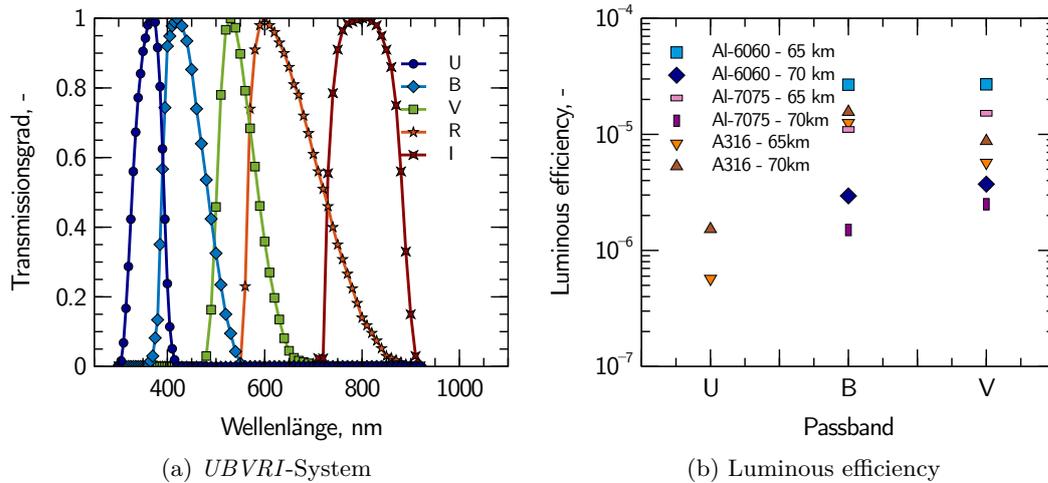


Bild 5.32: Transmissionsspektren des *UBVR*-System [218] und berechnete luminous efficiency τ pro Passband.

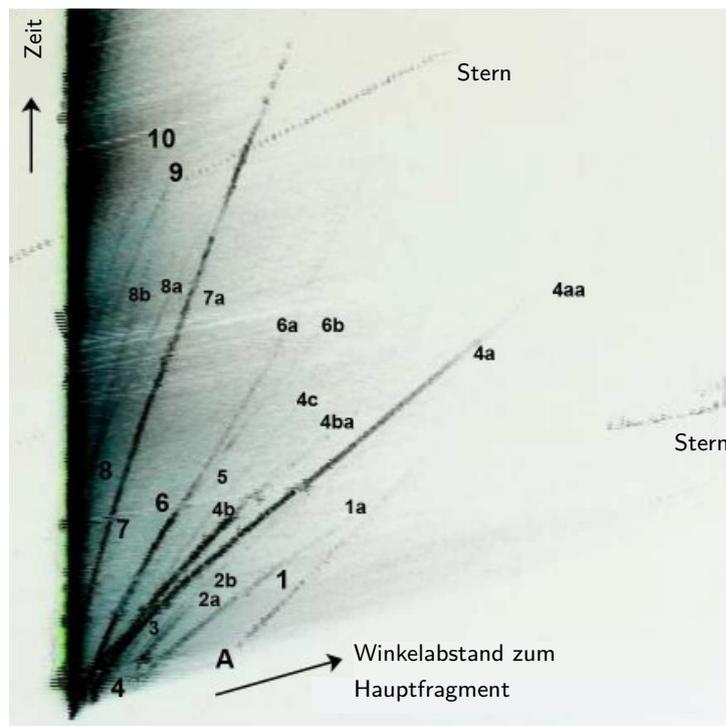


Bild 5.33: Mosaikbild der Cygnus OA-6 Kapsel mit verschiedenen markierten Fragmenten.

In Flugbeobachtungsmissionen wurden verschiedene Fragmente beobachtet, s. Bild 5.33. Aus der relativen Verzögerung und den gemessenen Spektren kann der ballistische Koeffizient β_{BC} und die Bestrahlungsstärke im V-Band E_V berechnet werden¹. Die Bestrahlungsstärke lässt sich mit

¹Für die Überlassung der Daten bedanke ich mich bei Dr. P. Jenniskens.

5 Ergebnisse

der Bestrahlungsstärke des Referenzsterns *Wega* in die scheinbare Helligkeit mag umrechnen,

$$\text{mag} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{E_V}{E_{V,0}} \right). \quad (5.5)$$

Daraus lässt sich, mit der Messzeit t , der Fluggeschwindigkeit v und der luminous efficiency τ , die Masse berechnen:

$$m = \frac{2t 10^{2.72-0.4 \text{ mag}}}{\tau v^2}. \quad (5.6)$$

Fragment	β_{BC} , kg/m ²	E_V , W/(m ² nm)	Masse, kg
A	1180	0,27	28,1
1	360	0,095	8,2
2	650	0,18	16
3	410	0,17	14
4	610	1,1	90,3
4a	2700	0,59	45,9
4b	550	0,44	35,3
5	790	0,036	2,9
6	850	0,42	33,8
7	1440	0,26	21,2
8	1890	0,12	9,7
9	930	0,02	1,6
10	1040	0,02	1,5

Tabelle 5.3: Eigenschaften von Fragmenten nach der primären Fragmentierung.

Die Masse der einzelnen Fragmente ist in Tabelle 5.3 angegeben. Während der Messzeit von 24s wurde demnach ein Massenverlust von 227kg gemessen. Dies wird nun auf die gesamte Dauer des Wiedereintritts extrapoliert, dabei dauert der Eintritt von 100 km bis 40 km ca. 7 min. Der Gesamtmassenverlust berechnet sich somit zu 3980 kg, dies liegt vergleichsweise nahe an der Masse beim Wiedereintritt von 5005 kg bis 5833 kg.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Versuche an repräsentativen Strukturmaterialien der Raumfahrt unter thermochemischen und aeromechanischen Lasten durchgeführt, wie sie bei einem typischen Wiedereintritt aus dem niedrigen Erdorbit auftreten.

Die bestehende Flug-Boden-Skalierung der Plasmabedingung von Kolesnikov wurde erweitert, um Versuche mit der neuartigen Probenform zu ermöglichen. Dazu wurden die Grenzschichtgleichungen im Staupunkt aufgestellt und um den zweidimensionalen, planaren Fall erweitert. Die bekannte LHTS Ähnlichkeit wurde in Form der Stanton-Zahl neu aufgestellt und um die geometrische Skalierung erweitert. Die Transformation von axialsymmetrischen auf planare Fälle geht dabei mit einer notwendigen Verdopplung des Geschwindigkeitsgradienten am Grenzschichttrand einher. In Überschallströmungen ist das Verhältnis zwischen den Geschwindigkeitsgradienten bei identischem Radius ein konstanter Faktor 0,9. Entsprechend kann zwischen den unterschiedlichen Geometrien direkt transformiert werden. Die Umrechnung von runden und flachen planaren Körpern, Rund- und Flachstäben, wurde numerisch untersucht. Dies ergibt einen Umrechnungsfaktor der Radien: $r_{fs}/r_{rs} = 1,3$. Sowohl die Transformation als auch die Umrechnung zwischen Rund- und Flachstab wurde in Plasmawindkanalversuchen validiert. Dabei kamen eine bestehende axialsymmetrische, kalorimetrische Wärmestromdichtesonde und zwei neue Stab-Kombisonden zum Einsatz. Die neuen Sonden wurden mit zwei unabhängigen Auswertemethoden ausgewertet. Die Ergebnisse sind in sich konsistent und bestätigen die Transformationstheorie bei den untersuchten Plasmabedingungen. Die Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten ist weiterhin mit großen Unsicherheiten verbunden. In Anbetracht dessen können weitere Untersuchungen zur Verbesserung der Umrechnung zwischen Rund- und Flachstab durchgeführt werden, um die Unsicherheiten in Zukunft weiter zu verringern. Das neue Sondendesign ermöglicht direkte Messungen der Wärmestromdichte auf unterschiedlichen Materialien. So kann die Wärmestromdichtereduktion als Folge der katalytischen Eigenschaften bestimmt werden.

Die Ableitung von mechanischen Lasten von Flug zu Boden wurde anhand von Daten aus Freiflugexperimenten in einem Stoßwindkanal berechnet. Als Modell wurden drei Module der ISS genutzt. Die Flugbahn im Stoßwindkanal wurde mittels Hochgeschwindigkeitskameras aufgenommen, die Flugtrajektorie extrahiert und auf die Beschleunigungen zurückgerechnet. Ein dynamisches Punktmassenmodell wurde zur Bestimmung der Kraft und der Momente an den Verbindungsstellen entwickelt. Die Lasten wurden auf einen Trajektorienpunkt zurückgerechnet und entlang eines Trajektorienabschnittes extrapoliert. Die bekannte Geometrie der Verbindungsstellen der Raumstation ergibt dann die Spannungen an den Kopplungsmechanismen der einzelnen Module.

Die kombinierte Skalierung von mechanischen Lasten und Plasmabedingungen von Flug- zu Bodenbedingungen ermöglicht erstmals, Trajektorienpunkte unter kombinierten Lasten in

6 Zusammenfassung

Plasmawindkanalanlagen aufzubringen. Die Wiedereintrittstrajektorie der Cygnus OA-6 Mission wurde als Basis der Versuchsbedingungen gewählt. Drei charakteristische Trajektorienpunkte wurden gewählt. 90 km entspricht dem frühen Wiedereintritt, 75 km der typischen Höhe der destruktiven Fragmentierung und 65 km ist eine typische Höhe für weiterführende Versagensprozesse.

Ein mechanischer Lastaufbau, der vor Plasmabedingungen geschützt ist und die notwendigen mechanischen Lasten aufbringen kann, wurde auf Basis eines elektromechanischen Prüfzylinders entwickelt. Flachstabproben mit einem Querschnitt von 20 mm×5 mm wurden aus vier metallischen Strukturlegierungen ausgesucht. Zwei Aluminiumlegierungen, eine Edelstahllegierung und eine Titanverbindung wurden gewählt. Zwei mechanische Lastbedingungen wurden untersucht, eine Haltebedingung entspricht dabei einer unbelasteten Testmethodik, während die Aufprägung der zuvor ermittelten Lasten dem nominalen Lastfall entspricht.

Die Materialversuche wurden thermografisch, spektroskopisch und fotogrammetrisch beobachtet. Aus dem Temperaturverlauf und der -verteilung wurde ein simples thermisches Modell entwickelt, um die Wärmeverluste quantifizieren zu können. Dies zeigt, dass die Probenmitte in einem stationären Zustand ist. An den Verlusten ist bei den Aluminiumlegierungen die Wärmeleitung maßgeblich beteiligt, während die Hochtemperaturmaterialien von Verlusten infolge thermischer Abstrahlung dominiert werden. Diese thermische Umgebung muss im Rahmen einer Skalierung zum Flugfall beachtet werden. Versuche, bei denen eine Einschnürung auftrat, konnten mit fotogrammetrischen Methoden rekonstruiert werden, um die wahre Spannung zu ermitteln. So konnte auch die Zugfestigkeit der Materialien ermittelt werden. Die Längung der Proben ließ sich bei geringen Lasten ausgezeichnet mit der Wärmeausdehnung vergleichen. Bei hohen Lasten war die Bestimmung des E-Moduls, wegen Verformungen im Messaufbau, nicht möglich. Während Edelstahl und Titan immer unter Einschnürung versagten, traten bei den Aluminiumlegierungen drei Versagensarten auf. Dabei war die aufgebrachte Last der entscheidende Unterschied zwischen Schmelzen oder Bruch als Versagensart. Die typischen Kräfte beschleunigten das Versagen signifikant.

Die spektrale Untersuchung zeigte, dass beim Erwärmen alle Proben Natrium und Kalium emittierten. Aluminium 7075 zeigte ansonsten keine spektralen Emissionen, Aluminium 6060 zeigte eine charakteristische Emission von Lithium, die auch in Beobachtungsmissionen auftrat, dort aber anderen Komponenten zugeordnet wurde. Titan emittierte lediglich Vanadium, während Edelstahl vor allem Chrom und Mangan in geringen Mengen emittierte. Die sonstigen Legierungsbestandteile wurden spektroskopisch nicht entdeckt. Dies zeigt, dass Materialversagen ohne die Emission der Hauptlegierungselemente auftreten kann, was in Beobachtungsmissionen bisher nicht bedacht wurde. Eine Versuchsreihe mit unfokussiertem Spektrometer wurde durchgeführt, damit die gesamte Abstrahlung gemessen werden konnte. Diese Daten wurde für Vergleiche mit Methoden der Meteorbeobachtung genutzt. Dazu wurde

die luminous efficiency von typischen metallischen Raumfahrtmaterialien zu $1 \cdot 10^{-5}$ bestimmt. Dies erlaubt es, aus Flugbeobachtungsdaten der Cygnus-OA6 Mission, die Masse einzelner Fragmente beim Wiedereintritt zu bestimmen und auf die gesamte Trajektorie hochzurechnen. Die Massedaten aus dem Missionsdatenblatt liegen nahe an der berechneten Gesamtmasse.

Als Weiterführung dieser Arbeit bietet sich die Erweiterung der Versuchsmatrix an, vor allem, indem weitere Punkte entlang der bisherigen Trajektorie untersucht werden. Es ist naheliegend, weitere Materialien zu untersuchen, wobei sich vor allem Faserverbundwerkstoffe mit anisotropen Materialeigenschaften anbieten. Weiterhin ist die Erweiterung um zusätzliche Lastarten, wie Biegung, Torsion und Scherung von großem Interesse. Zusätzlich kann der Aufbau für die Flugphase nach der Fragmentierung erweitert werden. Vor allem spektrale Untersuchungen außerhalb des Staupunkts sind für weitere Untersuchungen und Vergleiche zwischen Bodenversuchen und beobachteten Wiedereintritten relevant. So können Spektraldaten aus Beobachtungsmissionen besser verglichen werden und das Wissen um destruktive Wiedereintritte vergrößert werden. Die vorgestellte Methode zur Massenbestimmung bei bekannter luminous efficiency ließe sich potenziell an Meteorbeobachtungsstationen zur Beobachtung des destruktiven Wiedereintritts anwenden. Dies würde es ermöglichen, Daten, die bereits aufgenommen werden, um quantifizierbare Wiedereintrittsmassen zu erweitern. Insbesondere zukünftige Flugbeobachtungen von destruktiven Wiedereintritten könnten weiter charakterisiert und einzelne Fragmente detailliert identifiziert werden.

A Betrachtung der Messabweichung

Die Abweichung zwischen einem Messwert und dem wahren Wert wird als Messabweichung bezeichnet. Diese Abweichungen lassen sich in zwei Kategorien einteilen. Systematische Fehler einerseits, die durch Unzulänglichkeiten im Modell, dem Aufbau, der Kalibrierung oder der Messung hervorgerufen werden und die eine einseitige Verschiebung der Ergebnisse hervorrufen. Andererseits zufällige Fehler, welche aus nicht beherrschbaren Einflüssen der Messgeräte, Umwelt oder der Genauigkeit einer Skala folgen [219, 220]. Systematische Fehler sind einzugrenzen und abzuschätzen, während zufällige Fehler durch die verwendeten Geräte beschrieben werden können. Für beliebige Funktionen $y = f(x_1, x_2)$ hängt die Fortpflanzung des Fehlers e von dem Operator ab,

$$y = x_1 + x_2 \quad e_y = e_{x_1} + e_{x_2}, \quad (\text{A.1})$$

$$y = x_1 - x_2 \quad e_y = e_{x_1} - e_{x_2}, \quad (\text{A.2})$$

$$y = x_1 \cdot x_2 \quad e_y/y = e_{x_1}/x_1 + e_{x_2}/x_2, \quad (\text{A.3})$$

$$y = x_1/x_2 \quad e_y/y = e_{x_1}/x_1 - e_{x_2}/x_2. \quad (\text{A.4})$$

Dünnwandkalorimeter

Die Wärmestromdichtemessung mit der Dünnwandmethode folgt der Gleichung:

$$\dot{q} = \frac{c_p m}{A} \frac{dT}{dt}. \quad (\text{A.5})$$

Da die Wärme nicht nur den Kupfereinsatz erwärmt, sondern auch das Lot sowie das Thermoelement, muss die Wärmekapazität dieser Komponenten beachtet werden. Der Kupfereinsatz und das verwendete Lot wurden mit einer *Shimadzu AUW220D* Analysewaage gewogen, die Masse des Thermoelements wurde abgeschätzt. Die dazugehörigen Wärmekapazitäten entstammen der Literatur [142–144].

System	Grenzabweichung	typische Abweichung
Analysewaage	0,1 mg	0,5 %
Messschieber	0,1 mm	2 %

Tabelle A.1: Ungenauigkeiten der Messsysteme für die Dünnwandmethode.

A Betrachtung der Messabweichung

Die genutzten Werte sowie die Messabweichungen sind:

$$c_{p,Cu} = 390 \text{ J}/(\text{kg K}), \quad \Delta c_{p,Cu} = 4 \text{ J}/(\text{kg K}), \quad m_{Cu} = 0,605 \text{ g}, \quad \Delta m_{Cu} = 0,001 \text{ g}, \quad (\text{A.6})$$

$$c_{p,Lot} = 200 \text{ J}/(\text{kg K}), \quad \Delta c_{p,Lot} = 20 \text{ J}/(\text{kg K}), \quad m_{Lot} = 0,009 \text{ g}, \quad \Delta m_{Lot} = 0,001 \text{ g}, \quad (\text{A.7})$$

$$c_{p,TE} = 488 \text{ J}/(\text{kg K}), \quad \Delta c_{p,TE} = 10 \text{ J}/(\text{kg K}), \quad m_{TE} = 0,005 \text{ g}, \quad \Delta m_{TE} = 0,005 \text{ g}. \quad (\text{A.8})$$

Nach der Fehlerfortpflanzung ergibt sich die relative Messabweichung zu:

$$\frac{\Delta \dot{q}}{\dot{q}} = \left| \frac{2\Delta d}{d} \right| + \left| \frac{\Delta dT/dt}{dT/dt} \right| + \left| \frac{\Delta c_{p,Cu} m_{Cu} + \Delta m_{Cu} c_{p,Cu} + \Delta c_{p,Lot} m_{Lot} + \Delta m_{Lot} c_{p,Lot} + \Delta c_{p,TE} m_{TE} + \Delta m_{TE} c_{p,TE}}{c_{p,Cu} m_{Cu} + c_{p,Lot} m_{Lot} + c_{p,TE} m_{TE}} \right|. \quad (\text{A.9})$$

In Summe ergibt sich eine maximale Abweichung von 4%. Zusätzlich muss die Abweichung aufgrund der unvollkommenen Modellierung betrachtet werden. Wärmeleitung in den PEEK Halter und entlang des Thermoelements wurde vernachlässigt, eine Abschätzung der abgeleiteten Wärme mit dem Abkühlverhalten zeigt, dass diese sich in der gleichen Größenordnung (ca. 5%) bewegt wie die zufällige Messabweichung. Zusätzliche Effekte, wie das Aufheizen der seitlichen Fläche [129], kann Abweichungen von bis zu 100% zur Folge haben. Diese systematische Messabweichung ist mit den genutzten Methoden nicht weiter beschreibbar. Aufgrund dieser Effekte werden typischerweise Messunsicherheiten von 20% bis 30% angegeben [126].

Durchfluss-Kalorimeter

Die relative, zufällige Messunsicherheit der Durchfluss-Kalorimeter wird beschrieben durch:

$$\frac{\Delta \dot{q}}{\dot{q}} = \left| \frac{\Delta c_p}{c_p} \right| + \left| \frac{\Delta \rho}{\rho} \right| + \left| \frac{2\Delta d}{d} \right| + \left| \frac{\Delta \dot{V}}{\dot{V}} \right| + \left| \frac{\Delta T_{aus}}{T_{aus} - T_{ein}} \right| + \left| \frac{\Delta T_{ein}}{T_{aus} - T_{ein}} \right|. \quad (\text{A.10})$$

Der Volumenstrom des Kühlwassers wird mit einem *Siemens Sitrans FM Mag 1100 - DN6* Messaufnehmer gemessen und mit einem *Siemens Sitrans FM Mag 5000* Messumformer ausgegeben. Der konstant gemessene Volumenstrom unterliegt dabei der Ungenauigkeit beider Komponenten. Die Temperaturmessung erfolgt mit zwei Pt100 Klasse A Widerstandsthermometern. Der Durchmesser der Referenzfläche wurde mit einem Messschieber bestimmt. Die Abweichungen sind in Tabelle A.2 angegeben.

Die Dichte des Wassers wird für die Konversion des Volumenstroms in einen Massenstrom verwendet. Der Volumenstrom wird am Wasserzulauf gemessen, die Temperatur ist hier während eines Versuchs nahezu konstant. Da die Dichte als konstant angenommen wird, sich jedoch mit der Wassertemperatur ändert [221], wird die maximale Abweichung der Dichte

System	Grenzabweichung	typische Abweichung
\dot{V} - Messaufnehmer	0,2 % \pm 1 mm/s	0,8 %
\dot{V} - Messumformer	0,4 % \pm 1 mm/s	1 %
Widerstandsthermometer	0,2 % \pm 0,15 K	5 %
Messschieber	0,1 mm	1 %

Tabelle A.2: Ungenauigkeiten der Messsysteme.

abgeschätzt:

$$\rho_{\text{Wasser}} = 998 \text{ kg/m}^3, \quad \Delta\rho_{\text{Wasser}} = 6 \text{ kg/m}^3. \quad (\text{A.11})$$

Genauso wird die Abweichung der spezifischen Wärmekapazität [221] abgeschätzt:

$$c_{p,\text{Wasser}} = 4182 \text{ J/(kg K)}, \quad \Delta c_{p,\text{Wasser}} = 40 \text{ J/(kg K)}. \quad (\text{A.12})$$

Die relative Messabweichung ist sowohl von der Wärmestromdichte, als auch dem Durchfluss abhängig. Der Anteil der unterschiedlichen Fehlerquellen bei einer Wärmestromdichte von 1 MW ist in Bild A.1a dargestellt. Bei einem niedrigen Volumenstrom dominiert die Messabweichung durch die Volumenstrommessung, bei einem hohen Volumenstrom nimmt die Messabweichung der Temperaturmessung zu. Da das Optimum von der Wärmestromdichte abhängt, ist die Gesamtmessabweichung bei verschiedenen untersuchten Wärmestromdichten in Bild A.1b dargestellt. Die Messungen der einzelnen Trajektorienpunkte ist markiert. Für die

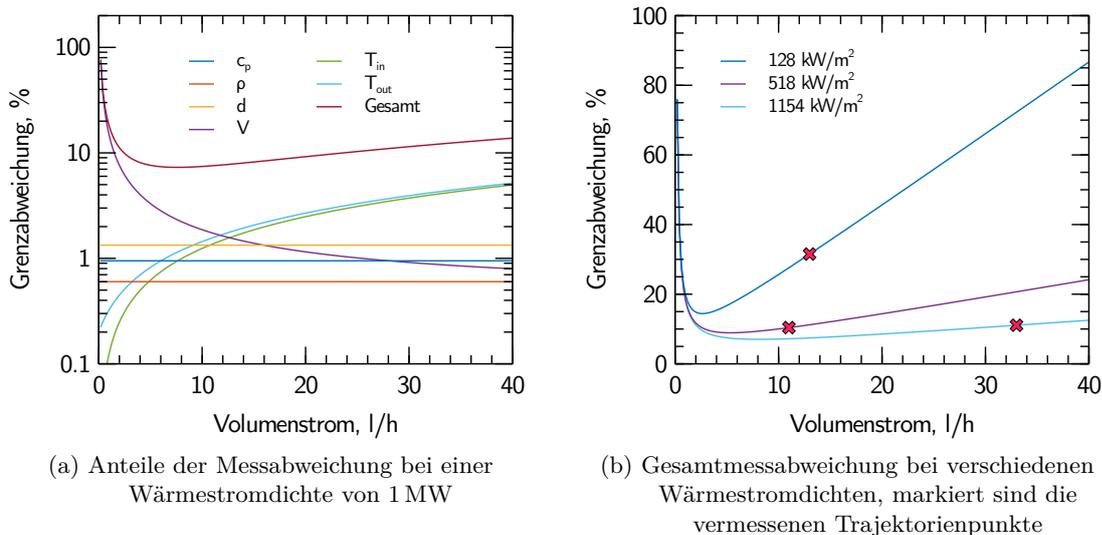


Bild A.1: Grenzabweichung der Wärmestromdichtemessungen mit Durchflusskalorimetern.

A Betrachtung der Messabweichung

niedrige Wärmestromdichte ist die Messunsicherheit mit 31 % signifikant, die beiden anderen Bedingungen weisen Messunsicherheiten von 10 % bis 11 % auf.

Non-Integer System Identification

Die Fehleranalyse der NISI-Methode gestaltet sich äußerst schwer. Dies liegt an der inhärenten Sensitivität schlecht gestellter Probleme, s. Abschnitt 3.2.2. Je nach genauer Parameterwahl bei der Kalibrierung, der Wahl des Polynoms oder der Art und Stärke der Filterung können die Werte signifikant schwanken. Als erste Abschätzung wird hier die Abweichung der Referenzwärmestromdichte als Inputparameter der absoluten Kalibrierung angegeben:

$$\dot{q} = \frac{P_{\text{Laser}}}{A_{\text{Laser}}} \alpha_{\text{Cu}}. \quad (\text{A.13})$$

Dabei wurde die Fläche mit einem Messschieber vermessen (s. Tabelle A.1) und der Absorptionsgrad der Oberfläche α_{Cu} aus der Literatur übernommen [140, 141]. Die Laserleistung ist mit ca. 10 W Genauigkeit bekannt, somit ergibt sich die relative Messabweichung,

$$\frac{\Delta \dot{q}}{\dot{q}} = \left| \frac{\Delta P_{\text{Laser}}}{P_{\text{Laser}}} \right| + \left| \frac{2\Delta L}{L} \right| + \left| \frac{\Delta \alpha_{\text{Cu}}}{\alpha_{\text{Cu}}} \right|. \quad (\text{A.14})$$

Die Genauigkeit hieraus ist dann ca. 17 % vor allem durch die Unsicherheiten im Absorptionsgrad.

Systematische Messabweichungen treten vorrangig auf, wenn eine Wärmestromdichte auf eine nicht kalibrierte Fläche trifft. Dies hängt inhärent vom Design des Körpers ab, bei der Stab-Kombisonde wird eine Messunsicherheit von 20 % bis 30 % angenommen.

Literaturverzeichnis

- [1] ESA Space Debris Office. *ESA's Annual Space Environment Report*. Techn. Ber. GEN-DB-LOG-00288-OPS-SD. ESA ESOC, 2021.
- [2] D. J. Kessler und B. G. Cour-Palais. „Collision frequency of artificial satellites: The creation of a debris belt“. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 83.A6 (1978), S. 2637. DOI: 10.1029/JA083iA06p02637.
- [3] ISO Internationale Organisation für Normung. *Anforderungen zur Eindämmung des Weltraummülls*. Berlin, Germany, 2019.
- [4] J. H. Grinstead, P. Jenniskens, A. Cassell, J. Albers und M. W. Winter. „Airborne Observation of the Hayabusa Sample Return Capsule Re-Entry“. In: *42nd AIAA Thermophysics Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2011. DOI: 10.2514/6.2011-3329.
- [5] S. Loehle und P. Jenniskens. „High Resolution Spectroscopy of the Hayabusa Re-Entry Using a Fabry-Perot Interferometer“. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* 51.6 (2014), S. 1986–1993. DOI: 10.2514/1.A32480.
- [6] M. Auweter-Kurtz, J. Epple, H. Habiger, H. Kurtz, O. Loesener und E. W. Messerschmid. „Der Lichtbogenbeheizte IRS-Plasmawindkanal zur Untersuchung thermischer Schutzsysteme von Raumfahrzeugen“. In: *Jahrbuch der DGLR 1988 Köln Band III* (1988).
- [7] S. Fasoulas. „Experimentelle und theoretische Charakterisierung einer hochenthalpen Stickstoffströmung zur Wiedereintrittssimulation“. Diss. Universität Stuttgart, Germany: Institut für Raumfahrtssysteme, 1995.
- [8] R. G. Stern. *Reentry Breakup and Survivability Characteristics of the Vehicle Atmospheric Survivability Project (VASP) Vehicles*. Techn. Ber. TR-2008(8506)-3. El Segundo, CA, USA: The Aerospace Corporation, 2008.
- [9] R. G. Stern. *Analysis of Mir Reentry Breakup*. Techn. Ber. TR-2003(8506)-1. El Segundo, CA, USA: The Aerospace Corporation, 2003.
- [10] P. E. Dreher, R. P. Little und G. Wittenstein. *Skylab Orbital Lifetime: Prediction and Decay Analysis*. Techn. Ber. NASA-TM-78308. NASA Marshall Space Flight Center, 1980.
- [11] W. B. Chubb. *Skylab reactivation mission report*. Techn. Ber. NASA-TM-78267. NASA Marshall Space Flight Center, 1980.
- [12] P. Jenniskens et al. „Airborne Observations of an Asteroid Entry for High Fidelity Modeling: Space Debris Object WT1190F“. In: *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*. AIAA SciTech Forum. Reston, VA, USA: AIAA, 2016. DOI: 10.2514/6.2016-0999.
- [13] T. Watson. „Falling space debris traced to 1998 lunar mission“. In: *Nature* (2016). DOI: 10.1038/nature.2016.19162.
- [14] E. de Pasquale, L. Francillout, J.-J. Wasbauer, J. Hatton, J. Albers und D. Steele. „ATV Jules Verne reentry observation: Mission design and trajectory analysis“. In: *2009 IEEE Aerospace Conference*. Piscataway, NJ: IEEE, 2009, S. 1–16. DOI: 10.1109/AERO.2009.4839703.
- [15] S. Loehle, F. Zander, S. Lemmens und H. Krag. „Airborne Observations of Re-Entry Break-up: Results and Prospects“. In: *7th European Conference on Space Debris*. Darmstadt, Germany, 2017.

Literaturverzeichnis

- [16] S. Loehle, M. Eberhart, F. Zander, A. Meindl, R. Rudawska, D. Koschny, J. Zender, R. Dantowitz und P. Jenniskens. „Extension of the Plasma Radiation Database PARADE for the Analysis of Meteor Spectra“. In: *Meteoritics and Planetary Science* (2021). DOI: 10.1111/maps.13622.
- [17] T. Schleutker, B. Esser und A. Gülhan. *Characterization of Demisable Materials (CHARDEM): Final Report*. Techn. Ber. CHARDEM-DLR-TR3. DLR Köln, 2016.
- [18] *DIVE - Guidelines for Analysing and Testing the Demise of Man Made Space Objects During Re-entry*. Techn. Ber. ESA-TECSYE-TN-018311. Noordwijk, The Netherlands: ESA ESTEC.
- [19] I. D. Boyd, A. Martin, J. E. Wiebenga und P. Jenniskens. „Hypersonic Flow and Radiation Analysis of the Automated Transfer Vehicle Jules Verne“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 50.1 (2013), S. 124–136. DOI: 10.2514/1.A32208.
- [20] T. Marynowski. „Analyse und Auswertung der spektroskopischen Messdaten des Wiedereintritts von ATV1 ‘Jules Verne’“. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2010.
- [21] F. Mazoué, J. Beck und P. Reynier. „Review and Assessment of ATV Observation Data for Events Characterization“. In: *4th International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*. Noordwijk, The Netherlands: ESA Publication Division, 2010, S. 7.
- [22] S. Loehle, R. Wernitz, G. Herdrich, M. Fertig, H.-P. Röser und H. Ritter. „Airborne Re-Entry Observation Experiment SLIT: UV Spectroscopy during Stardust and ATV1 Re-Entry“. In: *CEAS Space Journal* 1.1 (2010). DOI: 10.1007/s12567-010-0005-3.
- [23] J. B. Snively, M. J. Taylor und P. Jenniskens. „Airborne Imaging and NIR Spectroscopy of the ESA ATV Spacecraft Re-Entry: Instrument Design and Preliminary Data Description“. In: *International Journal of Remote Sensing* 32.11 (2011), S. 3019–3027. DOI: 10.1080/01431161.2010.541516.
- [24] S. Loehle, T. Marynowski, A. Knapp, R. Wernitz und T. Lips. „Analysis of the ATV1 Re-Entry using Near-UV Spectroscopic Data from the NASA/ESA Multi-Instrument Aircraft Observation Campaign“. In: *7th ESA Aerothermodynamics Symposium for Space Vehicles*. 2011.
- [25] B. Lagattu und J.-F. Granger. „Human Flight Batteries Ni-Cd/Li-MnO₂“. In: *9th European Space Power Conference*. Noordwijk, The Netherlands: ESA Publications Division, 2011, S. 4.
- [26] F. DeMauro und R. T. Richards. *Fact Sheet Cygnus OA-6 Mission: Cargo Delivery Spacecraft for the International Space Station (ISS): FS032_15_OA_6375*. 2016.
- [27] T. Lange. „Analyse von Flugbeobachtungsmissionsdaten“. Masterarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2018.
- [28] M. T. Suffredini. *ISS End-of-Life Disposal Plan*. Techn. Ber. NASA, 2010.
- [29] S. Sanvido und S. Lemmens. „Understanding Space Stations break-ups, a genetic algorithm attempt“. In: *Proceedings of the 8th European Conference on Space Debris*. Hrsg. von T. Flohrer, S. Lemmens und F. Schmitz. Darmstadt, Germany: ESA Space Debris Office, 2021.
- [30] R. Murtazin, E. Menkin, C. Gray, A. Ovchinnikov und K. Grigorjev. „ISS Controlled DeOrbit: Challenges and Solutions“. In: *68th International Astronautical Congress (IAC)*. Paris, France: IAF, 2017.
- [31] B. E. Edney. „Effects of Shock Impingement on the Heat Transfer around Blunt Bodies“. In: *AIAA Journal* 6.1 (1968), S. 15–21. DOI: 10.2514/3.4435.

- [32] F. Zander, S. Loehle, H. Krag, S. Lemmens, R. J. Gollan und P. A. Jacobs. „Numerical Analysis of the ISS Re-Entry“. In: *7th European Conference on Space Debris*. Darmstadt, Germany: ESA Space Debris Office, 2017.
- [33] T. Lips und B. Fritsche. „A Comparison of Commonly Used Re-Entry Analysis Tools“. In: *Acta Astronautica* 57.2-8 (2005), S. 312–323. DOI: 10.1016/j.actaastro.2005.03.010.
- [34] M. Spel, E. Constant, P. van Hauwaert, S. Galera und J. Annaloro. „Demisability Study of Industrial Test Cases with the Spacecraft-Oriented Code PAMPERO“. In: *Proceedings of the 8th European Conference on Space Debris*. Hrsg. von T. Flohrer, S. Lemmens und F. Schmitz. Darmstadt, Germany: ESA Space Debris Office, 2021.
- [35] J. C. Beck, I. Holbrough, J. A. Merrifield und N. Leveque. „Design-for-Demise Analysis using the SAM Destructive Re-Entry Model“. In: *Stardust Final Conference*. Hrsg. von M. Vasile, E. Minisci, L. Summerer und P. McGinty. Astrophysics and Space Science Proceedings. Cham: Springer, 2018, S. 233–246. DOI: 10.1007/978-3-319-69956-1_14.
- [36] R. Kanzler, B. Fritsche, T. Lips, A. Breslau, A. Pagan, G. Herdrich, M. Spel, S. Sanvido und S. Lemmens. „SCARAB4 - Extension of the High-Fidelity Re-Entry Break-Up Simulation Software based on New Measurement Types“. In: *Proceedings of the 8th European Conference on Space Debris*. Hrsg. von T. Flohrer, S. Lemmens und F. Schmitz. Darmstadt, Germany: ESA Space Debris Office, 2021, S. 12.
- [37] F. Zander und S. Loehle. *ISSABA Final Report*. Techn. Ber. IRS-17-P11. Stuttgart, Germany: IRS, Universität Stuttgart, 2017.
- [38] H. Klinkrad, P. Beltrami, S. Hauptmann, C. Martin, H. Sdunnus, H. Stokes, R. Walker und J. Wilkinson. „The ESA Space Debris Mitigation Handbook 2002“. In: *Advances in Space Research* 34.5 (2004), S. 1251–1259. DOI: 10.1016/j.asr.2003.01.018.
- [39] J.-S. Fischer und S. Fasoulas. „Analyse der ökologischen Bilanz von Raumtransportsystemen unter Berücksichtigung des gesamten Lebenszyklus“. de. In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2022*. Bonn: Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt - Lilienthal-Oberth e.V., 2022. DOI: 10.25967/570083.
- [40] A. S. Pagan, B. Massuti-Ballester, G. Herdrich, J. A. Merrifield, J. C. Beck, V. Liedtke, R. Ogawa, Y. Kubota, H. Hatta und B. Bonvoisin. „Overview of Recent Experimental Activities towards the Characterization of Demisable Materials at IRS“. In: *8th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures*. Noordwijk, The Netherlands: ESA Publications Division, 2016.
- [41] J. C. Beck, I. Holbrough, T. Schleutker und A. Guelhan. „Improved representation of destructive spacecraft re-entry from analysis of high enthalpy wind tunnel tests of spacecraft and equipment“. In: *Acta Astronautica* 164 (2019), S. 287–296. DOI: 10.1016/j.actaastro.2019.07.033.
- [42] J. C. Beck, I. Holbrough und T. Schleutker. *Characterisation of Behaviour of Critical Elements in Re-Entry Conditions: Final Report*. Techn. Ber. Belstead Research Ltd., 2019.
- [43] T. Soares und J. Merrifield. „Characterization Tests of Structural Joints Behavior during Re-Entry“. In: *4th International Workshop on Space Debris Re-entry*. Darmstadt, Germany: ESA ESOC, 2018, S. 15.
- [44] *ESTIMATE*. ESA. 2023. URL: <https://estimate.sdo.esoc.esa.int/> (besucht am 17.04.2023).
- [45] U. Stroth. *Plasmaphysik: Phänomene, Grundlagen, Anwendungen*. Springer Spektrum, 2011. DOI: 10.1007/978-3-662-55236-0.

Literaturverzeichnis

- [46] D. Potter. „Modelling of Radiating Shock Layers for Atmospheric Entry at Earth and Mars“. Diss. St. Lucia, Australia: The University of Queensland, 2011.
- [47] T. Hermann. „Emissionsspektroskopische Analyse Einer Hyperbolischen Wiedereintrittsströmung Im Plasmawindkanal“. Diss. Stuttgart, Germany: Universität Stuttgart, 2017. DOI: 10.18419/opus-9584.
- [48] P. V. Marrone und C. E. Treanor. „Chemical Relaxation with Preferential Dissociation from Excited Vibrational Levels“. In: *Physics of Fluids* 6.9 (1963), S. 1215. DOI: 10.1063/1.1706888.
- [49] H. Boehrke, O. Piol und M. Kuhn. „Heat Balance of a Transpiration-Cooled Heat Shield“. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 24.3 (2010), S. 581–588. DOI: 10.2514/1.47172.
- [50] T. Hermann, S. Loehle, S. Fasoulas, P. Leyland, L. Marraffa und J.-M. Bouilly. „Influence of Ablation on Vacuum-Ultraviolet Radiation in a Plasma Wind Tunnel Flow“. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 31.3 (2017). DOI: 10.2514/1.T4936.
- [51] A. Martin et al. „Numerical and experimental analysis of spallation phenomena“. In: *CEAS Space Journal* 8.4 (2016), S. 229–236. DOI: 10.1007/s12567-016-0118-4.
- [52] W. Demtröder. *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2005. DOI: 10.1007/b139046.
- [53] H. R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. New York: McGraw-Hill, 1964.
- [54] J. J. Olivero und R. L. Longbothum. „Empirical fits to the Voigt line width: A brief review“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 17 (1977), S. 233–236. DOI: 10.1016/0022-4073(77)90161-3.
- [55] Y. Liu, J. Lin, G. Huang, Y. Guo und C. Duan. „Simple empirical analytical approximation to the Voigt profile“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 18.5 (2001), S. 666–672. DOI: 10.1364/JOSAB.18.000666.
- [56] J. Sansonetti. *Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data, NIST Standard Reference Database 108*. 2003. DOI: 10.18434/T4FW23.
- [57] F. M. White. *Viscous Fluid Flow*. 3rd ed. McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. New York, NY: McGraw-Hill Higher Education, 2006.
- [58] H. Schlichting und K. Gersten. *Boundary-Layer Theory*. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer-Verlag GmbH, 2018. DOI: 10.1007/978-3-662-52919-5.
- [59] J. D. Anderson. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, 2nd Edition*. 2. Edition. AIAA Education Series, 2006. DOI: 10.2514/4.861956.
- [60] S. Levy. „Effect of Large Temperature Changes (including Viscous Heating) Upon Laminar Boundary Layers with Variable Free-Stream Velocity“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 21.7 (1954), S. 459–474. DOI: 10.2514/8.3088.
- [61] L. Lees. „Laminar Heat Transfer over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds“. In: *Journal of Jet Propulsion* 26.4 (1956), S. 259–269. DOI: 10.2514/8.6977.
- [62] R. W. Truitt. *Fundamentals of Aerodynamic Heating*. New York, NY, USA: Ronald Press Co, 1960.
- [63] J. G. Marvin und G. S. Deiwert. *Convective Heat Transfer in Planetary Gases*. Techn. Ber. NASA TR-R 224. NASA Ames Research Center Moffett Field, CA, United States, 1965.

- [64] J. G. Marvin und R. B. Pope. „Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere“. In: *AIAA Journal* 5.2 (1967), S. 240–248. DOI: 10.2514/3.3948.
- [65] J. G. Marvin und R. B. Pope. „Erratum: ”Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere““. In: *AIAA Journal* 6 (1968), S. 192. DOI: 10.2514/3.55366.
- [66] D. R. Chapman und M. W. Rubesin. „Temperature and Velocity Profiles in the Compressible Laminar Boundary Layer with Arbitrary Distribution of Surface Temperature“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 16.9 (1949), S. 547–565. DOI: 10.2514/8.11853.
- [67] C.-D. Munz und T. Westermann. *Numerische Behandlung gewöhnlicher und partieller Differenzialgleichungen: Ein anwendungsorientiertes Lehrbuch für Ingenieure*. 4. Aufl. 2019. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2018. DOI: 10.1007/978-3-662-55886-7.
- [68] J. A. Fay und F. R. Riddell. „Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air“. In: *AIAA Journal* 25.2 (1958), S. 373–386. DOI: 10.2514/8.7517.
- [69] R. Goulard. „The Coupling of Radiation and Convection in Detached Shock Layers“. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 1.3-4 (1961), S. 249–257. DOI: 10.1016/0022-4073(61)90025-5.
- [70] L. Lees und T. Kubota. „Inviscid Hypersonic Flow over Blunt-Nosed Slender Bodies“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 24.3 (1957), S. 195–202. DOI: 10.2514/8.3803.
- [71] H. Hoshizaki. „Heat Transfer in Planetary Atmospheres at Super-Satellite Speeds“. In: *ARS Journal* 32.10 (1962), S. 1544–1552. DOI: 10.2514/8.6331.
- [72] S. M. Scala und L. M. Gilbert. *Theory of Hypersonic Laminar Stagnation Region Heat Transfer in Dissociating Gases*. Techn. Ber. NASA-CR-50882. 1963.
- [73] E. V. Zoby. *Empirical Stagnation-Point Heat-Transfer Relation in Several Gas Mixtures at High Enthalpy Levels*. Techn. Ber. TN D-4799. Langley Research Center, 1968.
- [74] R. B. Pope. „Measurements of Enthalpy in Low-Density Arc-Heated Flows“. In: *AIAA Journal* 6.1 (1968), S. 103–110.
- [75] K. Sutton und Graves, R. A., Jr. *A general stagnation-point convective heating equation for arbitrary gas mixtures*. Techn. Ber. NASA-TR-R-376. 1971.
- [76] ASTM International. *E637 - Standard Test Method for Calculation of Stagnation Enthalpy from Heat Transfer Theory and Experimental Measurements of Stagnation-Point Heat Transfer and Pressure*. West Conshohocken, PA, 2005. DOI: 10.1520/E0637-05R16.
- [77] M. J. Lighthill. „Dynamics of a dissociating gas Part 1. Equilibrium flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 2.1 (1957), S. 1–32. DOI: 10.1017/s0022112057000713.
- [78] M. J. Lighthill. „Dynamics of a dissociating gas Part 2. Quasi-equilibrium transfer theory“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 8.2 (1960), S. 161–182. DOI: 10.1017/s0022112060000529.
- [79] D. R. Topham. „An Empirical Formula for Stagnation Point Velocity Gradient for Spheres and Circular Cylinders in Hypersonic Flow“. In: *The Journal of the Royal Aeronautical Society* 69.654 (1965), S. 407–408. DOI: 10.1017/s0001924000059303.
- [80] W. D. Hayes und R. F. Probstein. *Hypersonic Inviscid Flow*. Mineola, N.Y.: Dover Publications, 2004.
- [81] T.-Y. Li und R. E. Geiger. „Stagnation Point of a Blunt Body in Hypersonic Flow“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 24.1 (1957), S. 25–32. DOI: 10.2514/8.3759.

Literaturverzeichnis

- [82] I. Korobkin und K. H. Gruenewald. „Investigation of Local Laminar Heat Transfer on a Hemisphere for Supersonic Mach Numbers at Low Rates of Heat Flux“. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* 24.3 (1957), S. 188–194. DOI: 10.2514/8.3801.
- [83] J. C. Boison und A. H. Curtiss. „An Experimental Investigation of Blunt Body Stagnation Point Velocity Gradient“. In: *ARS Journal* 29.2 (1958). DOI: 10.2514/8.4699.
- [84] L. L. Trimmer und E. L. Clark. „Stagnation-point velocity gradients for spherical segments in hypersonic flow“. In: *AIAA Journal* 7.10 (1969), S. 2040–2041. DOI: 10.2514/3.5511.
- [85] H. Olivier. „Influence of the Velocity Gradient on the Stagnation Point Heating in Hypersonic Flow“. In: *Shock Waves* 5.4 (1995), S. 205–216. DOI: 10.1007/BF01419002.
- [86] D. Leiser, F. Hufgard, C. Duernhofer, S. Loehle und S. Fasoulas. „Theoretical and Experimental Analysis of Flight-to-Ground Scaling for Axisymmetric and Planar Bodies“. In: *AIAA Journal* 60.12 (2022), S. 6609–6619. DOI: 10.2514/1.J062055.
- [87] J. H. Spurk und N. Aksel. *Strömungslehre*. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer-Verlag, 2006. DOI: 10.1007/3-540-29712-X.
- [88] A. Ambrosio und A. Wortman. „Stagnation-Point Shock-Detachment Distance for Flow Around Spheres and Cylinders in Air“. In: *Journal of the Aerospace Sciences* 29.7 (1962), S. 875. DOI: 10.2514/8.9622.
- [89] R. D. Brown. *A Comparison of the Theoretical and Experimental Stagnation-Point Heat Transfer in an Arc-Heated Subsonic Stream*. Techn. Ber. NASA TN D-1927. Hampton, VA, USA: NASA Langley Research Center, 1964.
- [90] E. V. Zoby und E. M. Sullivan. *Effects of Corner Radius on Stagnation Point Velocity Gradients on Blunt Axisymmetric Bodies: Technical Report*. Techn. Ber. NASA TM X-1067. Hampton, VA, USA: NASA Langley Research Center, 1966.
- [91] S. Laure. „Experimentelle Simulation der Staupunktströmung wiedereintretender Raumflugkörper und deren Charakterisierung mittels mechanischer Sonden“. Diss. Stuttgart, Germany: Universität Stuttgart, 1998.
- [92] S. Loehle. „Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen Mit Hilfe Laserinduzierter Fluoreszenzmessungen“. Diss. Institut für Raumfahrssysteme: Universität Stuttgart, 2006.
- [93] S. Lein. „Entwicklung eines auf Emissionsspektroskopie basierenden Sensorsystems zum Einsatz auf Wiedereintrittsplattformen“. Diss. Universität Stuttgart, 2016.
- [94] F. Zafar und M. M. Alam. „Flow Structure around and Heat Transfer from Cylinders Modified from Square to Circular“. In: *Physics of Fluids* 31.8 (2019), S. 083604. DOI: 10.1063/1.5109693.
- [95] I. E. Vas, S. M. Bogdonoff und A. G. Hammitt. „An Experimental Investigation of The Flow Over Simple Two-Dimensional and Axial Symmetric Bodies at Hypersonic Speeds“. In: *Journal of Jet Propulsion* 28.2 (1958), S. 97–104. DOI: 10.2514/8.7240.
- [96] P. Jacobs und R. Gollan. „Implementation of a Compressible-Flow Simulation Code in the D Programming Language“. In: *Applied Mechanics and Materials* 846 (2016), S. 54–60. DOI: 10.4028/www.scientific.net/AMM.846.54.
- [97] R. J. Gollan und P. A. Jacobs. „About the Formulation, Verification and Validation of the Hypersonic Flow Solver Eilmer“. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 73.1 (2013), S. 19–57. DOI: 10.1002/flid.3790.

- [98] A. Steinbeck. „Methode zur Messung von atomarem Sauerstoff mittels katalytischem Prinzip“. Doktorarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2016.
- [99] F. Grigat, S. Loehle, F. Zander und S. Fasoulas. „Spallation on Carbon Ablators“. In: *AIAA Journal* 60.7 (2022), S. 3936–3949. DOI: 10.2514/1.J061276.
- [100] J. H. Lundell, R. R. Dickey und J. W. Jones. „Performance of charring ablative materials in the diffusion-controlled surface combustion regime“. In: *AIAA Journal* 6.6 (1968), S. 1118–1126. DOI: 10.2514/3.4682.
- [101] A. J. Amar, B. Oliver, B. Kirk, G. Salazar und J. Droba. „Overview of the CHarring Ablator Response (CHAR) Code“. In: *46th AIAA Thermophysics Conference*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2016. DOI: 10.2514/6.2016-3385.
- [102] A. F. Kolesnikov. „The concept of local simulation for stagnation point heat transfer in hypersonic flows: Applications and Validation“. In: *21st Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2000. DOI: 10.2514/6.2000-2515.
- [103] A. F. Kolesnikov. „Conditions of simulation of stagnation point heat transfer from a high-enthalpy flow“. In: *Fluid Dynamics* 28.1 (1993), S. 131–137. DOI: 10.1007/BF01055676.
- [104] A. F. Kolesnikov. „Extrapolation from High Enthalpy Tests to Flight Based on the Concept of Local Heat Transfer Simulation“. In: *RTO Educational Notes 8*. Neuilly-sur-Seine, France: NATO, 1999.
- [105] J. Kunes. *Dimensionless Physical Quantities in Science and Engineering*. London, GB: Elsevier, 2012. DOI: 10.1016/C2011-0-06212-9.
- [106] E. Macherauch und H.-W. Zoch. *Praktikum in Werkstoffkunde: 100 ausführliche Versuche aus wichtigen Gebieten der Werkstofftechnik*. 13., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden und Heidelberg: Springer Vieweg, 2019. DOI: 10.1007/978-3-658-25374-5.
- [107] J. Rösler, H. Harders und M. Bäker. *Mechanisches Verhalten der Werkstoffe*. 6., aktualisierte Auflage. Wiesbaden und Heidelberg: Springer Vieweg, 2019. DOI: 10.1007/978-3-658-26802-2.
- [108] D. Gross und T. Seelig. *Bruchmechanik: Mit einer Einführung in die Mikromechanik*. 5. Aufl. Berlin und Heidelberg: Springer, 2011. DOI: 10.1007/978-3-642-10196-0.
- [109] C. A. Dürnhofer, A. Meindl, M. F. Eberhart und S. Loehle. „Assessment of Arcjet Radiation by Mass Addition“. In: *SciTech 2023 Forum*. Reston, VA, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2023. DOI: 10.2514/6.2023-2335.
- [110] P. Stanley. „Beginnings and Early Development of Thermoelastic Stress Analysis“. In: *Strain* 44.4 (2008), S. 285–297. DOI: 10.1111/j.1475-1305.2008.00512.x.
- [111] J. Hodowany, G. Ravichandran, A. J. Rosakis und P. Rosakis. „Partition of plastic work into heat and stored energy in metals“. In: *Experimental Mechanics* 40.2 (2000), S. 113–123. DOI: 10.1007/BF02325036.
- [112] P. Rosakis, A. J. Rosakis, G. Ravichandran und J. Hodowany. „A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals“. In: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 48.3 (2000), S. 581–607. DOI: 10.1016/S0022-5096(99)00048-4.
- [113] K. Hauffe. *Oxidation of Metals*. Springer eBook Collection. Boston, MA: Springer US, 1995. DOI: 10.1007/978-1-4684-8920-0.
- [114] N. B. Pilling und R. E. Bedworth. „The Oxidation of Metals at High Temperature“. In: *J. Inst. Met.* 29 (1923), S. 529–582.

Literaturverzeichnis

- [115] J. Stringer. „Stress generation and relief in growing oxide films“. In: *Corrosion Science* 10.7 (1970), S. 513–543. DOI: 10.1016/S0010-938X(70)80036-1.
- [116] N. Birks, G. H. Meier und F. S. Pettit. *Introduction to the High-Temperature Oxidation of Metals*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006. DOI: 10.1017/CB09781139163903.
- [117] A. G. Evans, G. B. Crumley und R. E. Demaray. „On the mechanical behavior of brittle coatings and layers“. In: *Oxidation of Metals* 20.5-6 (1983), S. 193–216. DOI: 10.1007/BF00656841.
- [118] C. Xu und W. Gao. „Pilling-Bedworth ratio for oxidation of alloys“. In: *Materials Research Innovations* 3.4 (2000), S. 231–235. DOI: 10.1007/s100190050008.
- [119] J. Peters und H. J. Grabke. „Bildung von Aluminiumoxid-Deckschichten auf Eisenbasislegierungen“. In: *Materials and Corrosion/Werkstoffe und Korrosion* 35.9 (1984), S. 385–394. DOI: 10.1002/maco.19840350902.
- [120] S. Gordon und B. J. McBride. *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications: Reference Publication*. Techn. Ber. 1311. NASA, 1996.
- [121] S. Loehle et al. „Assessment of High Enthalpy Flow Conditions for Re-Entry Aerothermodynamics in the Plasma Wind Tunnel Facilities at IRS“. In: *CEAS Space Journal* 14.2 (2021), S. 395–406. DOI: 10.1007/s12567-021-00396-y.
- [122] T. Laux. „Untersuchungen zur Hochtemperaturoxidation von Siliziumkarbid in Plasmaströmungen“. Diss. Institut für Raumfahrssysteme: Universität Stuttgart, 2004.
- [123] N. H. Kemp, P. H. Rose und R. W. Detra. „Laminar Heat Transfer Around Blunt Bodies in Dissociated Air“. In: *Journal of the Aerospace Sciences* 26.7 (1959), S. 421–430. DOI: 10.2514/8.8128.
- [124] A. Guelhan, B. Esser, A. Del Vecchio, S. Loehle, N. Sauvage, O. Chazot und C. O. Asma. „Comparative Heat Flux Measurements on Standard Models in Plasma Facilities“. In: *13th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*. Reston, VA, USA: AIAA, 2005. DOI: 10.2514/6.2005-3324.
- [125] American Society for Testing and Materials. *E422 - Standard Test Method for Measuring Heat Flux Using a Water-Cooled Calorimeter*. West Conshohocken, PA, 2011. DOI: 10.1520/E0422-22.
- [126] T. M. Hightower, R. A. Olivares und D. Philippidis. *Thermal Capacitance (Slug) Calorimeter Theory Including Heat Losses and Other Decaying Processes*. Techn. Ber. TFAWS 08-1001. Ames Research Center, 2008.
- [127] American Society for Testing and Materials. *E457 - Standard Test Method for Measuring Heat Transfer Rate Using a Thermal Capacitance (Slug) Calorimeter*. West Conshohocken, PA, 2008. DOI: 10.1520/E0457-08R20.
- [128] A. Nawaz und J. Santos. „Assessing Calorimeter Evaluation Methods in Convective and Radiative Heat Flux Environment“. In: *10th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2010. DOI: 910.2514/6.2010-4905.
- [129] D. M. Driver, I. Terrazas-Salinas, F. Hui, Carballo E., Au M. und Nguyen T. „Challenges with Heat Flux Calorimeters used in Arc Jets“. In: *Aviation 2022*. Reston, VA, USA: AIAA, 2022, S. 3366. DOI: 10.2514/6.2022-3366.
- [130] J.-L. Battaglia, O. Cois, L. Puigsegur und A. Oustaloup. „Solving an Inverse Heat Conduction Problem Using a Non-Integer Identified Model“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001), S. 2671–2680. DOI: 10.1016/S0017-9310(00)00310-0.

- [131] S. Loehle, J.-L. Battaglia, P. Jullien, B. van Ootegem, J. Couzi und J.-P. Lasserre. „Improvement of High Heat Flux Measurements Using a Null-Point Calorimeter“. In: *Journal of Spacecrafts and Rockets* 45.1 (2007), S. 76–81. DOI: 10.2514/1.30092.
- [132] S. Loehle und J.-L. Battaglia. „Heat Flux Measurements during Re-Entry Flight Using Advanced Laser Calibration Measurements“. In: *2nd Aradays*. 2008.
- [133] L. Ljung. *System Identification: Theory for the User*. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice Hall, 1987.
- [134] M. N. Ozisik. *Heat Conduction*. 2nd edition. New York, NY: Wiley, 1993. DOI: 10.1002/9781118411285.
- [135] S. Loehle. „Derivation of the Non-Integer System Identification Method for the Adiabatic Boundary Condition Using Laplace Transform“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 115 (2017), S. 1144–1149. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.08.007.
- [136] J.-L. Gardarein, J.-L. Battaglia und S. Loehle. „Heat Flux Sensor Calibration Using Noninteger System Identification: Theory, Experiment, and Error Analysis“. In: *Review of Scientific Instruments* 80.025103 (2009). DOI: 10.1063/1.3079328.
- [137] J. Beck, B. Blackwell und C. R. St. Clair. *Inverse Heat Conduction: Ill-posed Problems*. Wiley, 1985.
- [138] J.-L. Battaglia. „Méthodes d’Identification de Modèles à Dérivées d’ordre non entier et de réduction modale“. Habilitation. Bordeaux, Fr: L’Université Bordeaux, 2002.
- [139] K. A. Woodbury. *Inverse Engineering Handbook*. Boca Raton, FL und London: CRC Press, 2002. DOI: 10.1201/9781420041613.
- [140] Y. S. Touloukian und D. P. Dewitt. *Thermal Radiative Properties: Metallic Elements and Alloys*. Bd. 7. Thermophysical properties of matter. New York, NY, USA: Springer Science & Business Media, 1970.
- [141] S. Loehle. „Review of Heat Flux Measurements for High Enthalpy Flows“. In: *32nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2016. DOI: 10.2514/6.2016-3205.
- [142] C. R. Brooks, W. E. Norem, D. E. Hendrix, J. W. Wright und W. G. Northcutt. „The Specific Heat of Copper from 40 to 920°C“. In: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 29.4 (1968), S. 565–574. DOI: 10.1016/0022-3697(68)90023-1.
- [143] M. Akamatsu, K. Yasuhara, I. Osaka, S. Usui und M. Higano. „Specific Heat Capacities of K-Type Thermocouple Materials in the Temperature Range 304K-574K“. In: *Netsu Bussei* 27.2 (2014), S. 69–76. DOI: 10.2963/jjtp.27.69.
- [144] Y. S. Touloukian und E. H. Buyco. *Specific Heat: Metallic Elements and Alloys*. Bd. 4. Thermophysical properties of matter. New York, NY: IFI/Plenum, 1970.
- [145] M. Vaughan. *The Fabry-Perot Interferometer: History, Theory, Practice and Applications*. 1st ed. Series in Optics and Optoelectronics. London: CRC Press, 1989.
- [146] F. Zander, S. Loehle, T. Hermann und H. Fulge. „Fabry-Perot Spectroscopy for Kinetic Temperature and Velocity Measurements of a High Enthalpy Air Plasma Flow“. In: *Journal of Applied Physics D* 50.33 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa7b0c.

Literaturverzeichnis

- [147] S. Loehle, T. Hermann, F. Zander und T. Marynowski. „Echelle Spectroscopy for High Enthalpy Flow Diagnostics“. In: *46th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2016. DOI: 10.2514/6.2016-3691.
- [148] T. Luhmann. *Nahbereichsphotogrammetrie: Grundlagen, Methoden Und Anwendungen*. 3. Auflage. Berlin: Wichmann, 2010.
- [149] S. Loehle, T. Staebler, T. Reimer und A. Cefalu. „Photogrammetric Surface Analysis of Ablation Processes in High Enthalpy Air Plasma Flow“. In: *AIAA Journal* 53.11 (2015), S. 3187–3195. DOI: 10.2514/1.J053728.
- [150] E. T. Schairer und J. T. Heineck. „Photogrammetric Recession Measurements of Ablative Materials in Arcjets“. In: *Measurement Science and Technology* 21 (2010). DOI: 10.1088/0957-0233/21/2/025304.
- [151] F. Grigat, S. Loehle und S. Fasoulas. „Towards High-Resolution Photogrammetric Surface Analysis of Ablation Processes in High-Enthalpy Flows“. In: *FAR - International Conference on Flight Vehicles, Aerothermodynamics and Re-Entry Missions and Engineering*. Noordwijk, The Netherlands: ESA Publications Division, 2019.
- [152] F. Grigat, S. Loehle, M. Eberhart, A. Meindl, E. Poloni, R. Ravichandran, C. Zuber und S. Fasoulas. „Spallation of Carbon Ablators in Arcjet Facility Experiments“. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* (2022), S. 1–12. DOI: 10.2514/1.T6587.
- [153] S. Roth und A. Stahl. *Optik*. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer Spektrum, 2019. DOI: 10.1007/978-3-662-59337-0.
- [154] M. Rothermel, K. Wenzel, D. Fritsch und N. Haala. „SURE: Photogrammetric Surface Reconstruction from Imagery“. In: *Proceedings of the LC3D Workshop*. 2012.
- [155] V. Sapritsky und A. Prokhorov. *Blackbody Radiometry*. Cham: Springer International Publishing, 2020. DOI: 10.1007/978-3-030-57789-6.
- [156] W. Blanke, Hrsg. *Die Internationale Temperaturskala von 1990 (ITS-90): Vorträge des 87. PTB-Seminars*. Bd. 42. Bericht. Physikalisch-Technische Bundesanstalt. Bremerhaven: Wirtschaftsverl. NW, 1989.
- [157] F. Sakuma und S. Hattori. „Establishing a practical temperature standard by using a narrow-band radiation thermometer with a silicon detector“. In: *Temperature*. Hrsg. von J. F. Schooley. New York, 1982, S. 421–427.
- [158] P. Saunders. „General interpolation equations for the calibration of radiation thermometers“. In: *Metrologia* 34.3 (1997), S. 201–210. DOI: 10.1088/0026-1394/34/3/1.
- [159] A. Einstein. „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik* 322.6 (1905), S. 132–148. DOI: 10.1002/andp.19053220607.
- [160] F. Zander, T. Hermann und S. Loehle. „Plasma Wind Tunnel Flow Analysis with High Speed Imaging“. In: *46th AIAA Thermophysics Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2016. DOI: 10.2514/6.2016-3202.
- [161] B. E. Bayer. „Color Imaging Array“. US Patent 3971065. 1976.
- [162] K. Martišek und H. Druckmüllerová. „A Numerical Method for the Visualization of the Fe XIV Emission in the Solar Corona Using Broadband Filters“. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 197.2 (2011), S. 23. DOI: 10.1088/0067-0049/197/2/23.

- [163] G. Herdrich, S. Loehle, M. Auweter-Kurtz, P. Endlich, M. Fertig, S. Pidan und E. Schreiber. „IRS Ground-Testing Facilities: Thermal Protection System Development, Code Validation and Flight Experiment Development“. In: *24th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2004. DOI: 10.2514/6.2004-2596.
- [164] A. Unsöld und B. Baschek. *Der neue Kosmos*. Siebte Auflage. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer Berlin Heidelberg, 2002. DOI: 10.1007/978-3-662-06529-7.
- [165] T. Lips, G. Koppenwallner, D. Rees, H. C. Stenbeak-Nielsen, M. L. Beks, S. Loehle, S. Weikert und G. Kudo. *Assessment of the ATV-1 Re-Entry Observation Campaign for Future Re-Entry Missions: Final Report*. Techn. Ber. 22666/09/NL/AF. Hypersonic Technology Göttingen, 2011.
- [166] B. Fritsche, G. Koppenwallner und T. Lips. *Re-Entry Analysis for the ATV with SCARAB: Draft Final Report*. Techn. Ber. 13946/99/D/CS. Hyperschall Technologie Göttingen, 2001.
- [167] A. S. Pagan, B. Massuti-Ballester, G. Herdrich, J. A. Merrifield, J. C. Beck, V. Liedtke, N. Stelzer und B. Bonvoisin. „Characterisation of Material Demisability through Plasma Wind Tunnel Experiments“. In: *8th European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*. Noordwijk, The Netherlands: ESA Publications Division, 2015.
- [168] A. S. Pagan, B. Massuti-Ballester und G. Herdrich. „Experimental Thermal Response and Demisability Investigations on Five Aerospace Structure Materials under Simulated Destructive Re-Entry Conditions“. In: *46th Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*. Reston, VA, USA: AIAA, 2016. DOI: 10.2514/6.2016-4154.
- [169] F. Ostermann. *Anwendungstechnologie Aluminium*. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer Vieweg, 2014. DOI: 10.1007/978-3-662-43807-7.
- [170] DIN. *573 - Aluminium und Aluminiumlegierungen: Chemische Zusammensetzung und Form von Halbzeug*. 2019. DOI: 10.31030/3061181.
- [171] A. Raveh, Z. K. Tsameret und E. Grossman. „Surface characterization of thin layers of aluminium oxide“. In: *Surface and Coatings Technology* 88.1-3 (1997), S. 103–111. DOI: 10.1016/S0257-8972(95)02757-2.
- [172] J. Evertsson et al. „The thickness of native oxides on aluminum alloys and single crystals“. In: *Applied Surface Science* 349 (2015), S. 826–832. DOI: 10.1016/j.apsusc.2015.05.043.
- [173] R. E. Honig. *Vapor Pressure Data for the more Common Elements*. Techn. Ber. RB-104. New York, NY, USA: Radio Corporation of America, 1957.
- [174] B. Weigand, J. Köhler und J. von Wolfersdorf. *Thermodynamik kompakt*. 4. Auflage. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-49703-6.
- [175] T. Greß, T. Mittler, S. Schmid, H. Chen, N. Ben Khalifa und W. Volk. „Thermal Analysis and Production of As-Cast Al 7075/6060 Bilayer Billets“. In: *International Journal of Metalcasting* 13.4 (2019), S. 817–829. DOI: 10.1007/s40962-018-0282-8.
- [176] G. Lütjering und J. C. Williams. *Titanium*. 2. ed. Engineering materials and processes. Berlin, Heidelberg, Germany: Springer, 2007. DOI: 10.1007/978-3-540-73036-1.
- [177] D. Greitemeier. *Untersuchung der Einflussparameter auf die mechanischen Eigenschaften von additiv gefertigtem TiAl6V4*. Wiesbaden: Springer Fachmedien, 2016. DOI: 10.1007/978-3-658-15735-7.
- [178] ASTM International. *B265 - Standard Specification for Titanium and Titanium Alloy Strip, Sheet, and Plate*. West Conshohocken, PA. DOI: 10.1520/B0265-20A.

Literaturverzeichnis

- [179] W. Sha und Z. Guo. „Phase evolution of Ti-6Al-4V during continuous heating“. In: *Journal of Alloys and Compounds* 290.1-2 (1999), S. L3–L7. DOI: 10.1016/S0925-8388(99)00199-1.
- [180] M. Balat-Pichelin, J. Annaloro, L. Barka und J. L. Sans. „Behavior of TA6V Alloy at High Temperature in Air Plasma Conditions: Part 2 - Thermal Diffusivity and Emissivity“. In: *Journal of Materials Engineering and Performance* 29.7 (2020), S. 4606–4616. DOI: 10.1007/s11665-020-04985-6.
- [181] M. Balat-Pichelin und B. Lucile. „Behavior of TA6V Alloy at High Temperature in Air Plasma Conditions: Part 1 - Oxidation“. In: *Journal of Materials Engineering and Performance* 29.7 (2020), S. 4597–4605. DOI: 10.1007/s11665-020-04984-7.
- [182] A. Karambakhsh, A. Afshar, S. Ghahramani und P. Malekinejad. „Pure Commercial Titanium Color Anodizing and Corrosion Resistance“. In: *Journal of Materials Engineering and Performance* 20.9 (2011), S. 1690–1696. DOI: 10.1007/s11665-011-9860-0.
- [183] Y. S. Touloukian, R. E. Kirby, R. K. Kirby und P. D. Desai. *Thermal Expansion: Metallic Elements and Alloys*. Thermophysical properties of matter. Boston, MA: Springer US, 1975.
- [184] M. Boivineau, C. Cagran, D. Doytier, V. Eyraud, M.-H. Nadal, B. Wilthan und G. Pottlacher. „Thermophysical Properties of Solid and Liquid Ti-6Al-4V (TA6V) Alloy“. In: *International Journal of Thermophysics* 27.2 (2006), S. 507–529. DOI: 10.1007/PL00021868.
- [185] J. Murdock und C. McHargue. „Self-diffusion in body-centered cubic titanium-vanadium alloys“. In: *Acta Metallurgica* 16.4 (1968), S. 493–500. DOI: 10.1016/0001-6160(68)90123-5.
- [186] A. S. Pagan, B. Massuti-Ballester und G. Herdrich. „Total and Spectral Emissivities of Demising Aerospace Materials“. In: *Frontier of Applied Plasma Technology* 9.1 (2016).
- [187] E. Seedhouse. *SpaceX: Starship to Mars – The First 20 Years*. 2 Ed. Cham: Springer Cham, 2022. DOI: 10.1007/978-3-030-99181-4.
- [188] DIN. *10088 - Nichtrostende Stähle: Teil 1: Verzeichnis der nichtrostenden Stähle*. Berlin, Germany, 2022. DOI: 10.31030/3301399.
- [189] E. Roos, K. Maile und M. Seidenfuß. *Werkstoffkunde für Ingenieure*. 7. Auflage. Berlin und Heidelberg: Springer Vieweg, 2022. DOI: 10.1007/978-3-642-54989-2.
- [190] A. Vesel, M. Mozetic, A. Drenik, N. Hauptman und M. Balat-Pichelin. „High temperature oxidation of stainless steel AISI316L in air plasma“. In: *Applied Surface Science* 255.5 (2008), S. 1759–1765. DOI: 10.1016/j.apsusc.2008.06.017.
- [191] J. Brnic, G. Turkalj, M. Canadija und D. Lanc. „AISI 316Ti (1.4571) steel—Mechanical, creep and fracture properties versus temperature“. In: *Journal of Constructional Steel Research* 67.12 (2011), S. 1948–1952. DOI: 10.1016/j.jcsr.2011.06.011.
- [192] A. F. Smith. „The Diffusion of Chromium in Type 316 Stainless Steel“. In: *Metal Science* 9.1 (1975), S. 375–378. DOI: 10.1179/030634575790444270.
- [193] A. F. Smith und R. Hales. „Diffusion of Manganese in Type 316 Austenitic Stainless Steel“. In: *Metal Science* 9.1 (1975), S. 181–184. DOI: 10.1179/030634575790444432.
- [194] M. Balat-Pichelin, J. L. Sans und E. Bêche. „Spectral Directional and Total Hemispherical Emissivity of Virgin and Oxidized 316L Stainless Steel from 1000 to 1650 K“. In: *Infrared Physics & Technology* 123 (2022), S. 104156. DOI: 10.1016/j.infrared.2022.104156.
- [195] T. Stöckle. „Untersuchung der Oberflächenkatalyzität metallischer und keramischer Werkstoffe in Hochenthalpieströmungen“. Diss. Universität Stuttgart, 2000.

- [196] G. M. Prok. *Nitrogen and Oxygen Atom Recombination at Oxide Surfaces and Effect of a Tesla Discharge on Recombination Heat Transfer*. Techn. Ber. TN D-1567. Cleveland, OH, USA: NASA Lewis Research Center, 1963.
- [197] J. Allegre, M. Raffin, J. C. Lengrand und A. Chpoun. „Aerodynamic Forces and Moments for a Re-Entry Module“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 34.2 (1997), S. 182–185. DOI: 10.2514/2.3207.
- [198] T. Lips, G. Koppenwallner, L. Bianchi und H. Klinkrad. „Risk Assessment for Destructive Re-Entry“. In: *5th European Conference on Space Debris*. Noordwijk, The Netherlands: ESA Communications, 2009.
- [199] D. Leiser, S. Loehle, F. Zander, D. R. Buttsworth, R. Choudhury und S. Fasoulas. „Analysis of Re-entry and Break-up Forces from Impulse Facility Experiments and Numerical Rebuilding“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 59.4 (2022), S. 1276–1288. DOI: 10.2514/1.A35204.
- [200] D. R. Buttsworth. „Ludwig Tunnel Facility with Free Piston Compression Heating for Supersonic and Hypersonic Testing“. In: *9th Australian Space Science Conference*. Sydney, Australia: NSSA, 2010, S. 153–162.
- [201] B. Birch. „Characterisation of the USQ hypersonic facility freestream“. PhD Thesis. Toowoomba, Queensland, Australia: University of Southern Queensland, 2019. DOI: 10.26192/K26V-8Z18.
- [202] F. G. Keyes. „A Summary of Viscosity and Heat-Conduction Data for He, A, H₂, O₂, N₂, CO, CO₂, H₂O, and Air“. In: *Journal of Fluids Engineering* 73.5 (1951), S. 589–595. DOI: 10.1115/1.4016339.
- [203] National Aeronautics and Space Administration. *S133-E-010397*. 2011.
- [204] S. J. Laurence. „On Tracking the Motion of Rigid Bodies through Edge Detection and Least-Squares Fitting“. In: *Experiments in Fluids* 52.2 (2012), S. 387–401. DOI: 10.1007/s00348-011-1228-6.
- [205] S. J. Laurence und H. G. Hornung. „Image-Based Force and Moment Measurement in Hypersonic Facilities“. In: *Experiments in Fluids* 46.2 (2009), S. 343–353. DOI: 10.1007/s00348-008-0565-6.
- [206] P. W. Huber. *Hypersonic Shock-Heated Flow Parameters for Velocities to 46,000 Feet per Second and Altitudes to 323,000 Feet*. Techn. Ber. NASA-TR-R-163. 1963.
- [207] E. Illi. „Space Station Freedom Common Berthing Mechanism“. In: *The 26th Aerospace Mechanisms Symposium*. Washington, DC, USA: NASA, 1992, S. 281–296.
- [208] R. J. McLaughlin und W. H. Warr. „The Common Berthing Mechanism (CBM) for International Space Station“. In: *SAE Technical Paper Series*. SAE Technical Paper Series. Warrendale, PA, USA: SAE International, 2001. DOI: 10.4271/2001-01-2435.
- [209] G. N. Abramovich. *Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, 1963.
- [210] S. Fasoulas, M. Auweter-Kurtz und H. A. Habiger. „Experimental Investigation of a Nitrogen High Enthalpy Flow“. In: *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 8.1 (1994), S. 48–58. DOI: 10.2514/3.500.
- [211] D. Leiser, S. Loehle und S. Fasoulas. „Spectral Features for Re-entry Break-up Event Identification“. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 59.5 (2022), S. 1496–1506. DOI: 10.2514/1.A35258.
- [212] S. Loehle, J. Vaubaillon, P. Matlovič und J. Tóth. „Meteorite material luminous efficiencies from ground testing of meteoroid entry“. In: *Icarus* 407 (2023). DOI: 10.1016/j.icarus.2023.115817.

Literaturverzeichnis

- [213] J. Borovicka, S. Abe, L. Shrbený, P. Spurný und P. A. Bland. „Photographic and Radiometric Observations of the HAYABUSA Re-Entry“. In: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 63.5 (2011), S. 1003–1009. DOI: 10.1093/pasj/63.5.1003.
- [214] D. Leiser, C. A. Dürnhöfer, S. Loehle, J. Vaubaillon und S. Fasoulas. „Luminous Efficiency Determination of Spacecraft Materials in Ground Test Facilities“. In: *SciTech 2023 Forum*. Reston, VA, USA: AIAA, 2023. DOI: 10.2514/6.2023-2053.
- [215] E. Oepik. *Physics of Meteor Flight in the Atmosphere*. London, GB: Interscience Publishers, 1958.
- [216] P. Brown, R. E. Spalding, D. O. ReVelle, E. Tagliaferri und S. P. Worden. „The flux of small near-Earth objects colliding with the Earth“. In: *Nature* 420.6913 (2002), S. 294–296. DOI: 10.1038/nature01238.
- [217] Z. Ceplecha, J. Borovicka, W. G. Elford, D. O. ReVelle, R. L. Hawkes, V. Porubcan und M. Simek. „Meteor Phenomena and Bodies“. In: *Space Science Reviews* 84.3 (1998), S. 327–471. DOI: 10.1023/a:1005069928850.
- [218] M. S. Bessell. „UBVRI Passbands“. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 102 (1990), S. 1181. DOI: 10.1086/132749.
- [219] R. J. Moffat. „Describing the Uncertainties in Experimental Results“. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 1.1 (1988), S. 3–17. DOI: 10.1016/0894-1777(88)90043-x.
- [220] J. R. Taylor. *An introduction to error analysis: The study of uncertainties in physical measurements*. 2. ed. Sausalito, Calif.: Univ. Science Books, 1997.
- [221] E. W. Lemmon, I. H. Bell, M. L. Huber und M. O. McLinden. „Thermophysical Properties of Fluid Systems“. In: *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database 69*. Hrsg. von P. J. Linstrom und W. G. Mallard. Gaithersburg, MD, USA: National Institute of Standards and Technology, 1997.