

AEROTHERMODYNAMISCHE UNTERSUCHUNGEN FACETTIERTER
RAUMFAHRZEUGE UNTER WIEDEREINTRITTSBEDINGUNGEN

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

Vorgelegt von
Tarik Barth
aus Leipzig

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. B. Weigand
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. C.-C. Rossow
Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 2010

Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt
Universität Stuttgart
2010

VORWORT

Diese Promotion war für mich wie ein Puzzle mit sehr vielen Teilen, wobei ich zu Beginn kaum eine Ahnung hatte, welches Gesamtbild daraus resultiert. Ich begann damit, die Puzzleteile nach gewissen Kriterien zu ordnen und dann im Einzelnen die Bedeutung der Teile zu ergründen, um daraus eine erste Vorstellung vom Ganzen abzuleiten. Es zeigte sich mit fortschreitender Zeit, dass dieses erste Bild nicht dem Endergebnis entsprach, obgleich es mir wichtige Grundkonturen aufzeigte. Die Vielzahl der Teile führte dabei zu der Gefahr, sich im Detail zu verlieren, wodurch das Gesamtmotiv aus den Augen geraten wäre. Manche Teile konnte ich am Anfang beliebig drehen und wenden, ohne sie, oder gar ihre Verbindungen untereinander, richtig zu verstehen. Der wohl beste Weg war dann, mit den vier Ecken des Puzzles zu beginnen und von da aus die Ränder aufzubauen. Als dies gelang, waren die Grundmauern errichtet und das Innere konnte mit Leben gefüllt werden. Dabei glaubte ich manchmal, die richtigen Verbindungen gefunden zu haben, um dann nach einer gewissen Zeit feststellen zu müssen, dass die kombinierten Konstellationen doch keinen Sinn ergaben. Allerdings wurde mit jedem sinnvoll verbauten Puzzleteil das Gesamtbild komplettiert und die Anzahl der Unbekannten reduziert. Die entstandenen Verknüpfungen einzelner Teile fügten sich zu einer neuen Sicht auf das Problem, wobei mich jede neue Erkenntnis stärkte und motivierte, fortzufahren. Zum Schluss lag nach Jahren das Endwerk mit all seinen Details vor mir und es galt, das Gesehene in Schriftform zu bringen, was die wohl letzte entscheidende Hürde darstellte.

Dies alles schaffte ich nicht alleine, weshalb ich guten Grund habe, DANKE zu sagen.

Als erstes möchte ich meinen Gutachtern *Bernhard Weigand* und *Cord-Christian Rossow* für die angenehme, förderliche Betreuung und die dafür aufgebrauchte Zeit herzlich danken. Sie haben mir Details und deren Verbindungen erklären sowie Widersprüche aufzeigen können, womit das Erscheinungsbild der Arbeit an Schärfe gewann.

Eine wesentliche Rolle in meiner Promotion spielt das Wiedereintrittsexperiment *SHE-FEX*, weshalb die Arbeit in der vorliegenden Form ohne die Vorbereitung und erfolgreiche Durchführung des Experimentes nicht möglich gewesen wäre, wofür ich allen beteiligten Kollegen sehr danke. In diesem Zusammenhang sei insbesondere *José Longo* als einer der Grundväter von *SHEFEX* genannt. Gleichsam sorgte er stets mit seiner besonderen Art für eine motivierende und schätzenswerte Arbeitsbedingung. Darüber hinaus führte mich sein Angebot, diese Promotionsarbeit anzufertigen, zu einer wegweisenden Lebensentscheidung, wofür ich ihm sehr dankbar bin. Ebenso gebührt *Thino Eggers* besten Dank für die produktive Zusammenarbeit in *SHEFEX* und *REX Free Flyer* sowie das angenehme Miteinander in seiner neuen Aufgabe als Abteilungsleiter.

Ferner möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Abteilung *Raumfahrzeuge* für ihre Unterstützung und ihren Rückhalt bedanken. Besonders sei hier *Javier Bartolomé Calvo* für die ausführliche Hilfe im Umgang mit dem Kopplungsverfahren, *Volker Hannemann* für die wertvollen Hinweise bezüglich des TAU-Codes und *Ognjan Božić*, *Björn Buanga*, *Robert Dittrich*, *Marius Korfanty*, *Heinrich Lüdeke*, *Marion Nitschke*, *Hannes Otto*, *Bodo Reimann* sowie *Viola Wartemann* für die kollegiale Arbeitsatmosphäre gedankt.

Abschließend gilt meiner Familie mein außerordentlicher Dank – allen voran meiner Frau *Kristin* und unserer Tochter *Sophie* für deren emotionale Wärme und das besondere Verständnis. Aber auch meinen Eltern *Kerstin* und *Ralf* sei herzlich für ihr Dasein gedankt. Für das Korrekturlesen der Arbeit danke ich meiner Frau *Kristin* und meinem Bruder *Dennis*.

Braunschweig, im September 2010

Tarik Barth

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	VII
Kurzfassung	XI
Abstract	XIII
1 Einleitung	1
1.1 Hintergrund	1
1.2 Stand der Forschung	3
1.2.1 Wiedereintrittsexperimente	3
1.2.2 Scharfkantige Hyperschallfahrzeuge	7
1.3 Zielsetzung und Vorgehensweise zur Arbeit	10
2 Grundlagen	11
2.1 Flugexperiment – <i>SHEFEX</i>	11
2.1.1 Experimentbeschreibung	11
2.1.2 Messdaten	13
2.1.3 Aufarbeitung der Flugdaten	14
2.2 Numerische Verfahren	20
2.2.1 Strömungslöser	20
2.2.2 Strukturlöser	35
2.2.3 Strömungs–Struktur–Kopplung	38
3 Sensitivitätsanalyse zur Flugauswertung	40
3.1 Aerodynamische Einflüsse	40
3.1.1 Atmosphärenmodelle	40
3.1.2 Anströmbedingungen	43
3.2 Numerische Einflüsse	47
3.2.1 Physikalische Modellierungen	47

3.2.2	Gitterunabhängigkeitsstudie	52
3.2.3	Turbulenzmodellierung	60
3.3	Systembedingte Einflüsse	62
3.3.1	Einbauverhältnisse der Wärmestromsensoren	62
3.3.2	Kontaktbedingung zwischen TPS und Sensor	69
3.3.3	Temperaturmessung im TPS	71
3.3.4	TPS-Beschaffenheit	77
3.4	Zusammenfassung der Toleranzen	82
4	Berechnung und Auswertung des Flugexperimentes	85
4.1	Allgemeine Strömungstopologie	85
4.1.1	Stoß- und Expansionsgebiete	86
4.1.2	Verdrehung und Ablösung der Strömung	90
4.1.3	Geschwindigkeits- und Temperaturprofile	93
4.2	Transition	95
4.2.1	Abschätzung der Transitionszeitpunkte	95
4.2.2	Relaminarisierung	99
4.3	Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie	102
4.3.1	Allgemeines	102
4.3.2	Vergleich zwischen Berechnungs- und Flugmessdaten	102
4.3.3	Numerische Oberflächenergebnisse	112
4.3.4	Aufheizung der Spitze	114
4.4	HEG-Untersuchungen	117
4.4.1	Versuchsbeschreibung	117
4.4.2	Vergleich zwischen Berechnungs- und HEG-Messdaten	120
5	Orbitaler Wiedereintritt mit einem facettierten Fahrzeug	122
5.1	Allgemeines zum Wiedereintritt	122
5.2	Berechnung der kritischen Flugbedingungen	124
5.2.1	Vorbetrachtungen und Randbedingungen	124
5.2.2	Ergebnisse der numerischen Berechnungen	126
6	Zusammenfassung	131
	Abbildungsverzeichnis	133
	Tabellenverzeichnis	137
	Literaturverzeichnis	139
	Lebenslauf	147

Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

a	Schallgeschwindigkeit	$[m/s]$
A	Fläche	$[m^2]$
c_A	Auftriebsbeiwert	$[-]$
c_W	Widerstandsbeiwert	$[-]$
c_p	Wärmekapazität bei konstantem Druck	$[J/(mol\ K)]$
c_v	Wärmekapazität bei konstantem Volumen	$[J/(mol\ K)]$
cp	Druckbeiwert	$[-]$
CR	Chapman-Rubesin-Parameter	$[-]$
d	Durchmesser	$[m]$
d_0	mittlerer Stoßdurchmesser	$[m]$
Da	Damköhlerzahl	$[-]$
e	spezifische innere Energie	$[J/kg]$
E	totale Energie	$[J]$
E_M	Elastizitätsmodul	$[N/mm^2]$
F	Kraft	$[N]$
h	spezifische Enthalpie	$[J/kg]$
H	Höhe	$[km]$
I	Intensität	$[\%]$
k	turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
K	Beschleunigungsparameter	$[-]$
Kn	Knudsenzahl	$[-]$
L	Länge	$[m]$
m	Masse	$[kg]$
M	Molmasse	$[kg/mol]$
Ma	Machzahl	$[-]$
n	Normalenkoordinate	$[m]$
p	Druck	$[Pa]$
\dot{Q}	Wärmestrom	$[W]$
\dot{q}	Wärmestromdichte	$[W/m^2]$
r	Skalierungsfaktor	$[-]$
R	Radius	$[m]$
Re	Reynoldszahl	$[-]$
s	Entropie	$[J/K]$
T	Temperatur	$[K]$

Symbolverzeichnis

t	Zeit	[s]
U	Überstand	[mm]
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit	[–]
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z - Richtung	[m/s]
\vec{v}	Geschwindigkeitsvektor	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
\dot{W}	Leistung	[J/s]
y^+	dimensionsloser Wandabstand	[–]
x, y, z	Raumkoordinaten	[m]

Griechische Buchstaben

α	Anstellwinkel	[°]
α_Q	Wärmeübergangskoeffizient	[W/(m ² K)]
β	Schiebewinkel	[°]
β_K	Klappenwinkel	[°]
ϕ	Rollwinkel	[°]
Θ	Nickwinkel	[°]
ϑ	Umlenkwinkel	[°]
Ψ	Gierwinkel	[°]
Φ	physikalische Größe	[–]
δ	Grenzschichtdicke	[m]
δ_2	Impulsverlustdicke	[m]
$\delta_{\text{Stoß}}$	Stoßabstand	[m]
ε	Emissionskoeffizient	[–]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/(m K)]
λ_k	Freie Weglänge	[m]
κ	Isentropenexponent	[–]
μ	dynamische Viskosität	[kg/(m s)]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
ρ_n	Teilchendichte	[kg/m ³]
σ	Stoßwinkel	[°]
τ	Schubspannung	[N/m ²]
$\bar{\tau}$	Relaxationszeit	[s]
$\bar{\tau}_S$	charakteristische Strömungszeit	[s]

Indizes

0	Ausgangszustand
1	Zustand vor dem Verdichtungsstoß
2	Zustand nach dem Verdichtungsstoß
∞	Freistrombedingung

Symbolverzeichnis

\parallel	parallel
\perp	senkrecht
A	Ablation
D	Druck
E	Einbau
exp	experimentell
Flu	Fluid
ges	gesamt
GG	Gleichgewicht
in	innere
K	Konvektion
kin	kinetisch
$krit$	kritisch
L	Leitung
max	maximal
min	minimal
NG	Nichtgleichgewicht
num	numerisch
ref	Referenz
R	Reibung
S	Strahlung
$Stau$	Staupunkt
Str	Struktur
W	Wand

Abkürzungen

C/C-SiC	carbonfaserverstärktes Siliciumcarbid
CPU	<i>Central Processing Unit</i>
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direkte Numerische Simulation
GCI	<i>Grid Convergence Index</i>
IMENS	Integrierter Multidisziplinärer Entwurf heißer Strukturen
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
HEG	Hochenthalpiekanal Göttingen
MpCCI	<i>Mesh-based parallel Code Coupling Interface</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
SHEFEX	<i>Sharp Edge Flight Experiment</i>
TPS	<i>Thermal Protection System</i>
WFS	Wärmeflussensor

KURZFASSUNG

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die aerothermodynamische Untersuchung scharfkantiger Wiedereintrittsfahrzeuge unter Durchführung gekoppelter Strömungs-Struktur-Berechnungen, mit denen die Interaktionen zwischen dem hypersonischen Strömungsfeld und der Fahrzeugstruktur erfasst werden.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt dabei auf der Auswertung des Flugexperimentes *SHEFEX* ($Ma = 6$). Hierzu findet zunächst eine Sensitivitätsanalyse statt, die zur Identifizierung und Quantifizierung von möglichen Fehlerquellen bzw. Unsicherheiten beiträgt. In diesem Zusammenhang werden unterschiedliche Einflussfaktoren wie Atmosphärenmodelle, Einbaubedingungen und Überstände der Wärmeflussensoren, Reaktionsverhalten der Thermolemente, numerische Diskretisierungsfehler usw. untersucht. Für die numerische Berechnung der gesamten Wiedereintrittstrajektorie von *SHEFEX* wird ein gekoppeltes Strömungs-Struktur-Berechnungsverfahren angewendet, um die Wechselwirkung zwischen der Fahrzeugstruktur und dem Strömungsfeld zeitgenau analysieren zu können. Die Strömungsberechnungen werden mit dem TAU-Code des DLR und die Strukturberechnungen mit dem ANSYS-Code durchgeführt. Die Kopplung beider Programme erfolgt durch das IMENS-Verfahren des DLR unter Nutzung der Interpolationsroutinen MPCCI des Fraunhofer Instituts. Bei Berücksichtigung der Ergebnisse der Sensitivitätsanalyse ergeben sich für die numerischen Berechnungen der Druck-, Wärmestromdichte- und Temperaturverteilungen sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Die Berechnungen liefern damit das aerothermodynamische Verhalten von *SHEFEX* während des Fluges, womit eine umfangreiche Datenbank für ein scharfkantiges Raumfahrzeug bereitgestellt werden kann. Außerdem ist den Berechnungsergebnissen entnehmbar, dass das verwendete Thermalschutzsystem, bestehend aus einfach geformten Platten, dem Wiedereintrittsexperiment standhielt.

Basierend auf den Ergebnissen der Flugauswertung von *SHEFEX* und der Validierung des dabei genutzten Kopplungsansatzes wird die Anwendbarkeit scharfkantiger Fahrzeugformen unter orbitalen Wiedereintrittsbedingungen analysiert, um eine reale Wiedereintrittsmission zu berücksichtigen. Der entworfene Raumtransporter zeichnet sich durch eine einfache Formgebung und günstige aerodynamische Flugeigenschaften aus. Für dieses Fahrzeug resultiert aus entsprechenden Bahnanalysen ein kritischer Flugzustand ($Ma = 22$), der in den Berechnungen als stationärer Flugpunkt angenommen wird, woraus sich eine maximale Aufheizung des Fahrzeugs ergibt. Das Ergebnis hierzu ist, dass die Fahrzeugtemperaturen ausschließlich in der spitzen Körnernase die Grenzwerte des angenommenen TPS-Materials (C/C-SiC) überschreiten.

Die Ergebnisse der Flugauswertung von *SHEFEX* und die Berechnungen für das Fahrzeug unter orbitalen Wiedereintrittsbedingungen zeigen die mögliche Anwendbarkeit facettierter Raumfahrzeuge bei hoher aerodynamischer Leistung und moderater aerothermodynamischer Belastung.

ABSTRACT

The present work focuses on the aerothermodynamic analysis of sharp-edged spacecraft under re-entry conditions using coupled fluid-structure-computations in order to consider the interaction between the hypersonic flow field and the structure.

The main focus of the work is on the post-flight analysis of the re-entry experiment *SHEFEX* ($Ma = 6$). This includes a sensitivity study in order to identify and quantify possible sources of errors and uncertainties respectively. In this context different parameters like atmosphere models, installation conditions and overhang of the heat flux sensors, response behaviour of the thermocouples, numerical discretization errors, etc. are investigated. For the numerical computation of the complete re-entry trajectory of *SHEFEX* a coupled flow-structure-procedure is applied in order to analyse in time accurately the interaction between the structure of the vehicle and the flow field. The flow calculation is based on DLR's TAU-code and for the structure analysis the ANSYS-code is used. The coupling between both solvers is realized via the DLR's IMENS tool using the interpolation routine MPCCI of the Fraunhofer Institut. Considering the results of the sensitivity study the numerical results of the pressure, heat flux, and surface temperature distributions offer a very good agreement in comparison with experimental data. The computations deliver aerothermodynamic behaviour of *SHEFEX* during the re-entry, constituting the first extensive data base for a sharp shaped aerospace vehicle. Furthermore, it is shown that the design of the used thermal protection system based on simple shaped panels has resisted the re-entry loads.

Based on the results of the post-flight analysis of *SHEFEX* and the validation of the used coupled computation method the applicability of a sharp-shaped vehicle under orbital re-entry conditions ($Ma = 22$) is analysed in order to consider a real re-entry mission. The self-designed vehicle is characterised by a simple shape geometry and favourable aerodynamic flight properties. For the vehicle a critical flight point is following by analyses of possible re-entry trajectories under orbital re-entry condition. This flight point is assumed as steady state for the numerical calculation in order to obtain maximum heating of the body. The temperatures of the vehicle exceed only on the sharp leading edge the critical value of the applied TPS-material (C/C-SiC).

The results of the post-flight analysis of *SHEFEX* and the computation of the sharp-shaped vehicle under orbital re-entry conditions outline the possible application of sharp-edged spacecraft with high aerodynamic performance and moderate aerothermodynamic loads.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Hintergrund

Das gegenwärtig einzige Raumfahrzeug für bemannte Mission ist das *Space Shuttle* der *NASA*. Allerdings wird auch dieses im Jahr 2010 außer Dienst gestellt, wobei ein Nachfolger frühestens ab dem Jahr 2014 folgen soll. Insofern ist der jetzige Zeitpunkt für neue Fahrzeugformen und Wiedereintrittsmissionen günstig, wonach die Raumfahrt vor einem Neuanfang steht. Für die Gestaltung und Dimensionierung der Raumtransporter ist der atmosphärische Wiedereintritt stets eine der kritischsten Randbedingungen, da sich hier auf das Wiedereintrittsfahrzeug sehr große aerothermodynamische Lasten ergeben. Die Temperaturerhöhung der Strömung wird im Wesentlichen durch Reibungseffekte in Wandnähe und Verdichtungsstöße im Strömungsfeld herbeigeführt. Die dabei gewandelte thermische Energie ist primär von der Machzahl, der Form und Beschaffenheit des Körpers sowie von den atmosphärischen Zustandsgrößen (Dichte und Temperatur) abhängig. So ergeben sich z.B. beim *Space Shuttle* Strömungstemperaturen, bei denen nicht mehr von einem idealen Gas ausgegangen werden kann, da Hochtemperatureffekte wie Anregung der Molekülfreiheitsgrade, Dissoziation und Rekombination von Stickstoff- und Sauerstoffmolekülen in Erscheinung treten. Außerdem kann es zur Ablation des Thermalschutzsystems (*Thermal Protection System*) kommen. Die Wärmelast im Staupunkt \dot{q}_{Stau} lässt sich nach Bertin [14] aus dem Nasenradius R_N , der Atmosphärendichte ρ_∞ und der Anströmgeschwindigkeit \vec{v}_∞ wie folgt abschätzen:

$$\dot{q}_{\text{Stau}} = \frac{\sqrt{\rho_\infty} \vec{v}_\infty^3}{\sqrt{R_N}} \quad . \quad (1.1)$$

Daraus wird ersichtlich, dass mit kleiner werdendem Nasenradius die Wärmelast zunimmt. So führt eine Halbierung des Radius zu einer $\sqrt{2}$ -fachen Erhöhung des Wärmestroms im Staupunkt. Hierin ist einer der Hauptgründe zu sehen, weshalb sich stumpfe Körper von Beginn des Raumfahrtzeitalters an als Standard-Geometrien für den Wiedereintritt etabliert haben. Sie weisen jedoch auch bedeutende Nachteile auf. Der hohe Druckwiderstand trägt zu einer raschen Abbremsung des Fahrzeugs bei, was den Längs- und Seitenreichwei-

1.1 Hintergrund

ten enge Grenzen setzt. Damit können Wiedereintrittsfahrzeuge nur zu jeweils sehr kurzen orbitalen Zeitfenstern eine vorgegebene Landezone auf der Erdoberfläche erreichen. Dies gilt umso mehr, wenn es sich um einen rein ballistischen Wiedereintritt handelt. Die Missionsflexibilität ist somit äußerst begrenzt. Hinzu kommt, dass klassische Thermalschutzsysteme aufgrund ihrer gekrümmten Formgebung und der großen Plattenanzahl sehr teuer und aufwendig in der Fertigung und Wartung sind. Wiedereintrittsfahrzeuge mit scharfkantigen Geometrien können diese Nachteile umgehen. Solche Raumtransporter zeichnen sich durch große, facettenartige TPS-Flächen aus, die vergleichsweise günstig in ihrer Entwicklung und Herstellung sind. Bei einer Ausführung als Hochauftriebskörper sind sehr große Längs- und Seitenreichweiten möglich. Das Wiedereintrittsfahrzeug kann von mehreren aufeinander folgenden Erdumläufen aus eine festgelegte Landezone erreichen. Ferner sind Landungen auf geografischen Breiten möglich, die einem stumpfen Körper aufgrund seiner Bahninklination nicht zugänglich sind.

In Hinblick auf diese Vorteile scharfkantiger Konfigurationen und der Tatsache, dass sich in der Luft- und Raumfahrttechnik mit der Weiterentwicklung der Thermal-Werkstoffe neue Möglichkeiten bezüglich der Gestaltung eines Körpers ergeben haben, hat das *Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)* 2002 das Forschungsprojekt *SHEFEX (SHarp Edge Flight EXperiment)* initiiert. Darin wird die Machbarkeit scharfkantiger Profile (siehe Gegenüberstellung in **Abbildung 1.1**) unter realen Wiedereintrittsbedingungen untersucht. Dies erfolgt neben numerischen Berechnungen und Messungen im Windkanal durch mehrere Wiedereintrittsexperimente, wobei der erste Flug im Oktober 2005 erfolgreich durchgeführt werden konnte und voraussichtlich im Jahr 2010 der zweite stattfindet. Diese Flüge stellen in Deutschland nicht nur die ersten Raketenforschungsexperimente nach dem *Zweiten Weltkrieg* dar, sondern sind auch weltweit einzigartig.

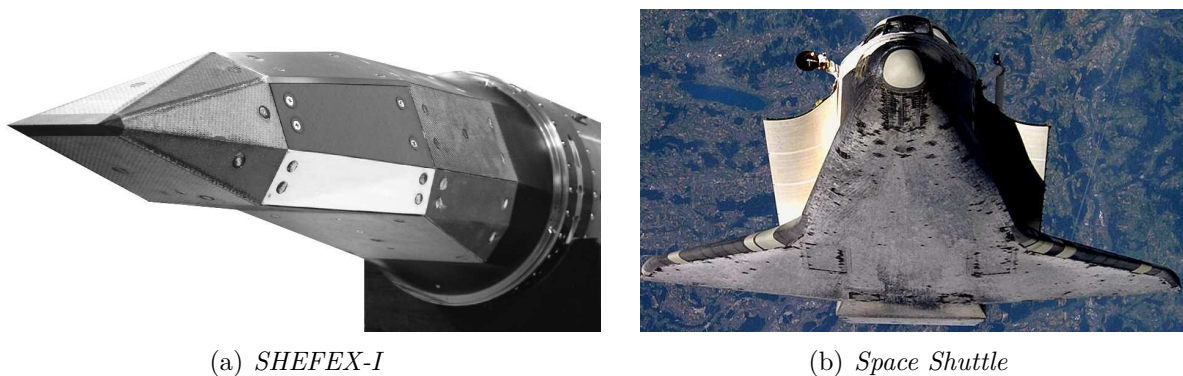


Abbildung 1.1: Gegenüberstellung einer scharfkantigen (*SHEFEX-I*) und abgerundeten (*Space Shuttle*) Geometrie.

Die genaue Analyse des ersten *SHEFEX*-Experimentes (*SHEFEX-I*)¹ und die Bewertung einer scharfkantigen Konfiguration unter orbitalen Wiedereintrittsbedingungen sind Gegenstand dieser Arbeit.

¹Im Folgenden wird anstatt der Bezeichnung *SHEFEX-I* vereinfacht *SHEFEX* verwendet.

1.2 Stand der Forschung

Im Folgenden soll ein Überblick zum Wissensstand bezüglich der Auswertung von Wiedereintrittsexperimenten und den relevanten Strömungseffekten sowie zu Untersuchungen von scharfkantigen Hyperschallkörpern gegeben werden.

1.2.1 Wiedereintrittsexperimente

Vorreiter in der Raketenforschung waren die Deutschen im *Zweiten Weltkrieg* in Peenemünde auf der Insel Usedom. Hier wurden für militärische Zwecke die ersten Raketenexperimente durchgeführt. Im *Kalten Krieg* entwickelte sich zwischen den Vereinten Staaten und der Sowjetunion eine konkurrierende Entwicklung von weitreichenden Hochgeschwindigkeitssystemen, die eine Waffentechnologie für interkontinentale Distanzen ermöglichen sollte. Mit zunehmendem Entwicklungsfortschritt konnte die Geschwindigkeit, Flugweite und Nutzlast derart ausgeweitet werden, dass erstmals Raumfahrtprojekte anvisiert werden konnten. So gelang es am 4. Oktober 1957 den ersten Satelliten (*Sputnik*) in den Erdorbit zu bringen. Dem schlossen sich zahlreiche erfolgreiche Raumfahrtprogramme an, die schlussendlich im April 1961 dem ersten Menschen, *Yuri Gagarin*, einen Aufenthalt im Weltraum und danach einen bemannten Flug zum Mond ermöglichten. Mit Einsetzen der bemannten Raumfahrt spielt der Wiedereintritt von Raumfahrzeugen bis heute eine entscheidende Rolle, da dieser einen sehr kritischen und sicherheitsrelevanten Anteil der Raumfahrtmission darstellt. Für den Wiedereintritt gibt es bezüglich der Körpergestaltung zwei unterschiedliche Entwicklungsphilosophien. Zur ersten Gruppe gehören die Kapseln, die technologisch relativ einfach gestaltet sind, dafür aber eine stark eingeschränkte Missionsflexibilität aufweisen und eine geringe Gleitzahl (Auftrieb/Widerstands-Verhältnis) besitzen. Dem gegenüber steht die zweite Gruppe der Hochauftriebsfahrzeuge (große Gleitzahl), deren Entwicklung weitaus komplizierter ist. Allerdings besitzt diese Gruppe dafür eine höhere Missionsflexibilität.

Einige bedeutende Wiedereintrittskapseln sind *Vostok*, *Sojus*, *Apollo* und *Orion*. Das erste eingesetzte Hochauftriebsfahrzeuge (*X-20*) geht 1957 aus dem von der amerikanischen Luftwaffe realisierten *Dyna-Soar*-Programm hervor, welches auf den Untersuchungen des Wissenschaftlers *Eugen Sänger* basierte und die Grundlagen für das spätere *Space Shuttle* lieferte. Es folgten 45 weitere „X-Flugzeuge“² der *NASA* und der amerikanischen Streitkräfte, die die unterschiedlichsten Forschungsschwerpunkte von Über- und Hyperschallflugzeugen beinhalteten.

Es gibt bei jedem Experimentalflug Effekte, die im Vorfeld nicht erwartet werden, sondern erst bei der Flugauswertung erkannt werden, weshalb Flugexperimente unter realen Bedingungen sehr wichtig für die Forschung sind. Das erklärt, warum trotz hoher Kosten in den letzten 50 Jahren zahlreiche experimentelle Hyperschallflüge für unterschiedliche Fahrzeugformen (*Pegasus*, *X-15*, *X-17*, *X-30*, *X-43*, *Space Shuttle*, *Apollo*) durchgeführt

²Das „X“ rührt aus dem Wort „eXperimental“ her.

1.2 Stand der Forschung

wurden. Was den Stand der Forschung von Flugexperimenten im Über- und Hyperschall betrifft, so musste Koele [54] bereits 1964 feststellen, dass „der rapide Fortschritt in der Entwicklung der Raumfahrt ein nahezu explosives Anwachsen des Fachschrifftums zur Folge hat“. Primär ist laut Neumann [75] allen Flügen die Erforschung von Mess- und Flugsystemen gemein. Vor allem die für diese Arbeit relevanten Messsysteme beinhalten die Erfassung der physikalischen Größen: Druck, Temperatur und spezifischer Wärmestrom. Dabei ergeben sich bis heute Unsicherheiten bei den Messsystemen, wie es die folgende Aussage aus dem Jahr 1992 von Noffz [76] exemplarisch belegt:

„About 58 sec after launch (Mach 4.8 and 96,000 ft altitude), the differential pressure measurements began drifting unexpectedly. The fact that something was wrong became obvious as adding the differential pressure measurement to the reference pressure caused negative absolute pressures [...]“

Ergänzend führt Bertin [14] aus, dass die Messungen zum besseren Verständnis und zur Identifizierung spezieller Strömungsphänomene beitragen sollen. Demnach gibt es für den Entwicklungs- und Optimierungsprozess von Wiedereintrittsfahrzeugen Einflussgrößen, die erforscht bzw. zunächst identifiziert werden müssen. Die im Vorfeld nicht erwarteten Strömungseffekte stellen dabei für die Mission die größere Gefahr dar, da deren Auswirkungen bei der Konstruktion und Dimensionierung des Fahrzeugs unberücksichtigt bleiben. Im Folgenden sollen einige wesentliche Strömungseffekte von Wiedereintrittsexperimenten vorgestellt werden.

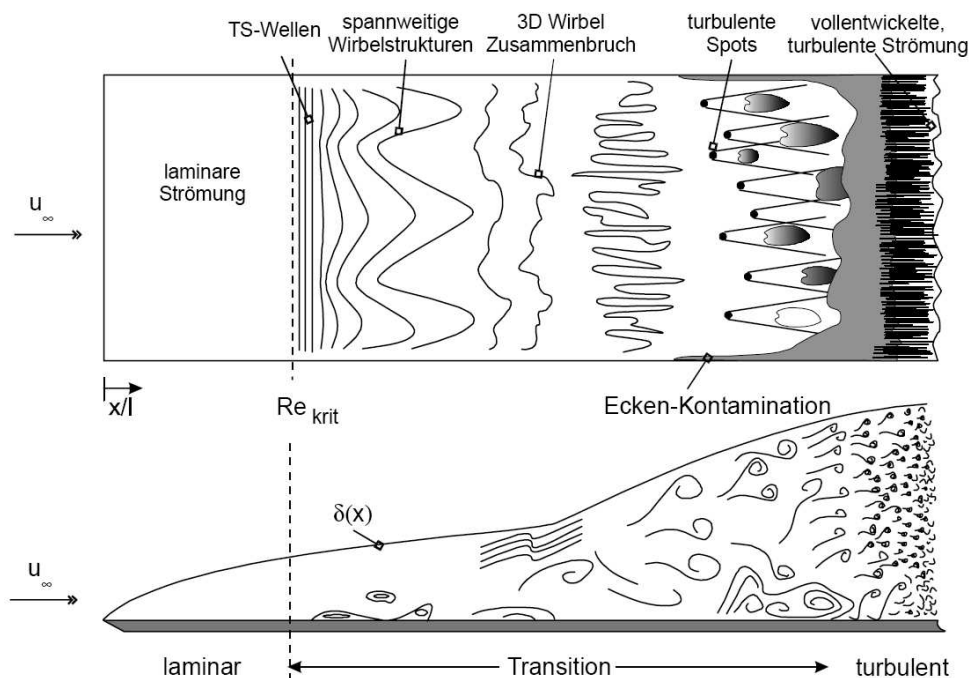


Abbildung 1.2: Darstellung zur Turbulenzentstehung auf einer Platte nach White [106].

Ein wichtiges Strömungsphänomen ist die **Transition** zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht, wobei diese eine elementare Bedeutung für die thermische Aufheizung hat. Der Wärmeübergang in einer turbulenten Grenzschicht ist im Vergleich zu

1.2 Stand der Forschung

einer laminaren Grenzschicht aufgrund der erhöhten Austauschbewegung um den Faktor 2-3 erhöht. Hirschel [46] bestätigt, dass es bis heute trotz intensiver Forschung nicht möglich ist, zuverlässig den Transitionspunkt während eines Wiedereintritts vorherzusagen. Vor über hundert Jahren wurde von *Reynolds* (1883) und *Rayleigh* (1880) erkannt, dass die Entstehung der Turbulenz eine Folge der Instabilität der laminaren Strömung gegenüber Störungen ist. Wie aus **Abbildung 1.2** ersichtlich, ist der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag sehr komplex und vielfältig, da die ablaufenden Strömungsvorgänge instationär, dreidimensional und nichtlinear sind. Die natürliche Transition in einer Grenzschicht ist ein räumlich ablaufender Prozess, der sich nach *Schlichting* und *Gersten* [91] im Wesentlichen aus der Störungserzeugung und Störungsausbreitung zusammensetzt. Im ersten Bereich dringen äußere Störungen wie Turbulenz in der Anströmung, Schall und Vibration in die Grenzschicht ein und werden dort zu wellenartigen Störungen umgewandelt. Der zweite Bereich umfasst die Ausbreitung der so erzeugten Anfangsstörungen in der instabilen laminaren Grenzschicht und ihre Entwicklung bis zur Turbulenz. Vor allem unter realen Freiflugbedingungen ist der Grenzschichtumschlag nicht eindeutig vorhersagbar, da sowohl die Bedingungen am Körper (Wandtemperatur, Oberflächen- und Geometriebeschaffenheit) als auch die Anströmbedingungen (Strömungsgeschwindigkeit, Fluglage, atmosphärische Zustandsgrößen usw.) ständig variieren. So ruft z.B. im Flug eine Anstellwinkelvariation eine wandernde Transitionslage hervor, wie es *Koppenwallner* [55] an einem Kegel zeigen konnte. In den siebziger bis neunziger Jahren sind einige Forschungsergebnisse zum Transitionseinfluss von Spalten im Thermalschutzsystem entstanden. Die Spalten zwischen den Thermalkacheln sind zwingend erforderlich, um eine Thermalausdehnung der Struktur zu ermöglichen und damit die Thermalspannung zu reduzieren. Unter anderen haben die Autoren *Smith* [97] und *Pitts* [81] den Spalteinfluss beim *Space Shuttle* in Hinblick auf die Transition untersucht und nachgerechnet. *Smith* [97] geht davon aus, dass die Spaltentiefe bis zu 4 mm und die Stufenhöhe bis zu 3 mm betragen können, wobei beide eine Anregung der Transition herbeiführen. Bestätigt wird dies sowohl durch *Garimella* [37], der die Strömungstopologie und den Wärmeübergang in einer Spalt-Konfiguration untersucht, als auch durch die Arbeiten von *Charbonnier* [22], der eine kritische, dimensionslose Stufenhöhe ermittelt, ab der eine Transition der Grenzschicht beobachtet werden kann.

Außerdem sei auf die z.B. von *Lauder* [57], *Patel* und *Head* [80], *Gad-el-Hak* [35] sowie *Viswanath* und *Narasimha* [102] durchgeführten Untersuchungen zur Relaminarisierung verwiesen, die von den Autoren auch als „reverse transition“, „inverse transition“ oder „retransition“ bezeichnet wird. Danach kann es bei stark beschleunigten Strömungen oder bei einer deutlichen Reduzierung der Reynoldszahl zur Ausbildung einer quasi-laminaren Untergrenzschicht innerhalb der turbulenten Grenzschicht kommen. Die turbulente Grenzschicht bleibt bei der Relaminarisierung erhalten, wobei die hochfrequenten Geschwindigkeitsfluktationen reduziert werden und somit eine Dämpfung der Turbulenz erfolgt. Daraus ergeben sich Grenzschichteigenschaften (Reduzierung des Reibungsbeiwertes, geringerer Wärmeübergang usw.), die einem laminaren Zustand entsprechen. Kriterien zur Abschätzung der Relaminarisierung für stark beschleunigte zweidimensionale Strömungen werden z.B. gemäß *Back* und *Seban* [6] mit Hilfe des Beschleunigungsparameters K oder

1.2 Stand der Forschung

z.B. laut Badri Narayanan und Ramjee [7] durch die Bestimmung der mit der Impulsverlustdicke δ_2 ermittelten Reynoldszahl Re_{δ_2} geliefert.

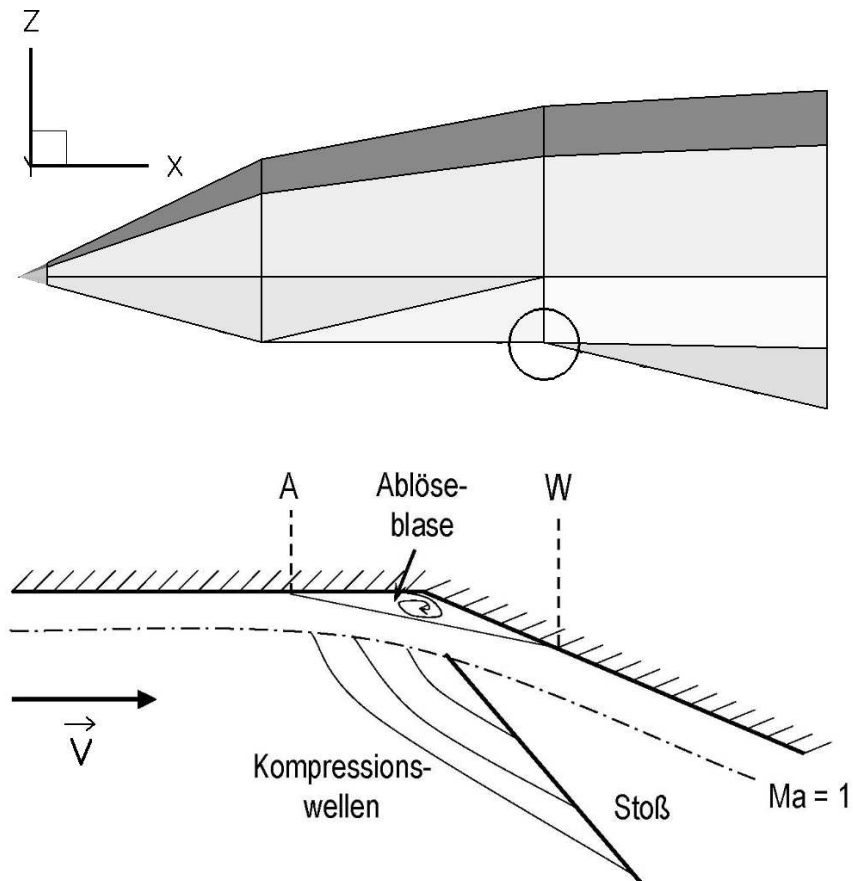


Abbildung 1.3: Darstellung der Kompressionsrampe am *SHEFEX*-Körper (A - Ablösepunkt und W - Wiederanlegepunkt).

Weitere wichtige Strömungseffekte sind die **Stoß-Stoß-** und **Stoß-Grenzschicht-Interaktionen**, die lokal auftreten und einflussreiche Folgen auf das Strömungsbild haben können. Sie rufen oft Widerstandsanstieg, Ablösung der Strömung, aerodynamische Lasten und sehr hohe Temperaturspitzen in der Struktur hervor. Bei einer solchen Interaktion kreuzt eine Stoßfront einen anderen Stoß bzw. trifft der Stoß auf die Grenzschicht auf oder geht aus dieser hervor. Dolling [28] gibt eine Übersicht zu den Untersuchungen der Stoß-Grenzschicht-Interaktion, woraus ersichtlich wird, dass zahlreiche Forschungsarbeiten existent sind. Die ersten Untersuchungen gehen auf Ackeret [1] und Liepmann [61] zurück. In weiterführenden Arbeiten wie z.B. Déléry [25] wird u.a. zwischen Interaktionen unterschieden, die durch einen einfallenden Stoß auf eine ebene Plattengrenzschicht und durch eine Kompressionsrampe hervorgerufen werden. Der letztgenannte Fall (Kompressionsrampe) liegt auch am *SHEFEX*-Körper vor, siehe **Abbildung 1.3**. Die Rampengeometrie erzwingt eine Richtungsänderung der Strömung, aus der ein positiver Druckgradient folgt, der die Grenzschicht aufdickt. Mit der Aufdickung der Grenzschicht können aus Kompressionswellen Stöße und Ablöseerscheinungen der Strömung hervor-

gehen. Aktuelle und für diese Arbeit interessante Forschungsergebnisse hierzu kommen von Pagella [79] und Bleilebens [17], die numerische Simulationen bzw. experimentelle Untersuchungen zur Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung an einer Kompressionsrampe durchgeführt haben. Ebenso wurde von Settles [93] sowie von Smith und Dussauge [96] die Strömung an einer Einfachrampe bei unterschiedlichen Winkeln analysiert. Ergänzend sei auf die experimentellen Untersuchungen einer Doppelrampe von Gaisbauer [36] und Schlaich [90] hingewiesen. Numerische Untersuchungen zur Rampenströmung können in den Arbeiten von Zheltovodov [110], Knight [52], Urbin et al. [100] und Fedorova et al. [32] gefunden werden.

Die Stoß-Stoß-Wechselwirkung lässt sich aufgrund ihrer Komplexität im Vorfeld schwer abschätzen. Bertin und Cummings [15] führen hierzu aus, dass die Flugingenieure lange Zeit brauchten, um zu realisieren, dass Stoß-Stoß-Interaktionen sehr hohe lokale thermische Lasten und „katastrophale“ Beschädigungen verursachen können. So zeigte sich im Oktober 1967 beim Flug der *X-15A-2* und der dort stattfindenden Wechselwirkung zwischen den Stößen, welchen zerstörerischen Einfluss die Interaktion auf die Struktur (Seitenflügel) haben kann. Mögliche Arten der Stoßinteraktionen sind von Edney [29] in sechs Typen klassifiziert worden. Weitere Arbeiten von Holden et al. [47], Klopfer und Yee [51] sowie Wieting und Holden [108] haben sich mit den Einflüssen der Reynolds- und Machzahl auf die maximalen Druck- und Wärmelasten befasst. Wichtige Arbeiten bezüglich der numerischen Simulation der Stoß-Stoß-Wechselwirkungen, bei denen aufgrund der hohen Temperaturen chemische und thermische Nichtgleichgewichtseffekte (Realgaseffekte) berücksichtigen werden, liefern Brück et al. [20], Furumoto et al. [34], Hannemann, K. et al. [40] sowie Hannemann, V. [41].

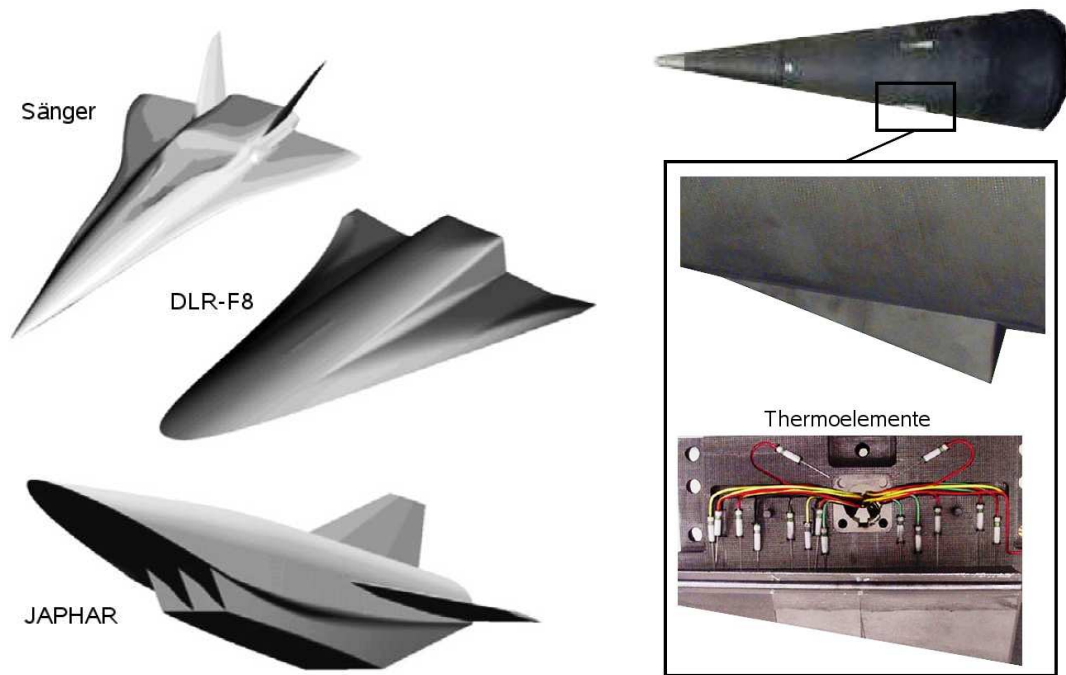
1.2.2 Scharfkantige Hyperschallfahrzeuge

Trotz der vielen Hyperschallflugexperimente, die in der Vergangenheit durchgeführt worden sind, gibt es nur relativ wenige, bei denen eine scharfkantige Körperform zum Einsatz kam. Dies ist durch das im **Abschnitt 1.1** (S. 1 ff.) eingeführte Problem bezüglich der hohen thermischen Lasten an der Nasenkante erklärbar. Erst mit der Weiterentwicklung der Hochtemperaturkeramiken konnten scharfkantige Formen in Betracht gezogen werden. Die ersten Grundlagenforschungen zu weiterentwickelten Keramiken, sogenannte *Ultra-High Temperature Ceramics* (*UHTC*), sind laut Loehman [62] der *NASA* in den sechziger Jahren zuzuweisen. In diesem Zusammenhang muss auch auf die vom DLR entwickelten C/C-SiC-Keramiken (siehe Brandt [18]) hingewiesen werden, wie sie beim Raumgleiter *X-38* oder bei *SHEFEX* zum Einsatz kamen bzw. kommen.

Obwohl diese neuartigen Keramiken erst in den letzten Jahren existieren, gab es in den vergangenen 50 Jahren einige Entwurfsansätze, die keine abgerundete Kontur beinhalteten. So stellen z.B. das *Sänger*-Konzept (**Abbildung 1.4(a)**) oder der auf *Nonweiler* (1951) zurückgehende Wellenreiter erste Konfigurationen mit scharfen Kanten dar. Bei einem Wellenreiter ist ein sehr geringer Stoßabstand erwünscht, um eine günstige Lage des Stoßes zu erzeugen, so dass die durch den Stoß resultierende Kompression auf der Unterseite

1.2 Stand der Forschung

des Fahrzeugs zur Auftriebssteigerung beiträgt. Dies ist nur mit einer spitzen (Flügel-) Vorderkante möglich, wie es auch beim Wellenreiter *DLR-F8* in **Abbildung 1.4(a)** der Fall ist. Weiterführende Arbeiten zur Auftriebserhöhung mit Wellenreitern sind z.B. bei Anderson [2] und Eggers [30] zu finden. Ein anderes Einsatzgebiet von scharfkantigen Konturen ist in den luftatmenden Hyperschallflugzeugen (*Ramjets* und *Scramjets*) wie *X-43* zu sehen. Hier wird der Strömungsverlauf derart beeinflusst, dass die in die Brennkammer einströmende Luft möglichst stark komprimiert und erhitzt wird, was einen schmalen und lang gestreckten Frontbereich mit einer scharfen Körpervorderkante erfordert, wie z.B. bei dem in **Abbildung 1.4(a)** gezeigten *JAPHAR*-Körper. *Scramjets* ermöglichen Hyperschallflüge bei $Ma = 5 - 20$, wobei deren Entwicklung in die fünfziger und sechziger Jahre zurückgeht. Sowohl beim Wellenreiter als auch bei luftatmenden Hyperschallflugzeugen ist die scharfkantige Gestalt *notgedrungen* entstanden, um spezielle Ziele (geringer Stoßabstand, Beeinflussung der Strömungstopologie usw.) realisieren zu können. Gemäß einer aktuellen Arbeit von McClinton [72] bedarf es dabei weitere intensive Studien zum Thermalverhalten an den Kanten.



(a) Scharfkantige Fahrzeugkonzepte vgl. Longo [63].

(b) SHARP-B2 mit Detailansicht der Planken nach Salute [87].

Abbildung 1.4: Darstellung von Fahrzeugen mit scharfkantiger Geometrie.

Eines der wenigen, mit *SHEFEX* vergleichbaren, geflogenen Flugexperimente, bei dem gezielt eine scharfkantige Kontur zum Einsatz kam, ist in dem 1996 initiierten *SHARP* (*Slender Hypervelocity Aerothermodynamic Research Probe*) Programm der *NASA* zu sehen. Untersuchungsgegenstand war das thermische und strukturelle Verhalten einer scharfkantigen Geometrie unter realen Wiedereintrittsbedingungen. Dabei wurden zwei unterschiedliche Geometrieansätze (*SHARP-B* und *SHARP-S*) verfolgt. In der *B*-Gruppe ist der in **Abbildung 1.4(b)** gezeigte konische Vorkörper mit vier kleinen, seitlich ange-

1.2 Stand der Forschung

brachten, kantigen Planken (*strakes*) und in der *S*-Gruppe eine keilförmige Geometrie mit spitzer Vorderkante Gegenstand der Untersuchungen. Bisher wurden nur zwei Wiedereintrittsexperimente (*B1* und *B2*) zur ersten Gruppe durchgeführt. Davon stellt vor allem der zweite Flug (*B2*) vom 28. September 2000 einen erfolgreichen ballistischen Wiedereintritt bei $Ma_{max} = 22$ und einer Flugzeit von 23 Minuten dar. Außerdem konnte in den Planken die Aufheizung mittels Thermoelementen gemessen werden. *Salute* [87] führt diesbezüglich aus, dass die Messungen eine geringere Temperatur zeigten als erwartet, dafür jedoch höher Temperaturgradienten vorlagen. Ferner weist er darauf hin, dass die komplette Flugauswertung Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein wird und detaillierte Ergebnisse folgen werden, sobald diese vorlägen. Allerdings konnten hierzu keine neuen Ergebnisse gefunden werden. Dafür ist in anderen Veröffentlichungen wie z.B. *Kinney* [50] dem theoretischen Entwurf eines scharfkantigen Fahrzeugs (*SHARP-CTV*) Aufmerksamkeit geschenkt worden.

Die Literaturstudie zu den erfolgten Wiedereintrittsexperimenten scharfkantiger Körperformen zeigt, dass zu diesem Forschungsgebiet relativ wenige Untersuchungen existieren und erst in den letzten Jahren gezielt Anwendungen realisiert wurden. Demzufolge kommt dem in dieser Arbeit analysierten *SHEFEX*-Experiment eine Vorreiterrolle zu.

1.3 Zielsetzung und Vorgehensweise zur Arbeit

Wie im vorangegangenen Abschnitt erläutert, zeigt sich, dass vergleichsweise wenige Arbeiten zu durchgeführten Wiedereintrittsexperimenten von scharfkantigen Hyperschallfahrzeugen existieren und zahlreiche Problemstellungen unbeantwortet sind. Im Rahmen dieser Arbeit gilt es zunächst eine Sensitivitätsanalyse bezüglich einer Flugauswertung am Beispiel von *SHEFEX* zu erarbeiten. Sie soll generell zeigen, welche Einflüsse bei der Analyse eines Wiedereintrittsexperiments beachtet werden müssen und mit welchen Ungenauigkeiten die einzelnen Komponenten einhergehen. Die Sensitivitätsanalyse umfasst nicht nur *aerodynamische* Faktoren wie Unterschiede der Atmosphärenmodelle und *numerische* Einflüsse wie Netzabhängigkeiten, sondern berücksichtigt auch *systembedingte* Größen wie Einbauverhältnisse der Messsensoren. Das wesentliche Ergebnis dieser Analyse ist in einer zusammenfassenden Übersicht der Unsicherheiten aller wichtigen Einflussgrößen zu sehen. Damit soll die Frage geklärt werden:

Mit welchen Genauigkeitsmargen kann ein Wiedereintrittsexperiment wie SHEFEX ausgewertet werden?

Darauf aufbauend wird das *SHEFEX*-Experiment in einem gekoppelten Strömungs-Struktur-Verfahren nachgerechnet und dessen Ergebnisse mit den Flugmesswerten verglichen. Hierfür wird der gesamte Wiedereintrittsbereich zwischen 60 km (erste belastbare Messwerte) und 20 km (Auslegungshöhe für Konstruktion und definiertes Ende des Experimentes) untersucht. Dieser Abschnitt soll folgende Frage beantworten:

Ist die verwendete Strömungs-Struktur-Kopplung dafür geeignet, ein instationäres Aufheizen während des atmosphärischen Wiedereintritts zu berechnen bzw. kann das Wiedereintrittsexperiment SHEFEX mit diesem Verfahren nachgerechnet werden?

Im letzten Abschnitt dieser Arbeit werden die aerothermodynamischen Eigenschaften einer scharfkantigen Konfiguration näher untersucht. Im Blickpunkt hierbei stehen das Aufheizverhalten der Spitze und der Kanten bei orbitalen Wiedereintrittsbedingungen. Ziel dieser Untersuchungen ist die Beantwortung der Frage:

Inwieweit sind scharfkantige Körperformen bei einem atmosphärischen Wiedereintritt bzw. für einen Hyperschallflug verwendbar?

Schlussendlich werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit in einer Zusammenfassung dargestellt.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Flugexperiment – *SHEFEX*

2.1.1 Experimentbeschreibung

Das *Sharp Edge Flight Experiment (SHEFEX)* ist ein Freiflugexperiment, das im Oktober 2005 in Norwegen durchgeführt wurde. Ziel war, das Wiedereintrittsverhalten eines facettierten Flugkörpers experimentell zu untersuchen. Die alleinige Federführung des Experimentes lag beim *DLR*, obgleich bei der Bestückung des Hitzeschutzsystems einzelne Platten von den Unternehmen *EADS* und *MAN* als Passagierexperimente mit einbezogen wurden. Während des gesamten Fluges wurden nicht nur die flugmechanischen Eigenschaften wie Position und Höhe, sondern auch aerothermodynamische Messwerte wie Druck, spezifischer Wärmestrom und Temperatur erfasst. Was die Gestaltgebung des Experimentkörpers betrifft, siehe **Abbildung 1.1(a)** (S. 2), so sind zwei verschiedene Ansätze umgesetzt worden. Der obere Teil sollte die Form einer Ogive aufweisen, die für Raumfahrzeuge meist verwendet wird. Die untere Struktur sollte einer Rampenströmung bzw. dem Fall einer ausgeschlagenen Steuerklappe entsprechen. Der Vorkörper des Wiedereintrittsfahrzeugs setzte sich aus den in **Tabelle 2.1** gezeigten 26 Platten und einer massiven Spitze zusammen. Vorwiegend bestanden die Platten aus C/C-SiC, einem faserverstärkten Keramikwerkstoff, der am *DLR* entwickelt wurde und dessen Materialkennwerte in **Tabelle 2.2** zusammengefasst sind. Die genauen Materialzusammensetzungen der Passagierexperimente sind unbekannt, weswegen eine Auswertung der Messergebnisse (Temperaturen) bzw. ein Vergleich mit den numerischen Simulationen nicht möglich ist. Das Innere des Flugkörpers war thermisch durch eine Aluminiumoxid-Faserwolle von dem Hitzeschutzsystem isoliert, um die im Inneren beherbergte Messtechnik zu schützen. Die Thermalschutzplatten waren auf einer Aluminiumunterstruktur montiert, die zudem die mechanische Stabilität gewährleisten sollte.

Tabelle 2.1: Nummerierung, Material und Hersteller der Hitzeschutzplatten.

Platte	Material	Hersteller		
Spitze	C/C-SiC	DLR		
1 – 8				
18 – 25				
11 – 12	Whipox			
14 – 15				
9, 17	Metall	EADS		
10	SPFI			
16	C-SiC			
26	C-SiC	MAN		

Tabelle 2.2: Temperaturabhängige Materialkennwerte von C/C-SiC.

Wert	Einheit	Temperatur [K]					
		273	473	873	1273	1673	2273
λ_{\perp}	W/(mK)	9.2	9.2	8.2	7.6	7.2	7.66
λ_{\parallel}	W/(mK)	16.8	16.8	18.1	18.0	18.8	14.0
c_v	J/(kgK)	748	1211	1414	1480	1514	1582
ρ	kg/m ³	1900					
ϵ	[-]	≈ 0.87					
$E_{M_{\perp}}$	N/mm ²	20000					
$E_{M_{\parallel}}$	N/mm ²	60000					

2.1.2 Messdaten

Die Flugmessdaten lassen sich in zwei Kategorien einordnen. Zum einen sind während des gesamten Fluges *flugmechanische* Messungen wie von Lage und Beschleunigung durchgeführt worden. Zum anderen wurden die *aero- und thermodynamischen* Größen wie Druck, Temperatur und Wärmestromdichte am Körper gemessen. In **Abbildung 2.1** sind die Positionen der einzelnen Sensoren veranschaulicht.

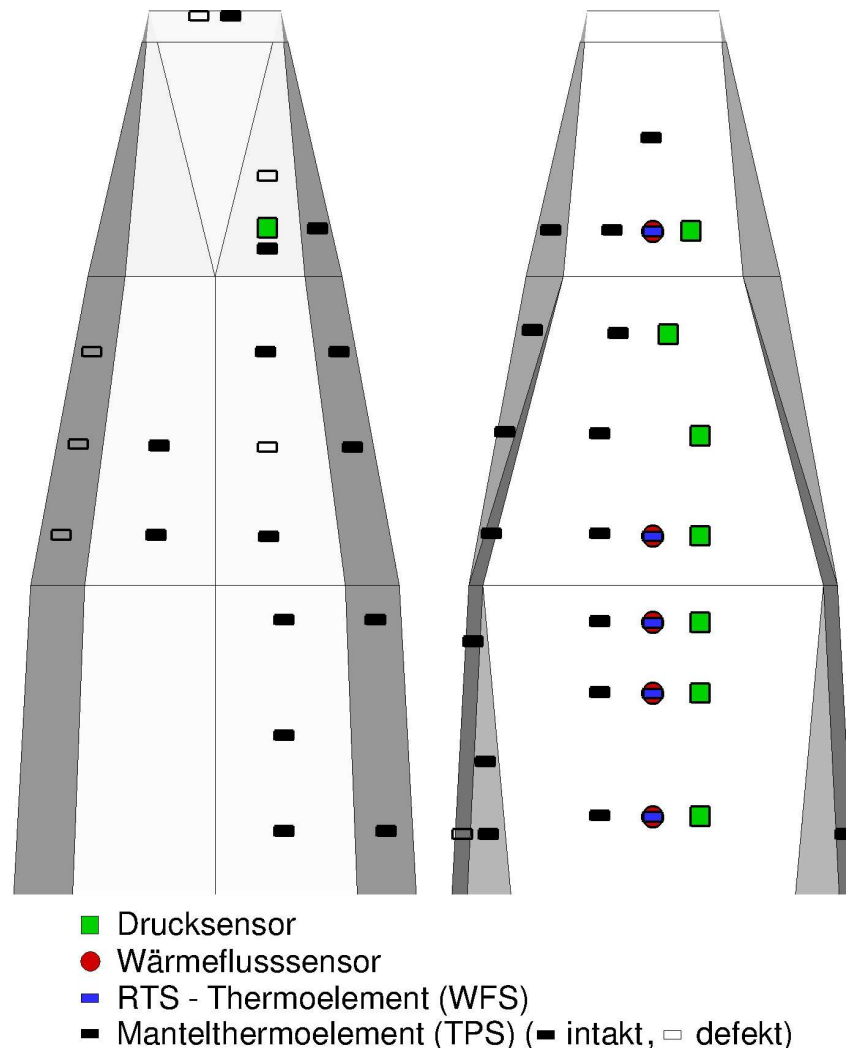


Abbildung 2.1: Darstellung der Sensorenpositionen am SHEFEX-Körper (links: Oberseite und rechts: Unterseite).

Zusätzlich waren im Inneren des Fahrzeugs drei Thermoelemente (Pt-100) angebracht, die die Innentemperatur gemessen haben. Bei den Mantelthermoelementen im TPS gab es einige, die keine verwertbaren Messdaten geliefert haben, wobei diese in **Abbildung 2.1** mit einem ungefüllten Rechteck dargestellt sind. Alle anderen Sensoren waren intakt. Allerdings müssen auch deren Werte analysiert und bewertet werden. So weisen z.B. die verwendeten Mantelthermoelemente Verzugszeiten auf. Diese rühren daher, dass der Messpunkt der Thermoelemente isoliert (ummantelt) ist und zusätzlich eine Verzögerung durch den thermisch relativ schlecht leitenden Hochtemperaturkleber, mit dem die Ther-

moelemente verklebt waren, hinzukommt. Ausführliche Untersuchungen zu diesem Thema können dem **Abschnitt 3.3.3** (S. 71 ff.) entnommen werden. Die Erfassungsfrequenz der Flugdaten beträgt 20 Hz , so dass alle 0.05 s ein kompletter Datensatz erzeugt wurde. Die Daten sind intern gespeichert und an die Bodenstation gesendet worden. Letzteres ermöglicht eine Flugauswertung, obwohl der Flugkörper nicht geborgen werden konnte. Eine vollständige Beschreibung der Messtechnik kann den Arbeiten von Gülhan et al. [38] sowie Siebe et al. [94] entnommen werden.

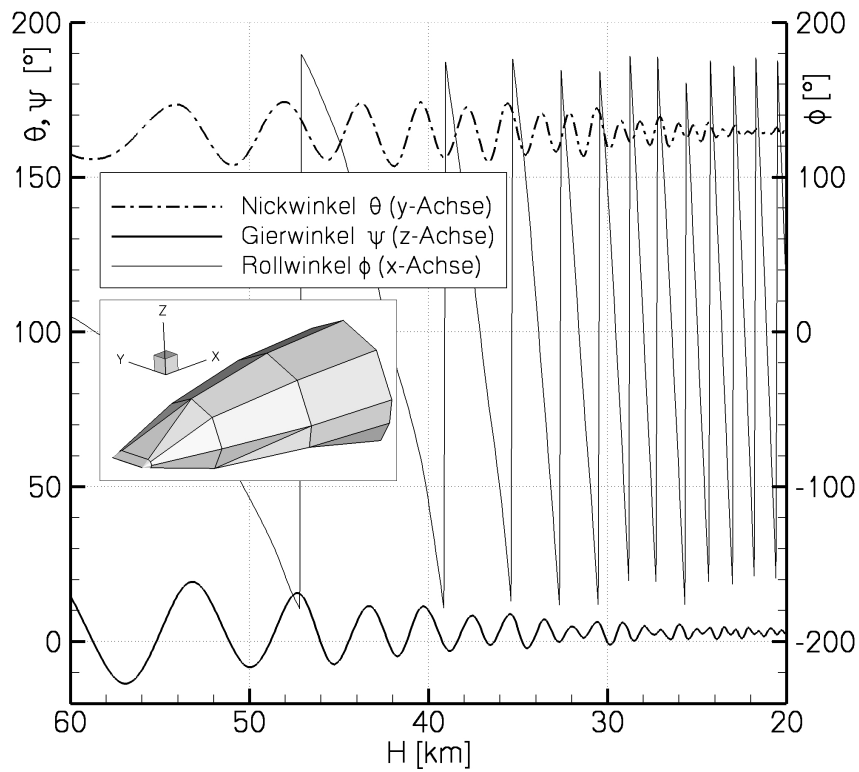
2.1.3 Aufarbeitung der Flugdaten

Die Körperlage des Fahrzeugs wird mit Hilfe einer Kreiselplattform erfasst, die die Änderung der Eulerwinkel berücksichtigt. Eulerwinkel sind Lagewinkel, die sich stets auf das Körper-Koordinatensystem beziehen, wie es beim Start bzw. zur Initialisierung vorlag. Die Höhe des Flugkörpers wird durch Radar- und GPS-Messungen ermittelt. Eine detaillierte Beschreibung der Flugdaten ist in Barth und Eggers [10] zu finden. In **Abbildung 2.2** sind die Eulerwinkel, Geschwindigkeit und Machzahl während der Wiedereintrittsphase dargestellt.

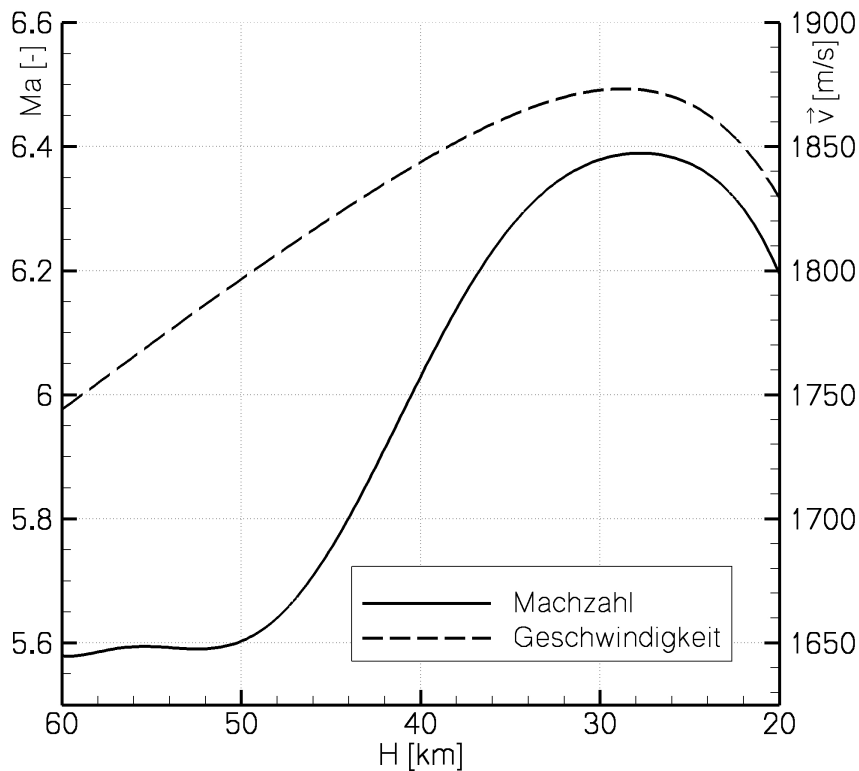
Aus den Eulerwinkeln wird ersichtlich, dass der Körper während des Wiedereintritts einer Taumelbewegung ausgesetzt war, die eine Lageänderung um die in **Abbildung 2.2(a)** gezeigten räumlichen Achsen (x , y und z), in Form einer

- Nick- (y -Achse),
- Gier- (z -Achse) und
- Rollbewegung (x -Achse)

beinhaltet. Die geflogenen Machzahlen liegen dabei im Bereich zwischen $Ma = 5.6 - 6.4$. Für die anstehenden numerischen Berechnungen werden die Strömungswinkel (Anstell- und Schiebewinkel) relativ zum Körper benötigt, deren Ermittlung Gegenstand des folgenden Abschnittes ist.



(a) Körperwinkel (Eulerwinkel)



(b) Machzahl und Geschwindigkeit

Abbildung 2.2: Aerodynamische Flugwerte während des Wiedereintritts.

2.1.3.1 Ermittlung der Anstell- und Schiebewinkel

Die in **Abbildung 2.3** dargestellten Anstell- und Schiebewinkel (α und β) geben an, aus welcher Richtung der Körper angeströmt wird. Um die Anströmungswinkel bestimmen zu können, bedarf es zwei grundlegender Informationen: Zum einen müssen die mit der Kreiselpattform gemessenen Eulerwinkel (Θ und Ψ), die die relative Lageänderung des Fahrzeugs auf das Initialkoordinatensystem angeben, bekannt sein. Zum anderen werden die Winkel γ und χ zur Beschreibung der Flugbahnrichtung benötigt. Diese gehen aus den

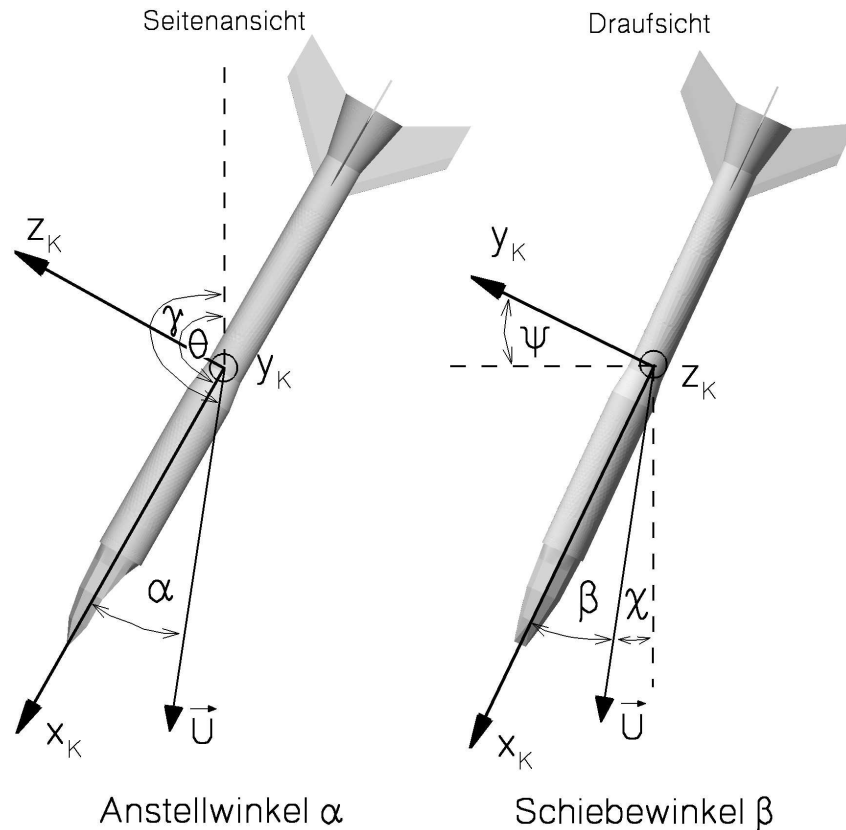


Abbildung 2.3: Definition der Anstell- und Schiebewinkel ($\alpha = \gamma - \Theta$ und $\beta = \chi - \Psi$).

Datensätzen der flugmechanischen Messungen von *SHEFEX* nicht hervor, womit keine direkten Informationen zur Flugbahn vorliegen. Allerdings können durch die Annahme, dass das Fahrzeug stets um die Bahnwinkel γ und χ nickt bzw. giert, die Flugbahnwinkel γ und χ mit den gemittelten Nick- und Gierwinkeln gleichgesetzt werden ($\gamma = \bar{\Theta}$ und $\chi = \bar{\Psi}$). Demzufolge wird angenommen, dass die Körperlängsachse für die mittleren Nick- und Gierwinkel in der Flugbahn liegt. Die Anströmungswinkel ergeben sich dann zu:

$$\alpha = \gamma - \Theta = \bar{\Theta} - \Theta \quad (2.1)$$

$$\beta = \chi - \Psi = \bar{\Psi} - \Psi \quad (2.2)$$

Die gemittelten Eulerwinkel betragen im untersuchten Höhenbereich $\bar{\Theta} \approx 165^\circ$ und $\bar{\Psi} \approx 4^\circ$, siehe auch **Abbildung 2.2(a)**. Der Messfehler der Eulerwinkel muss laut **Turner** [99] zu $\pm 2^\circ$ angenommen werden. Hierbei misst die verwendete Kreiselpattform die absolute

2.1 Flugexperiment – SHEFEX

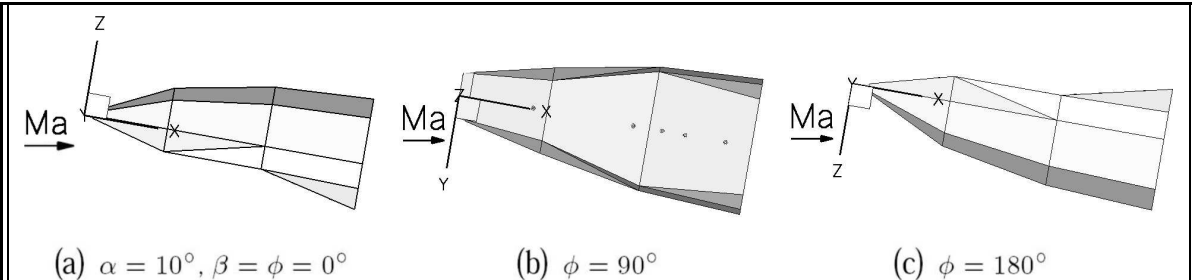
Änderung der Körperlage sehr genau ($< \pm 0.1^\circ$). Allerdings sind die auf das Initialkoordinatensystem bezogenen relativen Eulerwinkel mit größeren Abweichungen verbunden, da das Referenzkoordinatensystem nur mit einer Genauigkeit von $\pm 2^\circ$ ausgerichtet werden konnte. Ein entscheidender Vorteil der beschriebenen Vorgehensweise zur Ermittlung der Anströmwinkel ist, dass die Ungenauigkeit der gemessenen Eulerwinkel sich nicht in den berechneten Strömungswinkeln widerspiegelt, da der Fehler sowohl in den relativen als auch im gemittelten Eulerwinkeln enthalten ist und sich somit aufhebt. Zum Beispiel gilt für den Anstellwinkel gemäß Gleichung (2.1): $\alpha = (\bar{\Theta} \pm 2^\circ) - (\Theta \pm 2^\circ) = \bar{\Theta} - \Theta$.

Bei der bisherigen Herleitung der Strömungswinkel α und β ist jedoch weiterhin die Abhängigkeit vom Rollwinkel ϕ des Fahrzeugs gegeben. Nur die korrekte Kombination aus α , β und ϕ ergibt die richtige Anströmbedingung. Um den damit einhergehenden Aufwand zu reduzieren, schließt sich im folgenden Abschnitt ein Verfahren zur Implementierung des Rollwinkels in die Strömungswinkel α und β an.

2.1.3.2 Implementierung des Rollwinkels

Ziel ist es, den Rollwinkel mittels einer Transformation in den Anstell- und Schiebewinkel zu implementieren. Dies reduziert den numerischen Aufwand und die korrekte Interpretation der Flugmessdaten erheblich, da die Rotation um die Längsachse (Rollen) nicht mehr separat berücksichtigt werden muss. Besonders für die numerischen Berechnungen wäre ein gesondertes Erfassen des Rollwinkels mit einem deutlichen Mehraufwand verbunden, da das Berechnungsnetz für jeden Zeitschritt neu ausgerichtet (rotiert) werden müsste. Hinzukommend wären zweidimensionale Untersuchungen und die im **Abschnitt 3.1.2** (S. 43 ff.) vollzogene Validierung des Anstellwinkels nicht bzw. nur für die Rollwinkel $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ möglich.

Tabelle 2.3: Einfluss des Rollwinkels und transformierte Strömungswinkel α' und β' .



transformierte Anstell- und Schiebewinkel	Rollwinkel				
	0°	90°	180°	270°	360°
α'	α	β	$-\alpha$	$-\beta$	α
β'	β	α	$-\beta$	$-\alpha$	β

Die **Tabelle 2.3** zeigt den Einfluss der Rollbewegung auf die Anströmbedingung. Im dargestellten Fall ist zunächst der Körper aus seiner Ausgangslage heraus um $\alpha = 10^\circ$ angestellt. Anschließend erfährt das Fahrzeug eine Rollbewegung von $\phi = 90^\circ$. Aufgrund der

Rotation um die Rollachse wird aus dem anfänglichen Anstellen ein Schieben von $\beta = 10^\circ$. Ein erneutes Rotieren zu $\phi = 180^\circ$ trägt dazu bei, dass aus dem im Ausgang vorhandenen positiven Anstellwinkel eine negative Anstellung resultiert. Folglich beeinflusst der Rollwinkel die Anströmbedingung wesentlich.

Ergänzend sind in **Tabelle 2.3** die Änderungen der Anströmwinkel in Abhängigkeit der Rollbewegung dargestellt. Die vollständige Implementierung des Rollwinkels durch Transformation der Anstell- und Schiebewinkel zu α' und β' wird mit Gleichung (2.3) bzw. (2.4) beschrieben.

$$\alpha' = \cos(\phi) \alpha + \sin(\phi) \beta \quad (2.3)$$

$$\beta' = \cos(\phi) \beta - \sin(\phi) \alpha \quad (2.4)$$

Um die Gültigkeit der Transformationsgleichungen zu belegen, werden bei gleicher Machzahl und atmosphärischen Bedingungen Strömungslösungen für beide Varianten

- **Rotation** des Netzes/Körpers entsprechend des Rollwinkels
- **Transformation** der Anstell- und Schiebewinkel zur Rollwinkelimplementierung

erzeugt. In **Abbildung 2.4** sind hierzu die Berechnungsergebnisse dargestellt. Der Vergleich zeigt, dass die Druckverteilungen auf den Oberflächen annähernd gleich sind, womit die Implementierung des Rollwinkels validiert ist.

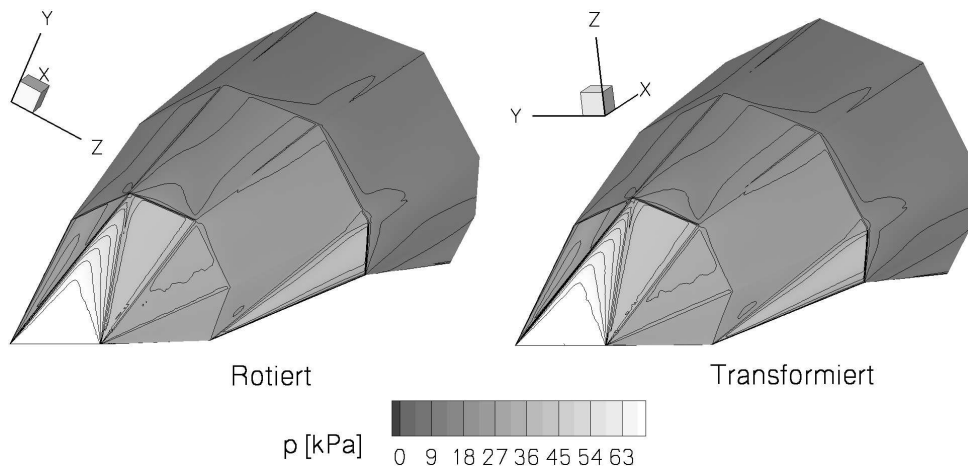


Abbildung 2.4: Validierung der Transformationsgleichungen zur Rollwinkelimplementierung: rotiertes Netz: $\alpha = -5^\circ$, $\beta = -3^\circ$ und $\phi = 120^\circ$, transformierte Anströmwinkel: $\alpha' = -0.1^\circ$ und $\beta' = 5.8^\circ$, Strömungsbedingungen: $Ma_\infty = 6.2$, $p_\infty = 5200 \text{ Pa}$ und $T_\infty = 217 \text{ K}$.

Für die folgenden Berechnungen werden stets die transformierten Anströmwinkel mit enthaltenem Rollwinkeleinfluss verwendet, wobei aus Vereinfachungsgründen anstatt α' und β' lediglich α und β geschrieben wird. In **Abbildung 2.5** sind die transformierten Anstell- und Schiebewinkel entlang der Wiedereintrittstrajektorie dargestellt.

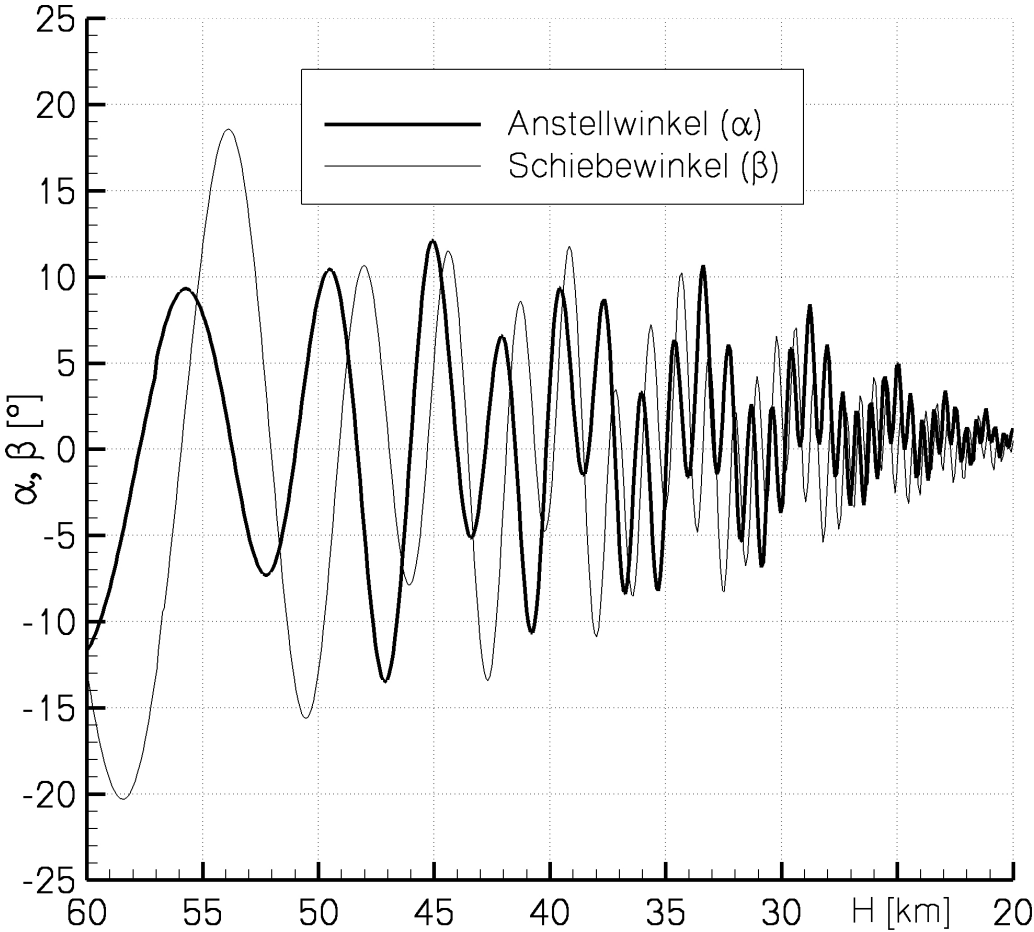


Abbildung 2.5: Transformierte Anstell- und Schiebewinkel entlang der Trajektorie.

2.2 Numerische Verfahren

2.2.1 Strömungslöser

Als Strömungslöser wird der *DLR* eigene TAU-CODE verwendet, der zur Lösung der Euler- und Navier-Stokes-Gleichungen ein Finite-Volumen-Verfahren auf hybriden Strömungsnetzen nutzt. Durch die Arbeiten von u.a. *Chen und Mack* [23], *Mack und Hannemann* [68] sowie *Widhalm und Rossow* [107] ist der TAU-CODE für Hyperschallströmungen erweitert und validiert worden.

2.2.1.1 Grundgleichungen

Die Grundgleichungen der Strömungsmechanik umfassen die mathematische Formulierungen des Erhaltungsprinzips für *Masse*, *Impuls* und *Energie*. Die nachstehenden Herleitungen dieser Grundgleichungen stützen sich auf die Literaturquelle *Lecheler* [60] und werden auf ein endliches, festes, ruhendes Kontrollvolumen dV bilanziert. Die Erhaltungsgrößen können über die Volumengrenzen ein- und austreten, jedoch nicht vernichtet oder erzeugt werden. Nur die jeweiligen Anteile einer Größe können variieren. So ist z.B. eine Umwandlung der thermischen und kinetischen Energieanteile im Strömungsprozess möglich, obgleich die Gesamtenergie erhalten bleiben muss. Aus den Erhaltungsgleichungen und der idealen Gasgleichung lassen sich die Geschwindigkeitsverteilung sowie thermodynamische Zustandsvariablen im Kontrollvolumen bestimmen. Für die Darstellung der Grundgleichungen wird von einem idealen Gas ausgegangen, das mit

$$p = \rho R T \quad (2.5)$$

beschrieben werden kann. Die spezifische Gaskonstante R ergibt sich wiederum aus den spezifischen Wärmekapazitäten c_p und c_v ($R = c_p - c_v$). Zur Berechnung der temperaturabhängigen dynamischen Viskosität μ kann gemäß *Hannemann* [41] die *Sutherland*-Formel verwendet werden, wobei diese für Luft lautet:

$$\mu_{\text{Luft}} = 1.4584 \times 10^{-6} \frac{T^{1.5}}{T + 110.33} \quad (2.6)$$

Massenerhaltung

In **Abbildung 2.6** ist ein infinitesimal kleines Volumenelement ($dV = dx dy dz$) mit den Massenströmen dargestellt. Darin ist ρ die Dichte, u , v und w die Geschwindigkeitskomponenten in x -, y - und z -Richtung und m die Masse im Inneren des Volumenelementes ($dm = \rho dV = \rho dx dy dz$). Durch Aufstellen und Vereinfachen der Massenbilanz lässt sich die Massenerhaltungsgleichung in Differenzialform und in kartesischen Koordinaten aufstellen zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad . \quad (2.7)$$

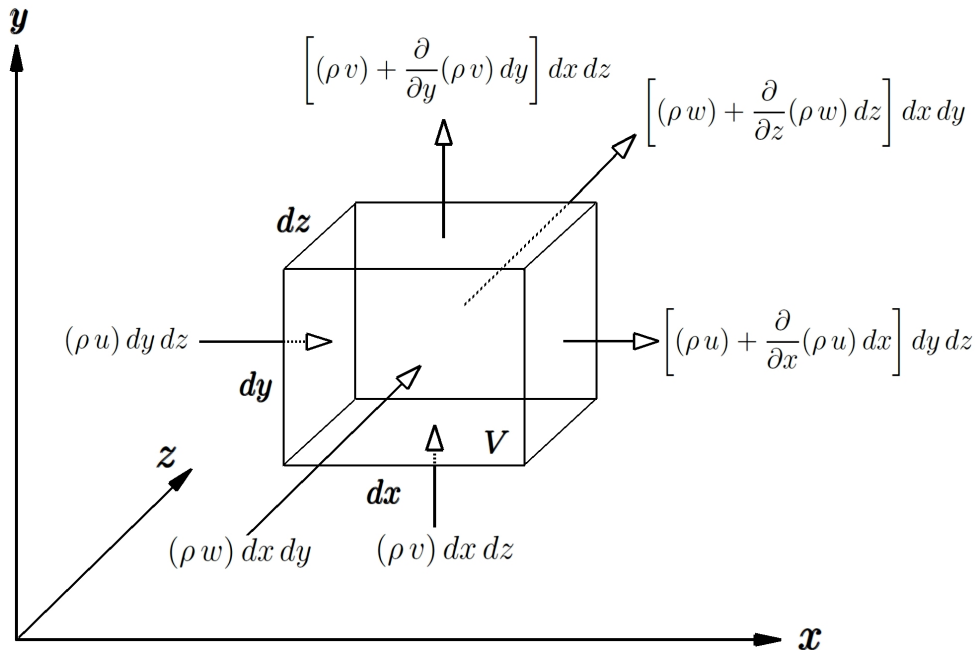


Abbildung 2.6: Volumenelement mit Massenströmen.

Impulserhaltung

Die Impulserhaltung basiert auf dem zweiten Newton'schen Grundgesetz, wonach sich die zeitliche Impulsänderung aus dem Produkt aus Masse und Beschleunigung bzw. aus den Kräften ergibt ($\vec{F} = m \vec{a}$). Daraus folgt ein Kraftvektor \vec{F} , der sowohl Körperkräfte wie die Schwerkraft als auch Oberflächenkräfte wie die Druck- und Reibungskraft beinhaltet. Die Reibungskraft setzt sich aus der Normalkraft und der Schubkraft zusammen. In Bezug auf das eingangs genannte Kontrollvolumen dV zeigt **Abbildung 2.7** die für die Impulsgleichung in x -Richtung relevanten Kräfte. Damit kann die Impulsgleichung in x -Richtung durch Einsetzen der jeweiligen Terme für die Kraft (F_x), die Masse (m) und die Beschleunigung (a_x) aufgestellt werden zu:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}(\tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial z}(\tau_{zx}) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x \right] dx dy dz = \rho dx dy dz \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad . \quad (2.8)$$

Die Gleichung (2.8) lässt sich vereinfachen zu:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial z}(\tau_{zx}) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho g_x = \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} \quad . \quad (2.9)$$

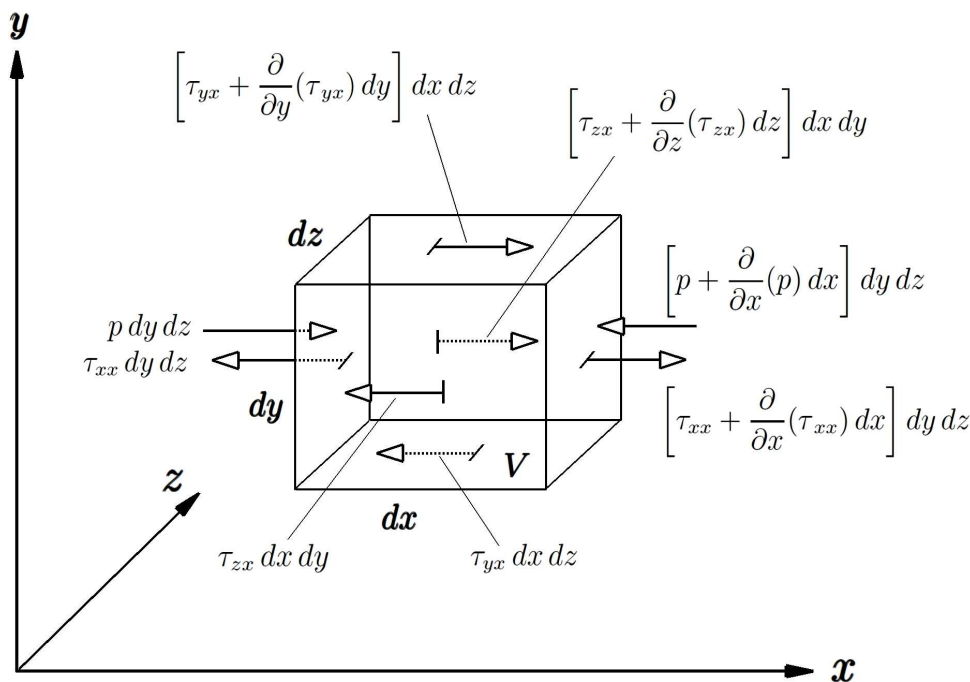


Abbildung 2.7: Volumenelement mit Kräfte in x-Richtung.

Allerdings wird damit die Impulsgleichung in x -Richtung in der sog. *nicht-konservativen* Form beschrieben, da die Terme ρ , ρu , ρv und ρw vor den Ableitungen stehen, wodurch bei der Diskretisierung der Impuls nicht vollständig erhalten bleibt. Um dies zu umgehen, wird die rechte Seite der Gleichung (2.9) so umgeformt, dass alle Größen unter den Ableitungen stehen, vgl. Lecheler [60]. Daraus folgt die *konservative* Form der Impulsgleichung in x -Richtung in Differenzialform zu:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u v - \tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho u w - \tau_{zx}) - \rho g_x = 0 \quad (2.10)$$

Analog dazu kann die Impulsgleichung in y -Richtung in der Form

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v u - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v w - \tau_{zy}) - \rho g_y = 0 \quad (2.11)$$

und in z -Richtung zu

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho w u - \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho w v - \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2 + p - \tau_{zz}) - \rho g_z = 0 \quad (2.12)$$

angegeben werden.

Die reibungsbehafteten Normal- und Schubspannungen lassen sich durch die Geschwindigkeitsgradienten ausdrücken, wobei für die Newton'schen Fluide die Spannungen proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten sind. So lautet z.B. der Spannungsterm τ_{xx}

2.2 Numerische Verfahren

mit der dynamischen Viskosität μ :

$$\tau_{xx} = -\frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2 \mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad . \quad (2.13)$$

Zur vollständigen Beschreibung des Spannungstensors bietet sich die Einführung des Kronecker-Deltas δ_{ij} und der Einstein'schen Summationskonvention, die eine Formulierung der Gleichungen in der Indexschreibweise vorsieht, an. So ergibt sich z.B. für den Geschwindigkeitsvektor \vec{v} der Ausdruck v_i , worin der Index $i = 1, 2, 3$ dem jeweiligen Basiseinheitsvektor entspricht. Für den vollständigen Spannungstensor unter der Zuhilfenahme der Indexnotation mit den Indizes $i, j, k = 1, 2, 3$ folgt:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad , \quad \text{mit } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 \text{ für } i = j \\ 0 \text{ für } i \neq j \end{cases} \quad . \quad (2.14)$$

Energieerhaltung

Die Energieerhaltung ist der erste Hauptsatz der Thermodynamik, wonach sich die zeitliche Änderung der totalen Energie im Volumenelement aus der am Volumenelement verrichteten Leistung \dot{W} und dem erfolgten Wärmestrom \dot{Q} ergibt. Für ein geschlossenes System folgt für den ersten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{W} + \dot{Q} \quad . \quad (2.15)$$

Dabei setzt sich die Gesamtenergie E aus der inneren Energie $E_{in} = m e$ mit der spezifischen inneren Energie e und der kinetischen Energie $E_{kin} = \frac{1}{2} m \vec{v}^2$ mit dem Geschwindigkeitsvektor \vec{v} zusammen. Prinzipiell kommt als dritte Komponente noch die potenzielle Energie $E_{pot} = m g h$ hinzu, die jedoch für eine Gasströmung vernachlässigbar ist. Folglich ergibt sich die totale Energie zu:

$$E = E_{in} + E_{kin} = m e + \frac{1}{2} m \vec{v}^2 = \rho \left(e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) dx dy dz \quad , \quad (2.16)$$

wobei die totale Ableitung nach der Zeit die Gleichung (2.17) liefert.

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \left(\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho v \left(e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho w \left(e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right] \right) dx dy dz \end{aligned} \quad (2.17)$$

Die Leistung \dot{W} folgt aus dem Produkt aus Kraft und Geschwindigkeit in Krafrichtung, wobei die Gesamtkraft aus den Körper- und Oberflächenkräften resultiert. Somit gelten in der x -Richtung die in **Abbildung 2.8** gezeigten Leistungsanteile.

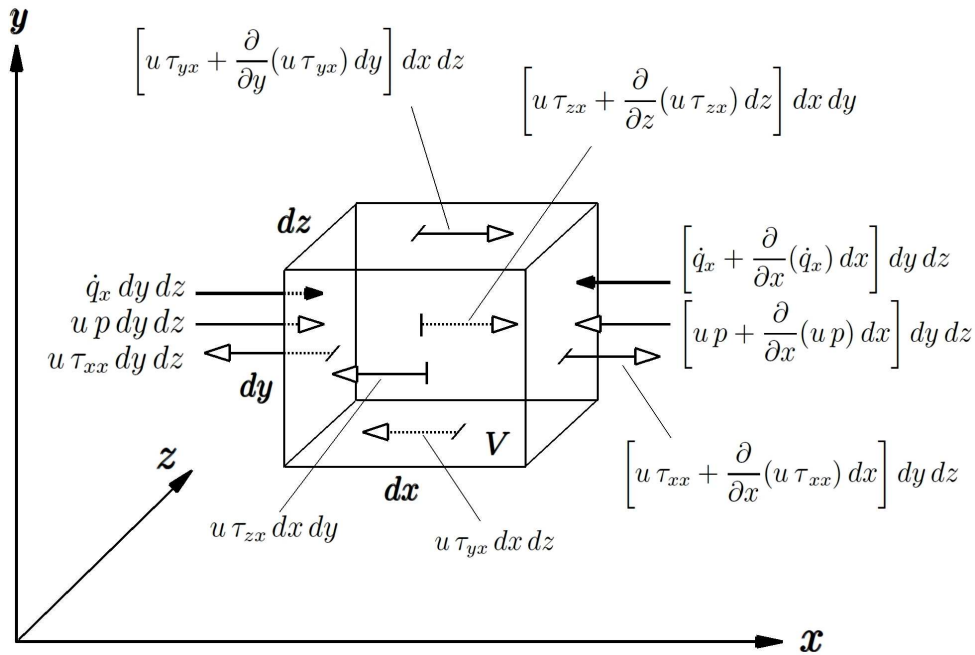


Abbildung 2.8: Volumenelement mit Leistungs- und Wärmeflüssen in x-Richtung.

Aus der Gesamtbilanz aller Raumrichtungen folgt Gleichung (2.18) für die Leistung.

$$\begin{aligned}
 d\dot{W} = & \left[\rho(u g_x + v g_y + w g_z) - \frac{\partial}{\partial x}(u p) - \frac{\partial}{\partial y}(v p) - \frac{\partial}{\partial z}(w p) \right. \\
 & - \frac{\partial}{\partial x}(u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + w \tau_{xz}) - \frac{\partial}{\partial y}(u \tau_{yx} + v \tau_{yy} + w \tau_{yz}) \\
 & \left. - \frac{\partial}{\partial z}(u \tau_{zx} + v \tau_{zy} + w \tau_{zz}) \right] dx dy dz
 \end{aligned} \quad (2.18)$$

Der Wärmestrom \dot{Q} ergibt sich aus dem Strahlungs- \dot{q}_S und dem Wärmeleitungsanteil \dot{q}_L . Unter Anwendung des Fourier'schen Wärmeleitungsgesetzes

$$\vec{q}_L = -\lambda \vec{\nabla} T = -\lambda \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} T \quad (2.19)$$

lautet die Differenzialgleichung für den Wärmestrom:

$$d\dot{Q} = \left[\rho \dot{q}_S + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dx dy dz \quad (2.20)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (2.17), (2.18) und (2.20) in Gleichung (2.15) und Einführung der spezifischen Enthalpie $h = e + p/\rho$ folgt schlussendlich die Energieerhaltungs-

gleichung in Differenzialform zu:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(h + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) - (u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + w \tau_{xz}) - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] \\
 + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho v \left(h + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) - (u \tau_{yx} + v \tau_{yy} + w \tau_{yz}) - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right] \\
 + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho w \left(h + \frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) - (u \tau_{zx} + v \tau_{zy} + w \tau_{zz}) - \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right] \\
 - \rho (u g_x + v g_y + w g_z) - \rho \dot{q}_S = 0 \quad . \quad (2.21)
 \end{aligned}$$

Die eingangs erwähnten Navier-Stokes-Gleichungen ergeben sich aus den fünf Erhaltungsgleichungen (2.7), (2.10-2.12) und (2.21) für Masse, Impuls und Energie. Abschließend soll in diesem Abschnitt eine Zusammenfassung der Navier-Stokes-Gleichungen für eine instationäre, dreidimensionale, kompressible Strömung unter Berücksichtigung von Reibungseffekten in vektorieller Schreibweise gegeben werden. Sie lauten:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{U} + \frac{\partial}{\partial x} \vec{E} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{F} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{G} = \vec{Q} \quad (2.22)$$

mit dem Erhaltungsvektor \vec{U}

$$\vec{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho \left[e + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right] \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

den Flussvektoren \vec{E} , \vec{F} und \vec{G} in x -, y - und z -Richtung

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p - \tau_{xx} \\ \rho v u - \tau_{xy} \\ \rho w u - \tau_{xz} \\ \rho u \left[h + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right] - u \tau_{xx} - v \tau_{xy} - w \tau_{xz} - \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad (2.24)$$

$$\vec{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v - \tau_{yx} \\ \rho v^2 + p - \tau_{yy} \\ \rho w v - \tau_{yz} \\ \rho v \left[h + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right] - u \tau_{yx} - v \tau_{yy} - w \tau_{yz} - \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix}, \quad (2.25)$$

$$\vec{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho u w - \tau_{zx} \\ \rho v w - \tau_{zy} \\ \rho w^2 + p - \tau_{zz} \\ \rho w \left[h + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) \right] - u \tau_{zx} - v \tau_{zy} - w \tau_{zz} - \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

und schlussendlich dem Quellterm \vec{Q}

$$\vec{Q} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho g_x \\ \rho g_y \\ \rho g_z \\ \rho (u g_x + v g_y + w g_z) + \rho \dot{q}_S \end{bmatrix}. \quad (2.27)$$

Letzterer wirkt wie eine Quelle im Volumenelement und enthält die Schwerkraft mit der Gravitationskonstante \vec{g} sowie der Wärmestrahlungsdichte \dot{q}_S . Weitere Oberflächen- und Volumenkräfte sind hier nicht berücksichtigt.

Bei den hergeleiteten Navier-Stokes-Gleichungen handelt es sich um nichtlineare partielle Differenzialgleichungen, die von wenigen Sonderfällen abgesehen nur numerisch gelöst werden können. Ferner ist die im Folgenden angeführte Turbulenzmodellierung meist erforderlich, um die Erhaltungsgleichungen mit einem angemessenen Aufwand lösen zu können.

2.2.1.2 Turbulenzmodellierung

Gemäß *Hinze* [45] ist eine turbulente Strömung durch eine Vielzahl von kleinen bis großen Wirbeln gekennzeichnet, deren Verteilung keiner Regel oder Ordnung gehorcht. Um die physikalischen Prozesse numerisch wiedergeben zu können, ist demnach eine Diskretisierung erforderlich, die unterhalb der kleinsten Wirbelgröße liegt. Erst dann ist mittels einer direkten numerischen Simulation (DNS) eine Auflösung aller physikalisch relevanten Skalen einer zeitabhängigen dreidimensionalen Strömung möglich. Der numerische Aufwand steigt jedoch proportional mit der Reynoldszahl an (Aufwand $\sim Re^{11/4}$). Folglich erfordert dies für übliche Strömungsbereiche ($Re > 10^5$) eine derzeit nicht realisierbare Rechnerleistung, weshalb die DNS bisher nur für einfache Geometrien und niedrige Reynoldszahlen anwendbar ist. Darüber hinaus ist sie zur Validierung von Turbulenzmodellen wertvoll, wie z.B. in der Arbeit von *Rodi et al.* [86] gezeigt. Ein vereinfachter Ansatz zur Beschreibung turbulenter Schwankungen kann in der Grobstruktursimulation (LES) gesehen werden. Das Grundvorgehen einer LES ist laut *Oertel jr. und Laurien* [78], dass großräumige Strukturen einer turbulenten Strömung in ihrer zeitlichen und räumlichen Entwicklung direkt simuliert und nur die feinskaligen Strukturen modelliert werden. Durch die Modellierung der kleinen Wirbelstrukturen reichen bei der LES im Gegensatz zur DNS gröbere Rechengitter aus. Dies reduziert den Rechenaufwand zwar, überschreitet jedoch noch die Rechenressourcen vieler technischer Strömungsfälle. Aufgrund dessen wird in den meisten Strömungsberechnungen der Einfluss der Turbulenz nach der von *Reynolds* vorgeschlagenen Aufteilung aller orts- und zeitabhängigen Strömungsgrößen $\Phi(x_i, t)$ in einen gemittelten Wert $\bar{\Phi}(x_i, t)$ und einen Schwankungsanteil $\Phi'(x_i, t)$ modelliert, so dass gilt:

$$\Phi(x_i, t) = \bar{\Phi}(x_i, t) + \Phi'(x_i, t) \quad (2.28)$$

$$\text{mit } \bar{\Phi}(x_i, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} \Phi(x_i, t) dt \quad . \quad (2.29)$$

Die schwankende Größe wird über eine charakteristische Zeitspanne Δt gemittelt, wobei diese mindestens so groß sein muss, dass $\bar{\Phi}(x, t)$ unabhängig von Δt ist. Außerdem dürfen zeitliche Änderungen einer instationären Strömung nicht in den Mittelungsprozess einbezogen werden. Für kompressible Strömungen wird die sog. Favre-Mittelung verwendet, die folgenden massengewichteten Ansatz beinhaltet:

$$\Phi(x_i, t) = \tilde{\Phi}(x_i, t) + \Phi''(x_i, t) \quad (2.30)$$

$$\text{mit } \tilde{\Phi}(x_i, t) = \frac{1}{\rho \Delta t} \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} \rho(x_i, t) \Phi(x_i, t) dt \quad . \quad (2.31)$$

Auf diese Weise kann der Einfluss der Turbulenz auf die dreidimensionalen instationären Erhaltungsgleichungen für Masse (2.7), Impuls (2.10-2.12) und Energie (2.21) statistisch modelliert werden, wobei sich daraus die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen ergeben. Die nach *Kolmogorov* benannte Länge L_t stellt eine untere Beschränkung bezi-

2.2 Numerische Verfahren

glich der Wirbelgröße bzw. deren Dissipation dar. Für Wirbelgrößen kleiner L_t wird die Bewegungsenergie aufgrund von Reibung vollständig in Wärme umgewandelt (dissipiert). Beim Zerfall großer Wirbel in kleinere Strukturen geht die kinetische turbulente Energie ($k = \frac{1}{2}(\overline{v'_i v'_i})$) auf die entstehenden kleineren Wirbel über. Aus dem auf *Kolmogorov* zurückgehenden Ansatz, wonach die kleinskaligen Wirbel nur soviel Energie in Wärme umsetzen können, wie von den großen Wirbeln eingebracht wird, ergeben sich zwei wichtige charakteristische Größen. Zum einen kann die turbulente Dissipation ϵ definiert werden, die angibt, wieviel kinetische turbulente Energie in Wärme dissipiert wird. Zum anderen spielt die kinematische Viskosität ν als Maß der inneren Reibung eine wichtige Rolle. Ferner lässt sich die turbulente, energiebezogene Dissipationsrate ω mit der Dissipationsrate ϵ und der turbulenten kinetischen Energie k angeben ($\omega \sim \frac{\epsilon}{k}$).

Gemäß **Schlichting** und **Gersten** [91] kann die Strömung in zwei Bereiche eingeteilt werden: einer wandnahen Grenzschicht und einer freien Außenströmung. Die Grenzschicht einer viskosen Strömung ist durch starke Änderungen der Strömungsgrößen normal zur Wand gekennzeichnet, da die Strömung an der Wand aufgrund der Haftbedingung die gleiche Geschwindigkeit aufweist wie die Wand selber. Ausgehend davon bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil aus, bis der von der Wand unbeeinflusste Bereich erreicht wird. Folglich ist die Viskosität in der Grenzschicht von Bedeutung, wobei außerhalb von ihr Reibungseffekte vernachlässigbar sind. Die Grenzschichtdicke δ ergibt sich aus dem Abstand zwischen Wand und dem Punkt, an dem die Strömung 99 % der freien Anströmgeschwindigkeit erreicht. Als Impulsverlustdicke δ_2 wird dabei die hypothetische Wandhöhe bezeichnet, bei der eine Strömung ohne Reibung die gleiche Verdrängungswirkung wie die der Grenzschicht hervorruft.

Für eine zweidimensionale turbulente Grenzschicht mit der Geschwindigkeit $u = f(x, y)$ lassen sich in Wandnähe für die zeitlich gemittelte Geschwindigkeitskomponente zwei Bereiche identifizieren, die durch die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ , dem dimensionslosen Wandabstand y^+ und der dimensionslosen Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ beschrieben werden können. Hierfür gilt:

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (2.32)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2.33)$$

$$\text{mit } u_\tau = \sqrt{|\tau_w|/\rho} \quad (2.34)$$

Die Wandschubspannung τ_w kann mit Gleichung (2.35) berechnet werden.

$$\tau_w = \mu_w \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.35)$$

Damit lassen sich folgende Bereiche der Grenzschicht angeben:

$$\text{viskose Unterschicht:} \quad u^+ = y^+ \quad \text{für } y^+ \leq 10$$

2.2 Numerische Verfahren

logarithmisches Wandgesetz: $u^+ = \frac{1}{c_k} \ln y^+ + B$ für $y^+ \geq 10$.

Die Konstanten $c_k \approx 0.41$ und $B \approx 5.5$ wurden experimentell bestimmt [92]. Für die reibungsbehaftete Strömung muss bei den Turbulenzmodellen wiederum zwischen denen, die den viskosen wandnahen Bereich der Grenzschicht mit Wandfunktionen vereinfacht modellieren und denen, die auch den wandnahen Bereich berechnen, unterschieden werden. Letztere werden als *Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodelle* bezeichnet, die gemäß Wilcox [109] zwar eine feinere Grenzschichtauflösung erfordern, dafür aber physikalische Vorgänge wie Ablösung und Wiederaanlegen der Strömung besser erfassen. Im Rahmen dieser Arbeit werden ausschließlich *Low-Reynoldsnumber-Turbulenzmodelle* verwendet, wobei auf den wesentlichen Ansatz dieser Modelle kurz eingegangen werden soll. Am Beispiel der Reynolds-gemittelten Masse- und Impulsgleichungen der Form

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{v}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.36)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \rho \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} - \rho \overline{v'_i v'_j}) \quad (2.37)$$

mit eingesetzten Mittelwerten für v_i und p gemäß Gleichung (2.28) lässt sich zeigen, dass in die Impulsgleichung ein zusätzlicher Term ($-\rho \overline{v'_i v'_j}$) hinzukommt. Dieser turbulente Spannungstensor besteht aus einer 3x3-Matrix mit neun Komponenten, obgleich die symmetrische Tensorstruktur sechs unbekannte Größen hervorruft. Der Spannungstensor wird auch als *scheinbare Spannungen* oder *Reynoldsspannungen* bezeichnet und beschreibt den Impulstransport durch die turbulenten Schwankungsbewegungen im Raum. Allerdings ist das Gleichungssystem nach der Mittelung unbestimmt und somit nicht lösbar, da mehr Unbekannte als Gleichungen vorhanden sind. Ein Lösung hierfür stellt der von *Boussinesq* eingeführte Ansatz dar, wonach eine scheinbare Zähigkeit bzw. Wirbelviskosität ν_τ entsprechend dem Newton'schen Gesetz für Flüssigkeitsbewegungen als Schließbedingung eingeführt wird. Für den dreidimensionalen Strömungsfall folgt:

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} = \rho \nu_\tau \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad . \quad (2.38)$$

Somit ist die Wirbelviskosität als orts- und zeitabhängige Strömungsgröße aufzufassen, die den Einfluss der Turbulenz in Form einer zusätzlichen Viskosität berücksichtigt. Die Turbulenz wird dabei vereinfacht als isotrop angenommen, wonach alle statistischen Eigenschaften richtungsinvariant sind, also eine ideale, gleichgerichtete Unordnung vorliegend ist. Laut *Herwig* [43] werden die Turbulenzmodelle, die den *Boussinesq*-Ansatz verfolgen, als *Wirbelviskositätsmodelle* bezeichnet. Bei ihnen ist der Aufwand gegenüber der unabhängigen Modellierung der sechs Reynolds-Spannungen erheblich reduziert. Im Folgenden soll für unterschiedliche und in dieser Arbeit verwendete Turbulenzmodelle kurz erläutert werden, wie im Einzelnen die Wirbelviskosität ermittelt wird.

Spalart-Allmaras-Modell

Das Spalart-Allmaras-Modell gehört zur Gruppe der Ein-Gleichungs-Modelle und wurde von Spalart und Allmaras [98] 1992 vorgestellt. Die Wirbelviskosität wird mit Hilfe einer partiellen Differentialgleichung mit dem Strömungsfeld in Verbindung gebracht. Dabei wird eine Transportgleichung für eine modifizierte Form $\tilde{\nu}_t$ der turbulenten kinematischen Viskosität ν_t gelöst. Die Wirbelviskosität ist definiert als

$$\nu_t = \rho \tilde{\nu}_t f_{\nu 1} \quad , \quad (2.39)$$

worin $f_{\nu 1}$ eine Dämpfungsfunktion ist, die sicherstellt, dass die Modifikation der turbulenten Viskosität nur außerhalb der wandnahen Schicht wirksam ist. Die Dämpfungsfunktion ist beschrieben durch:

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu 1}^3} \quad (2.40)$$

$$\text{mit } \chi = \frac{\tilde{\nu}_t}{\nu_t} \quad . \quad (2.41)$$

Darin ist $C_{\nu 1}$ eine Modellkonstante. Die Transportgleichung für die modifizierte Form der turbulenten Viskosität $\tilde{\nu}_t$ lautet:

$$\frac{\partial(\rho \tilde{\nu}_t)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i \tilde{\nu}_t)}{\partial x_i} = G_{\tilde{\nu}_t} + \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left((\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}_t}{\partial x_j} \right) + C_{b2} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}_t}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_{\tilde{\nu}_t} \quad . \quad (2.42)$$

Mit $G_{\tilde{\nu}_t}$ wird die Produktion und mit $Y_{\tilde{\nu}_t}$ die Dissipation von $\tilde{\nu}_t$ erfasst. Bei den Variablen σ und C_{b2} handelt es sich um weitere Modellkonstanten.

Die ausführliche Herleitung dieses Turbulenzmodells und entsprechende Zahlenwerte der Modellkonstanten können der genannten Literaturquelle von Spalart und Allmaras [98] entnommen werden.

k - ω -Modell

Das k - ω -Modell von Wilcox [109] verfolgt einen weiterführenden Ansatz zur Modellierung der Turbulenz, wonach sowohl für die kinetische turbulente Energie k der Schwankungsbewegung als auch für die turbulente Dissipationsrate ω der energiedissipierenden Wirbel Transportgleichungen gelöst werden. Demzufolge handelt es sich bei dem k - ω -Modell um ein Zwei-Gleichungs-Modell. Die gesuchte Wirbelviskosität folgt aus:

$$\nu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad . \quad (2.43)$$

2.2 Numerische Verfahren

Die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die spezifische Dissipation ω ergeben sich zu:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j k)}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (2.45)$$

Die Variablen α , β , β^* , σ und σ^* stellen entsprechende Modellkonstanten dar, wobei für eine detaillierte Erläuterung des Turbulenzmodells auf Wilcox [109] verwiesen sei.

SST–Modell

Das SST–Modell („shear-stress-transport“–Modell) von Menter [73] beinhaltet die Kombination des k - ϵ -Modells im äußeren Bereich und des k - ω -Modells im wandnahen Bereich der Grenzschicht. Eine wichtige Annahme des Modells ist, dass die Schubspannung innerhalb der Grenzschicht proportional zur turbulenten kinetischen Energie ist. Die turbulente Viskosität ν_t berechnet sich beim SST–Modell mit:

$$\nu_t = \frac{a_1 \rho k}{\max(a_1 \omega ; \Omega F_2)} \quad (2.46)$$

Darin sind Ω der Betrag der Wirbelstärke, F_2 eine Wichtungsfunktion und a_1 eine Modellkonstante. Das Gleichungssystem für die turbulente kinetische Energie und die spezifische Dissipation lautet:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j k)}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.47)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_j \omega)}{\partial x_j} = & \frac{\gamma \rho}{\nu_t} P_k - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{\rho}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (2.48) \end{aligned}$$

Die Gleichungen (2.47) und (2.48) enthalten unterschiedliche Modellkonstanten wie β und σ_k . Der Produktionsterm der turbulenten kinetischen Energie ist mit P_k bezeichnet. Auch hier sei für eine detaillierte Beschreibung des Modells auf Menter [73] verwiesen.

2.2.1.3 Diskretisierung

Die bis hierher vorgestellten differenziellen Navier-Stokes-Gleichungen und Turbulenzmodellgleichungen dienen zwar der Beschreibung der physikalischen Zustandsgrößen eines Fluids, sind jedoch nur in den seltensten Fällen analytisch lösbar. Insofern gilt es für allgemeine Strömungsfälle Methoden zu entwickeln, mit denen die Gleichungssysteme approximativ gelöst werden können. Eine übliche Form der numerischen Approximation für ein beliebiges Differenzial $\frac{\partial f(x,y)}{\partial x}$ ist die Taylorreihenentwicklung, so dass für eine Funktion $f(x, y)$ in der Umgebung von x_0

$$f(x) = f(x_0) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\partial^n f}{\partial x^n} \Big|_{x_0} (x - x_0)^n \quad (2.49)$$

geschrieben werden kann. Geht man davon aus, dass sich x unmittelbar in der Nähe von x_0 befindet, so können alle Summanden für $n \geq 2$ vernachlässigt werden, womit sich die erste Ableitung von $f(x)$ an der Stelle x_0 aus zwei diskreten Punkten und deren Funktionswerten zusammensetzt. Die vernachlässigten Terme sind hierbei von der Ordnung $\mathcal{O}(x - x_0)^2$. Für Gleichung (2.49) folgt dann:

$$f(x) = f(x_0) + \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x_0} (x - x_0) + \underbrace{\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Big|_{x_0} \frac{(x - x_0)^2}{2!} + \dots}_{\text{Abbruchfehler der Ordnung } \mathcal{O}(x - x_0)^2} \quad (2.50)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x_0} = \frac{f(x) - f(x_0)}{(x - x_0)} \quad (2.51)$$

Diese Einführung zur Approximation soll verdeutlichen, dass das Strömungsfeld diskretisiert sein muss, um die partiellen Differenzialgleichungen und deren Differenziale durch Differenzen ersetzen zu können und entsprechend numerisch zu lösen.¹ Für die Diskretisierung des Strömungsfeldes nutzt der TAU-CODE die Finite-Volumen-Methode (FVM). Das Strömungsgebiet wird zunächst in nichtüberlappende Kontrollvolumina zerlegt, die das primäre Rechnernetz bilden. Die Berechnung der Strömungsgrößen erfolgt in den Knotenpunkten P_i . Da diese nicht von einem eindeutigen Volumen umschlossen sind, werden Hilfsvolumina mit dem sogenannten dualen Netz (Hilfnetz) gebildet, die jeden Zel-

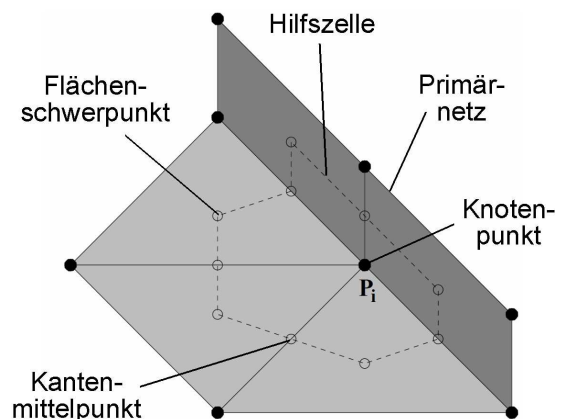


Abbildung 2.9: Darstellung zum Hilfsnetz (duals Netz), vgl. [27].

¹Dies betrifft ebenso die im **Abschnitt 2.2.2.1** (S. 35 ff.) vorgestellten Grundgleichungen der Thermalberechnung in einem Körper.

leckknoten des Primärnetzes umgeben, siehe **Abbildung 2.9**. Die Zellmittelpunkte des dualen Netzes entsprechen dann den Knotenpunkten (P_i) des Primärnetzes, weswegen diese Herangehensweise auch als *knotenzentrierte* Methode bezeichnet wird. Für jede dieser Hilfsvolumina wird durch Bilanzierung aller zu- und abfließenden Flüsse über die Seitenflächen die integralen Erhaltungssätze gelöst, woraus sich die Strömungsgrößen an den Knotenpunkten ergeben.

Räumliche Diskretisierung

Die räumliche Diskretisierung beinhaltet die Umwandlung der partiellen Ableitungen in finite Differenzen. Im Folgenden sollen die möglichen Umformvarianten in finite Differenzen kurz vorgestellt werden. Hierzu wird eine beliebige Strömungsgröße Φ im Punkt $P(i, j)$ in Anlehnung an Gleichung (2.51) exemplarisch in der x -Richtung betrachtet. Im Wesentlichen gibt es drei Arten der Differenzenbildung:

$$\text{Vorwärts: } \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{i,j} = \begin{cases} \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i,j}}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x) & \text{1. Ordnung} \\ \frac{-3\Phi_{i,j} + 4\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i+2,j}}{2\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x)^2 & \text{2. Ordnung} \end{cases}, \quad (2.52)$$

$$\text{Rückwärts: } \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{i,j} = \begin{cases} \frac{\Phi_{i,j} - \Phi_{i-1,j}}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x) & \text{1. Ordnung} \\ \frac{3\Phi_{i,j} - 4\Phi_{i-1,j} + \Phi_{i-2,j}}{2\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x)^2 & \text{2. Ordnung} \end{cases} \quad (2.53)$$

und

$$\text{Zentral: } \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)_{i,j} = \frac{\Phi_{i+1,j} - \Phi_{i-1,j}}{2\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x)^2 \quad \text{2. Ordnung} . \quad (2.54)$$

In der Regel werden Differenzen 2. Ordnung verwendet, da diese eine genauere Lösung erzeugen. Insofern sind die zentralen Verfahren vorteilhaft, da diese stets eine Genauigkeit 2. Ordnung haben. Treten in der Strömung jedoch Unstetigkeiten wie Verdichtungsstöße auf, so führen die zentralen räumlichen Differenzen zu Fehlern, da sie von einem stetigen Verlauf der Strömungsgrößen ausgehen. In diesen Fällen müssen die Vorwärts- oder Rückwärtsdifferenzen gebildet werden, die unter Einbeziehung von drei Netzpunkten ebenso eine Genauigkeit 2. Ordnung erreichen. Da im Rahmen dieser Arbeit Über- und Hyperschallströmungen, also Strömungen mit Unstetigkeiten, untersucht werden und der TAU-CODE ein zeitschrittbasierender Löser ist, liegt ein hyperbolischer Gleichungstyp für die Strömungsgleichungen vor. Das bedeutet, dass die Auswirkung der lokalen Störungen und Änderungen nur in einem durch Charakteristiken begrenztem Einflussgebiet bemerkbar sind. Insofern wird für die räumliche Diskretisierung ein Aufwind-Verfahren (*Upwind-Verfahren*) mit den beschriebenen Differenzen (2. Ordnung) verwendet, dass laut Lecheler [60] bereits bei der Diskretisierung die Ausbreitungsrichtungen der Störungen entlang der Charakteristiken in der Strömung berücksichtigt. Aus der Familie der Aufwind-Verfahren wird das von Wada und Liou [103] entwickelte *AUSMDV*-Schema verwendet, was auf einer kombinierten Splittung von Flussdifferenzen und Flussvektoren beruht.

Zeitliche Diskretisierung

Wie bereits erläutert, ist der TAU-CODE ein zeitschrittbasierter Löser. Somit werden auch für stationäre Strömungsfälle die zeitlichen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial t}$ der Navier-Stokes-Gleichungen gelöst. Aufgrund der zeitabhängigen Berechnung der Strömungsgleichungen müssen nicht unterschiedliche Lösungsverfahren für Unterschall- (elliptischer Gleichungstyp) und Überschallgebiete (hyperbolischer Gleichungstyp) verwendet werden. Ergänzend hierzu ist in **Abbildung 2.10** nach Anderson [4] veranschaulicht, das z.B. im Staupunkt trotz einer Überschallumströmung ($Ma > 1$) ein Unterschallgebiet ($Ma < 1$) entsteht. Insofern kann in den seltensten Fällen von einer reinen Überschallströmung ausgegangen werden.

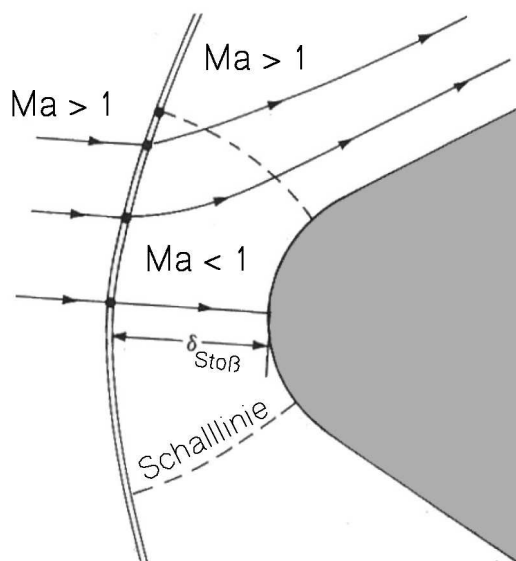


Abbildung 2.10: Körperumströmung im Überschall nach Anderson [4].

Die zeitliche Diskretisierung der partiellen Ableitung $\frac{\partial}{\partial t}$ ist vom Grundansatz her analog zur räumlichen Diskretisierung. Betrachtet man wieder eine beliebige Strömungsgröße Φ im Punkt $P(i, n)$ für unterschiedliche Zeitebenen $n-1$, n und $n+1$, wobei die Lösung zum Zeitpunkt $n+1$ gesucht ist und alle vorherigen Lösungen bekannt sind, so sind folgende Diskretisierungen möglich:

$$\text{Vorwärts: } \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_i^n = \frac{\Phi_i^{n+1} - \Phi_i^n}{\Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t) \quad \text{1. Ordnung} \quad (2.55)$$

oder

$$\text{Zentral: } \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_i^n = \frac{\Phi_i^{n+1} - \Phi_i^{n-1}}{2 \Delta t} + \mathcal{O}(\Delta t)^2 \quad \text{2. Ordnung} \quad (2.56)$$

Da die Lösung zum Zeitpunkt $n+1$ gesucht wird, ist eine Rückwärtsdifferenz nicht möglich.

Für ausführlichere Erläuterungen zur räumlichen und zeitlichen Diskretisierung sei z.B. auf die Literaturquellen Ferziger und Peric [33], Oertel und Eckart [78] sowie Blazek [16] verwiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein explizites, dreistufiges Runge-Kutta-Schema nach Jameson et al. [48] verwendet.

2.2.2 Strukturlöser

Für die Thermalberechnungen wird das kommerzielle Finite-Elemente-Programm ANSYS [5] eingesetzt. Innerhalb der Strömungs-Struktur-Kopplung bleibt die Strukturdeformation unberücksichtigt, da sie auf das globale Strömungsbild keinen Einfluss hat. Folglich beschränkt sich die FEM-Berechnung auf die Temperaturverteilung im Körper. Spezielle Untersuchungen zum Einfluss der Strukturverformung auf die Einbauverhältnisse der Wärmeflussensoren während der Wiedereintrittsphase von *SHEFEX* werden gesondert im **Abschnitt 3.3.1** (S. 62 ff.) in Form einer Sensitivitätsanalyse durchgeführt.

2.2.2.1 Grundgleichungen

Mittels des *Fourier'schen* Gesetzes lässt sich der Zusammenhang zwischen dem Vektor der Wärmestromdichte \vec{q} und dem Temperaturgradienten $\vec{\nabla}T$ in Abhängigkeit von der temperatur- und richtungsabhängigen Wärmeleitfähigkeit $\vec{\lambda}$ des Materials zu

$$\vec{q} = -\vec{\lambda} \cdot \vec{\nabla}T = - \begin{bmatrix} \lambda_x \\ \lambda_y \\ \lambda_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} T \quad (2.57)$$

angeben. Die Erhaltung der Energie im Körper wird beschrieben durch:

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = - \left(\frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}_y}{\partial y} + \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} \right) + Q_B \quad . \quad (2.58)$$

Dabei berücksichtigt der linke Teil der Gleichung (2.58) mit den Materialeigenschaften ρ und c_v das kapazitive Speichervermögen der Wärmeenergie über der Zeit. Neben der Wärmeleitungsenergie enthält der rechte Teil der Gleichung (2.58) den Term Q_B , der für die inneren Energiequellen steht. Durch Einsetzen des *Fourier'schen* Gesetzes (2.57) in die Energiebilanzgleichung (2.58) folgt:

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} = - \left(\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right] \right) + Q_B \quad . \quad (2.59)$$

Eine korrekte Lösung des Temperaturfeldes im Körper erfordert die Berücksichtigung der Randbedingungen an den Wänden. Bei den durchgeführten gekoppelten Berechnungen wird eine normal zur Oberfläche angreifende Wärmestromdichte angesetzt, die den Energieeintrag aus den aerothermodynamischen Berechnungen beinhaltet. Ferner muss der Energieverlust durch Wärmestrahlung in die Gesamtbilanz eingehen. Die spezifische Wärmeabstrahlung berechnet sich nach Polifke und Kopitz [82] zu

$$\dot{q}_S = \sigma \varepsilon (T_{Str}^4 - T_{Flu}^4) \quad , \quad (2.60)$$

worin σ die *Stefan-Boltzmann* Konstante ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-6} \frac{W}{m^2 K^4}$) und ε der Emissionskoeffizient der Oberfläche sind. Entscheidend für die Wärmestrahlung ist die Temperatur-

2.2 Numerische Verfahren

differenz zwischen der Strukturtemperatur T_{Str} und der Fluidtemperatur T_{Flu} , da diese mit der vierten Potenz eingehen.

2.2.2.2 Diskretisierung

In diesem Abschnitt soll kurz auf die Diskretisierung eingegangen werden, wobei für ausführliche Erläuterungen zur *FEM* auf die Fachliteratur wie **Bathe** [12], **Knothe** und **Wessels** [53] sowie **Maurial** und **Meißner** [71] verwiesen sei. Der Grundansatz, um die partielle Differenzialgleichung der Energiebilanz lösen zu können, ist laut **Bathe** [12] die Energiegleichung (2.58) nach dem *Prinzip der virtuellen Temperaturen* mit einer beliebig gewählten Temperaturverteilung \bar{T} gewichtet über den Lösungsraum Ω zu integrieren, so dass

$$\int_{\Omega} \left(\frac{\partial \dot{q}_x}{\partial x} + \frac{\partial \dot{q}_y}{\partial y} + \frac{\partial \dot{q}_z}{\partial z} - Q_B + \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} \right) \bar{T} \, d\Omega = 0 \quad (2.61)$$

folgt. Anschließend wird das Integral der Anteile $\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial x_i}$ mittels des Gauß'schen Integralsatzes in ein Flächenintegral übertragen, wobei nachstehende partielle Integration resultiert:

$$\int_{\Omega} \rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} \bar{T} \, d\Omega - \int_{\Omega} \vec{q} \cdot \vec{\nabla} \bar{T} \, d\Omega = \int_{\Omega} Q_B \bar{T} \, d\Omega + \int_S \underbrace{\left(\lambda_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \right)}_{=\dot{q}_i} \bar{T} \, dS \quad . \quad (2.62)$$

Die Finite-Elemente-Diskretisierung folgt schlussendlich durch Einsetzen der Ansatzfunktion N und der Gradienten der Ansatzfunktion B in Gleichung (2.62) zu:

$$\underbrace{\int_{\Omega} \rho c_v \bar{N}^T \bar{N} \, d\Omega}_{\bar{C}_c} \vec{T} + \underbrace{\int_{\Omega} \bar{B}^T \bar{\lambda} \bar{B} \, d\Omega}_{\bar{K}_c} \vec{T} + \underbrace{\int_{S_2} h \bar{N}^T \bar{N} \, dS_2}_{\bar{K}_h} \vec{T} =$$

$$\underbrace{\int_{\Omega} Q_B \bar{N}^T \, d\Omega}_{\vec{Q}_b} - \underbrace{\int_{S_1} \dot{q}_n \bar{N}^T \, dS_1}_{\vec{Q}_n} + \underbrace{\int_{S_2} h T_e \bar{N}^T \, dS_2}_{\vec{Q}_f} - \underbrace{\int_{S_3} \sigma \varepsilon (T_W^4 - T_U^4) \bar{N}^T \, dS_3}_{\vec{Q}_r} \quad . \quad (2.63)$$

Darin sind \bar{C}_c die Wärmekapazitätsmatrix, \bar{K}_c die Wärmeleitfähigkeitsmatrix und \bar{K}_h die Matrix für die Konvektion bezüglich der unbekanntenen Temperaturen \vec{T} . Ferner beinhalten die Vektoren \vec{Q}_b und \vec{Q}_n die Elementwärmeströme, die aus inneren Wärmequellen hervorgehen bzw. über die Oberflächen S_1 bis S_3 eingebracht werden. Die durch die Wärmestrahlung abgegebene Energie berücksichtigt der Term \vec{Q}_r . Der Vektor \vec{Q}_k gibt den konvektiven Anteil bezüglich der adiabaten Temperatur an.

Da es sich um instationäre Berechnungen handelt, kann im Gegensatz zu einer stationären Aufheizung der kapazitive Anteil $\bar{C}_c \vec{T}$ nicht vernachlässigt werden. Außerdem muss das

2.2 Numerische Verfahren

Gleichungssystem (2.63) aufgrund der temperaturabhängigen Materialeigenschaften sowie der Wärmestrahlung und der dadurch hervorgerufenen Nichtlinearität iterativ gelöst werden.

2.2.3 Strömungs–Struktur–Kopplung

Ziel der in dieser Arbeit angewandten Strömungs-Struktur-Kopplung ist das thermische Verhalten der Struktur in Abhängigkeit der umgebenden Strömungsverhältnisse zu erfassen. Gleichsam soll der Einfluss der Oberflächentemperatur auf den Wärmeübergang dargestellt werden. Insofern handelt es sich nicht nur um eine einseitige Strömungs-Struktur-Interaktion, sondern um ein beidseitig gekoppeltes System ($Strömung \rightleftharpoons Struktur$). Das Grundanliegen besteht darin, den instationären Aufheizvorgang des Körpers während der atmosphärischen Wiedereintrittsphase nachzuvollziehen. Das verwendete Kopplungsverfahren ist innerhalb des DLR-Projektes *IMENS* (*Integrierter Multidisziplinärer Entwurf heißer Strukturen*) und maßgeblich von den Wissenschaftlern Mack [67], Schäfer [89], Haupt und Niesner [42] entwickelt sowie validiert worden und ermöglicht neben der thermischen auch eine mechanische Kopplung. Das thermische Kopplungsverfahren ist in **Abbildung 2.11** dargestellt und besteht im Wesentlichen darin, dass zunächst auf der Strömungsseite durch den Strömungslöser (TAU) eine spezifische Wärmestromverteilung \dot{q}_{Flu} an der Oberfläche bei isothermer Temperaturrandbedingung an der Wand berechnet wird.

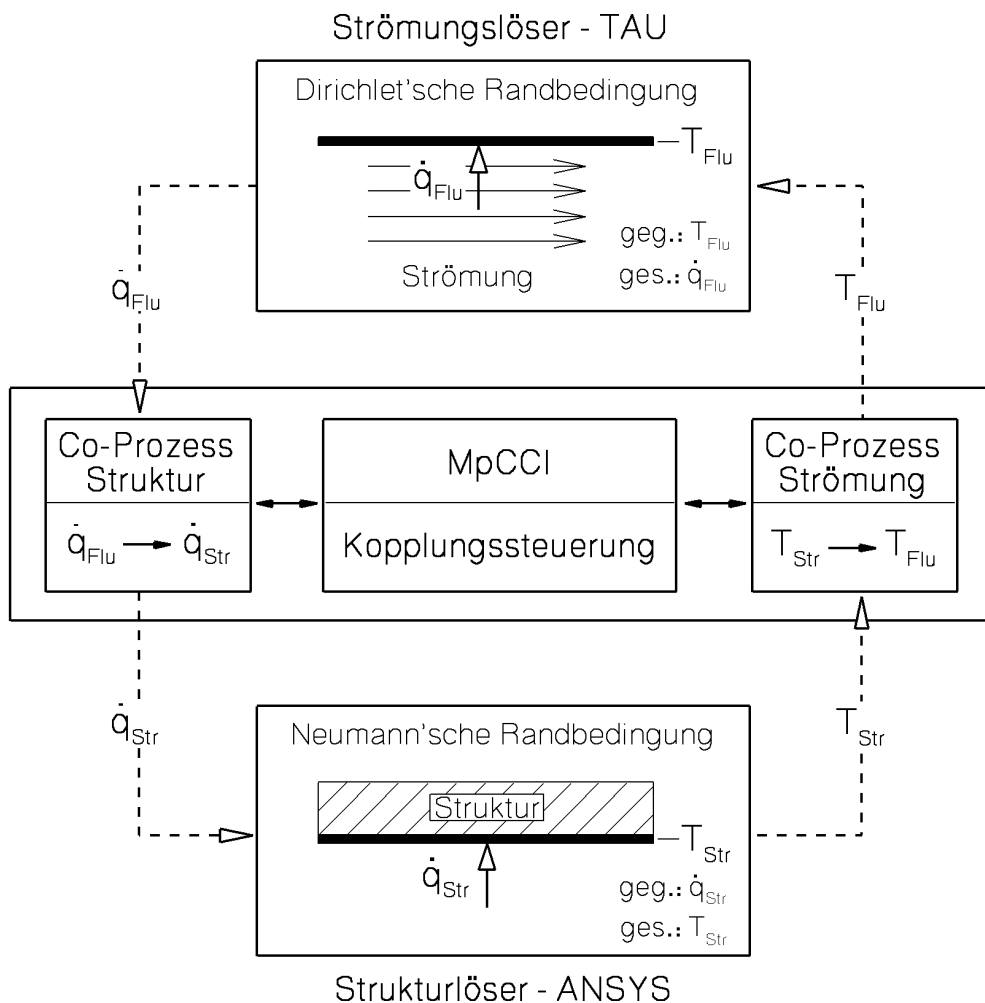


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung zum Kopplungsalgorithmus.

Bei explizit vorgegebener Wandtemperatur spricht man von Randbedingungen *erster Art* bzw. *Dirichlet* Randbedingung. Die mit dem Strömungslöser ermittelte Wärmestromverteilung bei gegebener Wandtemperatur wird in einem Co-Prozess der Kopplungsumgebung auf die Netzknoten der Strukturoberfläche interpoliert und in der Strukturrechnung als Thermalrandbedingung \dot{q}_{Str} gesetzt, was einer Randbedingung *zweiter Art* bzw. *Neumann* Randbedingung entspricht. Der Strukturlöser (ANSYS) errechnet dann eine entsprechende Temperaturverteilung im Körper und die sich ergebende Wandtemperatur T_{Str} . Diese Wandtemperatur wird in einem zweiten Co-Prozess auf die Netzknoten der Strömungsoberfläche interpoliert und im zweiten Iterationsschritt als Wandtemperatur T_{Flu} für eine erneute Strömungsberechnung verwendet, aus der eine korrigierte spezifische Wärmestromdichte \dot{q}_{Flu} resultiert. Die beschriebene Kopplungsschleife wiederholt sich für jeden berechneten Flugpunkt der Wiedereintrittstrajektorie, bis eine Konvergenz erreicht ist, die mit der Änderung der Oberflächentemperatur erfasst wird. Eine Unterrelaxation ist dabei nicht erforderlich, was auf den geringen Zeitschritt ($\Delta t = 0.05$ s) zwischen den einzelnen Flugpunkten zurückgeführt werden kann.

Die Interpolation und der Transfer der Oberflächenwerte erfolgen mit dem kommerziellen Programm *MpCCI* (*Mesh-based parallel Code Coupling Interface*) [39]. Dabei werden nichtkonservative Interpolationsverfahren genutzt, die glatte Verläufe bezüglich der zu übertragenden Größen gewährleisten. Allerdings ist kein Erhalt der Gesamtsumme der transferierten Werte gegeben. Mack [67] und Schäfer [89] konnten hierzu jedoch zeigen, dass die Übertragung des Wärmestroms durch die Interpolationsroutinen mit einem Fehler kleiner 1 % erfolgt und somit eine ausreichende Konservativität vorhanden ist.

Abschließend sei angemerkt, dass der modulare Aufbau der Kopplungsumgebung eine freie Auswahl der Strömungs- und Strukturlöser erlaubt und folglich andere als in dieser Arbeit verwendeten Programme eingesetzt werden können.

Kapitel 3

Sensitivitätsanalyse zur Flugauswertung

Ziel der Sensitivitätsanalyse zur Flugauswertung ist die Identifizierung und Quantifizierung von Fehlerquellen bzw. die dadurch verursachten Unsicherheiten. Hierbei findet eine Einteilung in folgende drei Grundbereiche statt:

- **Aerodynamische** Einflüsse — **Abschnitt 3.1** (S. 40 ff.)
- **Numerische** Einflüsse — **Abschnitt 3.2** (S. 47 ff.)
- **Systembedingte** Einflüsse — **Abschnitt 3.3** (S. 62 ff.)

Abschließend soll eine Zusammenfassung aller Toleranzen verdeutlichen, mit welchen Genauigkeiten ein Wiedereintrittsexperiment wie *SHEFEX* ausgewertet werden kann.

3.1 Aerodynamische Einflüsse

Zu den wesentlichen aerodynamischen Einflüssen zählen Faktoren wie die Atmosphärenmodellierung sowie die Genauigkeiten der Anströmwinkel. Für beide Einflussgrößen gilt es deren Auswirkungen auf das Strömungsbild zu untersuchen.

3.1.1 Atmosphärenmodelle

Das Atmosphärenmodell beschreibt unter Verwendung von meist empirischen Zustandsgleichungen die höhenabhängigen Druck- und Temperaturverteilungen in der Atmosphäre. Die physikalischen Größen sind neben der Höhe von der geographischen Lage und der Jahreszeit abhängig. Für die Flugauswertung sind die Atmosphärenbedingungen wesentliche Randbedingungen. Da die Modelle fehlerbehaftet sind bzw. die realen Atmosphärenbedingungen ständig Änderungen unterworfen sind, ist im Fall eines Flugexperimentes der

3.1 Aerodynamische Einflüsse

Idealfall, wenn vor dem Flug eine Vermessung der Atmosphäre erfolgt. Da dies im Rahmen des *SHEFEX*-Fluges aus Kosten- und Ressourcen Gründen nicht möglich war, muss eine modellierte Atmosphärenbasis zur Anwendung kommen. Hierfür gilt es die Unterschiede zwischen den Modellen aufzuzeigen, um so eine Genauigkeitsmarge ableiten zu können.

Für den Vergleich der Atmosphärenmodelle geben die Messungen des *Physikalischen Institut Bonn* bzw. von *Lübken* [65] seltene und wertvolle Validierungsmöglichkeiten. Bei diesen experimentellen Untersuchungen wurden die meteorologischen Parameter in Nord-Norwegen (Andøya) im Höhenbereich zwischen 95 – 35 km in den Monaten Mai bis September 1999 vermessen. Somit liegt eine geographische Übereinstimmung zwischen den Messungen von *Lübken* [65] und dem *SHEFEX*-Flug vor. Die Messmethode beruht auf dem Prinzip der *Fallenden Kugeln*, bei dem eine Kugel mit Hilfe einer Rakete in die Mesosphäre gebracht wird. Anschließend wird die Kugel aus der Rakete ausgestoßen und fällt zurück zur Erde. Während des Wiedereintritts wird sie durch die Luftdichte abgebremst, wobei die Flugbahn der Objekte mit einem Bahnverfolgungsradar vermessen wird. Aus der zeitlichen Variation der Flugbahn lassen sich schlussendlich die meteorologischen Parameter bestimmen.

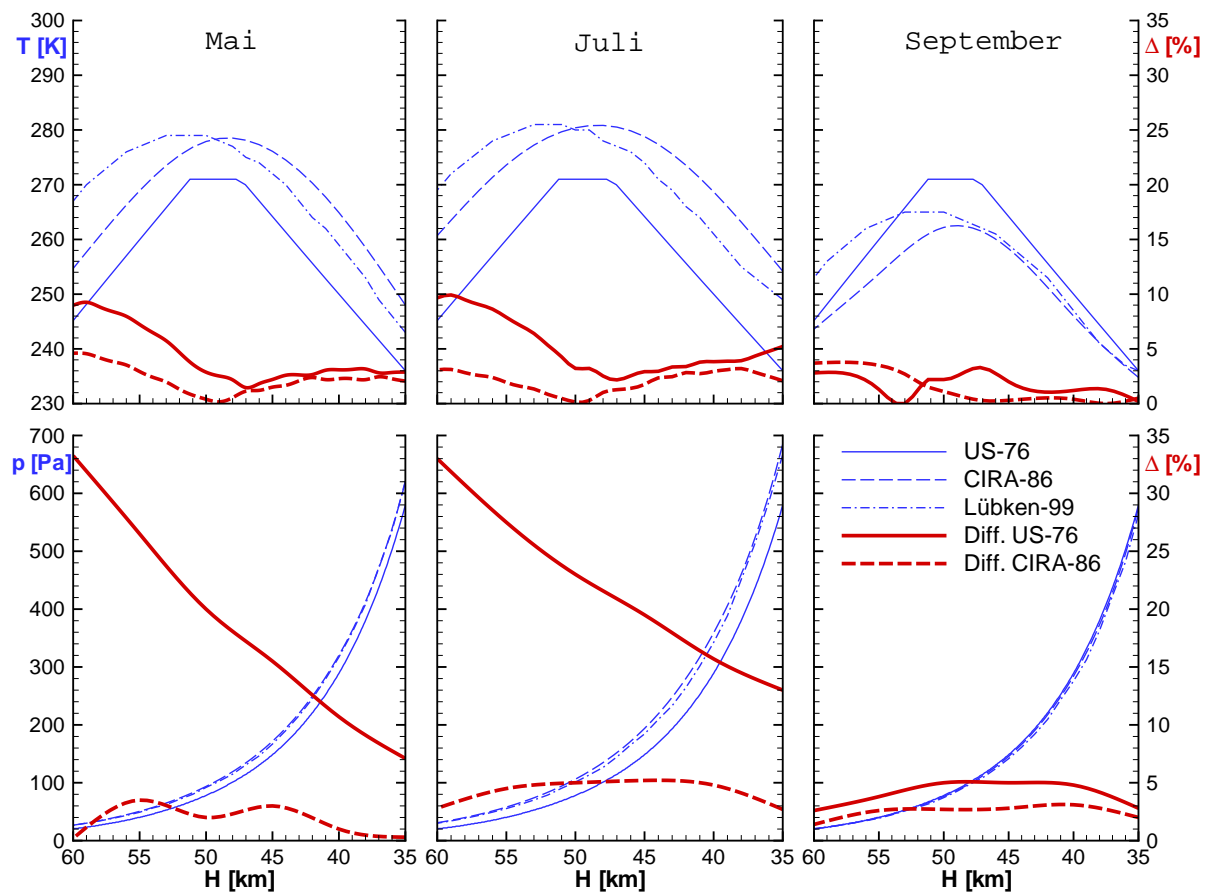


Abbildung 3.1: Vergleich der Atmosphärenmodelle *US-Standard-76* und *CIRA-86* mit Messungen von *Lübken* [65] für die Monate Mai, Juli und September (1999). Oben: Temperatur mit prozentualer Abweichung von *Lübken* [65], unten: Druck mit prozentualer Abweichung von *Lübken* [65]. Messunsicherheit gemäß Lübken et al. [66]: $p = p \pm 1\%$ und $T = T \pm 2\%$.

3.1 Aerodynamische Einflüsse

Die Messungen von *Lübken* [65] werden mit den frei verfügbaren und in der Raumfahrt oft verwendeten Atmosphärenmodellen *US-Standard-76* und *CIRA-86* verglichen. Hierzu zeigt **Abbildung 3.1** eine Gegenüberstellung in den Monaten Mai, Juli und September, wobei das *US-Standard-76* Modell keine Differenzierung in der Zeit und in der geographischen Lage enthält und somit für die drei genannten Monate konstant bleibt. Im Gegensatz dazu ändern sich beim *CIRA-86* Modell die Atmosphärenbedingungen abhängig von der Zeit und dem Ort. Die Darstellung der Ergebnisse ist so gewählt, dass in den oberen Diagrammen der **Abbildung 3.1** die Temperatur und in den unteren Diagrammen der statische Druck als Absolutwert sowie als prozentuale Abweichung von den Messungen über der Höhe aufgetragen sind. Die Messunsicherheiten betragen laut *Lübken et al.* [66] $\pm 2\%$ für die Temperatur und $\pm 1\%$ für den statischen Druck. Der gewählte Höhenbereich ($60 - 35\text{ km}$) auf der Abszisse ergibt sich aus dem definierten Auswertungsbereich bezüglich des *SHEFEX*-Fluges ($60 - 20\text{ km}$) und dem Vorhandensein von atmosphärischen Messwerten ($95 - 35\text{ km}$). Die atmosphärischen Werte sind abhängig vom untersuchten Monat, wodurch das *US-Standard-76* als konstantes Modell die größten Unsicherheiten beinhaltet. Dies zeigt sich vor allem für die Monate Mai und Juli, wo die maximale Druckdifferenz zu den Messungen 33% ($H = 60\text{ km}$) beträgt. Die Temperaturen beinhalten hier ebenso Abweichungen von ca. 10% . Für das *CIRA-86* Modell kann festgehalten werden, dass für den gesamten untersuchten Zeit- und Höhenbereich bei Berücksichtigung der Messfehler die maximalen Unsicherheiten von 7% für die Temperatur und 6% für den statischen Druck nicht überschritten werden. Deshalb kommt in dieser Arbeit das *CIRA-86* Modell zur Beschreibung der meteorologischen Parameter zur Anwendung. Die sich dabei maximal ergebenden Unsicherheiten sind in **Tabelle 3.1** zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Maximale Abweichung des Atmosphärenmodells (*CIRA-86*) im Vergleich zu den Messungen von *Lübken* [65] unter Berücksichtigung der Messfehler.

Größe	Unsicherheit
p	$p = p \pm 6\%$
T	$T = T \pm 7\%$
Ma	$Ma = Ma \pm 3\%$

Abschließend wird darauf hingewiesen, dass keine Messdaten für den Monat Oktober, in dem auch der *SHEFEX*-Flug stattfand, existieren. Es wird angenommen, dass die gezeigte Übereinstimmung in den Monaten Mai, Juli und September auch im Oktober Gültigkeit hat. Weiterhin wird vorausgesetzt, dass im Höhenbereich $35 - 20\text{ km}$, für den ebenso keine Messdaten vorliegen, der maximale Fehler im *CIRA-86* Modell nicht zunimmt. Außerdem bleibt offen, welche Differenz zwischen den Messungen aus dem Jahr 1999 und dem Flug im Jahr 2005 hervorgeht bzw. inwieweit die Messdaten trotz gleicher Jahreszeit und geographischen Lage nach sechs Jahren noch Gültigkeit haben. Besonders in Hinblick auf klimatische Änderungen bleibt hier eine nicht quantifizierbare Unsicherheit.

3.1.2 Anströmbedingungen

Neben den Atmosphärenbedingungen sind für die numerischen Berechnungen die Anströmwinkel (α und β) von elementarer Bedeutung. Deshalb gilt es, dessen Verläufe während des Wiedereintritts bzw. die im **Abschnitt 2.1.3** (S. 14 ff.) erfolgte Ermittlung aus den gemessenen Eulerwinkeln der Kreiselplattform zu validieren.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\kappa Ma_{1n}^2 - (\kappa - 1)}{\kappa + 1} \quad (3.1)$$

$$\text{mit } Ma_{1n} = Ma_1 \sin \sigma \quad (3.2)$$

$$Ma_{2n} = \sqrt{\frac{(\kappa - 1) Ma_{1n}^2 + 2}{2\kappa Ma_{1n}^2 - (\kappa - 1)}} \quad (3.3)$$

$$\tan \vartheta = 2 \cot \sigma \left(\frac{Ma_1^2 \sin^2 \sigma - 1}{Ma_1^2 (\kappa + \cos 2\sigma) + 2} \right) \quad (3.4)$$

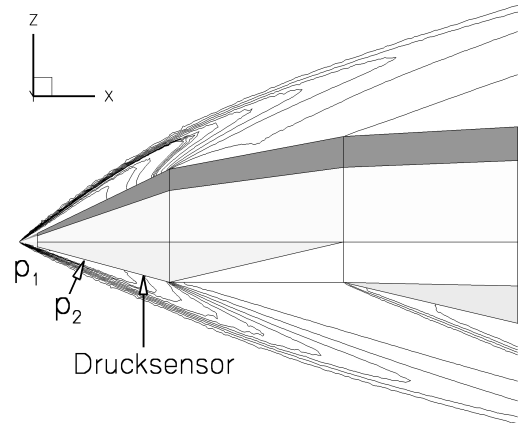
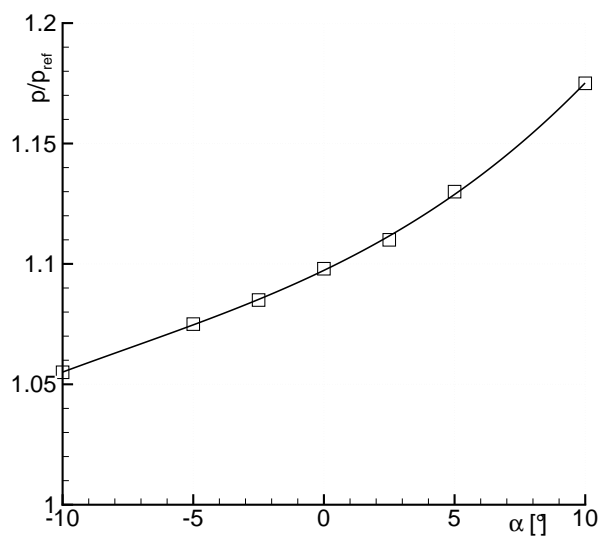
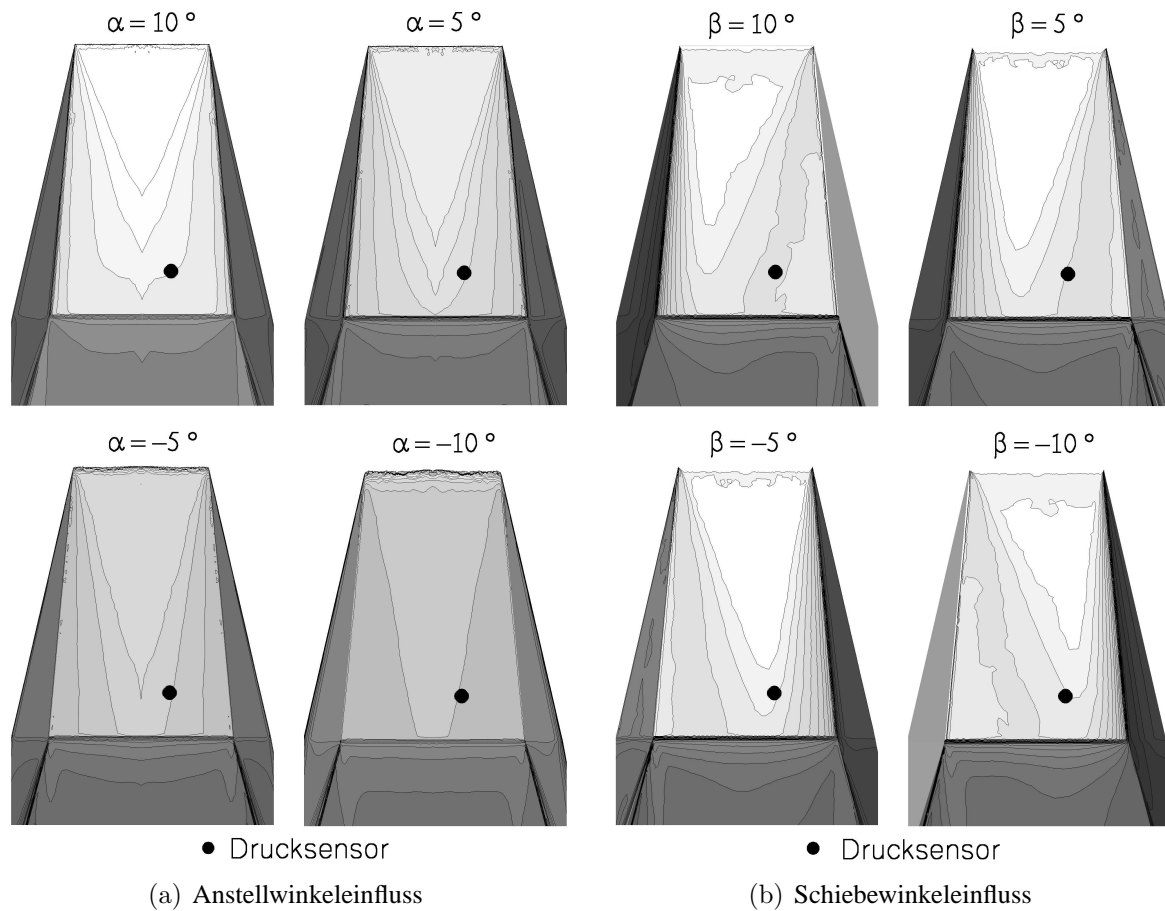


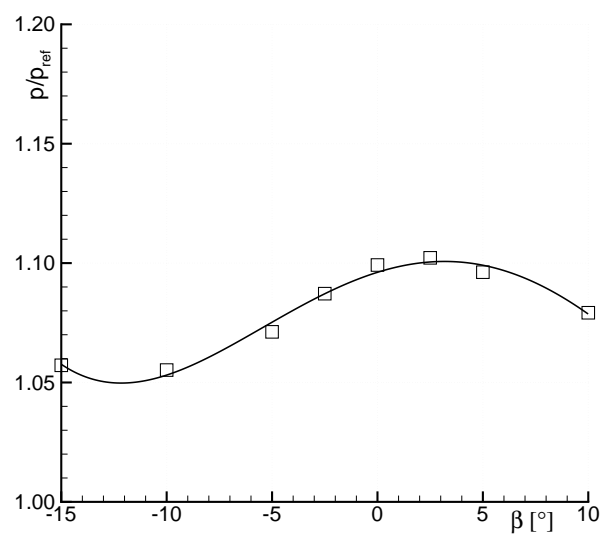
Abbildung 3.2: Druckgradienten im Strömungsfeld, p_1 Druck vor dem Stoß, p_2 Druck nach dem Stoß.

Hierzu kann unter Anwendung der Schrägstoßbeziehungen, siehe Gleichungen (3.1) - (3.4), eine Anstellwinkelberechnung durchgeführt werden, da das untere vordere Segment (*Platte 5*) von *SHEFEX*, siehe **Tabelle 2.1** (S. 12), eine schräg angestellte Platte darstellt und sich in ihr ein Drucksensor befindet. In den Gleichungen für die Schrägstoßbeziehungen steht der Index 1 für den Zustand vor dem Stoß und der Index 2 für den Zustand nach dem Stoß. Ferner sind p der statische Druck, Ma die Machzahl, κ der Isentropenexponent, ϑ der Umlenkwinkel und σ der Stoßwinkel. Der Sensor misst prinzipiell den Druck nach dem Stoß p_2 . Allerdings zeigt **Abbildung 3.3**, dass der Druckverlauf auf der Platte Gradienten aufweist, die abhängig vom Anstell- und Schiebewinkel sind. Da für die Schrägstoßbeziehungen der Druck direkt hinter dem Stoß benötigt wird, müssen die im hinteren Bereich der Platte gemessenen Druckwerte über Korrekturfaktoren (p/p_{ref}) so aufgearbeitet werden, dass sie mit dem Druck nach dem Stoß korrespondieren. Die erforderlichen Korrekturfaktoren (p/p_{ref}) für die Druckbestimmung hinter dem Stoß ergeben sich im untersuchten Anstell- und Schiebewinkelbereich zwischen $p/p_{ref} = 1.05 - 1.175$ und sind in **Abbildung 3.3(c)** sowie **3.3(d)** aufgetragen. Die Beeinflussung durch den Schiebewinkel kann allerdings nicht direkt in die analytische Berechnung einfließen, da sich mit den Schrägstoßbeziehungen und den gegebenen Druckmessungen nur der Anstellwinkel iterativ berechnen lässt.

3.1 Aerodynamische Einflüsse



(c) Korrekturfaktor für Anstellwinkel



(d) Korrekturfaktor für Schiebewinkel

Abbildung 3.3: Oben: Druckgradienten in Abhängigkeit vom Anstell- und Schiebewinkel. Unten: erforderliche Korrekturfaktoren (p/p_{ref}) für Druckbestimmung hinter dem Stoß.

3.1 Aerodynamische Einflüsse

Abbildung 3.4 zeigt die Ergebnisse der analytischen Berechnung des Anstellwinkels während der Wiedereintrittsphase unter Anwendung der Schrägstoßbeziehungen. Den Berechnungen liegt das im **Abschnitt 3.1.1** (S. 40 ff.) untersuchte Atmosphärenmodell *CIRA-86* für den Druck p_1 und der Temperatur T_1 vor dem Stoß zugrunde. Ferner stützt sich die Anstellwinkelberechnung auf die im Flug gemessenen Drücke p_2 an der *Platte 5*, die experimentellen Unsicherheiten unterliegen. Somit enthalten die Eingangsgrößen (p_1 , p_2 und Ma_1) gewisse Unsicherheiten, die in die Berechnungsgleichungen eingehen und sich in den Ergebnissen widerspiegeln. Um den nicht mit erfassten Schiebewinkel einfluss einzuschränken, ist für die Gegenüberstellung der Anstellwinkel (Plattform \leftrightarrow Schrägstoßbeziehungen) in **Abbildung 3.4** der Höhenbereich dargestellt, für den ein relativ kleiner Schiebewinkel ($\beta \leq \pm 7^\circ$) gegeben ist. Der Vergleich zeigt, dass unter Berücksichtigung der genannten Fehlerquellen, vor allem im unteren Höhenbereich, eine annähernde Übereinstimmung der Anstellwinkelverläufe vorliegt. Folglich kann die im **Abschnitt 2.1.3.1** (S. 16 ff.) durchgeführte Ermittlung des Anstellwinkels mit einer Restunsicherheit von $\alpha_{\text{exakt}} = \alpha \pm 1^\circ$ validiert werden. Da für die Ermittlung des Schiebewinkels die gleichen Voraussetzungen und Vorgehensweisen zugrunde liegen wie für den Anstellwinkel, werden die gemachten Schlussfolgerung zur Genauigkeit des Anstellwinkels auf den Schiebewinkel übertragen, womit auch hier $\beta_{\text{exakt}} = \beta \pm 1^\circ$ gilt.

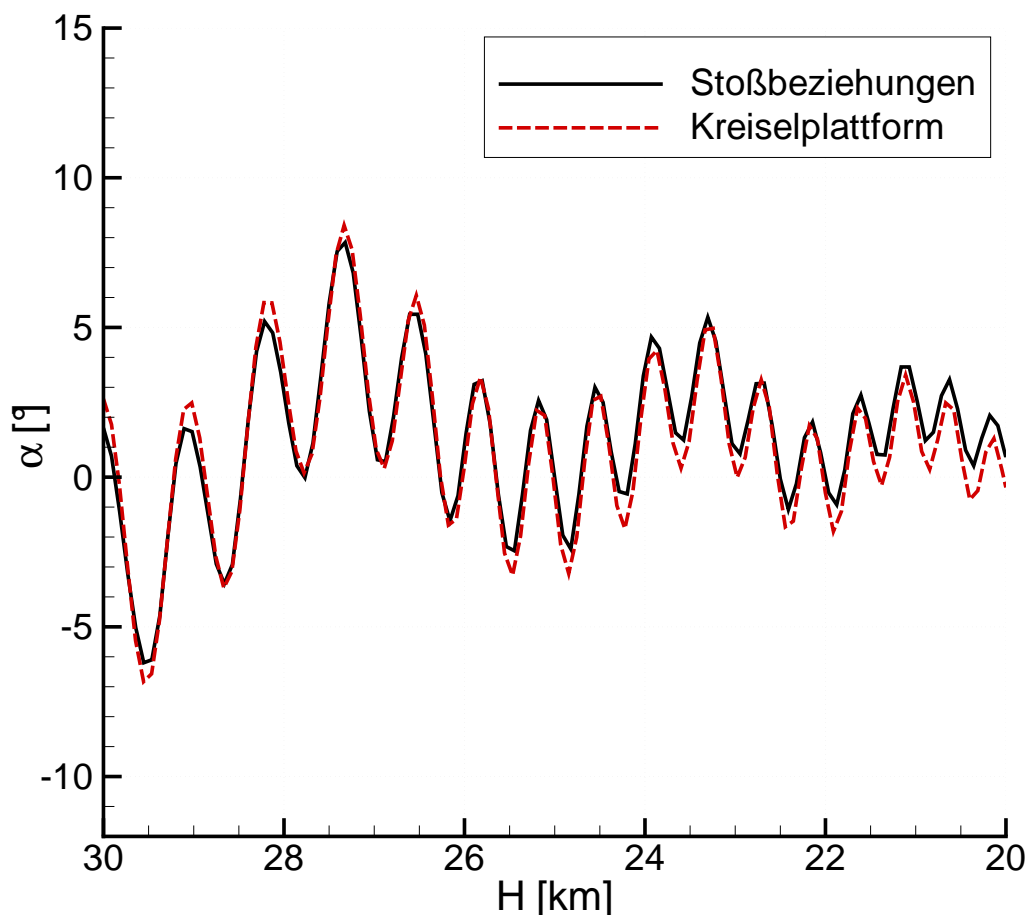


Abbildung 3.4: Gegenüberstellung der Anstellwinkelverläufe basierend auf Schrägstoßbeziehungen und Messungen der Kreiselplattform.

3.1 Aerodynamische Einflüsse

Abschließend soll abgeschätzt werden, welche Folgen die Unsicherheiten in den Anström-
winkeln ($\pm 1^\circ \rightarrow \Delta = 2^\circ$) auf die numerische Berechnungen und dem Vergleich mit
den Messungen des *SHEFEX*-Fluges haben. Hierfür konnten weiterführende Studien von
Barth [9] zeigen, dass die größten Lasten an der *Platte 5* des Fahrzeugs auftreten. An
dieser Stelle lassen sich, wie eingangs erläutert, die Strömungsbedingungen hinter dem
Stoß mit Hilfe der Schrägstoßbeziehungen berechnen, womit die Abweichungen der phy-
sikalischen Größen abhängig vom Anstellwinkel quantifiziert werden können. Es ergeben
sich die in **Tabelle 3.2** gezeigten maximalen Varianzen.

Tabelle 3.2: Maximale Unsicherheiten durch die Anstellwinkelungenauigkeit. Ergebnisse der
Schrägstoßbeziehungen an *Platte 5* für eine Anstellwinkelvariation von $\pm 1^\circ$. Ausgangsgrößen:
 $Ma = 6.4$, $\alpha = 0^\circ$ und $\vartheta = 15^\circ$.

Größe	exakt	Abweichung $\alpha \pm 1^\circ$	Unsicherheit
$\frac{p_2}{p_1}$	6.65	± 0.65	$p_2 = p_2 \pm 10\%$
$\frac{T_2}{T_1}$	2.06	± 0.11	$T_2 = T_2 \pm 5\%$
$\frac{\rho_2}{\rho_1}$	3.23	± 0.14	$\rho_2 = \rho_2 \pm 4\%$

Besonders für den statischen Druck und dessen Messung ruft eine Anstellwinkelvariie-
rung von einem Grad eine nennenswerte Änderung von $\pm 10\%$ hervor. Aber auch für die
Strömungstemperatur ergibt sich eine Unsicherheit von $\pm 5\%$, die sich schließlich auch in
der Wärmestrommessung widerspiegelt.

3.2 Numerische Einflüsse

Eine der numerischen Einflüsse ist die physikalische Modellierung der Strömung. Dabei ist zu klären, welche Ansätze und Vereinfachungen bezüglich der Gasmodellierung möglich sind. Besonders der Aspekt der Realgaseigenschaften bei hohen Strömungstemperaturen gilt es zu untersuchen. Ferner wird im Rahmen einer Gitterunabhängigkeitsstudie die Genauigkeit der numerischen Berechnungsgitter bzw. der Einfluss der räumlichen Diskretisierung analysiert. Abschließend wird kurz auf die Turbulenzmodellierung eingegangen.

3.2.1 Physikalische Modellierungen

3.2.1.1 Strömungszustände

Während des Wiedereintritts lässt sich das Strömungsbild in verschiedenen Kategorien einordnen. Hierzu dient die *Knudsenzahl* Kn als Kennzahl, die als Verhältnis zwischen der mittleren freien Weglänge λ_k der Gasteilchen zu der charakteristischen Länge L des Flugkörpers,

$$Kn = \frac{\lambda_k}{L}, \quad (3.5)$$

definiert ist. Abhängig von der sich ergebenden Größenordnung wird nach **Oertel** [77] zwischen der *Kontinuumströmung* ($Kn < 10^{-2}$), dem *Übergangsbereich* ($10^{-2} < Kn < 10$) und der *freien Molekülströmung* ($Kn > 10$) unterschieden. Für den Fall des Kontinuums können zur Beschreibung der Strömung die Navier-Stokes-Gleichungen mit ihren enthaltenen Beziehungen für die Transportvorgänge (Reibung, Diffusion und Wärmeleitung) angewendet werden. Bei der Molekülströmung ist dies nicht mehr möglich, da ein stark verdünntes Gas vorliegt. Es kommt zu einem Abweichen vom thermodynamischen Gleichgewicht, wodurch die Verteilung der inneren Energien und Geschwindigkeiten der Gasteilchen nicht mehr mit der Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden kann. Im Übergangsbereich entsteht an der Wand die sog. *Knudschicht*, in der Gleitströmeffekte wie Schlupf in der Tangentialgeschwindigkeit und Sprünge in der Temperaturverteilung auftreten. Dabei richtet sich die lokale Dicke der Knudschicht nach der mittleren freien Weglänge der Moleküle. Die numerische Erfassung solcher Phänomene lässt sich gemäß **Bergemann** [13] mit zusätzlichen Schlupfrandbedingungen innerhalb der Navier-Stokes-Gleichungen realisieren.

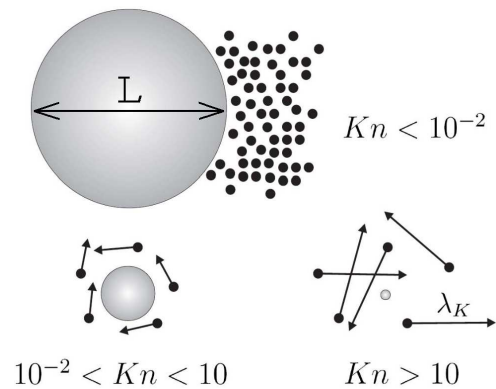


Abbildung 3.5: Skizze zur Einteilung der Strömungszustände.

Im Folgenden soll für *SHEFEX* eine Abschätzung der globalen Knudsenzahl für die Vorkörperlänge $L = 0.83 \text{ m}$ erfolgen. Die gewählten Parameter entsprechen der freien

3.2 Numerische Einflüsse

Anströmung unter Verwendung des CIRA-86 Atmosphärenmodells. In **Tabelle 3.3** sind die Berechnungsgrundlagen der Knudsenzahl zusammengefasst. Die Abschätzung ergibt $Kn_{60 km} \approx 4 \cdot 10^{-4}$ bis $Kn_{20 km} \approx 1 \cdot 10^{-6}$. Folglich kann durchgängig von einer Kontinuumströmung ausgegangen werden, womit der Einsatz der Navier-Stokes-Gleichungen möglich ist.

Tabelle 3.3: Berechnung der Knudsenzahl.

Gleichung	Parameter		
$\lambda_k = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d_0^2 \rho_n} \quad (3.6)$	d_0	mittlerer Stoßdurchmesser	371.1 pm [8]
	k	Boltzmann Konstante	$1.380662 \cdot 10^{-23} J/kg$ [31]
mit $\rho_n = \frac{p}{k \cdot T} \quad (3.7)$	ρ_n	Teilchendichte	Gleichung (3.7)
	p	Druck	$p = f(H)$
	T	Temperatur	$T = f(H)$

3.2.1.2 Realgaseffekte

Der beim Wiedereintritt vor dem Raumfahrzeug entstehende Verdichtungsstoß und die Reibungseffekte innerhalb der Grenzschicht rufen eine deutliche Aufheizung des Gases hervor. Daraus folgend können abhängig von der vorliegenden Anströmgeschwindigkeit bzw. der Gastemperatur die Luftmoleküle zur Schwingung (*Translation*, *Rotation* und *Vibration*) angeregt werden und chemische Reaktionen (*Dissoziation* und *Rekombination*) zwischen den Komponenten erfolgen. Ein weiterer Hochtemperatureffekt (Realgaseffekt) ist die Ionisation der Gasteilchen, die bei sehr hohen Eintrittsgeschwindigkeiten ($\vec{v} > 11 km/s$) bzw. bei Temperaturen über 9000 K einsetzt. Bei Anderson [3] lässt sich hierzu eine Übersicht finden (siehe **Abbildung 3.6**), in der abhängig von der Flughöhe und -geschwindigkeit die Intensitäten der einzelnen Hochtemperatureffekte dargestellt sind. Die Einteilung ist so gewählt, dass die Bereiche der Effekte stets mit einer Intensität $I = 10\%$ beginnen und mit $I = 90\%$ enden. Für einen Zustand, der sich vor einem Bereich ($I < 10\%$) befindet, ist die kinetische Energie zu gering, um den dazugehörigen Effekt signifikant in Erscheinung treten zu lassen. Entsprechend sollte der jeweilige Hochtemperatureffekt mit berücksichtigt werden, wenn sich der Zustand nach der Schraffierung ($I > 90\%$) befindet.

Für den Fall der Schwingungsanregung gilt somit z.B., dass diese bei einer Anströmgeschwindigkeit von $\vec{v} \approx 1 km/s$ bzw. $T = 400 K$ beginnt. Gemäß Qertel [77] führt die Umwandlung in Schwingungsenergie zu einer Reduzierung der Temperatur im Strömungsfeld, weshalb die Strömungstemperatur bei einem angeregten Gas geringer als bei einem idealen Gas ist. Die Realgaseffekte benötigen eine charakteristische Zeit, die als *Relaxationszeit* $\bar{\tau}$ bezeichnet wird. Ist diese größer als die charakteristische Strömungszeit $\bar{\tau}_S$ eines Fluidpartikels, so befindet sich der entsprechende Vorgang im *Nichtgleichgewicht*. In den Fällen, in denen $\bar{\tau} < \bar{\tau}_S$ gegeben ist, wird von einem *Gleichgewicht* ausgegangen. Im thermischen Gleichgewicht können die Energien aller Freiheitsgrade der Teilchen mit einer

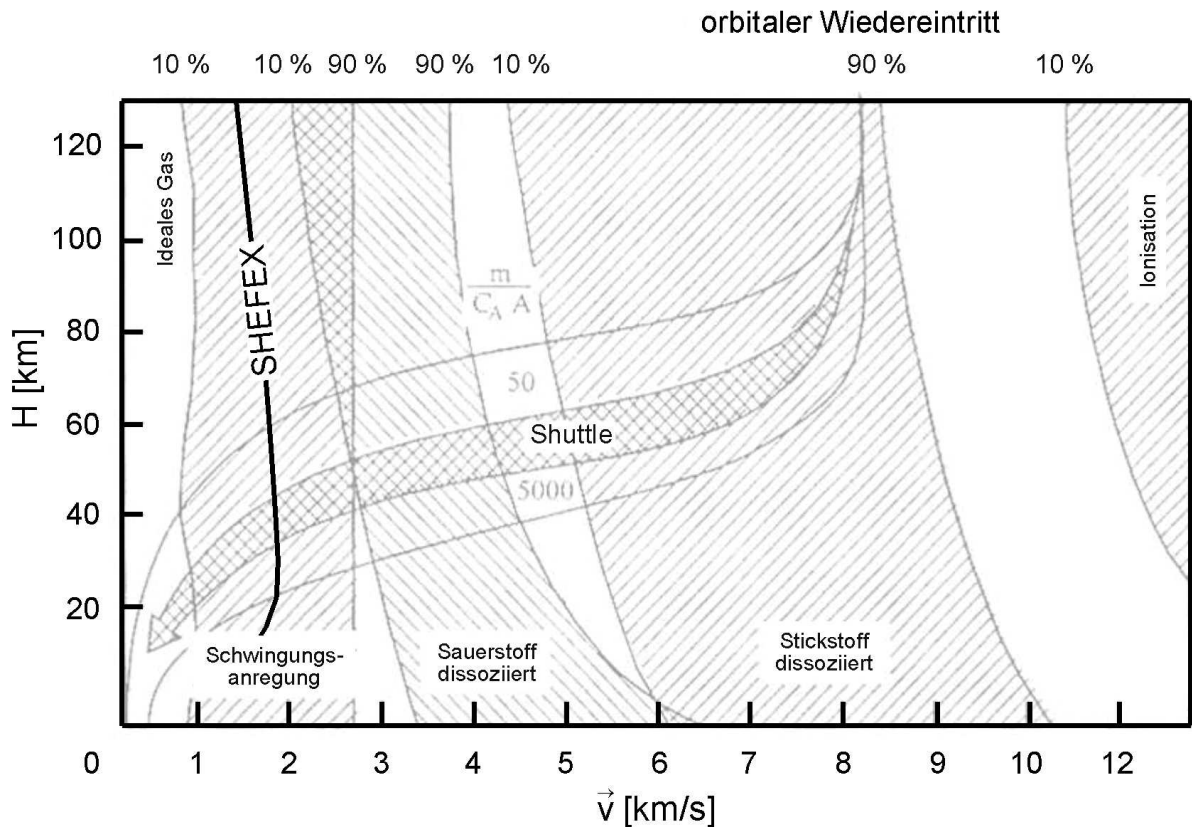


Abbildung 3.6: Realgaseffekte im \vec{v} -H-Diagramm vgl. Anderson [3] mit eingetragener Shuttle- und SHEFEX-Trajektorie.

Gleichgewichtstemperatur erfasst werden. Ebenso kann im chemischen Gleichgewicht die Vereinfachung angenommen werden, dass die Zusammensetzung des Gases eine eindeutige Funktion der Gesamtdichte und der Gleichgewichtstemperatur ist.

Laut **Abbildung 3.6** können für die zu untersuchende Wiedereintrittstrajektorie des Freiflugexperimentes (*SHEFEX*) chemische Realgaseffekte unberücksichtigt bleiben, da die Wiedereintrittsgeschwindigkeit des Fahrzeugs nicht ausreichend groß war. Was die thermischen Vorgänge betrifft, so liegen diese laut **Anderson** [3] innerhalb des untersuchten Höhenbereichs ($H = 60 \text{ km} - 20 \text{ km}$) im thermischen Gleichgewicht, wobei es zu überprüfen gilt, inwieweit Schwingungsanregungen das Strömungsbild beeinflussen. Daher wird untersucht, wie groß der Einfluss eines thermisch angeregten Gases, das im Folgenden vereinfacht als reales Gas bezeichnet wird, bezüglich der Strömungstemperatur ist. Die Luft wird dabei als ein Gemisch aus den Spezies N_2 , O_2 , NO , N und O modelliert. Der wesentliche Unterschied bei der Berechnung des realen Gases ist, dass das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten ($\kappa = c_p/c_v$) nicht konstant ist, sondern diese abhängig von den zusätzlichen auf die Masse der Spezies bezogenen spezifischen inneren Energien e_s sind. Die spezifische innere Energie e_s der Spezies resultiert aus der Summe der Einzelenergien (e_s^{trans} , e_s^{rot} und e_s^{vib}) der einzelnen Freiheitsgrade. Die spezifischen Wärmekapazitäten

3.2 Numerische Einflüsse

des Gasgemisches ergeben sich dann zu:

$$c_v = \frac{de}{dT} = \frac{1}{\rho} \sum_s \rho_s [(c_v)_s^{trans} + (c_v)_s^{rot} + (c_v)_s^{vib}] \quad (3.8)$$

und

$$c_p = \frac{dh}{dT} = \frac{1}{\rho} \sum_s \rho_s (c_p)_s \quad (3.9)$$

Für ausführliche Informationen zur Modellierung der thermischen Realgaseffekte sei auf Hannemann [41] verwiesen.

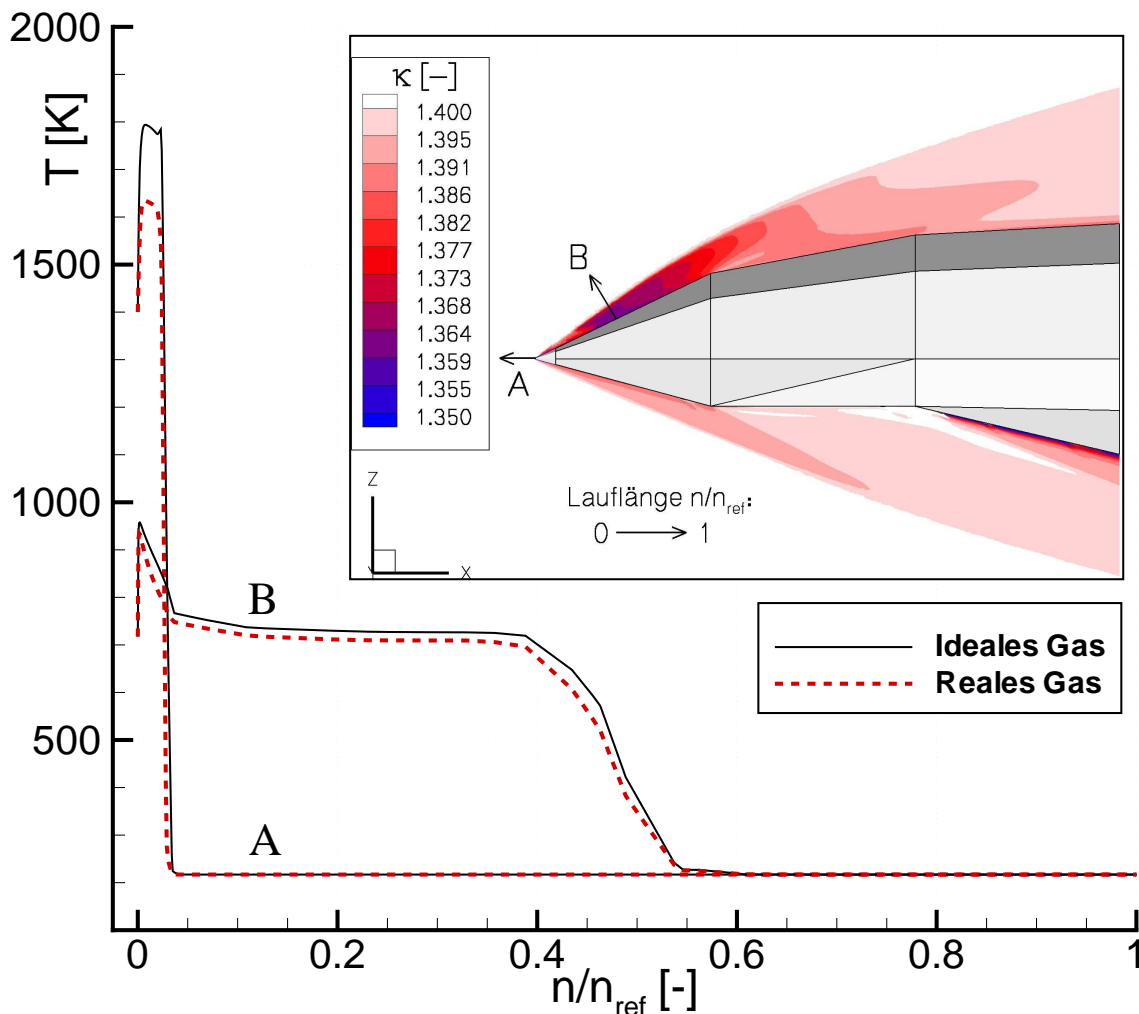


Abbildung 3.7: Gegenüberstellung der Berechnungsergebnisse (Temperaturverläufe entlang A und B) für ideales und reales Gas im thermischen Gleichgewicht. Konturdarstellung: Isentropenexponent für das reale Gas.

In **Abbildung 3.7** sind die Ergebnisse der Rechnungen mit einem idealen und realen Gas (Berücksichtigung von Schwingungsanregungen im thermischen Gleichgewicht) für die Strömungsbedingungen $Ma = 6.2$ und $H = 20 \text{ km}$ dargestellt. Der Vergleich beider Modellierungsansätze (ideales/reales Gas) zeigt, dass im Wesentlichen ein Temperaturunterschied im Staupunkt bzw. an der Spitze (Linie A) $\Delta T = 160 \text{ K}$ auftritt, da hier

die Strömungstemperaturen am größten sind. Die maximale Staupunkttemperatur bei dem realen Gas ist ca. 9 % geringer als bei einer Rechnung mit einem idealen Gas ohne Schwingungsanregung. Der Temperaturverlauf auf der Oberseite (Linie *B*) ist für beide Gasmodellierungen annähernd übereinstimmend. Die maximale Temperaturdifferenz in Wandnähe ergibt sich hier zu $\Delta T_W = 40 \text{ K}$, was einer Abweichung von ca. 4 % entspricht. Der sich aus dem Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten ergebende Isentropenexponent variiert für das reale Gas zwischen $\kappa_{real} = 1.3 - 1.4$, wobei das Minimum an der Körperspitze entsteht.

Die Gegenüberstellung zeigt, dass für die Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie mit einem idealen Gas gerechnet werden kann, obgleich in der Spitze höhere Temperaturen resultieren. Die Fehler aufgrund der vernachlässigten Schwingungsanregung des Gases sind im restlichen Strömungsbild gering. Da für die anstehenden umfangreichen Berechnungen der Wiedereintrittstrajektorie der Aufwand möglichst gering gehalten werden soll, wird von einem idealen Gas ausgegangen ohne die zusätzlichen Energiegleichungen eines angeregten Gases zu berücksichtigen.

3.2.1.3 Wandkatalyse

Beim Wiedereintritt kann es am TPS zu einer Wechselwirkung zwischen dem Gas und der Struktur kommen, wozu auch die katalytische Reaktion gehört. Dabei treffen bei einem dissoziierten Gas die *N*- und *O*-Atome auf die Oberfläche auf und verursachen dort eine heterogene Reaktion zwischen der Strömung und der Oberfläche, die zur Rekombination der Nichtgleichgewichtskomponenten zu N_2 und O_2 beitragen. Infolge der exothermen Reaktion, trägt die Oberflächenkatalyse während des Wiedereintritts zu einer höheren Wärmebelastung bei, da die frei werdende Reaktionswärme von der Oberfläche aufgenommen und nur teilweise wieder abgestrahlt wird.

Für den *SHEFEX*-Flug kann festgehalten werden, dass keine katalytischen Effekte berücksichtigt werden müssen. Die Grundlage der Wandkatalyse ist ein dissoziiertes Gas, welches im konkreten Fall aufgrund der zu geringen Strömungsgeschwindigkeit bzw. -temperatur nicht vorliegt, wie es im **Abschnitt 3.2.1.2** (S. 48 ff.) gezeigt werden konnte.

3.2.2 Gitterunabhängigkeitsstudie

Prinzipiell sollte das verwendete Berechnungsnetz so fein sein, dass die Lösung näherungsweise unabhängig von einer weiteren Netzverfeinerung ist. Meist lässt sich diese Anforderung nicht realisieren, da der Berechnungsaufwand mit einem sehr feinen Gitter deutlich ansteigt. Vor allem bei mehreren Rechnungen wie bei einer Wiedereintrittstrajektorie muss das Aufwand-Nutzen-Verhältnis berücksichtigt werden. Hinzukommend sind in der Regel die Messunsicherheiten oder Unterschiede der Turbulenzmodelle deutlich größer als die in Kauf genommenen Diskretisierungsfehler.

Im Folgenden soll eine Gitterunabhängigkeitsstudie sowohl für die Strömungs- als auch Strukturnetze durchgeführt werden, um deren Diskretisierungsfehler quantifizieren zu können. Hierfür wird der sogenannte *Grid Convergence Index (GCI)* gebildet, der angibt, wie groß der relative Fehler zweier Lösungen bezogen auf den Verfeinerungsgrad beider Gitter zueinander ist. Diese Methode geht auf *Roache* [85] zurück und wird vom *American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA)* für die Gitterunabhängigkeitsstudie empfohlen. Der *GCI* basiert auf der *Richardson-Extrapolation*, die von *Richardson* 1910 eingeführt und 1927 weiterentwickelt wurde. Mit ihr kann der Fehler abgeschätzt werden, der aus diskreten Näherungsverfahren folgt. Die Differenz zweier Lösungen bei jeweils unterschiedlicher Diskretisierung liefert den Ausgang, um auf das Ergebnis einer exakten Lösung bei unendlich feiner Diskretisierung zu extrapolieren.

Für die Strömungs- und Strukturnetze werden jeweils drei Verfeinerungsansätze gewählt, wobei zwischen den Gittern ein Verfeinerungsfaktor von $r_{21} = r_{32} = 1.5$ angestrebt wird. Somit ergeben sich folgende drei Gittervarianten: 1 – *fein*, 2 – *mittel* und 3 – *grob*.

Besonders bei unstrukturierten oder hybriden Netzen empfiehlt es sich zu überprüfen, ob der vorgegebene Skalierungsfaktor bei der Netzgenerierung eingehalten wurde. Hierzu wird die mittlere bzw. repräsentative Zellen- bzw. Gitterweite (\bar{h}_1 , \bar{h}_2 und \bar{h}_3) für jedes Netz wie folgt ermittelt:

$$\bar{h}_{\text{Netz}} = D \sqrt{\left(\frac{1}{K_z} \sum_{i=1}^{K_c} V_i \right)} \quad . \quad (3.10)$$

Darin sind D die Dimension des Netzes, K_z die Gesamtanzahl der Zellen und V_i das Volumen der i -ten Zelle. Anschließend kann der entsprechende Gitterverfeinerungsfaktor r mit

$$r_{21} = \frac{\bar{h}_2}{\bar{h}_1} \quad \text{bzw.} \quad r_{32} = \frac{\bar{h}_3}{\bar{h}_2} \quad (3.11)$$

bestimmt werden. Bei Annahme gleicher Netzvolumina lässt sich der Verfeinerungsfaktor direkt über die Zellenanzahl berechnen, wodurch Gleichung (3.10) in (3.11) eingesetzt und für den dreidimensionalen Fall reduziert werden kann zu:

$$r_{21} = \sqrt[3]{\left(\frac{K_{z1}}{K_{z2}} \right)} \quad \text{bzw.} \quad r_{32} = \sqrt[3]{\left(\frac{K_{z2}}{K_{z3}} \right)} \quad . \quad (3.12)$$

Der absolute Fehler ϵ einer physikalischen Größe Φ zwischen zwei Lösungen auf unter-

3.2 Numerische Einflüsse

schiedlichen Netzen beträgt:

$$\epsilon_{21} = \Phi_2 - \Phi_1 \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{32} = \Phi_3 - \Phi_2 \quad . \quad (3.13)$$

Basierend hierauf lässt sich nach *Richardson* der extrapolierte Wert der physikalischen Größe für ein Gitter unendlicher Feinheit wie folgt ermitteln:

$$\Phi_{21}^{\text{ext}} = \Phi_{h=0} = \Phi_1 + \frac{r_{21}^p (\Phi_1 - \Phi_2)}{r_{21}^p - 1} \quad \text{bzw.} \quad \Phi_{32}^{\text{ext}} = \Phi_{h=0} = \Phi_2 + \frac{r_{32}^p (\Phi_2 - \Phi_3)}{r_{32}^p - 1} \quad . \quad (3.14)$$

Dabei entspricht p der Ordnung des numerischen Verfahrens, welches für die durchgeführten Rechnungen überwiegend von 2. Ordnung ist. Nur an Stellen sehr hoher Gradienten (Stöße, Staupunkt usw.) wird aus Stabilitätsgründen ein Verfahren 1. Ordnung genutzt. Aufgrund dessen empfiehlt z.B. **Rakowitz** [83] p im Bereich zwischen 2 und 1.75 zu wählen, wobei in dieser Arbeit der untere Wert von beiden ($p = 1.75$) festgelegt wird. Schlussendlich lassen sich damit die Fehler und der GCI der Netzstudie nachstehend berechnen:

$$\text{Relativer Fehler:} \quad err_{21}^a = \left| \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1} \right| \quad \text{bzw.} \quad err_{32}^a = \left| \frac{\Phi_2 - \Phi_3}{\Phi_2} \right| \quad (3.15)$$

$$\text{Extrapolierter Fehler:} \quad err_{21}^{\text{ext}} = \left| \frac{\Phi_{21}^{\text{ext}} - \Phi_1}{\Phi_{21}^{\text{ext}}} \right| \quad \text{bzw.} \quad err_{32}^{\text{ext}} = \left| \frac{\Phi_{32}^{\text{ext}} - \Phi_2}{\Phi_{32}^{\text{ext}}} \right| \quad (3.16)$$

$$\text{GCI:} \quad GCI_{21} = \frac{F_s err_{21}^a}{r_{21}^p - 1} \quad \text{bzw.} \quad GCI_{32} = \frac{F_s err_{32}^a r_{32}^p}{r_{32}^p - 1} \quad . \quad (3.17)$$

Der Faktor F_s stellt ein Sicherheitsparameter dar, der gemäß **Roache** [85] für eine Studie mit zwei Netzen zu $F_s = 3$ und mit drei oder mehr Netzen zu $F_s = 1.25$ angenommen werden kann. Diese Festlegung wird durch **Cadafalch et al.** [21] bestätigt, die unterschiedliche Testfälle untersucht haben.

3.2.2.1 Strömungsnetz

Für die Netze der Strömungsberechnung soll auf eine Adaption des Gitters verzichtet werden, um gewährleisten zu können, dass für einen ausgewählten Höhenbereich das gleiche Netz für unterschiedliche Strömungszustände vorliegt. Um trotzdem eine hinreichend genaue Auflösung der Strömungseffekte garantieren zu können, muss das Gitter in Bereichen hoher Gradienten verfeinert sein, wobei z.B. die Stoßposition aufgrund der sich ändernden Anströmbedingungen (α und β) in einem gewissen Bereich im Strömungsfeld variiert. Folglich ist auch die Netzverfeinerung im gesamten möglichen Stoßbereich durchzuführen. Dies wird bei der Netzgenerierung mit sogenannten Quellen realisiert, bei denen ausgewählte Bereiche verfeinerte Diskretisierungsparameter zugewiesen werden.

Daraus ergibt sich das in **Abbildung 3.8** gezeigte hybride Strömungsgitter, wobei das hier gezeigte Netz dem Referenzfall (*mittleres* Netz) entspricht. Im wandnahen Bereich

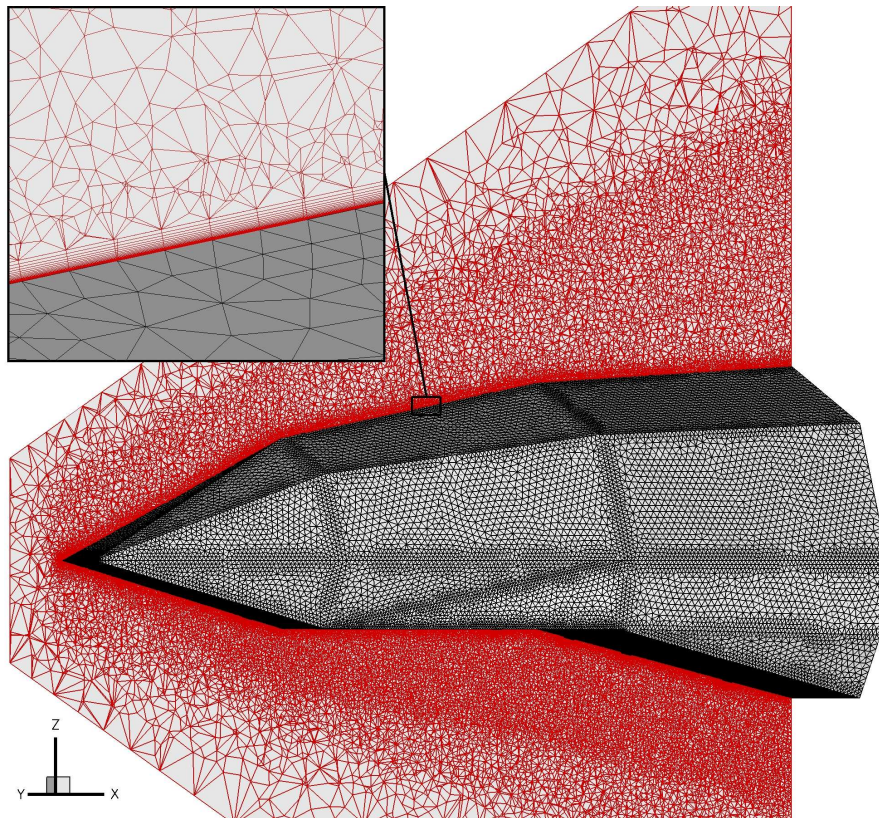


Abbildung 3.8: Hybrides Strömungsnetz mit Detaildarstellung der Prismenschicht.

befindet sich die Prismenschicht, die der Auflösung der viskosen Effekte dient. Sie besteht (im Referenzfall) aus 30 Schichten. Dem strukturierten Bereich schließt sich ein unstrukturiertes Gitter, bestehend aus Tetraedern, an. Für die Gitterstudie wird das Referenznetz einschließlich der prismatischen Schicht um den Skalierungsfaktor $r = 1.5$ verfeinert bzw. vergrößert. Für alle drei Gitter ist die Bedingung für den dimensionslose Wandabstand $y^+ \leq 1$ erfüllt, wobei die Dicke der Prismenschicht für alle drei Netze konstant gehalten wird. In **Tabelle 3.4** sind die allgemeinen Netzgrößen sowie die mit Gleichung (3.11) realisierten Skalierungsfaktoren r_{21} und r_{32} angegeben. Es zeigt sich, dass bei der Netzgenerierung die vorgegebene Skalierung ($r = 1.5$) für beide Gitter (*grob* und *fein*) annähernd realisiert werden konnte.

Tabelle 3.4: Allgemeine Strömungsnetzgrößen.

Netz	Zellen (10^6)	Punkte (10^6)	Prismenschichten	\bar{h} [mm]	r_{21}	r_{32}
1 (<i>fein</i>)	42.9	11.9	45	4.82	1.47	—
2 (<i>mittel</i>)	13.5	4.3	30	7.09		1.47
3 (<i>grob</i>)	4.2	1.5	20	10.44	—	—

Für die Gitterstudie werden zwei verschiedene physikalische Größen Φ an unterschiedlichen Positionen am Körper verglichen. Da für die Versuchsauswertung von *SHEFEX*

3.2 Numerische Einflüsse

experimentelle Daten zum statischen Druck und zur Wärmestromdichte an den unteren Platten des Körpers ($P5$, $P13$ und $P22$) vorliegen, siehe **Abbildung 2.1** (S. 13), werden diese beiden Größen als Mittelwerte der Platten ($p_{P5/13/22}$ und $\dot{q}_{P5/13/22}$) in die Studie einbezogen. Damit können bei der Bewertung der numerischen Ergebnisse die Diskretisierungsfehler angegeben werden. Die Untersuchungen werden exemplarisch für das verwendete Netz im Höhenbereich zwischen 20 und 28 km erläutert. Um gewährleisten zu können, dass das Berechnungsgitter für den gesamten Wiedereintrittsbereich geeignet ist, wird für beide Höhen (20 km und 28 km) bzw. Strömungsbedingungen eine Gitterstudie durchgeführt.

Die Ergebnisse hierzu können der **Tabelle 3.5** entnommen werden. Der Parameter r_{32}^{erf} steht für eine erforderliche Skalierung, um ein gefordertes $GCI \leq 5\%$ erfüllen zu können.¹ Hierfür ergibt sich für fast alle Werte eine notwendige Verfeinerung des groben Gitters um $r_{32}^{\text{erf}} < 1.5$.

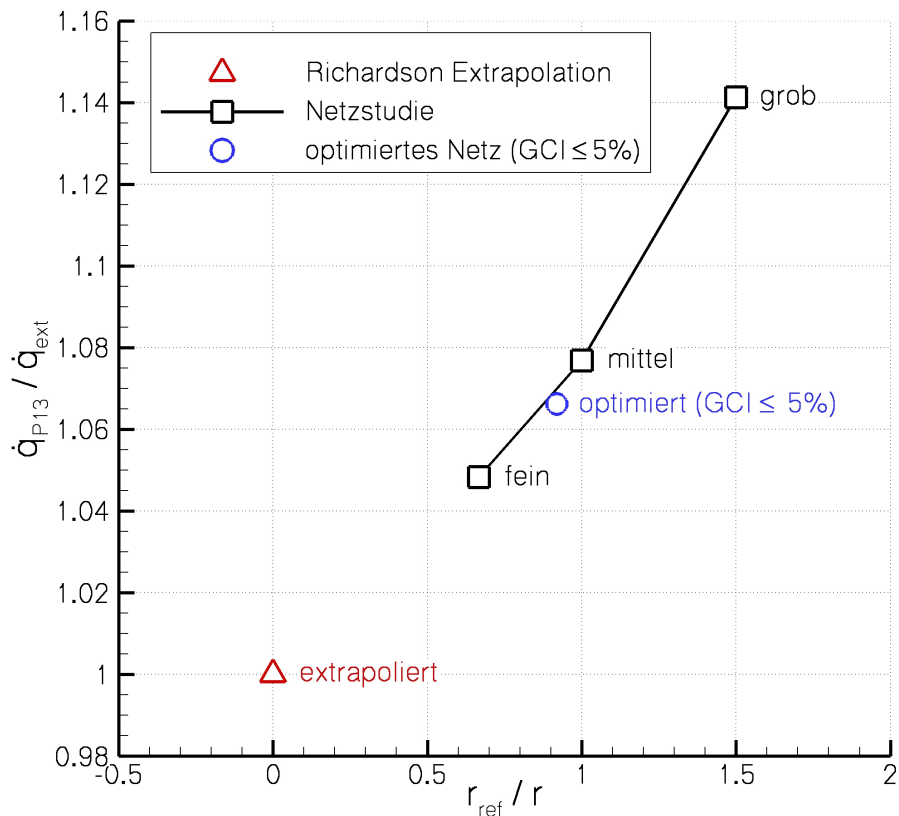


Abbildung 3.9: Ergebnisse zur Netzstudie für \dot{q}_{P13} bei $H = 28$ km.

Allerdings wird für den spezifischen Wärmestrom \dot{q}_{P13} der definierte zulässige GCI überschritten, weshalb im Bereich der *Platte 13* eine höhere Netzverfeinerung von $r_{32}^{\text{erf}} = 1.85$ gewählt wird. Daraus folgt ein optimiertes Netz, welches in allen Bereichen die Anforderungen an den GCI ($\leq 5\%$) erfüllt. Ergänzend hierzu sind in **Abbildung 3.9** die Ergebnisse zum spezifischen Wärmestrom \dot{q}_{P13} für die untersuchten Gittervarianten und

¹Das daraus resultierende Berechnungsnetz ist immer noch als relativ grob anzusehen, allerdings ist dies erforderlich, um die vollständige Wiedereintrittstrajektorie von *SHEFEX* in einer angemessenen Zeit (ca. vier Monate gemäß **Abschnitt 3.2.2.3** (S. 58 ff.)) berechnen zu können.

3.2 Numerische Einflüsse

Tabelle 3.5: Ergebnisse der Strömungs-Netzstudie für $H = 20 \text{ km}$ und $H = 28 \text{ km}$.

Φ	Netz			Φ_{21}^{ext}	err_{21}^a	err_{21}^{ext}	GCI_{21}	GCI_{32}	r_{32}^{ref}	
	1	2	3							[%]
H = 20 km ($Ma_\infty = 6.14$, $p_\infty = 5193 \text{ Pa}$, $T_\infty = 217 \text{ K}$)										
p_{P5}	[kPa]	29.9	29.6	29.3	30.5	1.0	2.0	1.3	2.4	0.66
p_{P13}		5.1	5.3	5.4	4.9	2.3	5.0	3.0	7.5	1.26
p_{P22}		20.4	20.1	19.6	21.0	1.5	2.9	1.9	6.2	1.13
\dot{q}_{P5}	[$\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$]	657.5	635.6	611.9	702.2	3.3	6.4	4.3	9.8	1.47
\dot{q}_{P13}		154.1	156.4	159.1	150.9	1.5	3.1	1.9	4.3	0.92
\dot{q}_{P22}		444.9	433.4	417.2	468.2	2.6	5.0	3.4	9.9	1.47
H = 28 km ($Ma_\infty = 6.33$, $p_\infty = 1400 \text{ Pa}$, $T_\infty = 214 \text{ K}$)										
p_{P5}	[kPa]	8.5	8.4	8.3	8.7	1.2	2.4	1.5	2.4	0.66
p_{P13}		1.48	1.51	1.55	1.4	2.4	5.1	3.1	6.6	1.17
p_{P22}		5.63	5.55	5.43	5.79	1.4	2.8	1.9	5.6	1.07
\dot{q}_{P5}	[$\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$]	283.4	278.2	273.9	294.0	1.8	3.6	2.4	4.0	0.88
\dot{q}_{P13}		58.6	60.2	63.8	55.9	2.7	5.9	3.6	14.3	1.83
\dot{q}_{P22}		183.0	179.5	173.5	190.1	1.9	3.8	2.5	8.8	1.38

die Werte der *Richardson*-Extrapolation dargestellt. Die zusätzliche lokale Verfeinerung (optimiertes Netz) bringt die gewünschte Verringerung des Diskretisierungsfehlers. Der extrapolierte Wert bezogen auf ein Netz unendlicher Feinheit ($h = 0$) liegt etwa fünf Prozent unter der Lösung mit dem feinsten Netz.

3.2.2.2 Strukturnetz

Für die Thermalrechnungen wird der kommerzielle ANSYS-CODE verwendet, der auch die Netzgenerierung beinhaltet. Das Strukturnetz besteht aus unstrukturierten Elementen vom Typ *SOLID70*. Das Element wird durch acht Knoten definiert und ist für orthotrope Materialeigenschaften wie die des C/C-SiC (TPS) geeignet. Um die Strahlung zu berücksichtigen, muss auf dem Modell zusätzlich ein Oberflächennetz mit dem Elementtyp *SURF152* generiert werden. Außerdem wird außerhalb des Strukturmodells ein Raumknoten generiert, der mit der Atmosphärentemperatur des jeweiligen Flugpunktes belegt wird. Damit kann im Strukturlöser der Strahlungsaustausch zwi-

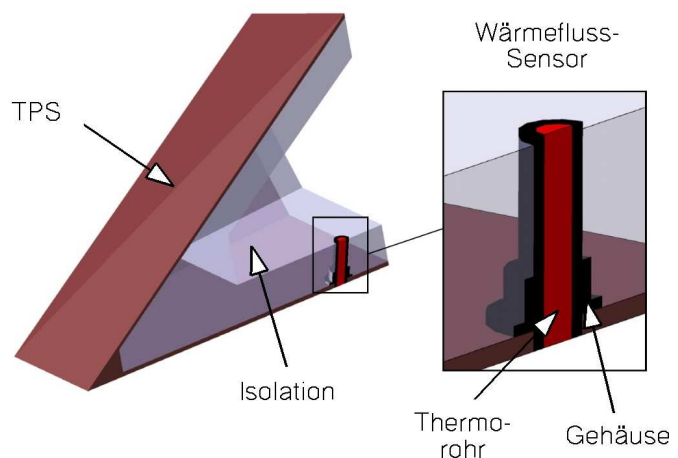


Abbildung 3.10: Thermalmodell.

3.2 Numerische Einflüsse

schen dem aufgeheiztem TPS und der Atmosphäre (Raumknoten) berechnet werden. Das Oberflächennetz dient ferner als Schnittstelle für die Kopplungsumgebung mit dem Strömungslöser. Im Thermalmodell müssen alle relevanten Strukturteile enthalten sein, die Einfluss auf das Aufheizverhalten haben, siehe **Abbildung 3.10**. So finden sich im Modell z.B. die Wärmeflussensoren mit ihren Bestandteilen (Gehäuse, Thermorohr usw.) und den dazugehörigen Materialeigenschaften wieder. Ferner wird auch der Hochtemperaturklebstoff der Mantelthermoelemente berücksichtigt, da **Abschnitt 3.3.3.1** (S. 72 ff.) noch zeigen wird, dass der Klebstoff maßgeblich für die Auswertung der Temperaturmessdaten ist.

Auch im Fall der Gitterstudie für die Strukturrechnung werden drei unterschiedliche Verfeinerungen einbezogen. Die erreichten Netz- und Skalierungsgrößen können der **Tabelle 3.6** entnommen werden.

Tabelle 3.6: Allgemeine Strukturnetzgrößen.

Netz	Zellen (10^5)	Punkte (10^5)	\bar{h} [mm]	r_{21}	r_{32}
1 (<i>fein</i>)	18.65	3.98	1.04	1.36	—
2 (<i>mittel</i>)	7.53	1.69	1.41		1.27
3 (<i>grob</i>)	3.70	0.84	1.79	—	—

Um den Diskretisierungseinfluss des Strukturgitters analysieren zu können, werden unter Verwendung der drei Gittertypen transiente Berechnungen (Aufheizzeit $t = 1$ s) bei für den Wiedereintritt von *SHEFEX* aufgetretenen maximalen Wärmelasten ($\dot{q} = 1$ MW) durchgeführt. Gegenstand für die Auswertung der Ergebnisse bzw. für den Vergleich der Netze sind Strukturtemperaturen an unterschiedlichen Positionen (Spitze, TPS-Mitte und Oberflächentemperatur der Wärmeflussensoren). Die Ergebnisse hierzu sind in **Tabelle 3.7** zusammengefasst. Basierend darauf reicht das mittlere Berechnungsgitter aus, um die Forderung nach einem $GCI \leq 5\%$ zu erfüllen.

Tabelle 3.7: Ergebnisse der Struktur-Netzstudie. Randbedingungen für die transiente Thermalrechnung: konstante Wärmelast $\dot{q} = 1$ MW/m², Aufheizzeit $t = 1$ s.

Φ	Netz			Φ_{21}^{ext}	err_{21}^a	err_{21}^{ext}	GCI_{21}	GCI_{32}	r_{32}^{erf} $GCI \leq 5\%$	
	1	2	3		[%]					
T_{Spitze}	[K]	953.2	954.9	957.8	949.5	0.2	0.4	0.3	1.0	0.45
T_{TPS}		498.2	503.5	513.0	486.5	1.1	2.4	1.6	6.1	1.11
T_{Sensor}		326.1	326.5	327.2	325.2	0.1	0.3	0.2	0.7	0.38

3.2.2.3 Abschätzung der Rechner- und Datenressourcen

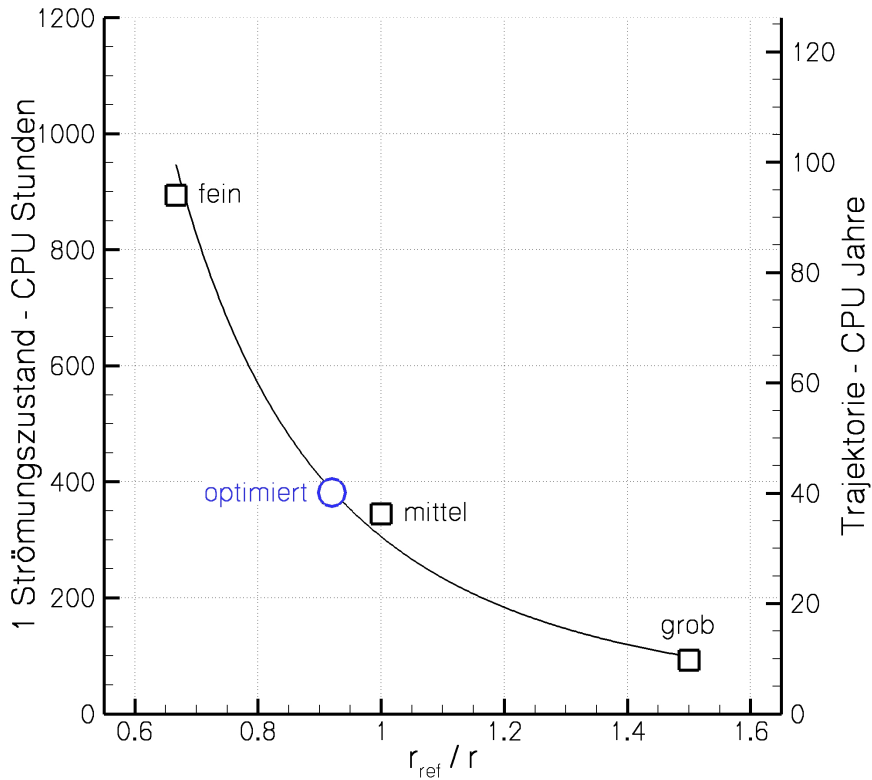
In diesem Abschnitt werden die Rechner- und Datenressourcen zur Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie abgeschätzt. Der zu untersuchende Wiedereintritt umfasst den Höhenbereich $H = 60 \text{ km} - 20 \text{ km}$, was einer Flugzeit von $t = 23 \text{ s}$ entspricht. Die Mess- und Flugdaten liegen alle $\Delta t = 0.05 \text{ s}$ vor, so dass 460 Strömungszustände resultieren, die berechnet werden müssen. Aufgrund der Kopplung zwischen Struktur und Strömung werden durchschnittlich zwei Kopplungsschleifen pro Strömungszustand benötigt, wodurch sich die Gesamtanzahl der Berechnungszustände auf 920 verdoppelt.

In **Abbildung 3.11** sind die Rechenzeiten mit einem Prozessor für eine Zustandslösung und für die gesamte Trajektorie (920 Zustände) auf der Strömungs- und Strukturseite für die untersuchten Netzvarianten veranschaulicht. Die Grafiken zeigen deutlich, dass die Strömungsberechnung um ein Vielfaches zeitintensiver als die Thermalrechnung ist. Nur unter Nutzung eines Großrechners (Clusters), der die Parallelisierung der Rechnung auf mehreren Prozessoren ermöglicht, kann die Wiedereintrittstrajektorie berechnet werden. Aber auch dann müssen mehrere Monate für die Strömungssimulation veranschlagt werden, wie **Tabelle 3.8** zeigt. Den Abschätzungen liegen ferner die Annahmen zugrunde, dass die Strömungslösung mit 160 Prozessoren durchgeführt werden kann und der Cluster zu 25 % überlastet ist, was derzeit einer realistischen Einschätzung entspricht. Demnach verlängert sich die Rechenzeit um den Faktor 1.25, so dass entsprechende Wartezeiten auf dem Cluster mit berücksichtigt werden. Die Netzstudien haben gezeigt, dass der mittlere Diskretisierungsgrad für die Berechnung der Trajektorie ausreichend ist bzw. nur das Strömungsnetz etwas lokal verfeinert (optimiert) werden muss. Folglich beträgt die gesamte Berechnungszeit der Trajektorie mit den gemachten Annahmen etwa vier Monate. Eine

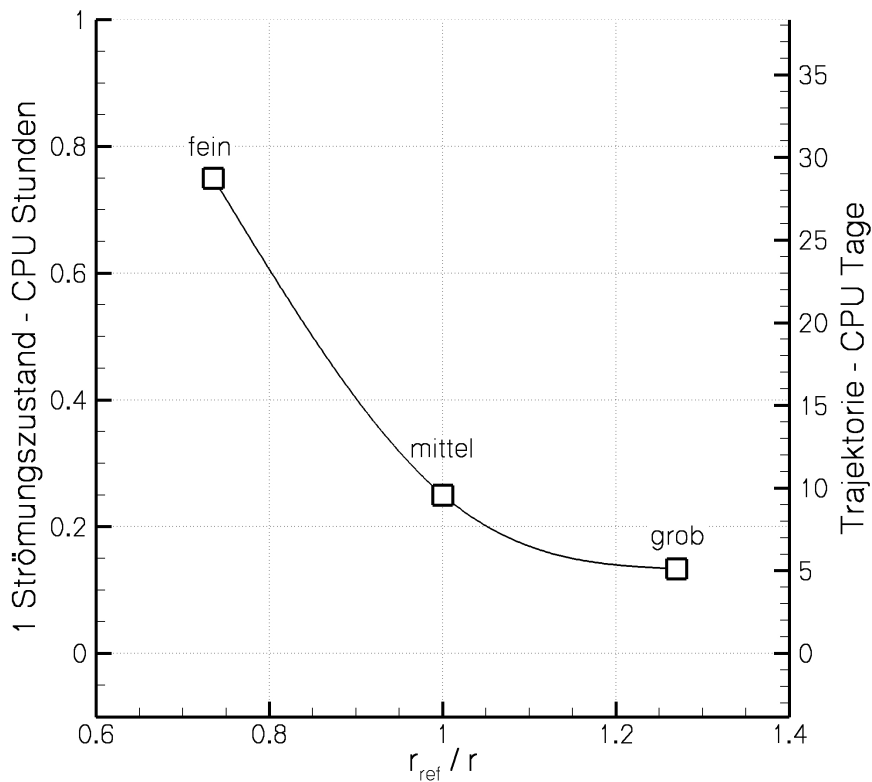
Tabelle 3.8: Rechner- und Datenressourcen für gesamte Wiedereintrittstrajektorie. Strömungsrechnung mit 160 Prozessoren (Cluster) und Strukturrechnung mit einem Prozessor.

Fall	Quantität	Netz		
		fein	mittel	grob
Strömung (160 Pro.)	Rechenzeit [Monate]	8.94	3.44	0.93
Struktur (1 Pro.)		0.96	0.32	0.17
Gesamt		9.90	3.74	1.25
Strömung	Datenmenge [GByte]	1302	376	146
Struktur		783	316	155
Gesamt		2085	692	301

weitere wichtige Anforderung ist die Speicherung der erzeugten Daten. Unter Verwendung der mittleren Netze wird insgesamt mindestens 0.7 Terabyte Datenspeicherplatz für die Lösungsdateien benötigt.



(a) Strömungslösung



(b) Strukturlösung

Abbildung 3.11: Rechenzeiten (CPU-Stunden/Tage/Jahre) für einen Zustand und gesamte Trajektorie (920 Zustände) zur Strömungs- und Strukturlösung für unterschiedliche Netze.

3.2.3 Turbulenzmodellierung

Wie in **Abschnitt 2.2.1.2** (S. 27 ff.) erläutert, muss in den meisten Fällen der Einfluss der Turbulenz durch entsprechende Modelle erfasst werden. Abhängig vom gewählten Turbulenzmodell können sich unterschiedliche Strömungsbilder wie Ablösen und Wiederanlegen der Strömung ergeben. Außerdem beeinflusst das Turbulenzmodell die resultierende Wärmelast. Folglich werden hier die Abweichungen zwischen den Turbulenzmodellen untersucht. Ziel ist die Abschätzung der Variation, die durch das Turbulenzmodell vor allem bezüglich der Wärmestromdichte auftritt. In den Vergleich sind die Modelle

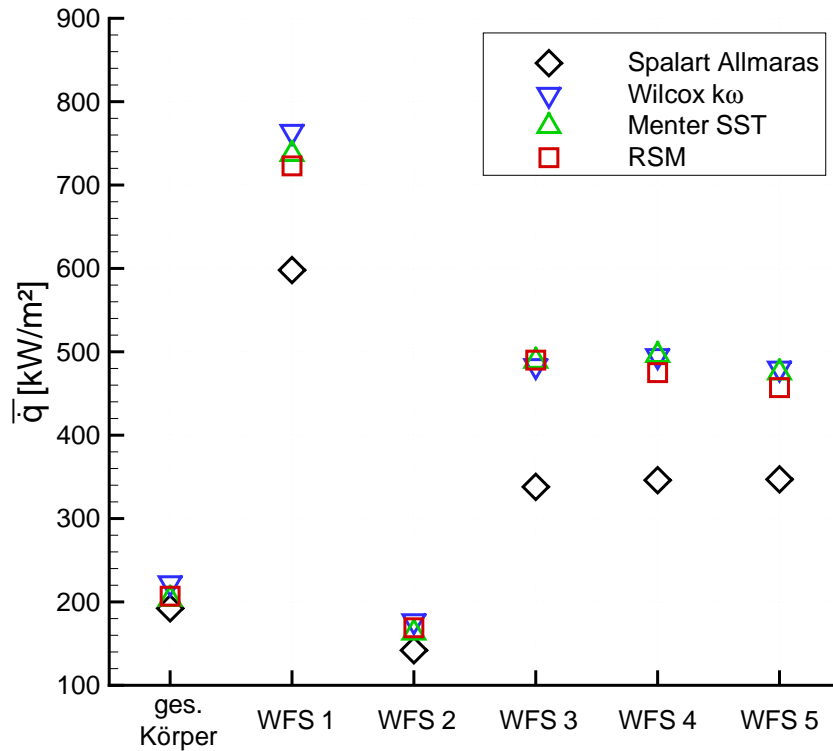
- Spalart-Almaras-Modell
- Wilcox k - ω -Modell
- Menter SST-Modell
- Reynolds-Spannungs-Modell (RSM)

einbezogen. Für die Gegenüberstellung werden die Flugpunkte $H = 24 \text{ km}$ ($Ma = 6.3$, $\alpha = 2^\circ$) und $H = 20 \text{ km}$ ($Ma = 6.2$, $\alpha = 0^\circ$) ausgewählt, bei denen von einer turbulenten Grenzschicht ausgegangen werden kann, vgl. **Abschnitt 4.2.1** (S. 95 ff.). In **Abschnitt 3.3.1** (S. 62 ff.) wird gezeigt, dass die Wärmeflussensoren in diesem Höhenbereich Überstände aufweisen, die entsprechend in den Berechnungen berücksichtigt werden. Da die numerischen Ergebnisse zu den Berechnungen der Wiedereintrittstrajektorie von *SHEFEX* mit den gemessenen spezifischen Wärmeströmen der fünf Wärmeflussensoren verglichen werden, werden bei der Untersuchung der Turbulenzmodelle die berechneten Wärmestromdichten an den Sensorpositionen gegenübergestellt.² Gleichsam wird die über die gesamte Körperoberfläche gemittelte Wärmestromdichte als globale Vergleichsgröße aufgetragen. Die Ergebnisse hierzu sind in **Abbildung 3.12** in der beschriebenen Weise illustriert. Zunächst wird für die Wärmeflüsse an den Sensorpositionen ersichtlich, dass die Ergebnisse der Mehrgleichungsturbulenzmodelle relativ eng zusammen liegen und das Spalart-Almaras-Modell deutlich geringere Reibungseffekte und damit auch Wärmeströme verursacht. Die maximale Abweichung unter den Modellen (Spalart-Almaras-Modell \leftrightarrow Wilcox k - ω -Modell) beträgt dabei 30 %. Es zeigt sich, dass die qualitativen Abweichungen der Modelle nicht vom untersuchten Flugpunkt abhängig sind und somit eine gewisse Allgemeingültigkeit angenommen werden kann. Das Reynolds-Spannungs-Modell mit den einzelnen Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen verursacht den mit Abstand größten Rechenaufwand. Allerdings weisen dessen Ergebnisse für die untersuchte Konfiguration bei den gegebenen Strömungsbedingungen keine großen Unterschiede im Vergleich zu den Zwei-Gleichungs-Modellen auf. Der gemittelte spezifische Wärmestrom über die gesamte Körperoberfläche zeigt, dass die Abweichungen zwischen den Modellen geringer (maximal 12 %) als an den einzelnen Sensoren ist.

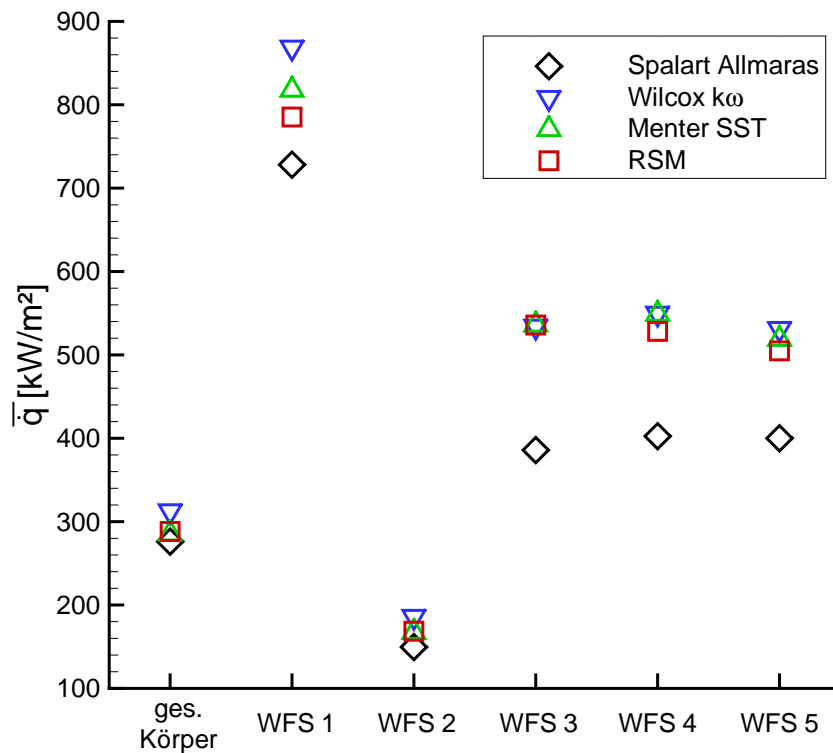
Abschließend sei darauf hingewiesen, dass die Druckverteilung sich als weitgehend unabhängig vom gewählten Turbulenzmodell erweist und deshalb hier nicht verglichen wird.

²Die Positionen der Wärmeflussensoren können der **Abbildung 2.1** (S. 13) entnommen werden.

3.2 Numerische Einflüsse



(a) $H = 24 \text{ km}$



(b) $H = 20 \text{ km}$

Abbildung 3.12: Vergleich der mittleren Wärmestromdichte vom gesamten Körper und an den Wärmeflusspositionen für unterschiedliche Turbulenzmodelle in $H = 24 \text{ km}$ ($Ma = 6.3$, $\alpha = 2^\circ$) und $H = 20 \text{ km}$ ($Ma = 6.2$, $\alpha = 0^\circ$).

3.3 Systembedingte Einflüsse

In diesem Abschnitt wird geprüft, welche Unsicherheiten die systembedingten Einflüsse hervorrufen. Mit *System* ist hier der *SHEFEX*-Körper gemeint. Dabei werden alle wesentlichen Faktoren wie Einbau- und Kontaktbedingungen der Sensoren sowie Materialeigenschaften des TPS und deren Einflüsse betrachtet.

3.3.1 Einbauverhältnisse der Wärmestromsensoren

Dieser Punkt stellt den wohl kritischsten Einflussfaktor für die Auswertung der gemessenen spezifischen Wärmeströme dar. Die Wärmestromdichte wird während der Wiedereintrittsphase an der Unterseite des Körpers von fünf Sensoren der Firma *Vatell* (USA), siehe **Abbildung 2.1** (S. 13), gemessen. Die Messung beruht auf dem Differenzial-Prinzip, bei dem aus der Differenz zweier Temperaturen die Wärmestromdichte ermittelt wird. Somit liefert der Sensor neben dem spezifischen Wärmestrom auch die Oberflächentemperatur. In **Abbildung 3.13** sind die wesentlichen Bestandteile des Sensors und die reale Einbindung in das Thermalschutzsystem von *SHEFEX* dargestellt.

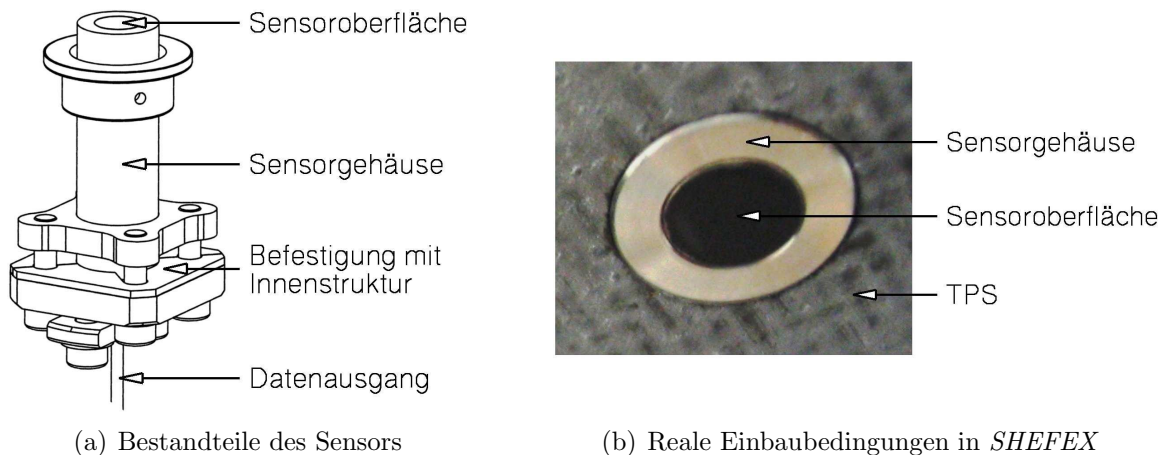


Abbildung 3.13: Darstellungen zum Wärmeflussensor.

Aus der in **Abbildung 3.13(b)** gezeigten Aufnahme zum Einbauzustand der Wärmeflussensoren (WFS) geht hervor, dass die Sensoroberfläche nicht eben zum TPS war, sondern der Sensor einen kleinen einbaubedingten Überstand (U_E) aufwies. Zusätzlich entstehen beim Wiedereintritt vor allem am vorderen Segment und an der unteren Rampe von *SHEFEX* Druckkräfte (F_D), die zur Verformung der Struktur beitragen. Bei einer Höhe von $H = 20\text{ km}$ ergibt sich z.B. an der *Platte 22* ($A_{P22} \approx 1/11\text{ m}^2$) durch den gemittelten statischen Druck ($\bar{P}_{P22} = 24\text{ kPa}$) eine Druckkraft von $F_{DP22} \approx 2200\text{ N}$, was einem Gewicht von ca. 220 kg entspricht. Durch die konstruktive Gegebenheit am Fahrzeug werden die Abstandshalter der TPS-Platten aufgrund der von außen wirkenden Druckkraft zusammengedrückt, wodurch das TPS nach innen verschoben wird. Dahingegen sind die Wärmeflussensoren direkt mit der massiven Innenstruktur verbunden, so dass sie keine

3.3 Systembedingte Einflüsse

Verschiebung erfahren. Aus der einseitigen Bewegung der Thermalplatten resultiert ein zusätzlicher Überstand U_W der Sensoren. Die wesentlichen Druckkräfte an den Platten sowie der Aufbau der Struktur mit einer Darstellung der Überstandsanteile (U_E und U_W) sind in **Abbildung 3.14** zusammenfassend veranschaulicht.

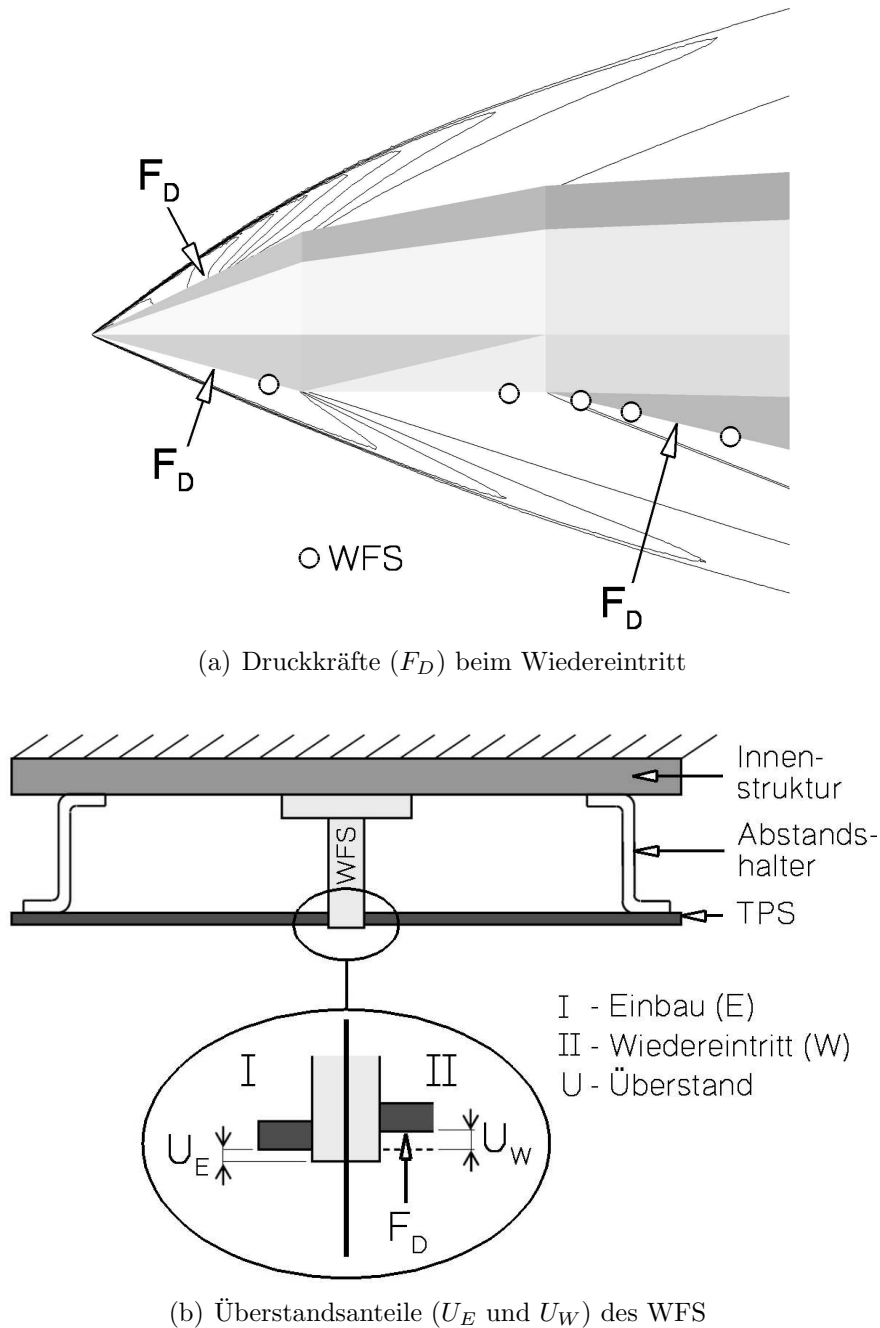


Abbildung 3.14: Darstellungen der Druckkräfte am Vorkörper und der Überstandsanteile (U_E und U_W) des Wärmeflussensors (WFS).

Der Gesamtüberstand U_{ges} der Sensoren setzt sich demnach aus einem einbaubedingten Ausgangsanteil und einem zusätzlichen höhenabhängigen Verformungsanteil während der Wiedereintrittsphase zusammen ($U_{ges} = U_E + U_W$).

3.3.1.1 Ermittlung der Sensorenüberstände

Der einbaubedingte Anteil (U_E) wurde vor dem Flug nicht dokumentiert, weshalb er sich nur aus dem vorhandenen Fotomaterial zu $U_E \approx 0.2 \text{ mm}$ abschätzen lässt. Um auch den Verschiebungsanteil ermitteln zu können, bieten strukturmechanische Rechnungen mit ANSYS einen Lösungsansatz. Hierfür werden jedoch die wirkenden Drucklasten auf den Platten während des Wiedereintritts benötigt. Die **Abbildung 3.15** zeigt den qualitativen Zusammenhang zwischen der Druckverteilung auf dem TPS und den daraus resultierenden Verformungen der TPS-Platten.

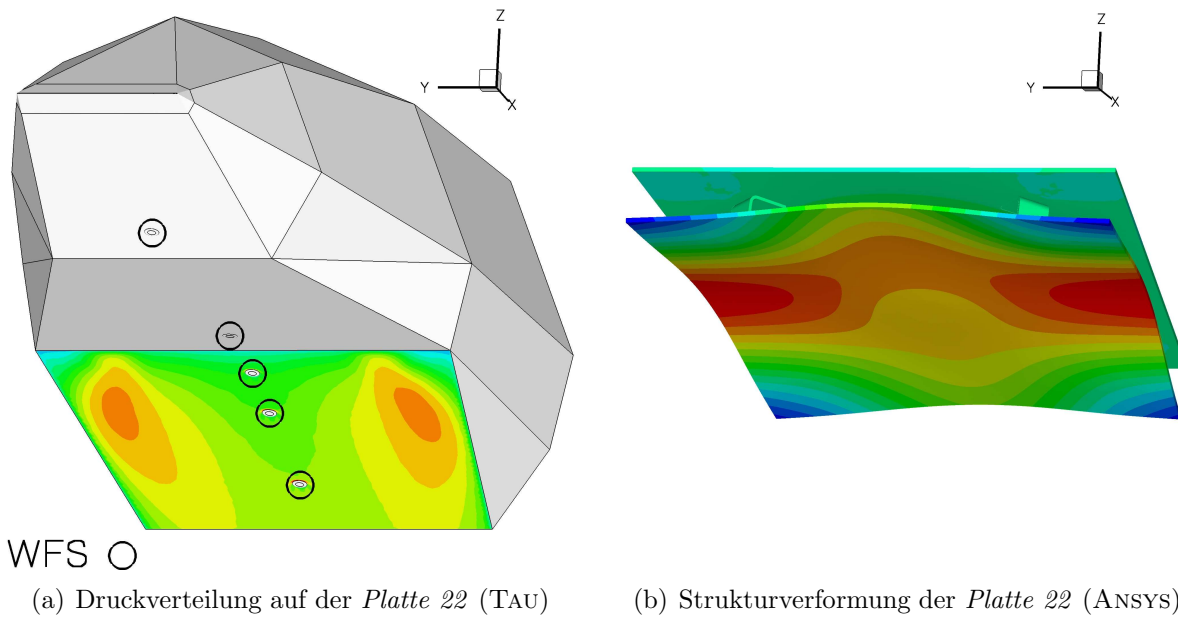


Abbildung 3.15: Qualitative Darstellung zur Druckverteilung (TAU) und Strukturverformung (ANSYS) der *Platte 22* mit Kennzeichnung der Wärmeflussensoren (WFS).

Die Drucklasten können für den untersuchten Höhenbereich von $H = 60 - 20 \text{ km}$ aus Strömungsrechnungen mit TAU ermittelt werden. Da die Änderungen der Anströmbedingungen (α , β etc.) für einen physikalischen Zeitschritt von $t = 0.05 \text{ s}$ bekannt sind, ergeben sich bei der untersuchten Flugzeit ($t_{\text{Flug}} = 23 \text{ s}$) 460 stationäre Strömungszustände, die berechnet werden müssen. Anschließend können die daraus ermittelten Druckverteilungen für jeden physikalischen Zeitschritt ($t = 0.05 \text{ s}$) als Randbedingung (Drucklast) für die transiente Strukturrechnungen verwendet werden. Daraus ergeben sich die höhen- bzw. zeitabhängigen Strukturverformungen basierend auf den Druckverteilungen der Strömungsrechnungen. Die zusätzlichen Überstände der Sensoren folgen aus den Eindrucktiefen der Platten an den entsprechenden Sensorpositionen.

In **Abbildung 3.16** sind die Ergebnisse der Strukturrechnungen zur Verformung der TPS-Platten während des Wiedereintritts und die daraus resultierenden Sensorüberstände U_W dargestellt. Basierend auf diesen Rechnungen wird ersichtlich, dass vor allem die *Platte 22* mit den Wärmeflussensoren *WFS-3* bis *WFS-5* zum Flugende ($H = 20 \text{ km}$) Verformungen von über einem Millimeter aufweist. Der Überstand des in der *Platte 13* integrierten

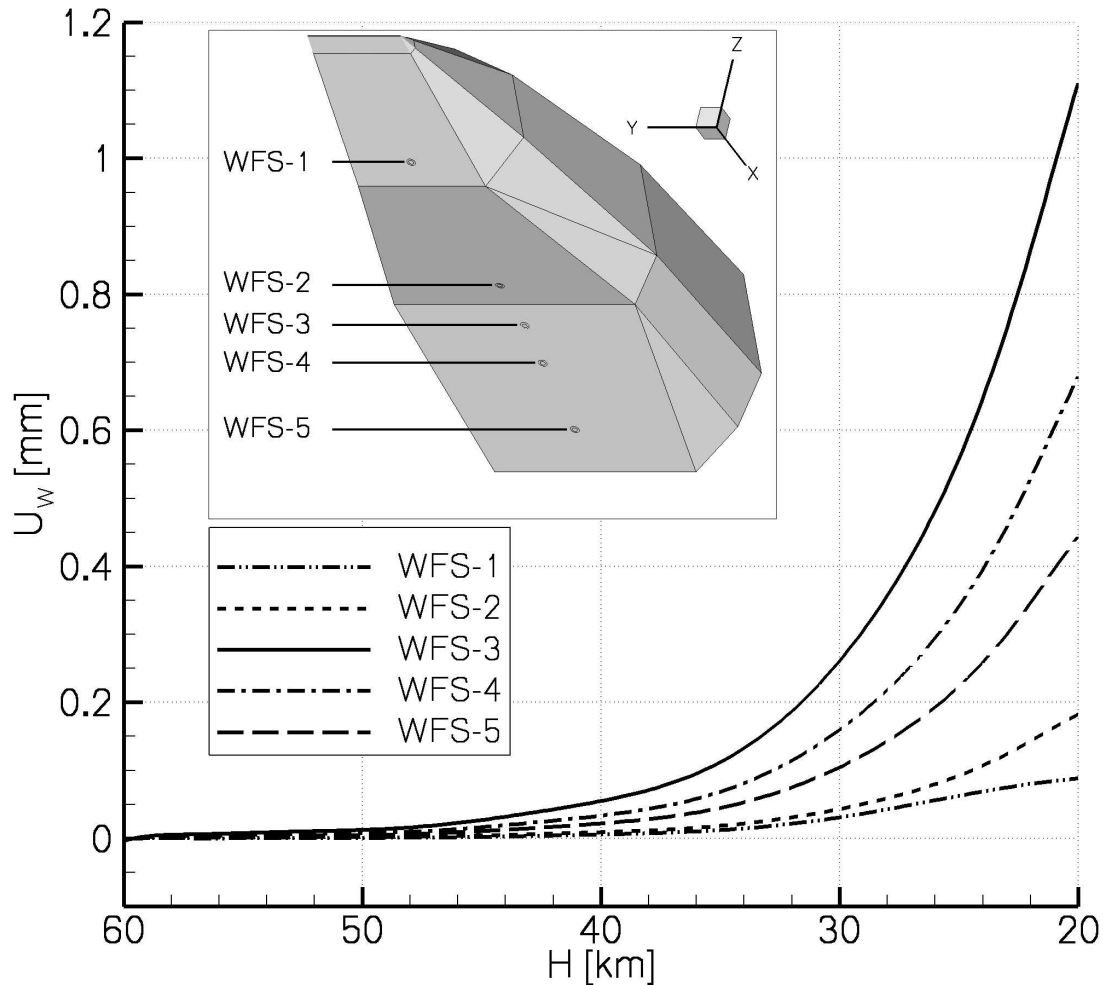


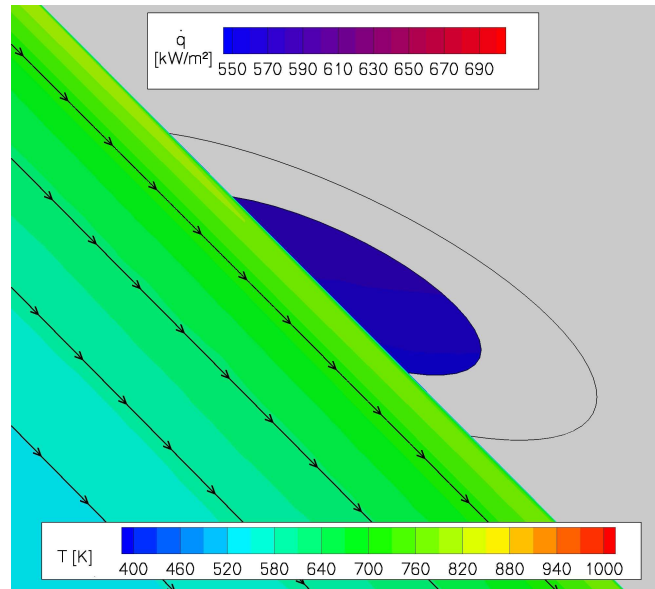
Abbildung 3.16: Ergebnisse der Strukturrechnungen zur Verformung der TPS-Platten während der Wiedereintritts und der daraus resultierenden Sensorüberstände U_W .

Sensors *WFS-2* ist selbst am Auswertungsende geringer als 0.2 mm , da die Platte aufgrund der geometrischen Form windschattig liegt und somit die Drucklasten relativ klein sind. Dass der Überstand des ersten Sensors (*WFS-1*), trotz der hohen Drucklasten relativ klein bleibt, ist auf die konstruktive Gestaltung des ersten Segmentes von *SHEFEX* zurückzuführen. Dieses besteht im Gegensatz zu dem restlichen TPS nicht aus einzelnen Platten, sondern aus einer geformten Gesamtstruktur. Folglich sind die TPS-Flächen im ersten Segment miteinander verbunden, so dass sich die angreifenden Kräfte teilweise ausgleichen, da sie sowohl unterhalb als auch oberhalb angreifen.

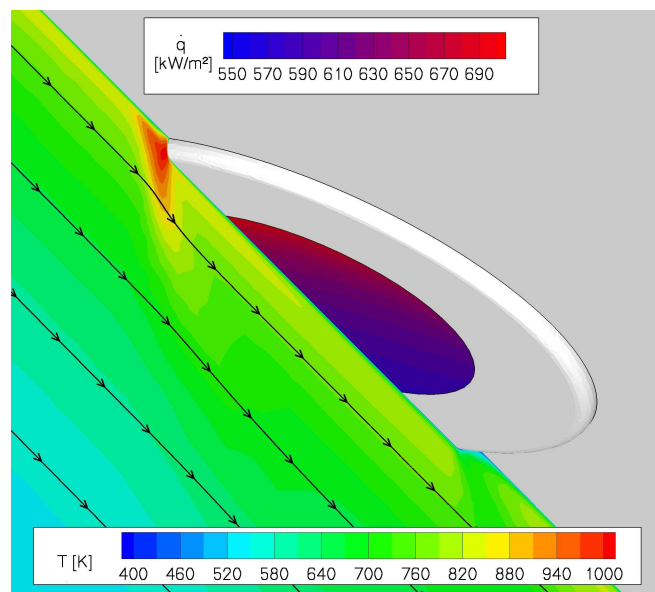
Abschließend sei bei den Strukturrechnungen darauf hingewiesen, dass die Sensorüberstände abhängig von der gewählten Gleitreibungszahl (μ_R) zwischen Sensor und TPS sind. Diese wurde bei den Berechnungen zu $\mu_R = 0.5$ angenommen.

3.3.1.2 Folgen des Sensorüberstandes auf die Messung

In diesem Abschnitt wird analysiert, welchen Einfluss der Sensorüberstand auf die Wärmestromdichte am Sensor hat. Um zunächst das Strömungsbild zu veranschaulichen, zeigt **Abbildung 3.17** Berechnungsergebnisse zu den Fällen ohne und mit Sensorüberstand.



(a) ohne Überstand



(b) mit Überstand ($U = 0.5 \text{ mm}$)

Abbildung 3.17: Einfluss des Sensorüberstandes. Feldvariable: Temperatur; Oberflächenvariable: Wärmestromdichte, $Ma = 6.2$, $H = 20 \text{ km}$, Grenzschicht: turbulent.

Im Strömungsfeld ist die Temperatur und an der Sensoroberfläche die Wärmestromdichte dargestellt. Aufgrund des Überstandes entsteht an der vorderen Kante des Sensors ein Staupunkt, der mit einem lokalen Verdichtungsstoß und somit mit einer deutlichen Tem-

3.3 Systembedingte Einflüsse

peraturerhöhung der Strömung einhergeht. Anschließend wird das Gehäuse und die Messfläche des Sensors überströmt. Dabei ergibt sich für den Fall mit Sensorüberstand ein höherer Wärmestrom, da die Temperaturdifferenz zwischen Strömung und Sensor größer ist als im Fall ohne Sensorüberstand. Dieser physikalische Zusammenhang lässt sich mit der Berechnungsgleichung zum konvektiven Wärmeübergang gemäß Weigand [104] wie folgt darstellen:

$$\dot{q}_W = \alpha_Q \Delta T = \alpha_Q (T_{Flu} - T_{Str}) \quad , \quad (3.18)$$

worin α_Q der Wärmeübergangskoeffizient ist.

Aufgrund des im Vergleich zur Strömung relativ kalten TPS entsteht das in **Abbildung 3.18(a)** gezeigte Temperaturprofil normal zur Wand. Folglich ändert sich entlang der Wandnormalen die Temperaturdifferenz zwischen Strömung und Sensor. Bereits bei einer sehr kleinen Verschiebung (z.B. $U = 0.05\text{mm}$) nimmt der Sensor eine deutlich höhere Strömungstemperatur als im Fall ohne Überstand wahr, wodurch sich eine größere Temperaturdifferenz und damit eine höhere Wärmestromdichte ergeben. Das ebenso dargestellte Geschwindigkeitsprofil entspricht einer turbulenten Grenzschicht und verdeutlicht, dass mit zunehmendem Wandabstand die Geschwindigkeit zunimmt. Um so höher die kinetische Energie ist, desto größer wird die Temperatur im Staupunkt an dem herausragendem Sensor.

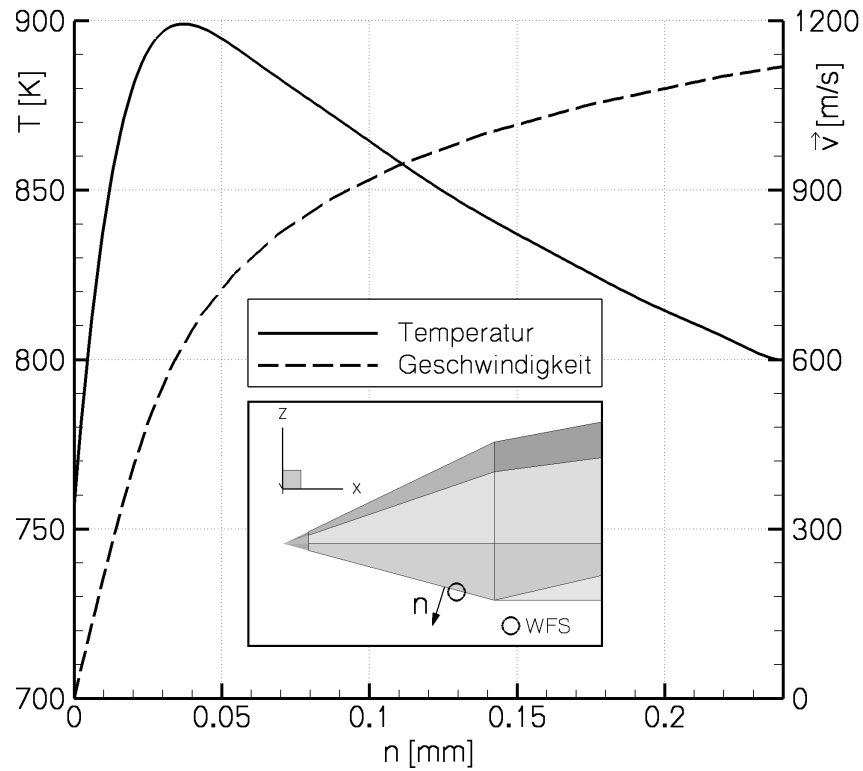
In **Abbildung 3.18(b)** ist der Einfluss des Überstandes auf die sich ergebende Wärmestromdichte am Beispiel des Sensors *WFS-1* in $H = 23\text{km}$ im Vergleich zum gemessenen Flugwert dargestellt. Daraus folgend führt selbst ein Überstand von 0.1mm zu einer 20-prozentigen Erhöhung des spezifischen Wärmestromes. In Hinblick auf diese Ergebnisse und der Voraussetzung ihrer Richtigkeit trägt bereits der einbaubedingte Überstand ($U_E \approx 0.2\text{mm}$) zu einem deutlich höheren Messwert als im Fall ohne Überstand bei.

Ein weiteres Problem, welches indirekt aus dem Überstand folgt, sind die hohen Gradienten über der Sensorfläche. So bleibt die Frage, welche Wärmestromdichte von dem Sensor gemessen wird. Hierzu zeigt **Abbildung 3.18(b)** ergänzend zu den untersuchten Sensorüberständen den Minimal-, Mittel- und Maximalwert innerhalb des relevanten³ Messgebietes auf der Sensoroberfläche. Die numerischen Berechnungen zeigen, dass im Fall eines ebenen Übergangs zwischen TPS und Sensor die Abweichungen zwischen dem kleinsten und größten Wert relativ gering sind (ca. $\pm 3\%$). Mit zunehmendem Überstand wird jedoch nicht nur der gemittelte Wert, sondern auch die Abweichungen zum Minimum und Maximum größer. So ergibt sich für die berechnete Strukturverformung der *Platte 22* ($U \approx 1\text{mm}$) eine Abweichung der Extremwerte vom Mittelwert von ca. $\pm 9\%$. Diese Unsicherheit muss bei der Auswertung der Messwerte berücksichtigt werden.

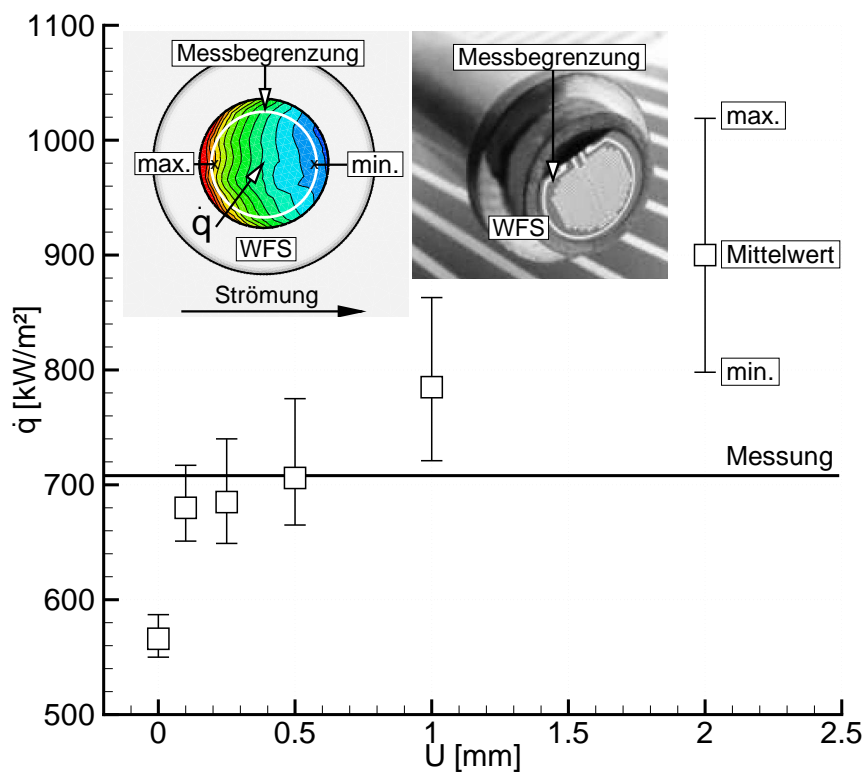
Im Zusammenhang mit dem Einfluss des Sensorüberstandes sei auf **Abschnitt 4.1.1** (S. 86 ff.) verwiesen, wo ergänzend die Interaktion zwischen dem Rampenstoß und dem am Sensor entstehenden Stoß untersucht wird.

³Der relevante Messbereich ist kleiner als die Sensoroberfläche. **Abbildung 3.18(b)** zeigt eine reale Darstellung des Sensors mit dessen Messbegrenzung.

3.3 Systembedingte Einflüsse



(a) Geschwindigkeits- und Temperaturprofile



(b) Überstandseinfluss auf Wärmestromdichte

Abbildung 3.18: Einfluss des Sensorüberstandes auf die Messung der Wärmestromdichte am Beispiel des Sensors *WFS-1* für $H = 23 \text{ km}$.

3.3.2 Kontaktbedingung zwischen TPS und Sensor

Wie in **Abbildung 3.13(b)** (S. 62) ersichtlich, besteht zwischen dem TPS und den Wärmeflussensoren ein nicht eindeutig definierbarer Kontakt. Für die Aufheizung des Sensors während der Wiedereintrittsphase ist es jedoch relevant, wieviel Wärmeenergie von dem umgebenden TPS zusätzlich in den Körper eingeht. Die Wärmekapazität des metallischen Sensors ist deutlich höher als die der Keramikplatte, weshalb der Sensor eine geringere Aufheizung als das Hitzeschutzschild erfährt und bei einem Kontakt mit dem TPS als Wärmesenke wirkt. Um die Sensortemperatur in der Strukturrechnung korrekt berechnen zu können, ist die thermische Randbedingung zwischen TPS und Sensor bei der Modellierung des Strukturmodells entscheidend. In **Abbildung 3.19** sind einige Modellierungsmöglichkeiten dargestellt.

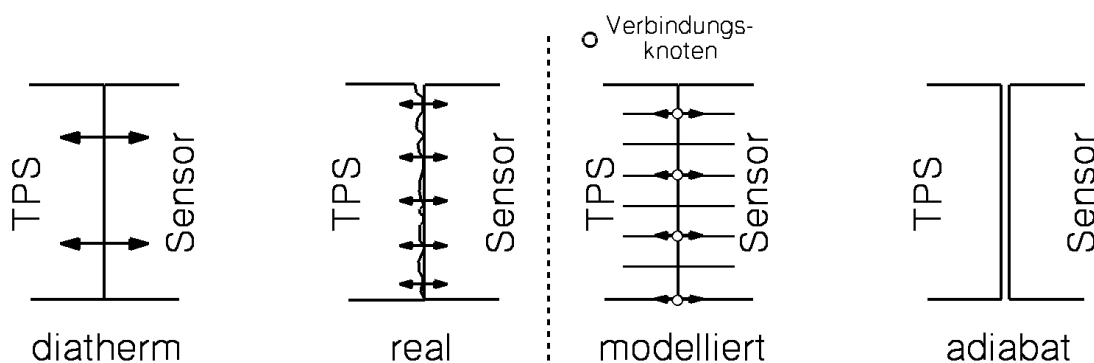


Abbildung 3.19: Mögliche und im Strukturmodell modellierte Kontaktbedingungen zwischen TPS und Wärmeflussensor.

Eine der zwei möglichen extremen Modellierungsansätze ist die *diatherme* Bedingung, bei der ein freier Wärmetransport zwischen TPS und Sensor vorliegt. Dieser Fall stellt jedoch in den meisten Fällen eine Idealisierung dar, da immer ein gewisser Kontaktwiderstand vorhanden ist. Das andere Extrem ist eine *adiabate* Modellierung, bei der kein Wärmeaustausch zwischen beiden Körpern möglich ist. Diese Situation liegt vor, wenn z.B. zwischen TPS und Sensor ein kleiner Spalt vorhanden ist. Für den Realfall wird davon ausgegangen, dass die Sensoren passgenau in das TPS eingebracht waren. Allerdings wird angenommen, dass die Oberflächengüte der Keramikbohrungen, in die die Sensoren eingesteckt waren, nicht ausreichend hoch war, um einen durchgehenden Kontakt zwischen der Keramik und dem Sensor zu gewährleisten. Folglich wird bei der Erstellung des Strukturmodells bzw. Rechengitters die in **Abbildung 3.19** gezeigte Modellierung angewendet, in der nur bei jedem zweiten Knotenpunkt ein Energieaustausch stattfindet, so dass ein gewisser Kontaktwiderstand berücksichtigt wird.

Da die gewählte Modellierung auf Annahmen beruht, bleibt eine gewisse Restunsicherheit bezüglich des tatsächlichen Energieaustauschs bestehen. Besonders das Vorhandensein eines Spaltes kann nicht für jeden der fünf Sensoren absolut ausgeschlossen werden. Da die *adiabate* und *diatherme* Modellierungen die minimalen und maximalen Grenzen der Aufheizung darstellen, ist in **Abbildung 3.20** die errechnete Temperatur an der Oberfläche des Sensor *WFS-1* für beide Ansätze über die Wiedereintrittshöhe aufgetragen.

3.3 Systembedingte Einflüsse

Bei der transienten Strukturberechnung mit ANSYS wird als Wärmelast an der Sensoroberfläche die im Flug gemessene und am TPS die sich aus einer ersten gekoppelten Strömungs-Struktur-Rechnung ergebende Wärmestromdichte vorgegeben. An der Kontaktstelle zwischen der Innenseite der Keramik und dem aufgesetzten Sensor war im Flug eine Isolation vorhanden, so dass auch bei den numerischen Berechnungen dieser Kontakt als adiabat modelliert wird. Die Ergebnisse verdeutlichen, dass die Art der Randbedingung (adiabat/diatherm) maßgebend für die sich am Flugende ($H = 20 \text{ km}$) ergebende Sensortemperatur ist. Für den adiabaten Fall ist die Temperaturerhöhung am Ende ca. 70 K bzw. 44% geringer als die Messung ($\Delta T_{exp} = 160 \text{ K} \rightleftharpoons \Delta T_{num} = 90 \text{ K}$). Der experimentelle Temperaturverlauf liegt innerhalb der adiabaten und diathermen Rechnungen, womit die in **Abbildung 3.19** veranschaulichte Modellierung bestätigt wird.

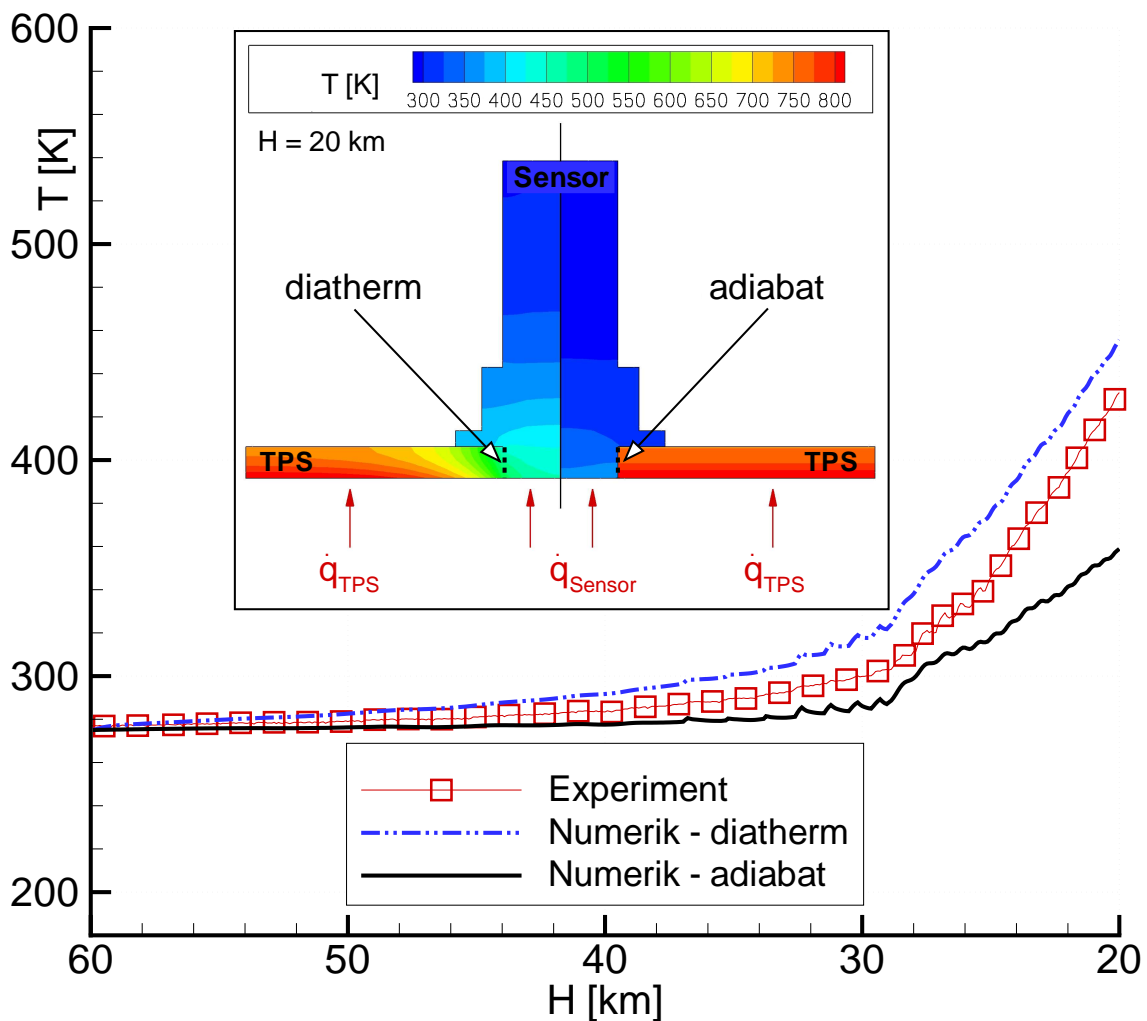
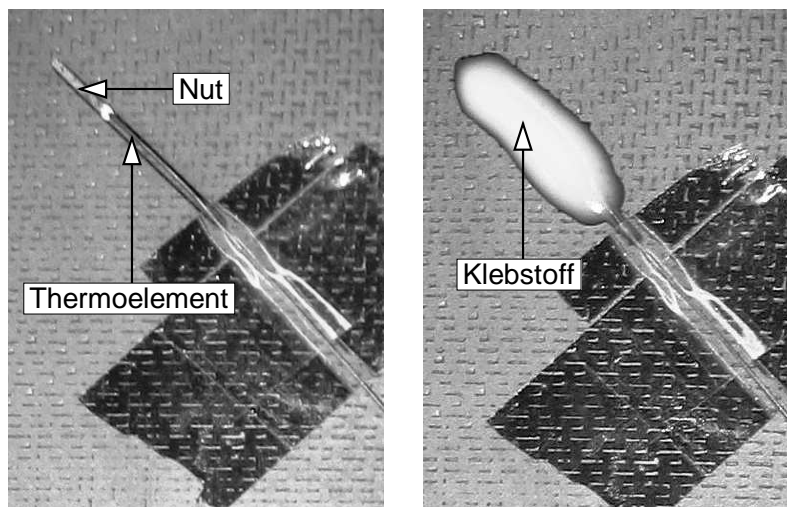


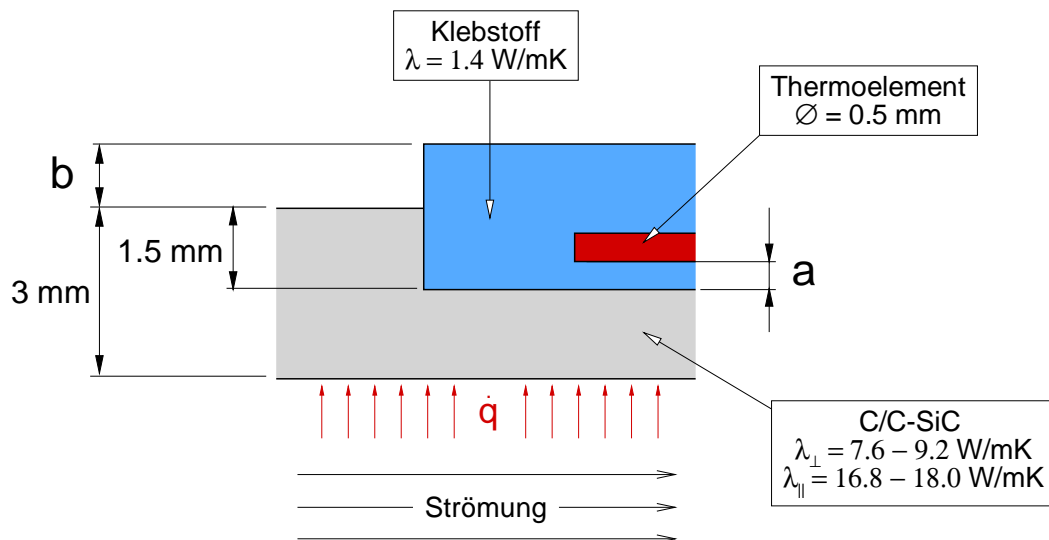
Abbildung 3.20: Numerische Ergebnisse zur Sensoroberflächentemperatur (*WFS-I*) für diatherme und adiabate Randbedingung zwischen TPS und Sensor und Gegenüberstellung mit Experiment.

3.3.3 Temperaturmessung im TPS

Wie in **Abbildung 2.1** (S. 13) erläutert, wird während des Fluges im TPS an verschiedenen Stellen die Strukturtemperatur gemessen. Dabei kommen Standard-Mantelthermoelemente vom Typ *K* ($\varnothing = 0.5 \text{ mm}$) der Firma „Reckmann“ zum Einsatz. Für die Integration der Thermoelemente sind die 3 mm dicken TPS-Platten auf der Innenseite mit einer Nut (Tiefe $t = 1.5 \text{ mm}$) versehen, in die das Thermoelement eingelegt und mit einem Hochtemperaturklebstoff („Cotronics 904“ der Firma „Polytec PT GmbH“) verklebt wurde, siehe **Abbildung 3.21(a)**.



(a) Keramikplatte mit Thermoelement



(b) Skizze zu den Einklebebedingungen

Abbildung 3.21: Aufnahmen und Skizze zur Integration der Thermoelemente im TPS mit den Parametern a und b .

3.3 Systembedingte Einflüsse

Mit den Thermoelementen sollte die Temperatur in der Mitte der Keramikplatten gemessen werden. Allerdings ist die exakte Lage der einzelnen Thermoelemente innerhalb der Klebstoffschicht unbekannt. Es muss davon ausgegangen werden, dass im Experiment zwischen Drahtspitze und Keramikmitte eine Klebstoffschicht vorhanden war, da die Thermoelemente beim Einkleben nicht gezielt an das TPS gedrückt wurden. Der gegenteilige Fall liegt sogar vor, da **Abbildung 3.21(a)** zeigt, dass der Thermodraht vor der Nut mit einem Klebeband auf die Oberseite der Keramik fixiert wurde. Demnach neigt die Drahtspitze (Messpunkt) eher dazu, sich aus der Nut herauszuheben. Die Aufnahmen zeigen auch, dass der Klebstoff die Nut bedeckt. Die Breite des überschüssigen Klebstoffs ist im Vergleich zur Nutbreite um ein Vielfaches größer. Somit sind die in **Abbildung 3.21(b)** skizzierten Parameter a (Abstand des Thermoelements von der Plattenmitte) und b (Höhe der Klebstoffschicht) entscheidende Faktoren der Integrationsbedingungen der Thermoelemente. Beide lassen sich im Nachhinein nur abschätzen. Da davon ausgegangen wird, dass beide Parameter vorhanden sind, gilt zunächst $a \neq 0$ und $b \neq 0$. Die Bildaufnahmen zur Klebstoffhöhe an unterschiedlichen Positionen ergibt eine Größenordnung von $b = 0.5 - 1.5 \text{ mm}$. Ferner wird angenommen, dass das Thermoelement stets in einer Klebstoffschicht gebettet war, womit der Abstand des Thermoelementes zu $a \leq b + t - \delta$ bzw. $a \leq b + 1 \text{ mm}$ begrenzt werden kann. Folglich ergibt sich aus den Annahmen, dass das Thermoelement zwischen $a = 0.5 - 2.5 \text{ mm}$ von der Keramikmitte entfernt liegt.

3.3.3.1 Folgen der Integrationsunsicherheiten

Die Unsicherheit bezüglich der exakten Integrationsbedingungen der Thermoelemente im TPS führt bei der Flugauswertung bzw. beim Vergleich der Messergebnisse mit den numerischen Berechnungen zu Problemen, da beide Parameter die Temperaturmessungen der Thermoelemente maßgeblich beeinflussen. Mit zunehmender Klebstoffhöhe nimmt die Wärmekapazität zu, so dass die Temperatur in der Klebstoffschicht langsamer ansteigt. Der Thermoelementenabstand wird mit dem im Vergleich zur Keramik schlecht wärmeleitenden Hochtemperaturklebstoff gefüllt. Dieser stellt einen thermischen Widerstand dar, der außerdem zu einer reduzierten Temperaturmessung beiträgt. Um den Einfluss dieser Faktoren besser quantifizieren zu können, bieten sich instationäre Strukturrechnungen zum *SHEFEX*-Flug für mögliche Parameterkonstellationen an. Dabei werden a und b in 0.5 mm Abständen variiert. Gegenstand der Rechnungen ist *Platte 5*, da hier die größte thermische Belastung auftritt. Die Wärmelasten, die höhenabhängig auf das TPS einwirken, werden wie im **Abschnitt 3.3.2** (S. 69 ff.) aus einer ersten vollständig gekoppelten Strömungs-Struktur-Rechnung gewonnen. In **Abbildung 3.22** sind die Ergebnisse der Parameterstudie zusammenfassend dargestellt. Darin wird neben den Temperaturen der Thermoelementenspitze, die abhängig von der Variation von a und b sind, auch die Temperatur in der Mitte des TPS aufgetragen, die eigentlich während des Flugexperimentes gemessen werden sollte. Sie weicht erheblich von den experimentellen Werten ab, wobei die Messung für den untersuchten Fall am besten mit der Kombination $a = 1.5 \text{ mm}$ und $b = 1 \text{ mm}$ übereinstimmt. Ferner sind in **Abbildung 3.22** die günstigste ($a = b = 0.5 \text{ mm}$) und ungünstigste ($a = 2.5 \text{ mm}$ und $b = 1.5 \text{ mm}$) Lage des Thermoelementes und Höhe

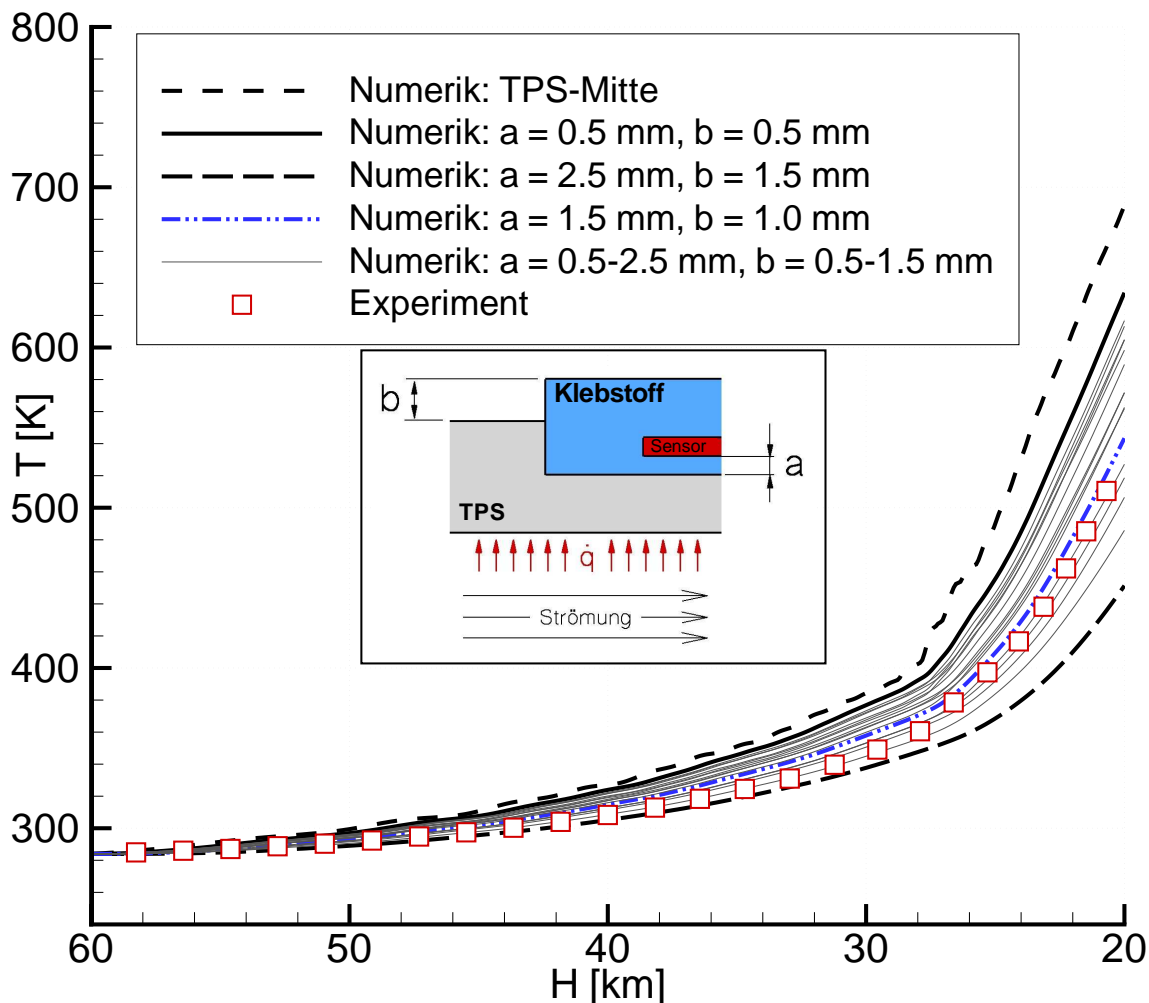


Abbildung 3.22: Instationäre Strukturrechnungen zum Einfluss der Parameter a und b unter Wiedereintrittslasten an der *Platte 5*.

des Klebstoffs dargestellt, die die mögliche Temperaturvariation veranschaulichen. Da die im Experiment gemessenen Temperaturen der unterschiedlichen Thermoelemente nicht einheitlich einer Integrationsbedingung (a und b) zugeordnet werden können, muss beim Vergleich zwischen Rechnung und Messung der gesamte Parameterbereich in Betracht gezogen werden. Folglich ist die Auswertung der Strukturtemperaturen nur mit einer relativ großen Unsicherheit möglich. Im konkreten Fall ergibt sich zum Flugende ($H = 20$ km) aus der Parametervariation die max. Abweichung der Temperaturzunahme zu ca. $\pm 35\%$. Die absoluten experimentellen Daten sind zum Ende etwa 21 % geringer als die eigentliche zu messende Temperatur mittig im TPS. Dieser Unterschied in der Temperatur kann auch als zeitliche Verzögerung angegeben werden. Danach ist die gemessene Temperatur abhängig vom Abstand des Thermoelementes (a) und der Klebstoffhöhe (b) zwischen $t = 0.8 - 3.5$ s verzögert. Erst nach dieser Zeit ist die Temperatur an der Messstelle im Klebstoff so groß wie in der TPS-Mitte.

Abschließend sei in diesem Zusammenhang auf die experimentellen und numerischen Untersuchungen von Barth et al. [11] verwiesen, bei denen das Zeitverhalten von Ther-

3.3 Systembedingte Einflüsse

moelementen für unterschiedliche Einbaubedingungen (Einkleben / Einpressen) untersucht wird. Das Ziel darin ist die Integrationsprobleme des *SHEFEX*-Fluges näher zu analysieren und Aussagen zur klebstoffverursachten Zeitverzögerung machen zu können. Dabei wird bei einer Prallstrahlströmung eine schräg angestellte Keramikprobe mit einem Hyperschallstrahl ($Ma = 4$) angeströmt und auf Temperaturen von 800 K erhitzt. Die Keramiktemperatur wird von einem eingeklebten und einem eingepressten Thermoelement während des Aufheizungsprozesses in der Mitte gemessen. Das Ergebnis dieser experimentellen und numerischen Nachuntersuchungen ist, dass mit dem eingepressten Thermoelement mit geringen Abweichungen die Temperatur in der Keramikmitte gemessen werden kann, wobei das eingeklebte Thermoelement zum Versuchende eine Abweichung bezüglich des Temperaturanstiegs von 34% aufweist. Dieses Ergebnis stimmt mit den eingangs durchgeführten Strukturrechnungen zum *SHEFEX*-Flug und der sich daraus ergebenden Abweichung (35%) annähernd überein. Gleiches gilt für die zeitliche Verzögerung zwischen dem eingeklebten und eingepressten Thermoelement, die $t = 2.65\text{ s}$ beträgt (Freiflug $t = 0.8 - 3.5\text{ s}$).

3.3.3.2 Ansprechzeiten der Mantelthermoelemente

Bei dem verwendeten Thermoelemententyp ist der Messpunkt nicht mit der metallischen Außenummantelung verbunden, sondern durch ein Magnesiumoxidpulver isoliert. Dadurch ist eine elektrische Abschirmung vom umgebenden Medium gewährleistet, so dass entsprechende Störeinflüsse unterbunden werden können. Diese Isolierung wirkt sich allerdings auch als thermischer Widerstand aus. Folglich findet in der, wenn auch sehr dünnen, Magnesiumoxidschicht eine schlechte Wärmeleitung statt, die eine Messverzögerung im Thermoelement hervorruft. Gemäß der VDI/VDE 3522 [101] Richtlinie werden zur Charakterisierung des Zeitverhaltens von Berührungsthermometern als Übergangszeiten üblicherweise die Halbwertzeit ($t_{0.5}$) und 9/10-Wertzeit ($t_{0.9}$) angegeben. Letztere von beiden gibt z.B. an, wieviel Zeit bei einer Sprungfunktion benötigt wird, um 90% des Endmesswertes zu erreichen. Zum Zeitpunkt $t_{0.9}$ bleibt demnach ein Messfehler von 10% . Entscheidend für die Übergangszeiten sind neben dem Durchmesser des Thermoelementes, wie gut der Wärmeübergang zwischen Medium und Sensor ist, siehe Gleichung (3.18) (S. 67). Bei der Messung in ruhender Luft ist eine deutlich größere Ansprechzeit als in strömendem Wasser feststellbar. Für das verwendete Thermoelement gibt der Hersteller folgende Übergangszeiten an:

- $t_{0.9} = 0.13\text{ s}$ – Wasser ($\vec{v} = 0.2\text{ m/s}$)
- $t_{0.9} = 5.5\text{ s}$ – Luft ($\vec{v} = 2\text{ m/s}$)

Da für die Flugauswertung die zeitliche Verzögerung der Temperaturmessdaten als wichtige Randbedingung eingeht, wird die Übergangszeit in einem Tauchversuch überprüft. Dabei soll vor allem auch der Einfluss des Hochtemperaturklebstoffs berücksichtigt werden. Das Versuchsprinzip besteht darin, Thermoelemente mit und ohne Klebstoffummantelung in ein aufgeheiztes Wasserbecken zu tauchen und anschließend die Sprungfunktion

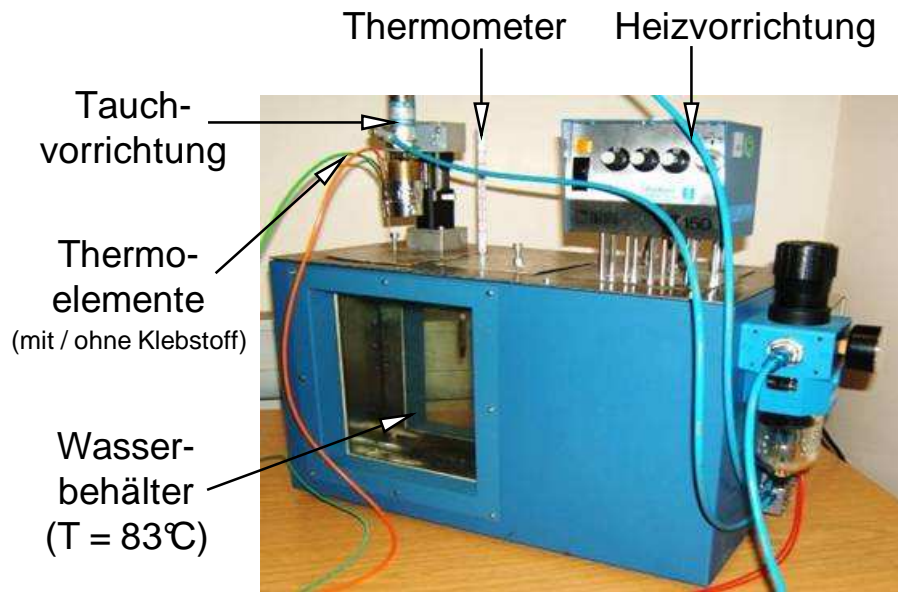
3.3 Systembedingte Einflüsse

zu erfassen, siehe **Abbildung 3.23(a)**. Aus dieser lassen sich dann die Übergangszeiten bestimmen. Die Klebstoffschichtdicke um das Element beträgt 1.25 mm , was einer wahrscheinlichen Größenordnung im Flug gemäß **Abschnitt 3.3.3.1** (S. 72 ff.) und dem dort eingeführten Parameter a entspricht.

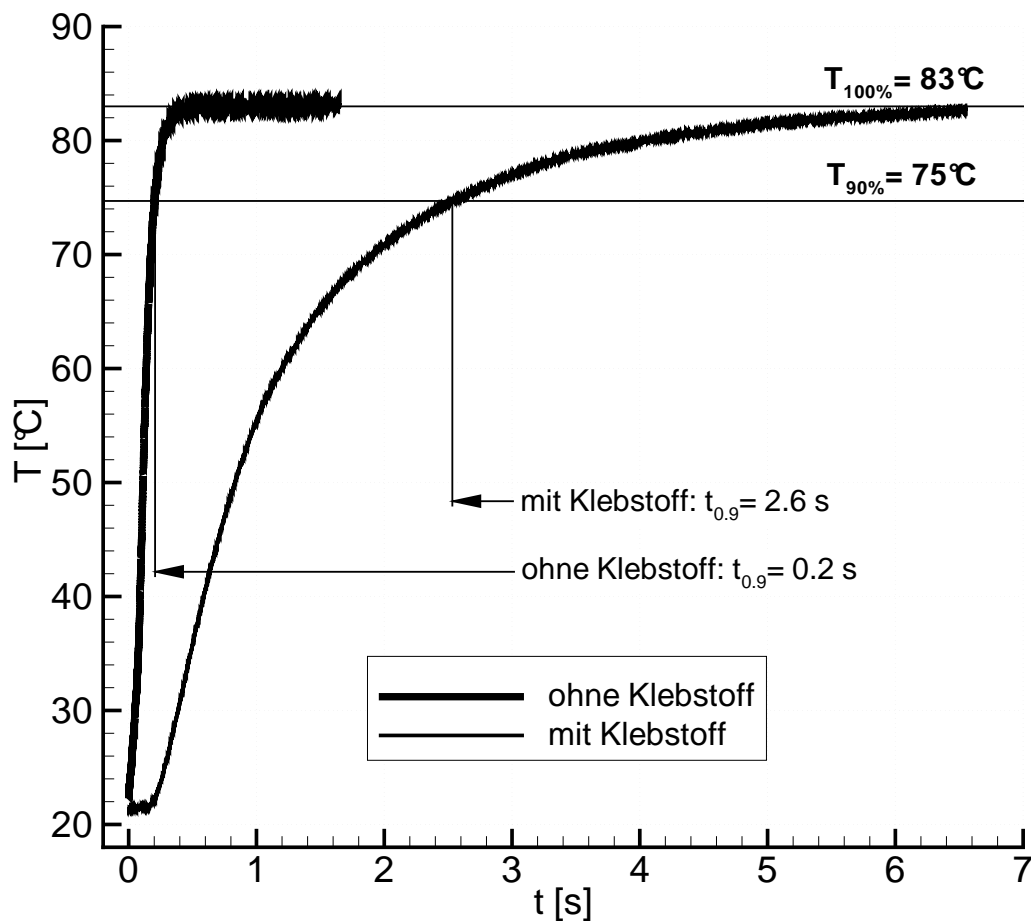
In **Abbildung 3.23(b)** sind die Ergebnisse zur Sprungfunktion und der daraus ermittelten Übergangszeit $t_{0,9}$ dargestellt. Es zeigt sich, dass die vom Hersteller genannte Übergangszeit ($t_{0,9} = 0.13\text{ s}$) für den Fall ohne Klebstoffummantelung im Experiment zu $t_{0,9} = 0.20\text{ s}$ bestätigt werden kann, wobei sich die vorhandene Abweichung mit den nicht identischen Versuchsbedingungen erklären lässt. Bei den Messungen des Herstellers wird das Thermoelement im Gegensatz zu den eigenen Untersuchungen im strömenden Wasser ($v = 0.2\text{ m/s}$) vermessen. Durch die erzwungene Umströmung wird der Wärmeübergang verbessert, was zu einer schnelleren Reaktion des Thermoelementes führt. Im Fall mit einer Klebstoffummantelung, zu der keine Herstellerdaten existieren, ergibt sich eine Übergangszeit von $t_{0,9} = 2.6\text{ s}$. Diese Zeit stimmt sowohl mit den Untersuchungen zum Freiflug ($t = 0.8 - 3.5\text{ s}$) als auch mit den experimentellen und numerischen Ergebnissen in **Barth et al.** [11] ($t = 2.65\text{ s}$) überein.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Klebstoffschicht zwischen Keramikmitte und Thermoelement und der überschüssige Klebstoff auf der Nut mit ihren mittleren Größenordnungen ($\bar{a} = 1.5\text{ mm}$ und $\bar{b} = 1.0\text{ mm}$) bei einer instationären Aufheizung geringere Messwerte bzw. Verzögerungen von etwa 2.5 s hervorrufen. Dies ist auf die im Vergleich zur Keramik schlechten Wärmeleitfähigkeit des Hochtemperaturklebstoffs ($\bar{\lambda}_{Keramik} = 8\text{ W/mK} \leftrightarrow \lambda_{Klebstoff} = 1.4\text{ W/mK}$) und das erhöhte Wärmeaufnahmevermögen durch den zusätzlichen Klebstoff zurückzuführen. Für den Fall, dass ein Fahrzeug wie *SHEFEX* mit ca. 2 km/s fliegt, führen diese Übergangszeiten zu einer Flughöhendifferenz von 5 km . Setzt man voraus, dass die gemachten Annahmen und die daraus resultierenden Ergebnisse dieser Arbeit mit den realen Wiedereintrittsbedingungen übereinstimmen, so entsprechen die im *SHEFEX*-Flug zu messenden Temperaturen in der Keramikmitte nicht der realen Wiedereintrittshöhe, sondern korrespondieren mit einer ca. 5 km höheren Wiedereintrittsbedingung.

3.3 Systembedingte Einflüsse



(a) Tauchversuch (bereitgestellt von Jan Matinez Schramm DLR-Göttingen)



(b) Übergangszeiten $t_{0,9}$

Abbildung 3.23: Tauchversuch zur Bestimmung der Übergangszeit mit und ohne Klebstoffeinfluss; Thermoelement Typ K , Klebstoffdicke 1.25 mm , Wassertemperatur 83°C .

3.3.4 TPS-Beschaffenheit

Das Wärmeschutzsystem besteht vorwiegend aus C/C-SiC-Keramiken (C – Kohlenstoff und Si – Silizium). Ausnahmen stellen hier die metallischen Platten (9 und 17) der Passagierexperimente und die vom DLR kommenden Whipox-Platten (11-12 und 14-15) dar, siehe **Tabelle 2.1** (S. 12).

Die in **Abbildung 3.24** gezeigte C/C-SiC Keramik wird mit einem Flüssig-Silizium-Infiltrationsverfahren (LSI) hergestellt. Dabei wird gemäß **Brandt et al.** [18] das Ausgangsmaterial CFK (kohlenstoffverstärkter Kunststoff) zu C/C-Verbundwerkstoffen pyrolysiert, wobei sich zwischen den C-Fasern und der C-SiC-Matrix eine Rissstruktur ausbildet, in die anschließend das Silizium infiltriert (eingebracht) wird. Durch das entstehende Strukturgefüge ergibt sich ein Werkstoff mit orthotropen (richtungsabhängigen) Materialeigenschaften. Vor allem die Wärmeleitfähigkeit variiert deutlich in Abhängigkeit zur parallelen und senkrechten Faserrichtungen. Ziel ist es, eine hohe Wärmeleitfähigkeit in Faserrichtung zu ermöglichen, um die Wärme ableiten zu können. Entgegengesetzt dazu soll der Wärmeeintrag senkrecht zur Faserrichtung bzw. in das Strukturinnere durch eine geringere Wärmeleitfähigkeit reduziert werden.

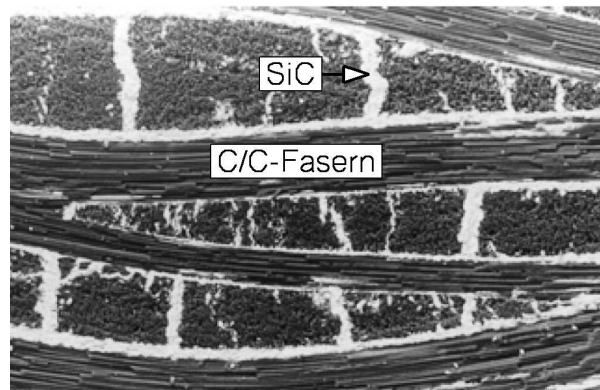


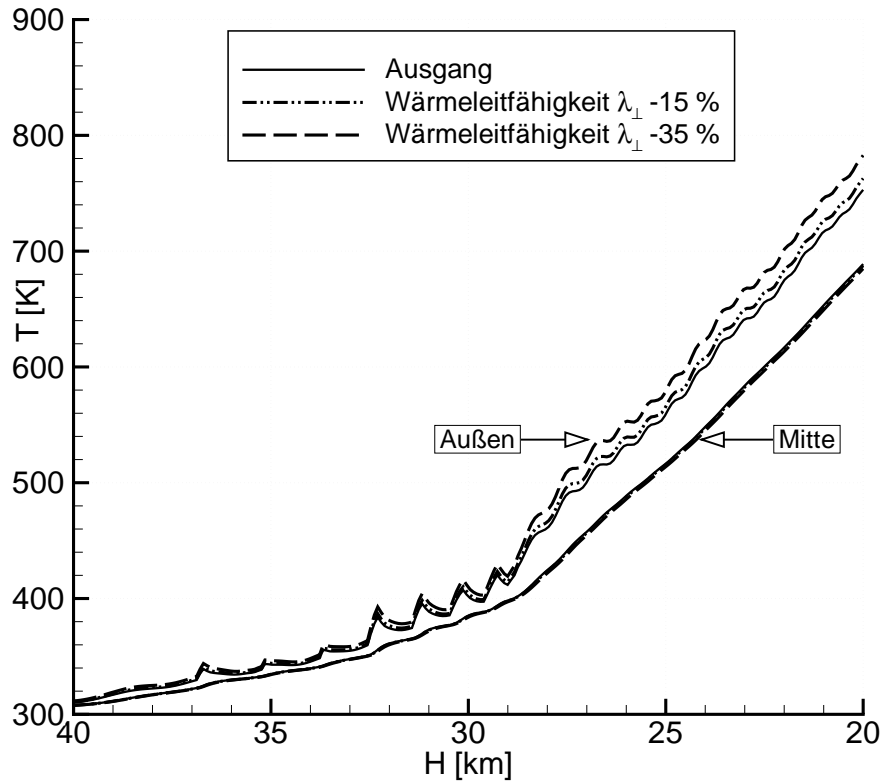
Abbildung 3.24: Struktur vom C/C-SiC.

3.3.4.1 Einfluss der Wärmeleitfähigkeit

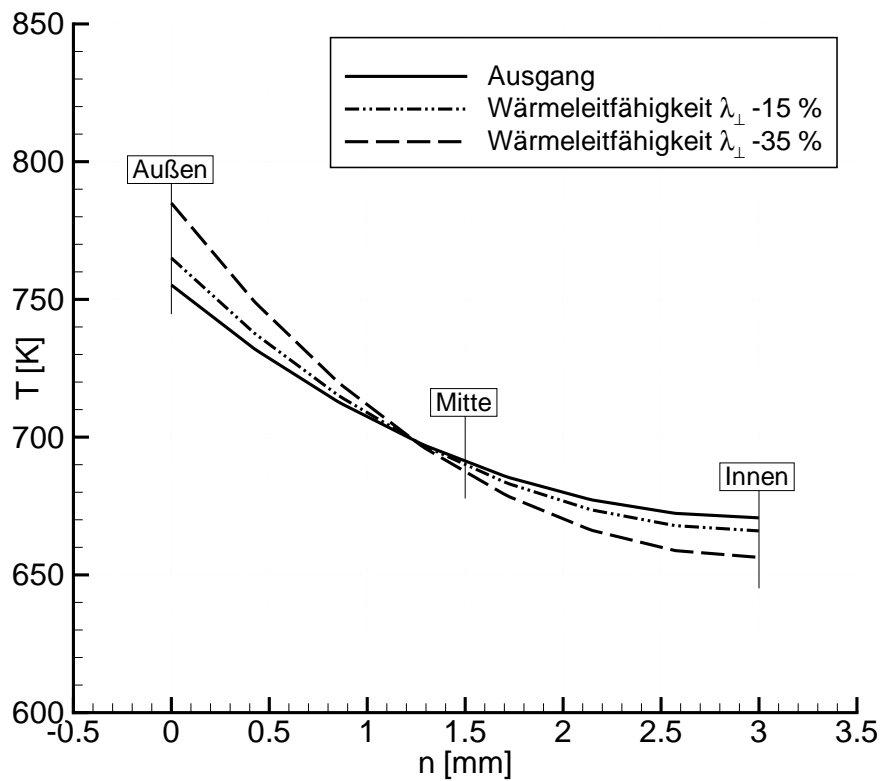
Im Sonderforschungsbereich „Hochtemperaturprobleme rückkehrfähiger Raumtransportsysteme“ (**Brandt et al.** [18]) wurden u.a. die Materialeigenschaften von C/C-SiC unter Wiedereintrittsbedingungen untersucht. Die Messungen hierzu zeigen, dass die Wärmeleitfähigkeit senkrecht zur Faserebene im Vergleich zum Originalzustand nach dem Wiedereintrittstest im Plasma-Wind-Kanal um 15 – 35 % reduziert ist.⁴ Als Begründungen werden die Ausdampfung des überschüssigen Siliziums und die Oxidierung der Materialoberfläche angegeben. Eine Reduzierung der Wärmeleitfähigkeit in dem genannten Umfang beeinflusst die Temperaturverteilung in der Struktur. Für die Auswertung der gemessenen TPS-Temperaturen des Flugexperimentes gilt es zu überprüfen, welche Folgen die Änderung der thermischen Eigenschaften haben. Hierzu wird analog zu den vorherigen Studien die thermisch mit am höchsten belastete *Platte 5* für eine 15 %- und 35 %ige Reduzierung der Ausgangswärmeleitfähigkeit senkrecht zur Faser untersucht. Die Berechnungsbedingungen entsprechen denen im **Abschnitt 3.3.3.1** (S. 72 ff.).

⁴Die Wärmeleitfähigkeit parallel zur Faser zeigt keine nennenswerten Abweichungen.

3.3 Systembedingte Einflüsse



(a) Temperatur während des Wiedereintritts



(b) Temperatur normal in der Wand $H = 20$ km

Abbildung 3.25: Einfluss der Wärmeleitfähigkeit senkrecht zur Phaserrichtung. Instationäre Strukturrechnung mit Wiedereintrittslasten an der *Platte 5*.

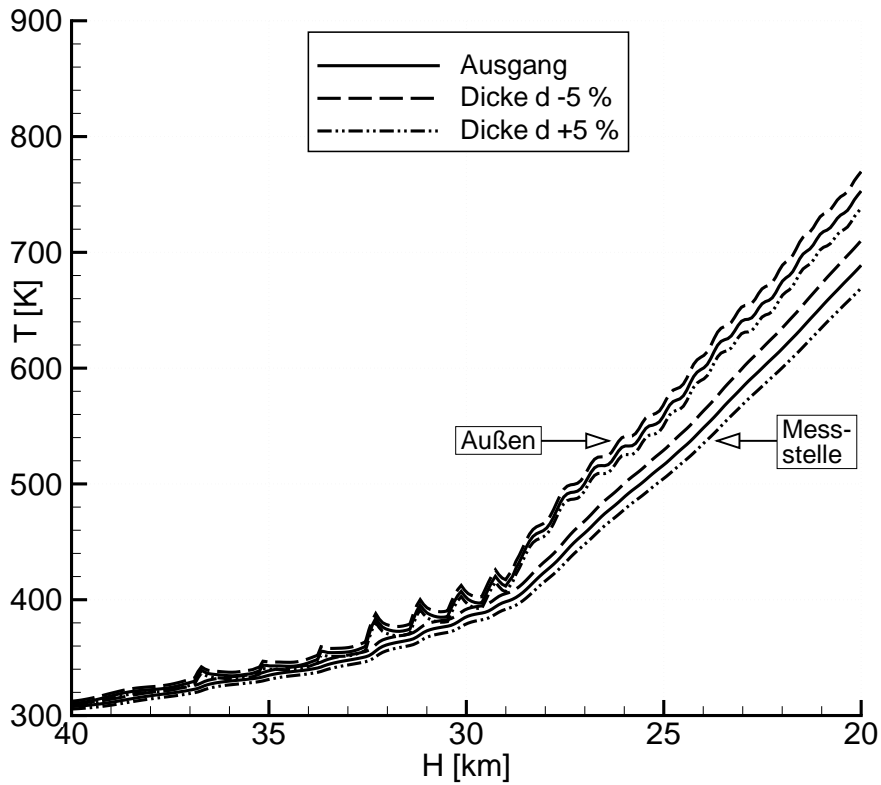
In **Abbildung 3.25(a)** ist die Temperaturentwicklung auf der Keramikaußenseite (Angriffsfläche der thermischen Last) und in der Keramikmitte (Messstelle im Experiment) über der Wiedereintrittshöhe dargestellt. Der Temperaturverlauf an der Außenseite spiegelt die Transition zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht ($H \approx 28 \text{ km}$) sowie die Einflüsse der Anstellwinkeländerungen während des Wiedereintritts wider. Dies drückt sich in den schwankenden Kurvenverläufen der Temperaturen aus. Die Temperatur mittig in der Keramik bleibt weitestgehend unabhängig von den äußeren Änderungen (Taumbewegung, Transition usw.). Durch das reduzierte Wärmeleitvermögen ergibt sich zum Flugende eine maximale Erhöhung der Oberflächentemperatur von $\Delta T = 30 \text{ K}$, was einer prozentualen Abweichung von 4 % entspricht. Die Temperatur in der Keramikmitte erweist sich als vergleichsweise unabhängig von der gewählten Wärmeleitfähigkeit. Dies lässt sich mit den in **Abbildung 3.25(b)** aufgetragenen Temperaturverteilungen normal zur Wand erläutern. Mit abnehmender Wärmeleitfähigkeit wird der Energietransport in die Struktur verringert, woraus größere Temperaturgradienten $\frac{\partial T}{\partial n}$ in Normalenrichtung (n-Normalenkoordinate) resultieren. Dementsprechend nimmt die Temperatur an der Oberfläche zu und fällt zum Inneren stärker ab. Aufgrund der unterschiedlichen Steigungen ($\frac{\partial T}{\partial n}$) der drei untersuchten Fälle schneiden sich die Kurven der Temperaturverläufe bei $d \approx 1.3 \text{ mm}$, was in etwa der Strukturmitte entspricht. Dies erklärt, weshalb die in **Abbildung 3.25(a)** gezeigten Temperaturverteilungen mittig in der Keramik unabhängig von der Wärmeleitfähigkeit sind. Durch die während des Wiedereintritts annähernd exponentiell ansteigende Wärmelast \dot{q} ergibt sich in der Struktur im Gegensatz zum stationären Fall mit einer linearen Temperaturverteilung ein exponentieller Kurvenverlauf.

3.3.4.2 Variation der Plattendicke

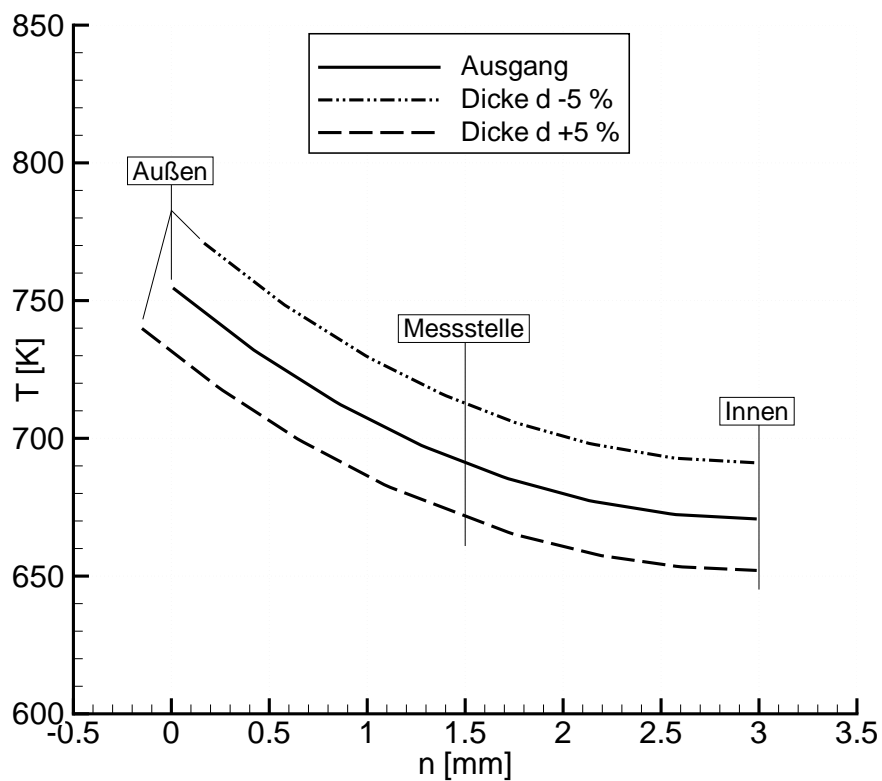
Herstellungsbedingt lassen sich die Keramikplatten des Thermalschutzsystems mit einer maximalen Abweichung von $\pm 0.15 \text{ mm}$ ($\pm 5 \%$) fertigen, vgl. Laux [59]. Da allerdings die Nut, in der das Thermoelement eingeklebt wird, eine konstante Tiefe von 1.5 mm besitzt, entsteht durch die Fertigungsungenauigkeiten bezogen auf den Messpunkt eine Abweichung von $\pm 10 \%$.

Im Folgenden gilt es zu analysieren, welchen Einfluss diese Ungenauigkeiten auf die Temperaturverteilung in der Keramik haben. Die Vorgehensweise hierzu entspricht der im vorherigen Abschnitt. In **Abbildung 3.26** ist analog zur Untersuchung der Wärmeleitfähigkeit die Temperaturentwicklung während des Wiedereintritts und zum Flugende senkrecht in der Keramik für verschiedene Keramikdicken ($d = 2.85/3/3.15 \text{ mm}$) dargestellt. Es zeigt sich, dass die maximale Temperaturabweichung an der Messstelle $\pm 20 \text{ K}$ bzw. $\pm 3 \%$ beträgt. Ähnliches gilt für die Oberflächentemperatur, die für $H = 20 \text{ km}$ um $\pm 15 \text{ K}$ bzw. $\pm 2 \%$ variiert.

3.3 Systembedingte Einflüsse



(a) Temperatur während des Wiedereintritts



(b) Temperatur normal in der Wand $H = 20$ km

Abbildung 3.26: Einfluss der Plattendicke ($\pm 5\%$). Instationäre Strukturrechnung mit Wiedereintrittslasten an der *Platte 5*.

3.3.4.3 Einfluss der TPS-Temperatur auf die Wärmeflussmessung

Die bisherigen Analysen identifizieren den Einfluss der TPS-Beschaffenheit (Wärmeleitfähigkeit und Abmessungen) auf die Temperaturentwicklung in der Keramik. Damit lässt sich die Frage klären, welche Parameter die Temperaturmessung während der Wiedereintrittsphase beeinflussen. Offen bleibt allerdings, inwiefern die Wärmestrommessung auf eine sich ändernde Oberflächentemperatur des TPS reagiert. Bevor das Gas über den Wärmeflussensor strömt, legt es einen gewissen Weg über dem TPS zurück. Dabei findet zwischen Strömung und Struktur ein Energieaustausch statt, der u.a. von der Oberflächentemperatur der Keramik abhängig ist. Bei einer kälteren Wand kann mehr thermische Energie von der Strömung abgegeben bzw. von der Struktur aufgenommen werden, da die „treibende Kraft“ (ΔT) des Wärmeübergangs größer wird, vgl. Gleichung (3.18) (S. 67).

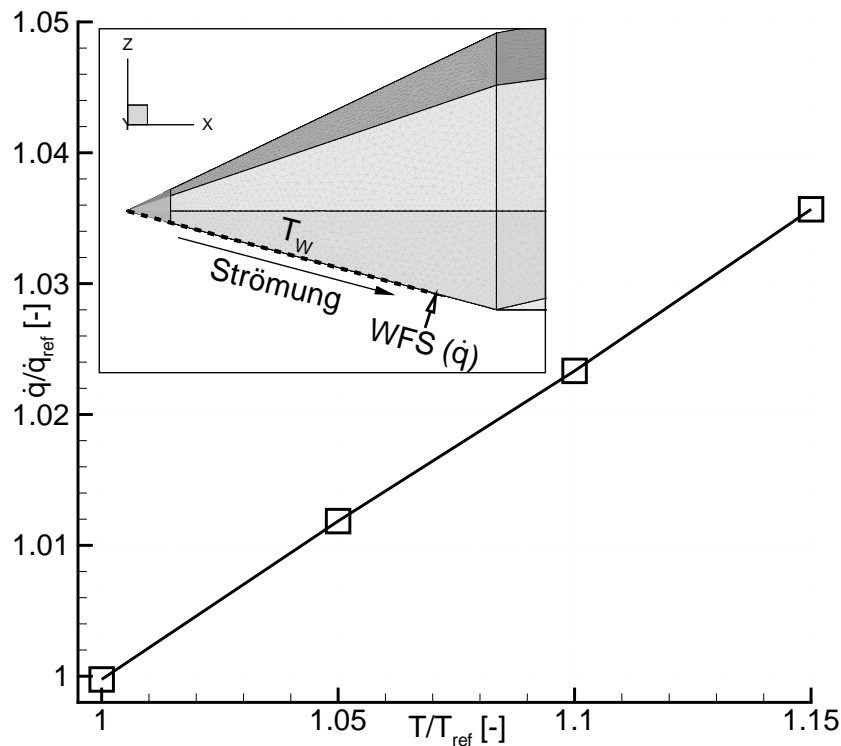


Abbildung 3.27: Einfluss der TPS-Temperatur auf die Wärmestromdichte am Sensor.

In **Abbildung 3.27** ist der Einfluss der Oberflächentemperatur T_w des TPS auf den spezifischen Wärmestrom \dot{q} an der Stelle des Sensors dargestellt. Die Ergebnisse beruhen auf numerischen Strömungsberechnungen für unterschiedliche Wandtemperaturen. Für die ermittelte maximale Abweichung der Oberflächentemperatur gemäß der vorangegangenen Abschnitte müssen 6% (4% aufgrund der Wärmeleitfähigkeit und 2% durch die Materialdicke) angenommen werden. Aus dieser höheren Wandtemperatur ($T/T_{ref} = 1.06$) ergibt sich an der Sensorstelle ein spezifischer Wärmestrom von ($\dot{q}/\dot{q}_{ref} \approx 1.015$), was einem Zuwachs von 1.5% entspricht. Ein gewisser Einfluss der Wandtemperatur auf die Wärmestrommessung ist demnach gegeben, obgleich er im Vergleich zu anderen Faktoren wie der des Sensorüberstandes in **Abschnitt 3.3.1.2** (S. 66 ff.) relativ gering ist.

3.4 Zusammenfassung der Toleranzen

In diesem Abschnitt sollen die ermittelten Genauigkeiten zusammenfassend dargestellt werden. Ziel ist es, für den im **Abschnitt 4.3.2** (S. 102 ff.) anstehenden Vergleich zwischen den experimentellen Flugdaten und den Ergebnissen der gekoppelten Strömungs-Struktur-Rechnungen Toleranzen bereitzustellen, die die wesentlichen Unsicherheiten der Messungen und der Rechnung beinhalten. Die angegebenen Unsicherheiten beziehen sich dabei immer auf den Zuwachs der entsprechenden Größe Φ , also $\Delta(\Phi - \Phi_0)$, worin Φ_0 der Ausgangswert bei $H = 60 \text{ km}$ ist. Für den statischen Druck und die Wärmestromdichte können die Ausgangswerte aufgrund ihrer kleinen Größenordnung vernachlässigt werden, so dass sich die Angaben zu $\Delta\Phi$ vereinfachen. Für die Temperaturen im TPS und an den Sensoroberflächen gilt dies nicht, da die Anfangswerte im Temperaturbereich von $T_{0\text{TPS/Sensor}} = 270 - 290 \text{ K}$ liegen. Die Angaben zu den Toleranzen können nicht als vollkommen angesehen werden, sondern dienen als Grundwerte zu den maximal erfassbaren Unsicherheiten. Es lassen sich gewisse Effekte im Rahmen der durchgeführten Sensitivitätsanalyse nicht global angeben, da es sich meist um miteinander gekoppelte Systeme mit instationären Charakter handelt. Ein Beispiel hierfür ist die Kontaktmodellierung zwischen Wärmeflussensor und TPS. Abhängig vom Energieaustausch zwischen beiden Körpern ergibt sich eine Sensortemperatur, die wiederum die Wärmeflussmessung der Strömung beeinflusst, da die Temperaturdifferenz zwischen Sensoroberfläche und Strömung maßgeblich für den sich ergebenden Wärmestrom ist. Dieser sekundäre Einfluss bleibt bei den Toleranzangaben außen vor, wonach die Unsicherheiten vereinfacht als unabhängig angenommen werden, so dass eine Aufsummierung der Fehler möglich ist. Demnach ergibt sich ein maximaler Fehlerbereich, der keine Kompensation der Teilunsicherheiten beinhaltet.

Statischer Druck

Es zeigt sich, dass der statische Druck besonders vom Anstellwinkel abhängig ist, wobei sich hier bei einer Variation von $\pm 1^\circ$ Druckabweichungen von $\pm 10\%$ ergeben. Ferner kommen durch das Atmosphärenmodell und numerische Diskretisierungsfehler $\pm 6\%$ bzw. $\pm 5\%$ Abweichungen hinzu. Da sich der Druck von den übrigen Einflüssen wie die Turbulenzmodellierung weitgehend unabhängig erweist, folgt für ihn gemäß der Sensitivitätsanalyse eine Toleranz von $\pm 21\%$. Zusätzlich beträgt die maximale absolute Messunsicherheit der Sensoren $\pm 60 \text{ Pa}$, was den höhenabhängigen Abweichungen von $\pm 1200\%$ ($H = 60 \text{ km}$, $p_{\text{Sensor}} = 5 \text{ Pa}$) bis $\pm 0.1\%$ ($H = 20 \text{ km}$, $p_{\text{Sensor}} = 46400 \text{ Pa}$) entspricht. Die Messunsicherheit der Drucksensoren hat demnach im oberen Höhenbereich einen bedeutenden Einfluss bzw. ist der Messfehler im Vergleich zum zu messendem Druckniveau deutlich zu groß. In einer Höhe von $H = 38 \text{ km}$ ($p_{\text{Sensor}} \approx 300 \text{ Pa}$) ist die Messunsicherheit aller Sensoren kleiner oder gleich groß wie die Einflüsse der Sensitivitätsanalyse ($\pm 20\%$). Unterhalb dieser Höhe verliert die Messunsicherheit der Sensoren zunehmend an Bedeutung. Somit setzt sich die Gesamttoleranz aus einem relativen und absoluten Anteil zusammen und

3.4 Zusammenfassung der Toleranzen

kann festgehalten werden zu:

$$\Delta p = \pm 21 \% \pm 60 Pa \quad . \quad (3.19)$$

Wärmestromdichte

Die Angaben zur Wärmestromdichte beziehen sich auf die Messung mit den entsprechenden fünf Wärmeflussensoren auf der Unterseite des Vorkörpers und nicht auf den Wärmeübergang am TPS. Das Atmosphärenmodell und die Anstellwinkelvariation ergeben $\pm 7\%$ bzw. $\pm 5\%$ Unsicherheit. Die numerischen Diskretisierungsfehler betragen maximal $\pm 6\%$. Der Einfluss des verwendeten Turbulenzmodells soll hier nicht einbezogen werden, da sich keine auf alle fünf Sensoren übertragbare Tendenz abzeichnet, obgleich teilweise ein deutlicher Einfluss auf die Wärmestromdichte vorliegt. Ferner haben die untersuchten Turbulenzmodelle keinen Anspruch auf Vollständigkeit, wobei die Turbulenzmodellierung zu komplex ist, um hierfür eine globale Toleranzangabe machen zu können. Die ausführlichen Untersuchungen zum Sensorüberstand zeigen einen großen Einfluss auf die Messung der spezifischen Wärmeströme. Es wird davon ausgegangen, dass die Überstandshöhe mit einer Genauigkeit von $u_{ges} = \pm 0.25 mm$ basierend auf den Strukturrechnungen rekonstruiert werden kann. Daraus ergibt sich für die Ermittlung der Wärmestromdichte eine Unsicherheit von $\pm 15\%$. Ein relativ kleiner Anteil von $\pm 2\%$ wird durch die TPS-Beschaffenheit bzw. der daraus resultierenden Oberflächentemperatur hervorgerufen. Bleibt noch die Messunsicherheit der Sensoren, die laut Herstellerangaben $\pm 3\%$ beträgt, so dass die Gesamttoleranz sich aufsummiert zu:

$$\Delta \dot{q} = \pm 38 \% \quad . \quad (3.20)$$

Wärmeflussensor-Temperatur

Die Oberflächentemperatur der Wärmeflussensoren wird deutlich durch die Kontaktbedingung zwischen Sensorgehäuse und TPS bestimmt. Im Fall eines freien Energieaustauschs zwischen beiden Körpern wirkt der Sensor als Wärmesenke, wodurch viel thermische Energie vom TPS in den Sensor übergeht und eine entsprechende Temperaturerhöhung im Sensor verursacht. Im adiabaten Fall hingegen erwärmt sich der Sensor während der Wiedereintrittsphase deutlich weniger. Da die exakte Kontaktbedingung im Flugexperiment unbekannt ist, sind beide Varianten möglich, woraus sich für die Temperaturerhöhung eine Unsicherheit von $\pm 44\%$ ergibt. Hinzu kommen $\pm 4\%$ aufgrund numerischer Diskretisierungsfehler. Die restlichen Einflüsse wie die Anstellwinkeländerung lassen sich nur durch aufwendige Berechnungen erfassen und werden daher im Rahmen dieser Abschätzung vernachlässigt. Die Messunsicherheit der Sensoren beträgt $\pm 3\%$. Somit kann für den Anstieg der Oberflächentemperatur des Wärmeflussensors folgende Gesamttoleranz angegeben werden:

$$\Delta(T - T_0)_{\text{Sensor}} = \pm 51 \% \quad . \quad (3.21)$$

3.4 Zusammenfassung der Toleranzen

TPS-Temperatur

Aufgrund des Einflusses des Hochtemperaturklebstoffs, mit dem die Mantelthermoelemente im TPS verklebt wurden und der ungenauen Information zur exakten Lage der Thermolemente im TPS, ergibt sich für die Temperaturmessung eine Unsicherheit von $\pm 35\%$. Einen weiteren Anteil verursacht die nicht eindeutig definierbare TPS-Beschaffenheit vor allem bezüglich der genauen Plattendicken. Daraus ergibt sich eine weitere Temperaturvariation von $\pm 3\%$. Bleiben noch die numerischen Diskretisierungsfehler, die zu $\pm 1\%$ festgehalten werden können. Die Messunsicherheit von Mantelthermoelementen ist im Vergleich zu den genannten Toleranzen gering, wobei sie laut Herstellerangaben $\pm 0.5\%$ beträgt. Somit ergibt sich für die Messung der Temperaturzunahme im TPS unter Berücksichtigung der Integrationsbedingungen der Thermolemente eine Gesamttoleranz von:

$$\Delta(T - T_0)_{\text{TPS}} = \pm 40 \% \quad . \quad (3.22)$$

Zusammenfassend zeigt sich, dass gemäß den Untersuchungen und Annahmen dieser Arbeit eine Auswertung des Freiflugexperimentes *SHEFEX* bezüglich der untersuchten Messgrößen mit einer maximalen Unsicherheit von $\pm 21\%$ bis $\pm 51\%$ möglich ist, wobei die Teilunsicherheiten vereinfacht als voneinander unabhängig vorausgesetzt und keine Kompensationen der Fehler erfasst werden. Ferner sind innerhalb der durchgeführten Sensitivitätsanalyse gewisse Einflüsse wie die Turbulenzmodellierung wegen ihrer hohen Komplexität nicht global berücksichtigt und bleiben bei der Abschätzung der Gesamttoleranzen außen vor.

Kapitel 4

Berechnung und Auswertung des Flugexperimentes

Dieses Kapitel beinhaltet die aerothermodynamische Untersuchung und Auswertung des Freiflugexperimentes *SHEFEX*. Hierzu soll zunächst ein Überblick zur allgemeinen Strömungstopologie um den Flugkörper gegeben werden. Im Anschluss daran wird der Transitionszeitpunkt zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht abgeschätzt.

4.1 Allgemeine Strömungstopologie

Für die anstehende Beschreibung der Strömungstopologie sind in **Abbildung 4.1** die wichtigsten verwendeten Begriffe definiert. Zu sehen ist die Seitenansicht des facettierten Vorkörpers. Dieser ist in drei Segmente aufgeteilt, um die Strömungsbereiche besser zuordnen zu können. Ferner sind die auf der Unterseite (Luv) bedeutungsvollen und in **Abbildung 2.1** (S. 12) bereits gezeigten *Platten 5*, *13* sowie *22* gekennzeichnet. Innerhalb dieser Platten sind die wesentlichen Messsensoren enthalten, weswegen sie für die Flugauswertung eine entscheidende Rolle spielen.

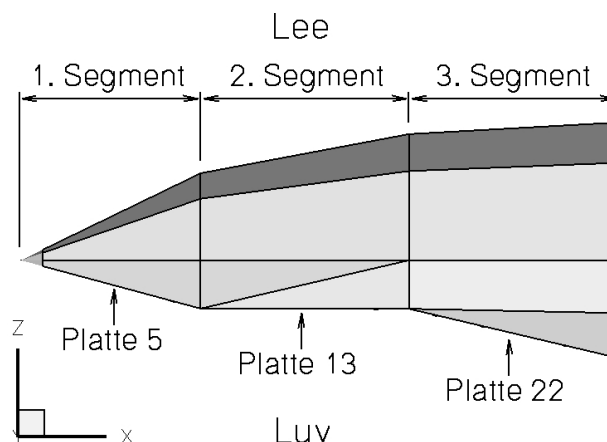


Abbildung 4.1: Begriffsdefinition zur Flugauswertung.

4.1.1 Stoß- und Expansionsgebiete

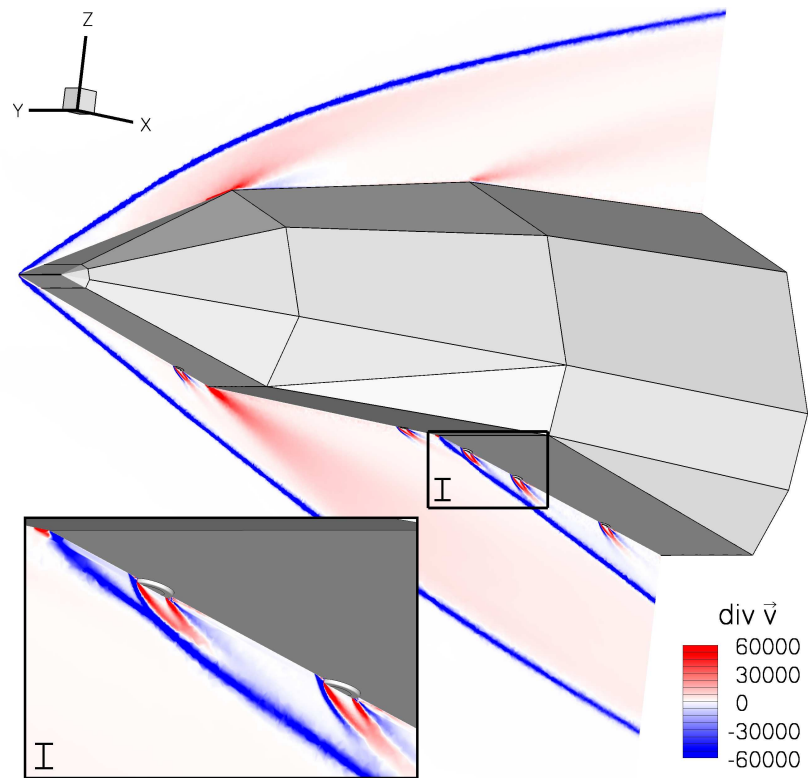
Aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten entstehen um den Körper die für den Über- und Hyperschall typischen Verdichtungsstöße, an denen die Strömungsgeschwindigkeit stark reduziert und die Dichte erhöht werden. Ferner ergeben sich bei *SHEFEX* aufgrund der geometrischen Form Expansionsgebiete, in denen die Geschwindigkeit zu- bzw. die Dichte abnimmt. Beide Phänomene (Kompression und Expansion) lassen sich mit der Geschwindigkeitsdivergenz detektieren, wobei diese definiert ist zu:

$$\operatorname{div} \vec{v} = \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} . \quad (4.1)$$

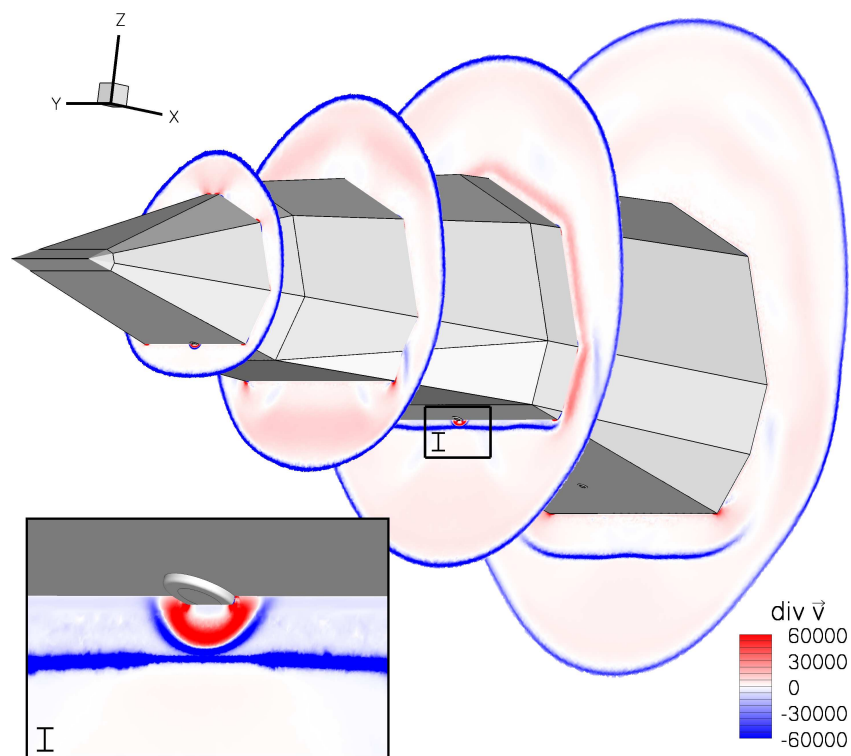
Die Geschwindigkeitsdivergenz gibt an, wieviel die Geschwindigkeit bezüglich aller Komponenten (u , v und w) in einem Raumgebiet zu- oder abnimmt. Bei einem negativen Zahlenwert liegt eine Kompression und bei einem positiven Zahlenwert eine Expansion des Gases vor. In **Abbildung 4.2** sind die Stoß- und Expansionsgebiete mit der Geschwindigkeitsdivergenz in unterschiedlichen x- und y-Schnitten dargestellt. Damit lassen sich der Bugstoß um den Körper und der an der Unterseite entstehende Rampenstoß erkennen. Aufgrund der spitzen Vorderkante ($R_N = 0.2 \text{ mm}$) beginnt der Bugstoß sehr nah am Körper, wobei sich der weitere Stoßverlauf aus der geometrischen Form (Umlenkwinkel) des ersten Segmentes ergibt. Durch den kleiner werdenden Umlenkwinkel in dem darauffolgenden zweiten Segment erfährt die Strömung eine Expansion einhergehend mit einer Geschwindigkeitszunahme, was vor allem deutlich auf der Luvseite im Übergang zwischen *Platte 5* und *13* feststellbar ist. Im letzten Segment ergeben sich auf der Lee- und Luvseite unterschiedliche Strömungsbilder. Die angestellte *Platte 22* stellt eine Rampenströmung mit dem entsprechenden Kompressionsstoß dar, wohingegen auf der Leeseite eine weitere kleine Expansion der Strömung durch den kleiner werdenden Umlenkwinkel möglich wird.

Ferner können der **Abbildung 4.2** Detailansichten zu den Stoß- und Expansionsgebieten an den Wärmestromsensoren entnommen werden. Die Ursachen für die Sensorüberstände sind im **Abschnitt 3.3.1** (S. 62 ff.) erläutert. Der Überstand des Sensors ruft eine relativ starke lokale Stoßfront hervor, der sich ein Expansionsgebiet anschließt. Im Sensornachlauf zeigt sich erneut eine Kompression. Besonders interessant ist die gezeigte Wechselwirkung zwischen dem Rampenstoß an der *Platte 22* und dem am Wärmeflussensor *WFS-3* entstehenden Sensorstoß. Die Interaktion beider Stöße ist in **Abbildung 4.3** detailliert dargestellt. Um den Einfluss beider Stöße verdeutlichen zu können, sind die Strömungszustände für die Flughöhe $H = 20 \text{ km}$ bei $Ma = 6.2$ entlang der in **Abbildung 4.3(a)** gezeigten Auswertungslinien (A und B) normal zur Wand für die Größen cp , T und Ma aufgetragen. Dabei beginnt die erste Linie (A) auf der Sensoroberfläche und durchquert somit den Sensor- und Rampenstoß. Die zweite Auswertungslinie (B) beginnt auf der TPS-Oberfläche und durchläuft nur den Rampenstoß.

4.1 Allgemeine Strömungstopologie



(a) y-Schnitt



(b) x-Schnitte

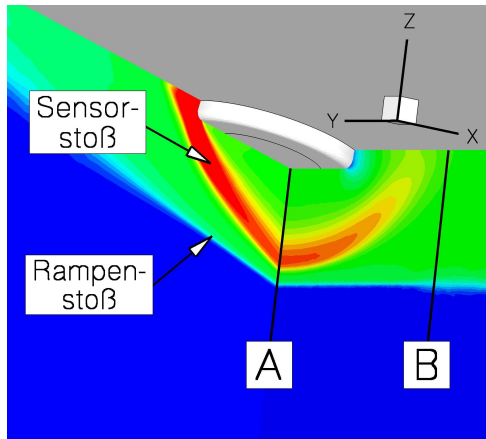
Abbildung 4.2: Visualisierung der Stoß- und Expansionsgebiete mittels der Geschwindigkeitsdivergenz ($\text{div } \vec{v}$) mit Detailansicht zur Sensorströmung, $H = 20 \text{ km}$, $Ma = 6.2$.

4.1 Allgemeine Strömungstopologie

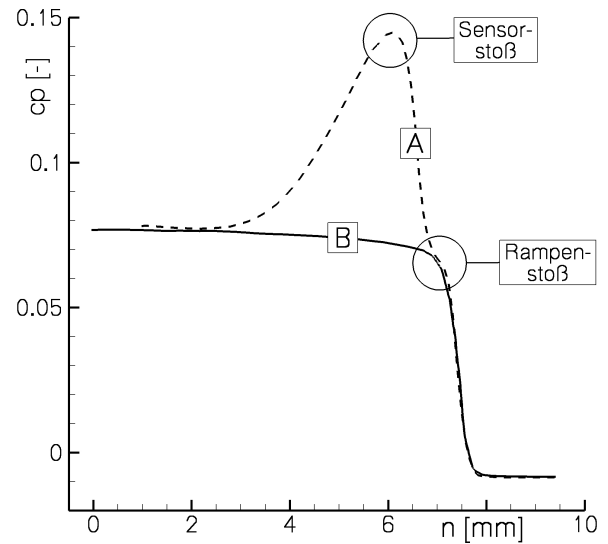
Die Darstellung der Graphen ist so gewählt, dass auf der Abszisse die Wandnormalenkoordinate n und auf der Ordinate die Strömungsgrößen (cp , T und Ma) aufgetragen sind. In **Abbildung 4.3(b)** ist die cp -Verteilung gezeigt. Aus ihr ist zu erkennen, dass im untersuchten x-Schnitt beide Stoßfronten eng zusammen liegen. Der Sensorstoß führt zu einer zusätzlichen Druckerhöhung, die in der gleichen Größenordnung liegt wie der Rampenstoß. Ähnlich verhält es sich mit der in **Abbildung 4.3(c)** gezeigten Temperaturverteilung. Auch hier folgt aus dem Sensorstoß eine mit dem Rampenstoß vergleichbare Temperaturerhöhung. Wie im **Abschnitt 3.3.1.2** (S. 66 ff.) bereits erläutert, ist die zusätzliche Temperaturerhöhung des Sensorstoßes mit ein Grund dafür, weswegen der Wärmeflussensor mit Überstand eine höhere Wärmestromdichte misst als im Fall ohne Sensorüberstand. Die Wandtemperaturen variieren aufgrund der unterschiedlichen TPS- und Sensormaterialien. Die letzte aufgetragene Zustandsgröße ist die in **Abbildung 4.3(d)** dargestellte Machzahlverteilung. Die Machzahl wird zusätzlich durch den Sensorstoß etwa halb so stark wie durch den Rampenstoß reduziert.

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass der durch den Sensorüberstand hervorgerufene Stoß zu einer deutlichen Verdichtung des Gases einhergehend mit einer Temperaturerhöhung beiträgt. In Höhe der hinteren Sensorkante verschmelzen die Fronten des Rampen- und des Sensorstoßes. Die genaue Lage der Verschneidung ist u.a. vom Anstellwinkel und von der Machzahl abhängig, da diese den Stoßwinkel des Rampenstoßes beeinflussen.

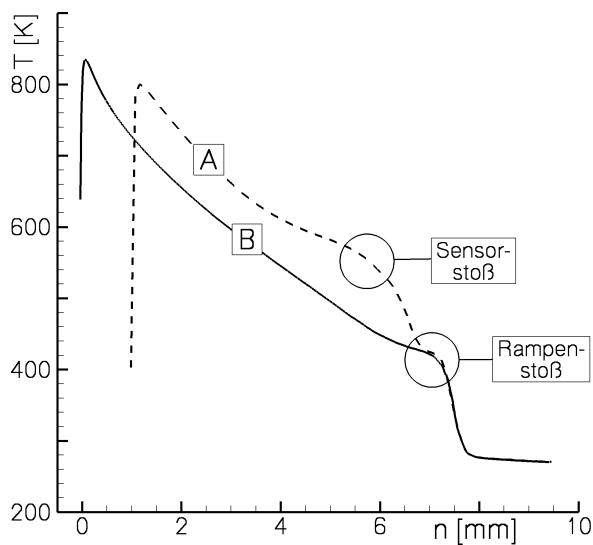
4.1 Allgemeine Strömungstopologie



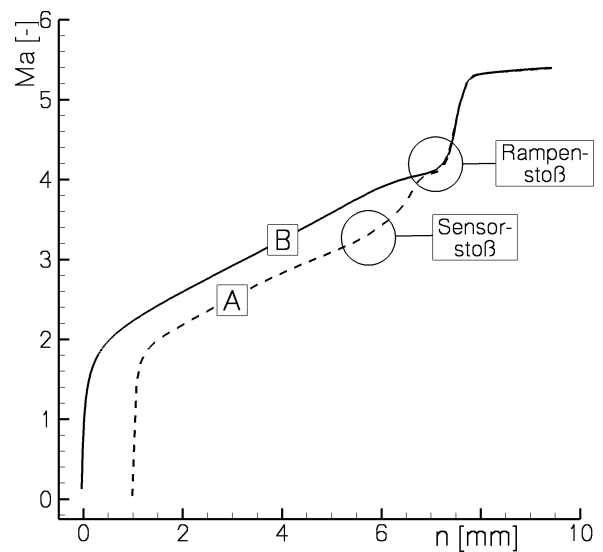
(a) Auswertungslinien entlang A und B



(b) c_p -Verteilung entlang A und B



(c) Temperatur-Verteilung entlang A und B



(d) Machzahl-Verteilung entlang A und B

Abbildung 4.3: Darstellung der Strömungszustände am WFS-3 entlang der Auswertungslinien A und B, n -Wandnormalenkoordinate, $H = 20$ km, $Ma = 6.2$.

4.1.2 Verdrehung und Ablösung der Strömung

Im Folgenden soll mittels der Helizität \vec{h} der „Schraubensinn“ der Strömung dargestellt werden. Die Helizität berechnet sich aus der Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} und der Wirbelstärke $\vec{\omega}$ zu:

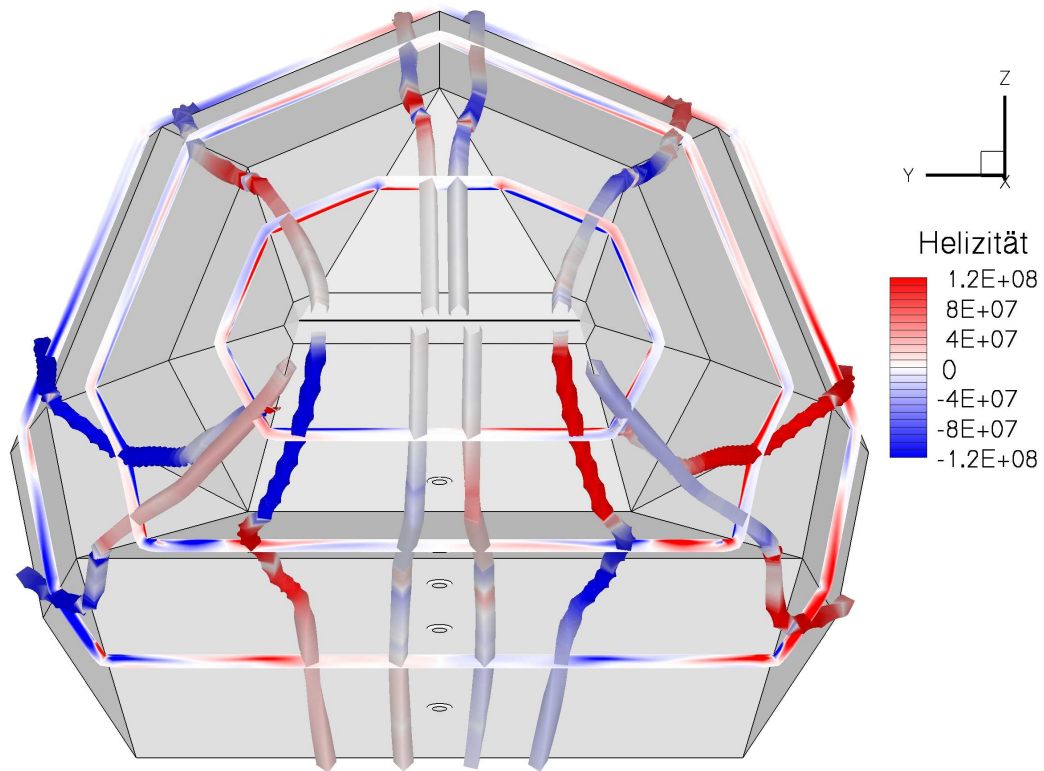
$$\vec{h} = \vec{v} \cdot \vec{\omega} \quad . \quad (4.2)$$

Dabei entsprechen positive Werte einer rechtsdrehenden und negative Werte einer linksdrehenden Strömung. Die Wirbelbildung lässt sich mit den unterschiedlichen Entropieschichten begründen, die aufgrund der verschiedenen Stoßwinkel und somit auch Stoßstärken variieren und daraus entsprechende Entropiegradienten $\frac{\partial s}{\partial \phi}$ (ϕ - Umfangskoordinate) resultieren, die eine Verdrehung der Strömung bewirken. Die Entropiegradienten sind dort sehr groß, wo es zu deutlichen Änderungen der Stoßstärke aufgrund der Geometrieübergänge kommt. Folglich sind die Wirbelzentren nah an den längslaufenden Kanten, siehe **Abbildung 4.4(a)**. Ferner findet an den Übergängen der *Platten 11* und *12* bzw. *Platten 14* und *15*, die sich jeweils auf der linken und rechten Seite des zweiten Segmentes befinden, eine deutliche Strömungsverdrehung statt. Dabei entstehen auf der rechten Seite vorwiegend rechtsdrehende und auf der linken Seite überwiegend linksdrehende Wirbel.

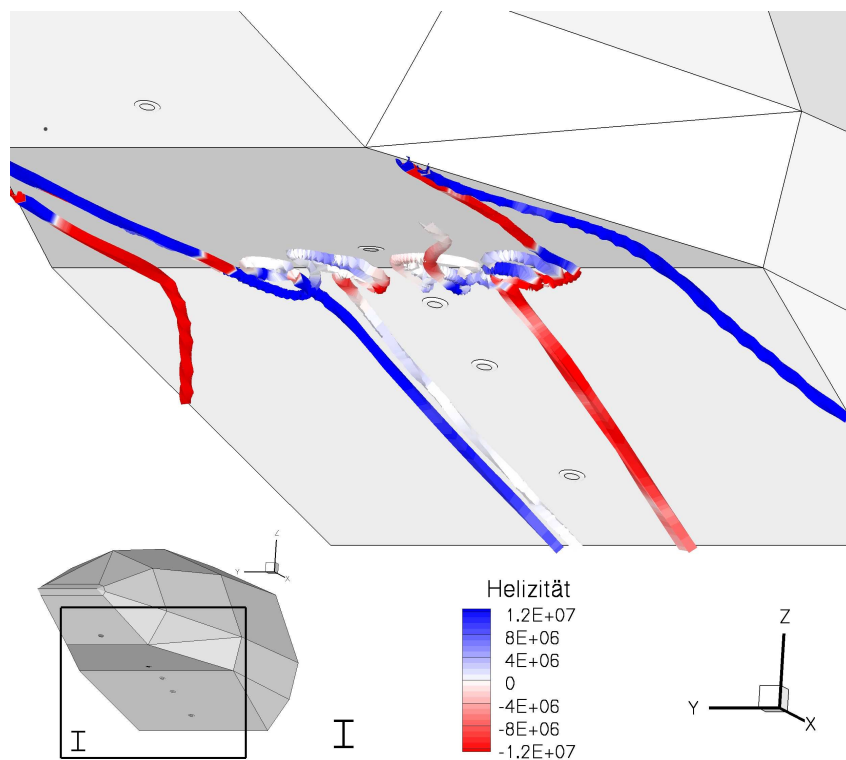
Ergänzend ist in **Abbildung 4.4(b)** eine Detailansicht der Rampenströmung in der Flughöhe $H = 30 \text{ km}$ bei $Ma = 6.3$ mit laminarer Grenzschicht dargestellt. Wie ersichtlich, kommt es auf der Unterseite im Übergang zwischen dem zweiten und dritten Segment zu einer Strömungsablösung. Die Ablöseblase ist im gezeigten Fall ca. $3 - 4 \text{ cm}$ groß. Bei dem im **Abbildung 4.4(a)** illustrierten Strömungszustand ($H = 20 \text{ km}$ und $Ma = 6.2$) ist die Grenzschicht durchgängig turbulent, wobei keine Ablöseerscheinungen mehr feststellbar sind. Somit wird die Strömungsablösung u.a. durch den Zustand der Grenzschicht und den Druckgradienten bestimmt. Für die Druckgradienten spielt der Anstellwinkel der Strömung eine entscheidende Rolle. Er ist für die Stoßstärke und damit für die Druckhöhung über die Stoßfront entscheidend. Hierzu ist in **Abbildung 4.5** für drei verschiedene Anstellwinkel ($\alpha = -10^\circ$, $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 10^\circ$) die Druckverteilung in der Symmetrieebene dargestellt. Damit lassen sich die Bug- und Rampenstöße und die damit einhergehenden Druckgradienten erkennen. Ein negativer Anstellwinkel verursacht auf der Lee-Seite eine deutliche Verdichtung des Gases, wohingegen der Verdichtungsstoß auf der Luv-Seite vergleichsweise schwach ausfällt. Aus dem geringen Druckniveau folgt ein sehr großes Ablösegebiet an der Rampe, das weit über die Grenzschicht hinausgeht. Mit zunehmendem Anstellwinkel nimmt der Druck auf der Luv-Seite zu und die Größe der Ablöseblase ab. Für den Fall $\alpha = 10^\circ$ ist nur eine kleine Ablösung in der Grenzschicht erkennbar.

Besonders relevant sind diese Ablöseerscheinungen der Strömung für die Wärmeflussmessung in den auf der Rampe (*Platte 22*) liegenden Sensoren, siehe **Abbildung 2.1** (S. 13). So kann z.B. die Transition der Grenzschicht auf der Rampe angeregt werden, wobei eine turbulente Grenzschicht einen deutlich höheren Wärmestrom verursacht.

4.1 Allgemeine Strömungstopologie



(a) $H = 20 \text{ km}$ und $Ma = 6.2$



(b) $H = 30 \text{ km}$ und $Ma = 6.3$

Abbildung 4.4: Visualisierung der Helizität zur Darstellung des Wirbeldrehsinns und der Strömungsablösung an der Rampe.

4.1 Allgemeine Strömungstopologie

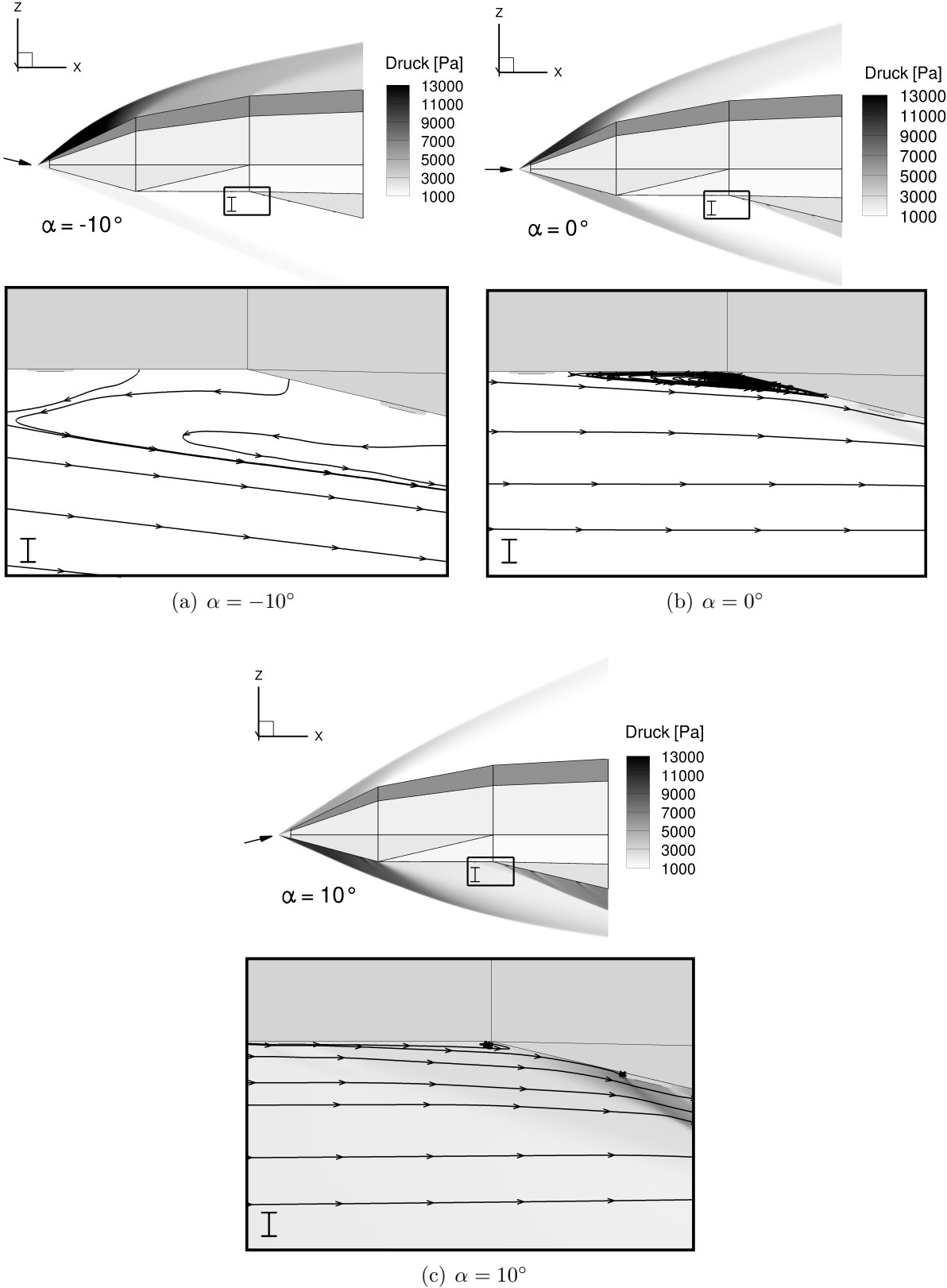


Abbildung 4.5: Ablöseblase in Abhängigkeit vom Anstellwinkel, $H = 32 \text{ km}$, $Ma = 6.3$.

4.1.3 Geschwindigkeits- und Temperaturprofile

Um die Eigenschaften der Grenzschicht innerhalb des untersuchten Wiedereintrittsbereiches ($H = 60 - 20 \text{ km}$) veranschaulichen zu können, sind in **Abbildung 4.6** die Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile an drei charakteristischen Stellen (A , B und C) des Fahrzeugs zum Beginn ($H = 60 \text{ km}$) und am Ende der Trajektorie ($H = 20 \text{ km}$) dargestellt. Die Darstellung der Diagramme ist so gewählt, dass die Geschwindigkeiten und Temperaturen über den dimensionlosen Wandabstand n^+ aufgetragen sind.¹

Der Zustand der Grenzschicht kann beim Wiedereintrittsbeginn als laminar angenommen werden, wohingegen zum Auswertungsende von einer turbulenten Grenzschicht ausgegangen werden kann. Diese Annahmen werden im noch folgenden **Abschnitt 4.2.1** (S. 95 ff.) bestätigt. Da die Grenzschichtdicke innerhalb des untersuchten Höhenbereichs ($H = 60 - 20 \text{ km}$) stark variiert, bedarf es unterschiedlicher Berechnungsnetze mit entsprechend angepassten Prismenschichten, damit eine adäquate Auflösung der Grenzschicht gewährleistet werden kann. Die TPS-Platten sind zu Beginn des Wiedereintritts ($H = 60 \text{ km}$) noch weitgehend unaufgeheizt ($T_W \approx 280 \text{ K}$), siehe **Abbildung 4.6(c)**. Zum Auswertungsende ($H = 20 \text{ km}$) ist die Strukturtemperatur durch die heiße Gasumströmung entsprechend erhöht. Die TPS-Platten erreichen jedoch aufgrund der relativ kurzen Flugzeit bzw. Aufheizungszeit und der Wärmekapazität der Keramik keinen durchgeheizten (strahlungsadiabaten) Zustand.² Demnach liegt die Oberflächentemperatur des TPS unterhalb der Strömungstemperatur in der Grenzschicht, woraus entsprechende Strömungstemperaturgradienten in unmittelbarer Wandnähe folgen.

Die Geschwindigkeitsprofile sind im Vergleich zu den Temperaturprofilen dicker. In der Wiedereintrittshöhe $H = 60 \text{ km}$ ist die maximale Grenzschichtdicke etwa $\delta \approx 12 \text{ mm}$ und befindet sich auf der Unterseite im zweiten Segment, wo auch die Dichte am geringsten ist. Die minimale Grenzschichtdicke ist bei der Flughöhe $H = 20 \text{ km}$ zu $\delta \approx 2 \text{ mm}$ feststellbar. Dieser physikalische Zusammenhang zwischen Dichte und Grenzschichtdicke lässt sich gemäß **Anderson** [3] über die Gleichung

$$\delta \sim \frac{Ma_\infty^2}{\sqrt{Re_x}} \quad (4.3)$$

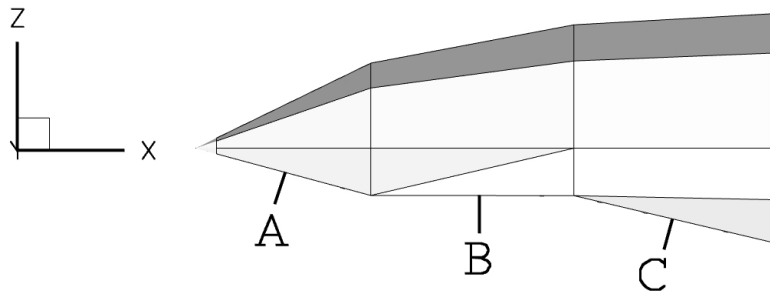
$$\text{mit } Re_x = \frac{\rho \vec{v}_\infty x}{\mu} \quad (4.4)$$

beschreiben. Darin sind Re_x die lokale mit der Lauflänge x ermittelte Reynoldszahl, ρ die Dichte, \vec{v}_∞ die Anströmgeschwindigkeit und μ die dynamischen Viskosität. Die Machzahl ist während der Wiedereintrittsphase relativ konstant ($Ma = 5.6 - 6.4$), siehe **Abbildung 2.2** (S. 15), so dass die Dichte eine der dominierenden Größen bezüglich der Grenzschichtdicke darstellt.

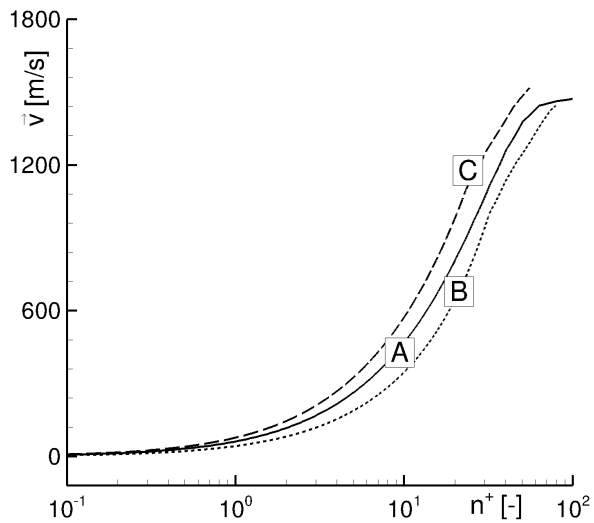
¹Dimensionsloser Wandabstand ergibt sich aus Gleichung (2.33) (S. 28), obgleich dort $y = n$ gilt.

²Die zeitliche Aufheizung und die daraus resultierenden Wandtemperaturen basieren auf den im **Abschnitt 4.3** (S. 102 ff.) mit der Strömungs-Struktur-Kopplung durchgeführten Berechnungen zum Wiedereintritt von *SHEFEX*.

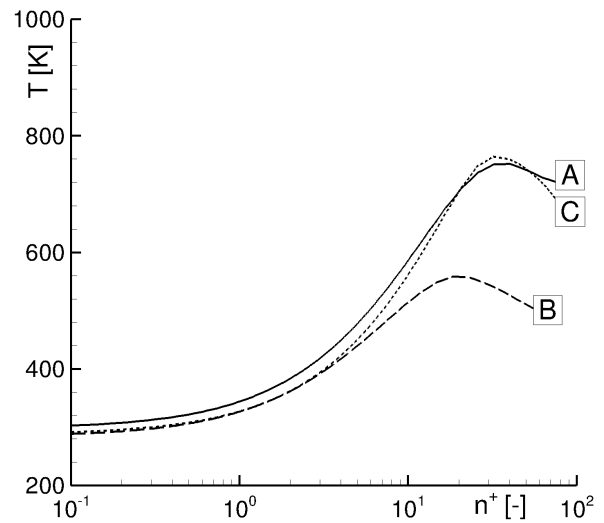
4.1 Allgemeine Strömungstopologie



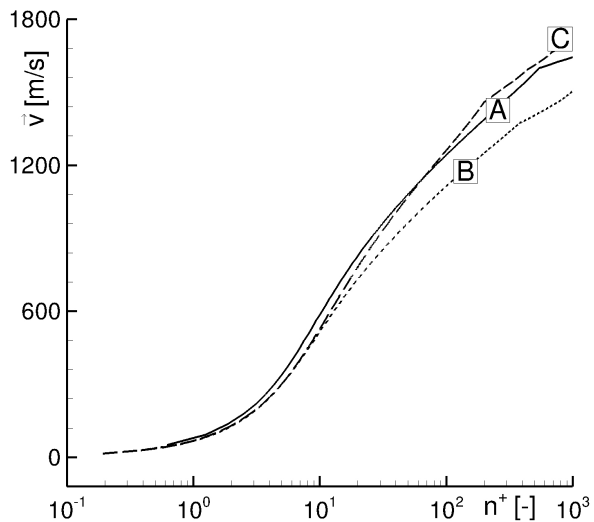
(a) Auswertungsstellen A , B und C



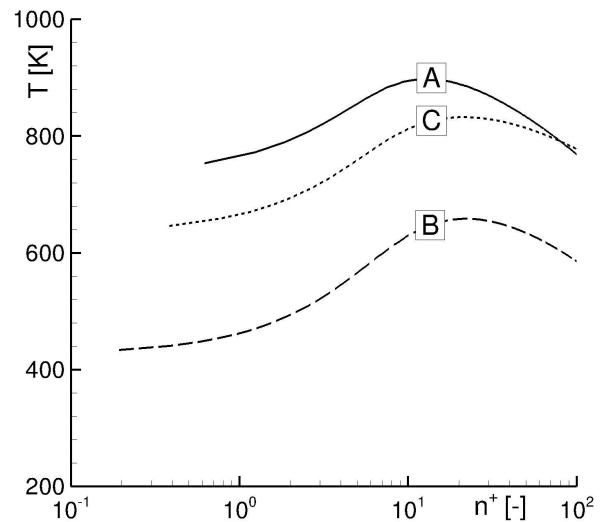
(b) Geschwindigkeitsprofil $H = 60 \text{ km}$



(c) Temperaturprofil $H = 60 \text{ km}$



(d) Geschwindigkeitsprofil $H = 20 \text{ km}$



(e) Temperaturprofil $H = 20 \text{ km}$

Abbildung 4.6: Geschwindigkeits- und Temperaturprofile an unterschiedlichen Positionen auf der Fahrzeugunterseite für $H = 60 \text{ km}$ (laminare Grenzschicht) und $H = 20 \text{ km}$ (turbulente Grenzschicht).

4.2 Transition

Dieser Abschnitt beinhaltet die Untersuchung der Grenzschicht im Hinblick auf den laminar-turbulenten Umschlag. Dabei wird versucht, den Transitionszeitpunkt der einzelnen Platten zu identifizieren. Außerdem wird im Abschluss kurz auf den Effekt der Relaminarisierung eingegangen.

4.2.1 Abschätzung der Transitionszeitpunkte

Da der Zustand der Grenzschicht entscheidend für den Wärmeübergang und somit auch für die Aufheizung des Körpers ist, muss der Transitionszeitpunkt zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht abgeschätzt werden. Nur so ist eine Berechnung des Wiedereintritts von *SHEFEX* unter realistischen Randbedingungen möglich. Allerdings sind die Strömungsbedingungen beim geflogenen Wiedereintritt durch die Taumelbewegung des Fahrzeugs komplex. Die in solchen Fällen praktizierte Vorgehensweise zur Ermittlung der Grenzschichtzustände ist, für beide Varianten (laminar/turbulent) numerische Lösungen (z.B. Verteilung der Wärmestromdichte) zu erzeugen und diese mit experimentellen Ergebnissen zu vergleichen. Erst dadurch kann der Grenzschichttyp und eventuelle Transitionslagen bzw. der Transitionszeitpunkte detektiert werden. Auch im Rahmen dieser Arbeit wird auf diese Methode zurückgegriffen, obgleich folgende Ergänzungen gelten. Aufgrund der geometrischen Form des Fahrzeugs, bestehend aus ebenen Platten, grenzt die kritische Reynoldszahl R_{krit} einer Plattenströmung den möglichen Transitionsbereich ein. Laut **Schlichting** und **Gersten** [91] liegt dieser in der Größenordnung von $R_{krit} = 3.5 \times 10^5 - 10^6$. Somit kann für das Freiflugexperiment eine kritische Höhe ermittelt werden, in der mit Transition gerechnet werden muss. Außerdem lässt sich eine Höhe angeben, ab der für den gesamten Körper von einer turbulenten Grenzschicht ausgegangen werden kann. Für den daraus folgenden Transitionsbereich geben die Messungen der Wärmestromdichte schlussendlich wertvolle Informationen zum Grenzschichtzustand. Durch die Kopplung aus empirischer Kennzahl (R_{krit}) und experimentellen Messdaten zur Wärmestromdichte soll vor allem für die Unterseite (*Platte 5, 13* und *22*) des Fahrzeugs der Zustand der Grenzschicht abgeschätzt werden.

Die lokale Reynoldszahl kann mit Gleichung (4.4) (S. 93) für unterschiedliche Wiedereintrittshöhen entlang der Unterseite von *SHEFEX* berechnet werden, wobei die Ergebnisse hierzu **Abbildung 4.7** entnehmbar sind. Zusätzlich zu dem darin gekennzeichneten transitionellen Reynoldszahlbereich ($R_{krit} = 3.5 \times 10^5 - 10^6$) sind die Positionen der fünf Wärmeflussensoren (*WFS*) eingetragen. Innerhalb des transitionellen Bereiches kann die Grenzschicht nicht eindeutig einem laminaren oder turbulenten Zustand zugeordnet werden. Die Reynoldszahl nimmt erwartungsgemäß mit zunehmender Höhe ab. Aus der Abschätzung der Transitionszeitpunkte geht hervor, dass der vollständige Körper unterhalb der Wiedereintrittshöhe $H \approx 20 \text{ km}$ turbulent überströmt werden. Ferner kann für den Wiedereintrittskörper oberhalb $H \approx 40 \text{ km}$ von einer laminaren Grenzschicht ausgegangen werden. Dazwischen liegt ein Höhenbereich, in dem abhängig von der Position

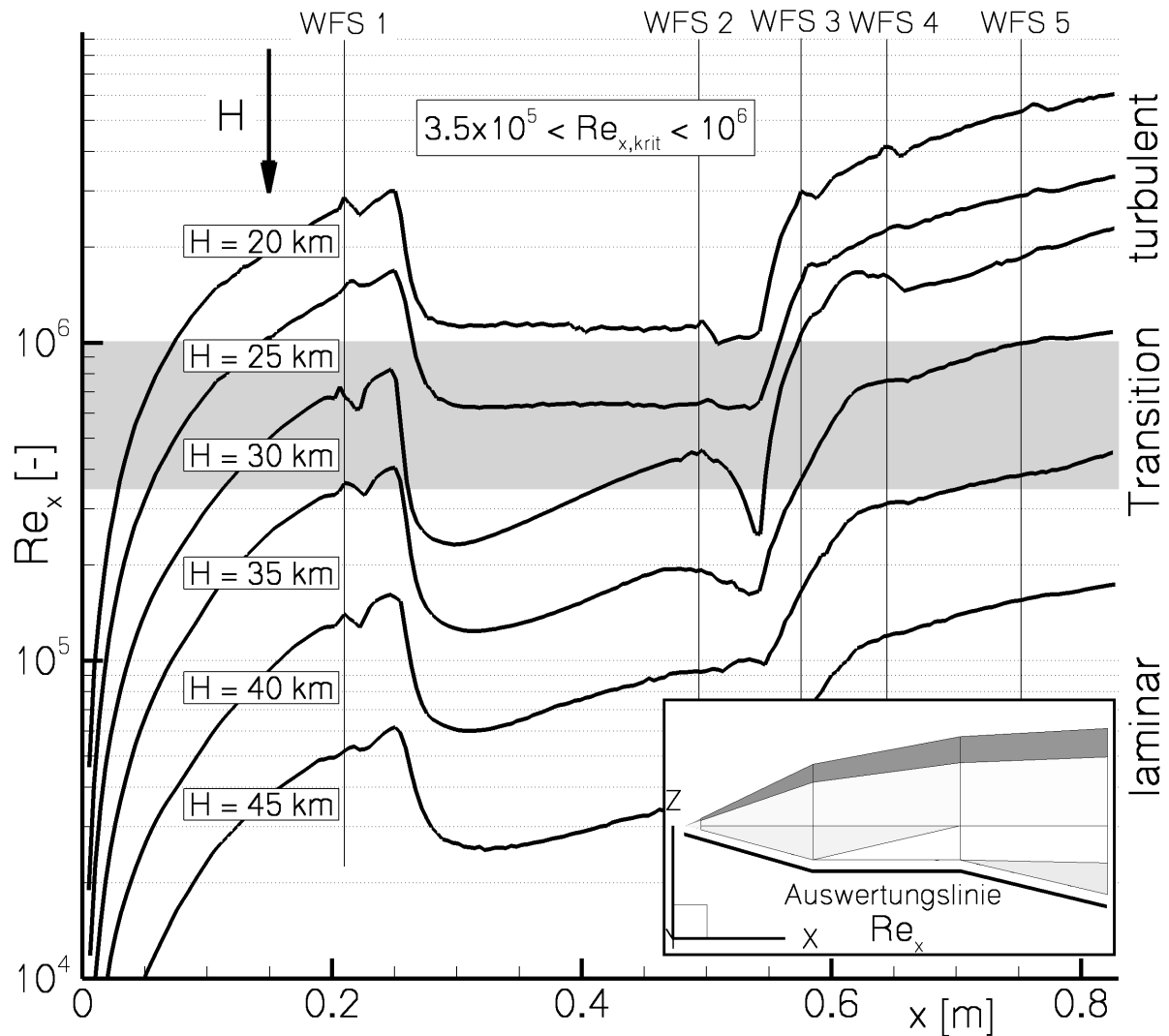


Abbildung 4.7: Reynoldszahl (Re_x) entlang der gezeigten Auswertungslinie auf der Luvseite von *SHEFEX* in unterschiedliche Höhen zur Abschätzung der Transition.

am Körper und von den Strömungsbedingungen (vor allem Anstell- und Schiebewinkel) die Transition einsetzt. Dabei beginnt die turbulente Grenzschicht am Körperende und breitet sich nach vorn hin aus. Hierbei stellt die *Platte 13* eine Besonderheit dar, da an ihr aufgrund der geometrischen Beschaffenheit ein Expansionsgebiet vorliegt, wodurch eine Relaminarisierung der Strömung möglich wird. Hierzu folgen im **Abschnitt 4.2.2** (S. 99 ff.) weiterführende Untersuchungen.

Besonders an den Positionen der Wärmeflussensoren ist der Grenzschichttyp wichtig zu wissen, um die gemessenen Wärmestromdichten numerisch reproduzieren zu können. In **Tabelle 4.1** sind daher die Ergebnisse zur Abschätzung des Grenzschichtzustandes über die Reynoldszahl an den Positionen der Wärmeflussensoren zusammengefasst. Eine Validierung dieser Methode ist mit den gemessenen Wärmestromdichte während des Fluges möglich, wobei exemplarisch die Sensoren *WFS-1*, *WFS-2* und *WFS-4* untersucht werden. In **Abbildung 4.8** sind die Messdaten zur Wärmestromdichte der genannten Sensoren über die Wiedereintrittshöhe aufgetragen. Anhand der Gradienten

4.2 Transition

soll der laminar-turbulente Umschlag detektiert werden. Die Taumelbewegung während des Wiedereintritts spiegelt sich in den Messergebnissen als oszillierende Kurvenverläufe wider. Dies erschwert die Interpretation der Ergebnisse, da vor allem die Anstellwinkeländerung zu ähnlichen Effekten wie die Transition führt. Trotzdem können den Messungen wertvolle Tendenzen entnommen werden. So zeigt sich z.B. für den Wärmeflussensor (*WFS-1*) unterhalb einer Flughöhe von $H \approx 28 \text{ km}$ ein deutlicher Anstieg des spezifischen Wärmestroms, der auf einen Grenzschichtumschlag hindeutet. In den darauffolgenden 3 km ($H \approx 28 - 25 \text{ km}$) findet dann abhängig vom Anstellwinkel ein Wechsel zwischen laminarer und turbulenter Grenzschicht statt. Unterhalb $H \approx 25 \text{ km}$ kann für den Wärmeflussensor *WFS-1* von einer turbulenten Grenzschicht ausgegangen werden. Diese Erkenntnisse stimmen in erster Näherung mit der Abschätzung mittels der lokalen Reynoldszahl überein, siehe **Tabelle 4.1**. Gleiches gilt prinzipiell für die restlichen Sensoren, obgleich für die *Platte 13* keine gesicherte Aussage zum Grenzschichtzustand gemacht werden kann, weshalb bei den Rechnungen im unteren Höhenbereich ($H < 28 \text{ km}$) der laminare und turbulente Grenzschichtzustand in Betracht gezogen wird. Für die restlichen transitionellen Bereiche wird abhängig vom Anstellwinkel mit einer laminaren bzw. turbulenten Grenzschicht gerechnet, wobei die Messungen der Wärmestromdichte wertvolle Hinweise geben.

Tabelle 4.1: Abschätzung zum Grenzschichtzustand an den Positionen der Wärmeflussensoren über Bestimmung der Re_x und Gegenüberstellung mit Re_{krit} .

Wärmeflussensor (<i>WFS</i>)	laminar	transitionell	turbulent
1	$> 35 \text{ km}$	$35 - 27 \text{ km}$	$< 27 \text{ km}$
2	$> 32 \text{ km}$	$32 - 21 \text{ km}$	$< 21 \text{ km}$
3	$> 35 \text{ km}$	$35 - 30 \text{ km}$	$< 30 \text{ km}$
4	$> 40 \text{ km}$	$40 - 32 \text{ km}$	$< 32 \text{ km}$
5	$> 41 \text{ km}$	$41 - 35 \text{ km}$	$< 35 \text{ km}$

4.2 Transition

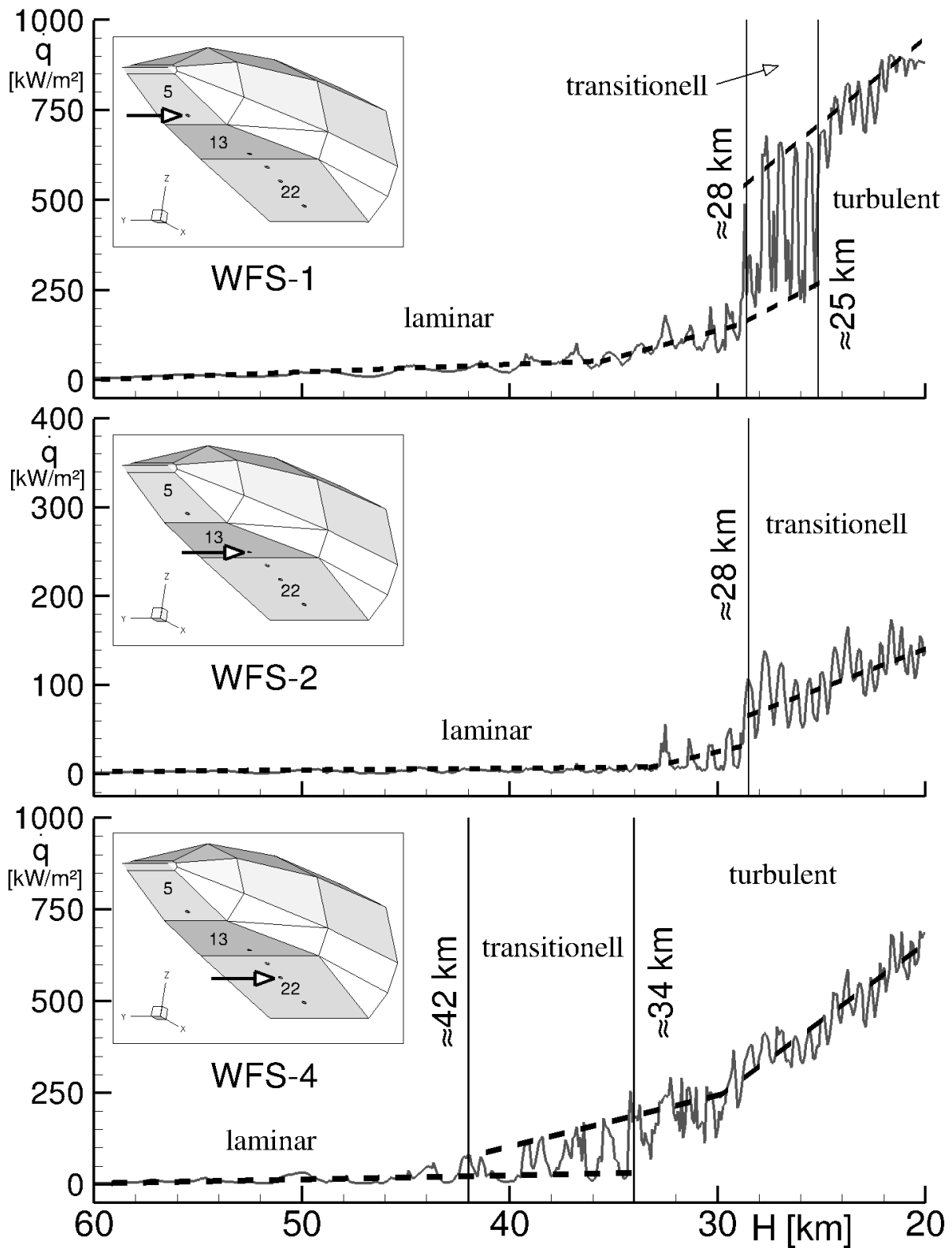


Abbildung 4.8: Abschätzung der Transitionslage anhand der Wärmestrommessungen.

4.2.2 Relaminarisierung

In diesem Abschnitt soll auf einen speziellen Grenzschichteffekt, die Relaminarisierung, eingegangen werden, die in unterschiedlichen Strömungsfällen in Erscheinung treten kann. Im vorliegenden Fall betrifft es die Grenzschichtströmung an der Fahrzeugunterseite im Bereich des konvexen Körperübergangs zwischen dem ersten und zweiten Segment. An dieser Stelle kommt es durch die Expansion des Gases zu einer Beschleunigung der Strömung, was zur Relaminarisierung der Grenzschicht führen kann. Ausführliche Untersuchungen hierzu können z.B. den Arbeiten von Viswanath und Narasimha [102] oder Narasimha und Sreenivasan [74] entnommen werden. Daraus ist der in **Abbildung 4.9** gezeigte Strömungsfall aufgegriffen, um die Relaminarisierung an einer Prandtl-Meyer-Strömung bzw. *boat-tailed step*, wie sie auch am *SHEFEX*-Körper auftritt, zu veranschaulichen.

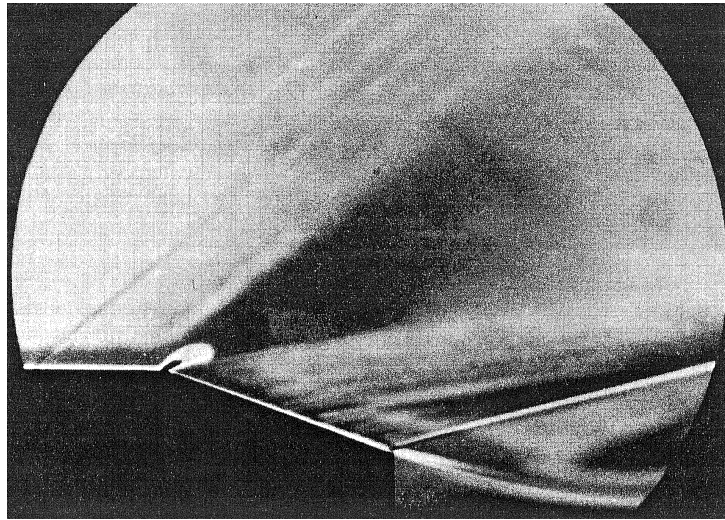
Gemäß Schlichting und Gersten [91] kann die turbulente Grenzschicht in eine viskose Unterschicht und einen Bereich der *Scheinreibung* infolge turbulenter Schwankungsbewegungen eingeteilt werden. Die viskose Unterschicht ist im Vergleich zur gesamten turbulenten Grenzschicht dünn. Bei der Relaminarisierung kommt es zur Reduzierung der Geschwindigkeitsfluktationen, wodurch die Gesamtdicke der turbulenten Grenzschicht bei leicht zunehmender viskosen Unterschicht abnimmt. Dies führt zur Reduzierung der Reibungsbeiwerte. Gleichsam führen Viswanath und Narasimha [102] aus, dass bei der Relaminarisierung im Vergleich zur turbulenten Grenzschicht entsprechend geringere Wärmestromdichten und Wandtemperaturen resultieren. Wenige Autoren wie Kays et al. [49] und Gad-el-Hak [35] weisen jedoch darauf hin, dass der entstehende Grenzschichteffekt der Relaminarisierung nur als *quasi-laminar* verstanden werden darf, da die turbulente Grenzschicht erhalten bleibt und nur die hochfrequenten Geschwindigkeitsfluktation reduziert werden. Es erfolgt daher nur eine Dämpfung der Turbulenz, woraus sich die Strömungseigenschaften wie bei einer laminaren Grenzschicht (Reduzierung des Reibungsbeiwertes usw.) ergeben. Dieses Phänomen wird bei der Auswertung der Mess- und Berechnungsergebnisse zur *SHEFEX*-Trajektorie in **Abschnitt 4.3** (S. 102 ff.) relevant.

Das Auftreten der Relaminarisierung lässt sich über den Beschleunigungsparameter K abschätzen. Nach White [106] gilt für eine zweidimensionale Plattenströmung mit der Strömungsgeschwindigkeit $u = f(x, y)$:

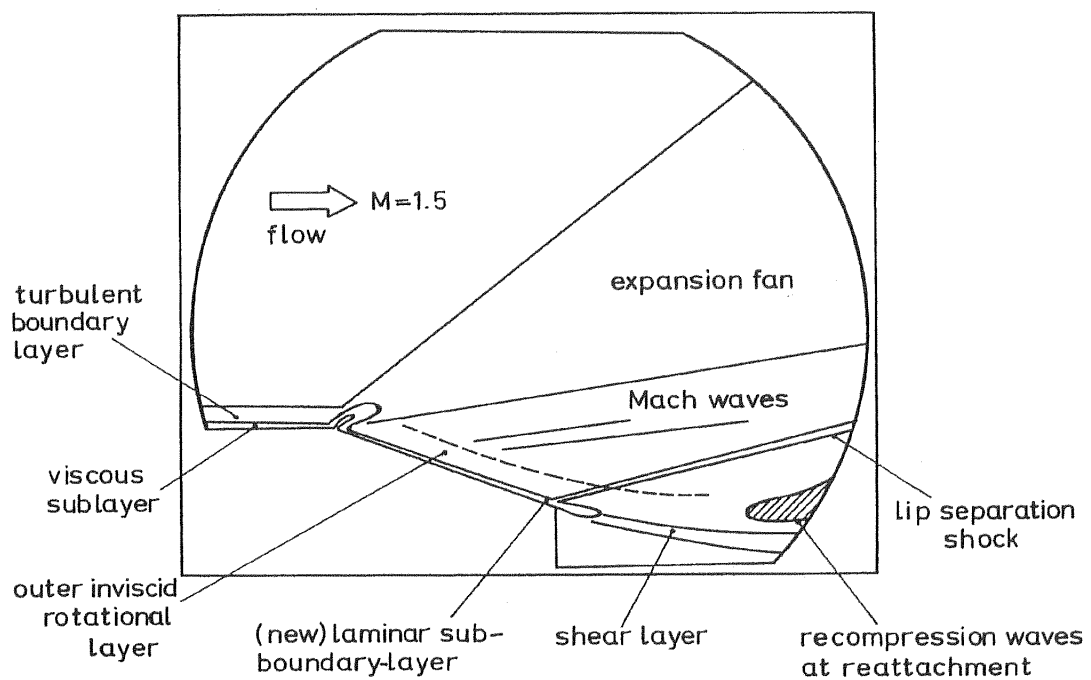
$$K_{krit} = \frac{\mu}{\rho u_e^2} \frac{du_e}{dx} \geq 2 \times 10^{-6} \quad . \quad (4.5)$$

Darin ist u_e die Geschwindigkeit am Grenzschichttrand. Im Folgenden wird mit Gleichung (4.5) im kritischen Höhenbereich $H = 28 - 20 \text{ km}$ eine Abschätzung zur Relaminarisierung im Übergang zwischen der *Platte 5* und *Platte 13* durchgeführt. Voruntersuchungen haben gezeigt, dass bei kleinen Schiebewinkeln $\beta < 3^\circ$ entlang der vorderen Unterseite des *SHEFEX*-Körpers vereinfacht von einer zweidimensionalen Strömung ausgegangen werden kann, vgl. Barth [9], was die Anwendung der Gleichung (4.5) möglich macht.

In **Abbildung 4.10** sind die berechneten Beschleunigungsparameter K für die Höhen $H = 28 \text{ km}$, $H = 24 \text{ km}$ und $H = 20 \text{ km}$ aufgetragen. Basierend darauf kann ange-



(a) Schlierenaufnahme



(b) Beschreibung der Strömung

Abbildung 4.9: Schlierenaufnahme zur Expansionsströmung im Überschall einer Prandtl-Meyer-Strömung nach Viswanath und Narasimha [102].

4.2 Transition

nommen werden, dass aufgrund der starken Strömungsbeschleunigung im überwiegenden Anteil des untersuchten Höhenbereichs eine Relaminarisierung der Grenzschicht auf der *Platte 13* einsetzt. Allerdings kann keine Aussage darüber gemacht werden, wie lange die quasi-laminare Unterschicht erhalten bleibt bzw. ob sie auch bis zur Position des zweiten Wärmeflussensors (*WFS-2*) reicht.

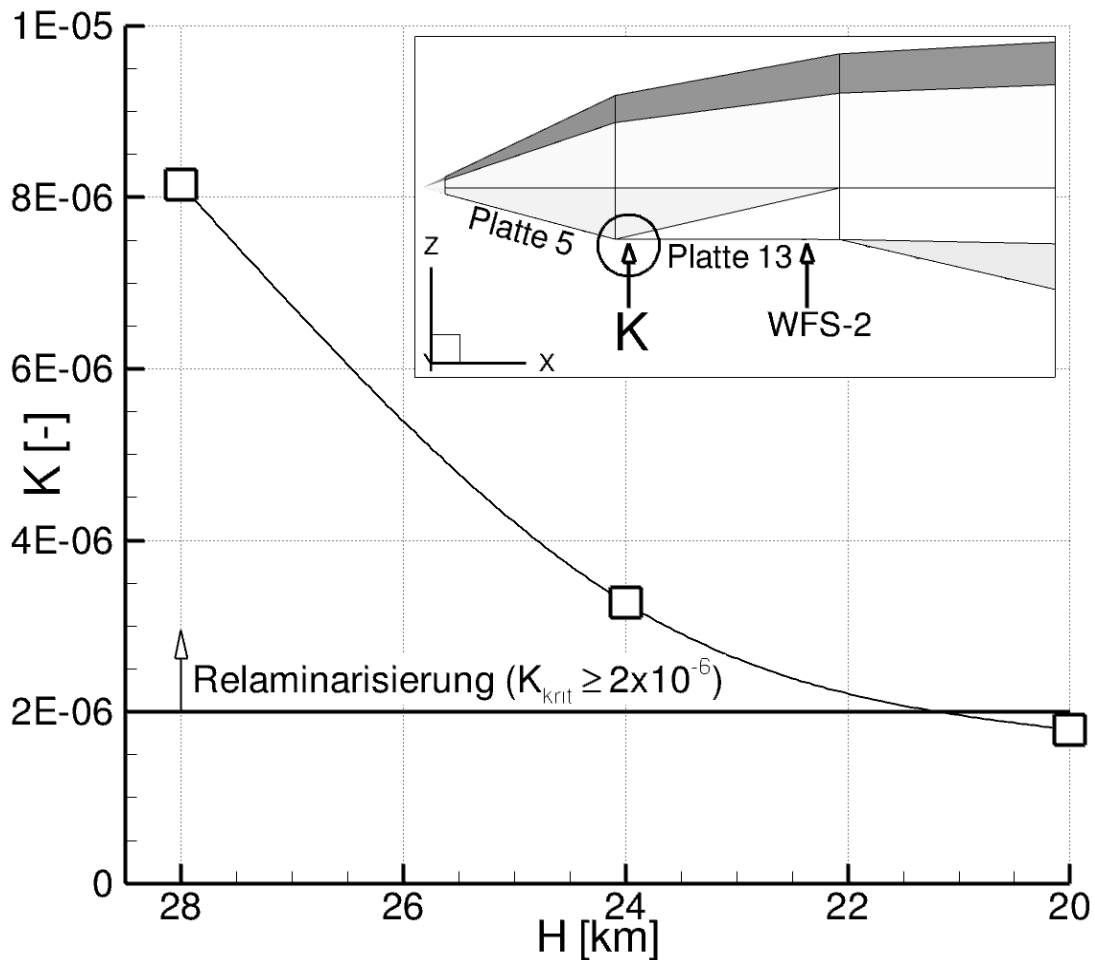


Abbildung 4.10: Berechnete Beschleunigungsparameter K im Übergang zwischen *Platte 5* und *Platte 13* für $H = 28$ km, $H = 24$ km und $H = 20$ km bei $\alpha = 0^\circ$.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

4.3.1 Allgemeines

Ziel dieses Abschnittes ist die gekoppelte Strömungs-Struktur-Rechnung zum Wiedereintritt von *SHEFEX* im Höhenbereich $H = 60 - 20 \text{ km}$. Wie **Abschnitt 3.2.2.3** (S. 58 ff.) zur Abschätzung der Rechnerressourcen zeigt, handelt es sich dabei um umfangreiche Berechnungen, da der untersuchte Wiedereintritt einer Flugzeit von $t = 23 \text{ s}$ entspricht und die Mess- und Flugdaten aller $\Delta t = 0.05 \text{ s}$ vorliegen. Daraus resultieren 460 Strömungszustände, die berechnet werden müssen. Durch die Kopplung zwischen Struktur und Strömung werden durchschnittlich zwei Kopplungsschleifen pro Strömungszustand benötigt, wodurch sich die Gesamtanzahl der Berechnungszustände auf 920 verdoppelt. Gemäß **Savino et al.** [88] kann aufgrund des großen Verhältnisses zwischen den charakteristischen Zeiten der Strömungsdynamik und des Thermalverhaltens der Struktur die Strömung für jeden Flugpunkt als quasi-stationär angenommen werden, wobei die Thermalrechnung transient erfolgen muss. Um der in **Abschnitt 4.1.3** (S. 93 ff.) erläuterten Änderung der Grenzschichtdicke während des Wiedereintritts gerecht zu werden, kommen für die Strömungsberechnungen drei Berechnungsnetze mit unterschiedlichen Prismenschichten zum Einsatz. Gleichsam werden für diese Netze bzw. Höhenbereiche gemittelte Sensorüberstände gemäß den Untersuchungen in **Abschnitt 3.3.1.1** (S. 64 ff.) angenommen. Für die Turbulenzmodellierung wird das $k\text{-}\omega$ -Modell von **Wilcox** [109] verwendet, da in anderen Arbeiten wie von **Hinderks** [44] und **Coakley et al.** [24] bei vergleichbaren Strömungsbedingungen wie bei *SHEFEX* die besten Übereinstimmungen mit den Messungen erzielt werden konnten.

4.3.2 Vergleich zwischen Berechnungs- und Flugmessdaten

Der Vergleich der experimentellen und numerischen Daten bezieht sich auf den *Oberflächendruck*, die *Wärmestromdichte*, die *Oberflächentemperatur der Wärmeflussensoren* und die *TPS-Temperatur*. Für die Gegenüberstellung der Ergebnisse werden die im **Abschnitt 3.4** (S. 82 ff.) zusammengefassten Toleranzen in Form von sogenannten *Fehlerbalken* berücksichtigt. Darin enthalten sind demnach alle Unsicherheiten und messbedingte Ungenauigkeiten, die im Rahmen einer globalen Abschätzung identifiziert werden konnten. Im Wesentlichen sind die Messungen entlang der Unterseite (*Platte 5, 13 und 22*) von *SHEFEX* durchgeführt worden, da dort bezüglich der Strömungsphänomene der relevante Bereich vorliegt. Insofern wird sich bei der Auswertung auf diese drei Platten konzentriert. Allerdings findet für jede gemessene Größe eine Beschränkung auf einen Sensor pro Platte statt, um den Datenumfang noch anschaulich darstellen zu können. Die ausgewählten Sensoren für den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen sind in **Abbildung 4.11** gekennzeichnet. Demnach werden zwölf unterschiedliche Messwerte betrachtet.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

Wie im **Abschnitt 4.2.1** (S. 95 ff.) bereits beschrieben, lässt sich für die *Platte 13* nicht zuverlässig zeigen, welchen Zustand die Grenzschicht während des Wiedereintritts hat, weswegen im Höhenbereich $H < 28 \text{ km}$ sowohl für eine laminare als auch für eine turbulente Grenzschicht numerische Berechnungen durchgeführt werden. Folglich liegen im unteren Höhenbereich zwei Datensätze zur Verfügung, die beide in den Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen einbezogen werden. Die Darstellung aller Diagramme ist so gewählt, dass auf der Abszisse die Wiedereintrittshöhe, beginnend bei $H = 60 \text{ km}$ und endend bei $H = 20 \text{ km}$, aufgetragen ist. Entlang der Ordinate sind die absoluten Werte der jeweiligen physikalischen Größe dargestellt. Abschließend sei darauf hingewiesen, dass die Ordinaten der Diagramme für die einzelnen Sensoren nicht durchgängig die gleiche Achsenaufteilung besitzen. Der Grund hierfür ist in den stark variierenden Wertebereichen zu sehen. Eine Ausrichtung auf die maximal vorkommenden Werte (*Platte 5* und *22*) würde zu Informationsverlusten bei den relativ kleinen Messgrößen der *Platte 13* führen.

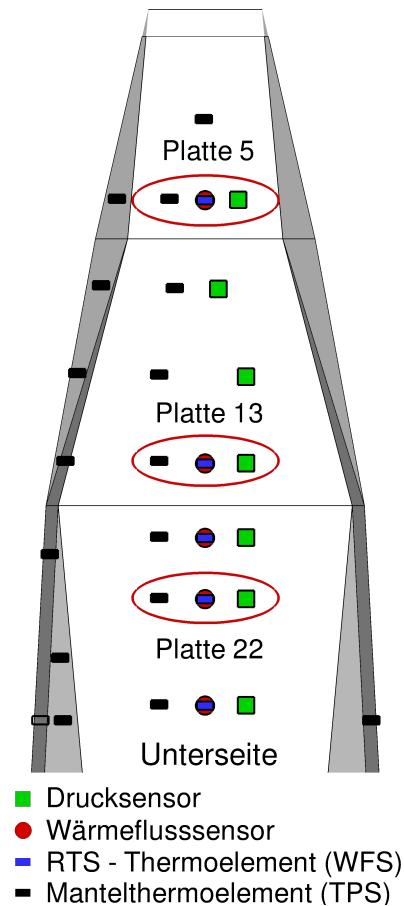


Abbildung 4.11: Sensorauswahl.

4.3.2.1 Oberflächendruck

Der Oberflächendruck wurde von acht Drucksensoren gemessen, wobei einer auf der Oberseite und die restlichen entlang der Fahrzeugunterseite positioniert waren. Ein Problem der Drucksensoren ist darin zu sehen, dass die Sensoren erst ab $H \approx 38 \text{ km}$ zuverlässige Daten liefern, vgl. **Abschnitt 3.4** (S. 82 ff.). Im Höhenbereich darüber ist die Sensorenempfindlichkeit zu gering bzw. der Messfehler zu groß, um belastbare Messergebnisse zu erzeugen. Allerdings fällt dieser Effekt bei einer ganzheitlichen Betrachtung der Trajektorie nicht unmittelbar auf, da das Druckniveau zum Auswertungsende um ein Vielfaches größer ist als zu Beginn bei sehr geringen atmosphärischen Drücken. Der Vergleich zwischen den experimentellen und numerischen Daten kann der **Abbildung 4.12** entnommen werden. Aus dem Verlauf der Druckwerte lässt sich zunächst die Taumelbewegung des Körpers während der Wiedereintrittsphase erkennen. Besonders die Anstellwinkelvariation geht mit einer nennenswerten Druckänderung einher, vgl. **Abschnitt 3.1.2** (S. 43 ff.). Für alle drei Messpositionen kann eine annähernde Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik festgestellt werden. Im oberen Höhenbereich kommt es aufgrund der

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

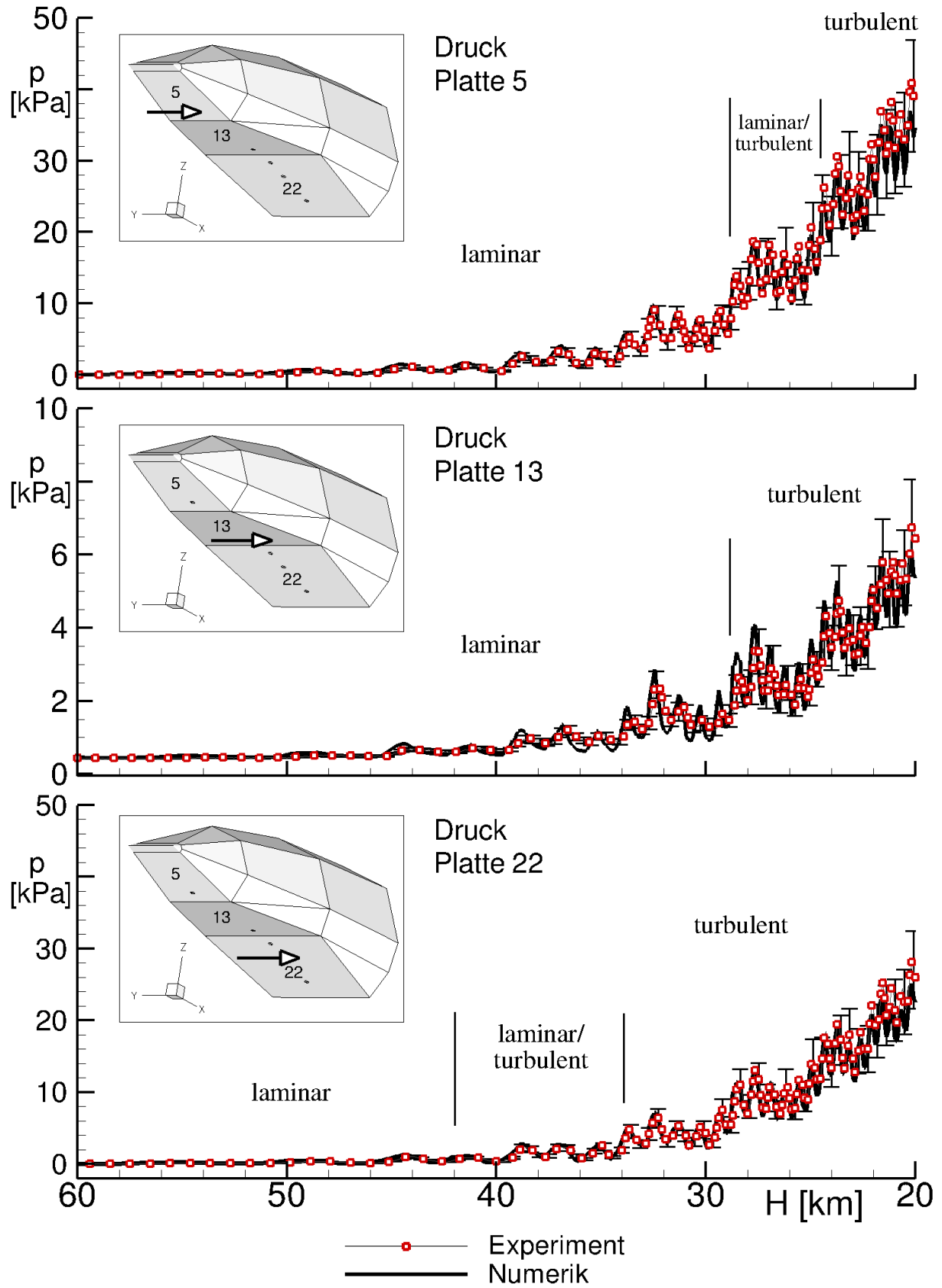


Abbildung 4.12: Vergleich des statischen Druckes aus Experiment und Numerik.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

bereits beschriebenen geringen Sensorsensitivität zu gewissen Abweichungen. Außerdem nimmt mit abnehmender Flughöhe der Anstellwinkelinfluss stark zu, so dass selbst kleine Änderungen bedeutend für die Druckverteilung sind. Ein weiteres Ergebnis der Berechnungen ist, dass sich der statische Druck auf der Körperoberfläche vom Zustand der Grenzschicht (laminar/turbulent) weitgehend unabhängig erweist (nicht ersichtlich aus **Abbildung 4.12**). Es zeigt sich, dass sowohl die Verdrängungsdicke der laminaren als auch turbulenten Grenzschicht einen geringen Einfluss auf die Druckverteilung am Körper hat. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Ergebnisse zur Druckverteilung die Grundbasis für alle anderen folgenden Untersuchungen und Auswertungen liefern. Bei der gegebenen Übereinstimmung der Oberflächendrücke kann davon ausgegangen werden kann, dass die aerodynamischen Randbedingungen wie Anströmwinkel und Wiedereintrittsgeschwindigkeit korrekt ermittelt bzw. erfasst worden sind. Somit ist eine der wichtigsten Grundvoraussetzungen, die Kenntnis der Flugbedingungen, zur Auswertung des *SHEFEX*-Experimentes erfüllt und belegt.

4.3.2.2 Wärmestromdichte

Die Berechnung der Wärmestromdichte ist im Vergleich zur Ermittlung der Druckverteilung, die wie bereits angedeutet mit vereinfachten Eulerrechnungen³ gewonnen werden kann, deutlich anspruchsvoller. Für die korrekte Berechnung des Wärmestroms sind Faktoren wie die Wandtemperatur sowie die Turbulenzmodellierung in der Grenzschicht bedeutsam. Erstere von beiden ergibt sich aus der Strukturrechnung mit ANSYS und hängt wiederum entscheidend von dem verwendeten Thermalmodell ab. Durch die Abhängigkeit von der Wandtemperatur setzen sich Berechnungsfehler bis zum Trajektorienende fort. Insofern kann die Wärmestromdichte im Gegensatz zum Oberflächendruck nicht für jeden beliebigen Flugzustand unabhängig ermittelt werden, sondern nur aus einer gekoppelten ganzheitlichen Betrachtung. Die Ergebnisse hierzu sind in **Abbildung 4.13** aufgetragen. Trotz der relativ großen Unsicherheiten gemäß **Abschnitt 3.4** (S. 82 ff.) und dem eingangs beschriebenen gekoppelten System aus Strömung und Struktur kann für alle Wärmeflussensoren eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Numerik erzielt werden. Für den oszillierenden Verlauf der Wärmestromdichte gilt analog zu den Druckwerten, dass dieser aus der Taumelbewegung des Fahrzeugs herrührt. Gleichsam verursacht die Transition eine deutliche Zunahme des Wärmestroms, wie es vor allem an der *Platte 5* im Höhenbereich $H \approx 28 - 25 \text{ km}$ zu beobachten ist. Aber auch auf der Rampe (*Platte 22*) können abhängig vom Anstellwinkel Transitionseffekte im Höhenbereich $H \approx 37 - 28 \text{ km}$ festgestellt werden. Die kleineren durch die Numerik zu hoch berechneten Spitzen in der Wärmestromdichte an der *Platte 13* im Höhenbereich $H \approx 50 - 33 \text{ km}$ weisen auf lokale Ablöseerscheinungen an den herausragenden Wärmeflussensoren hin. Der Grenzschichtzustand der *Platte 13* konnte im **Abschnitt 4.2.1** (S. 95 ff.) nicht eindeutig abgeschätzt werden, weshalb innerhalb des kritischen Höhenbereichs für beide Zustände (laminar/turbulent) Berechnungen durchgeführt wurden. Die Ergebnisse hier-

³Die Euler-Gleichungen ergeben sich aus den Navier-Stokes-Gleichungen unter Vernachlässigung aller Reibungsterme.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

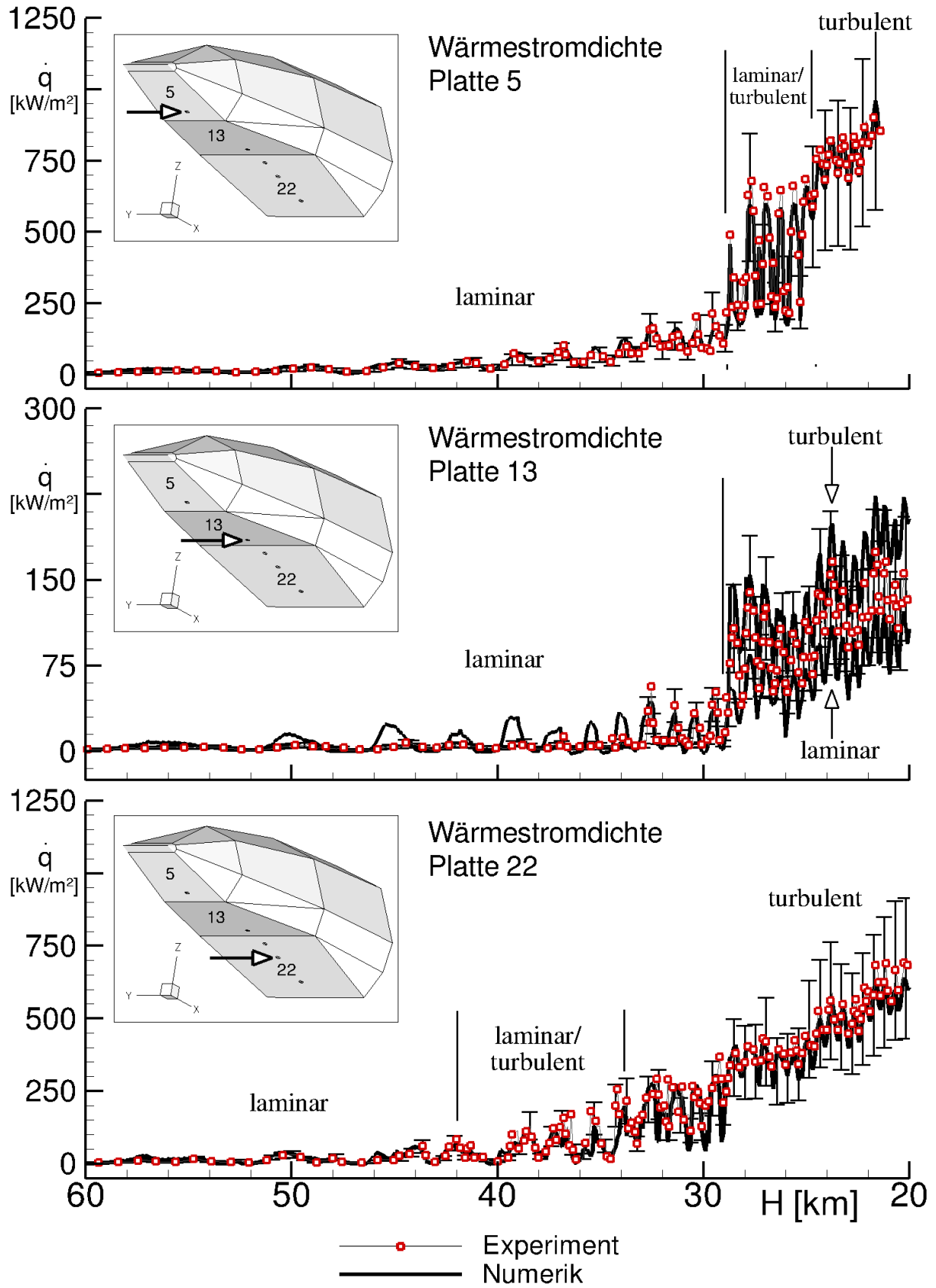


Abbildung 4.13: Vergleich der Wärmestromdichte aus Experiment und Numerik.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

zu sind in einer Detailansicht in **Abbildung 4.14** dargestellt, woraus ersichtlich wird, dass prinzipiell sowohl der laminare als auch der turbulente Grenzschichtzustand möglich ist, da beide innerhalb der Unsicherheitsangaben (Fehlerbalken) liegen. Da sich allerdings die experimentellen Werte in etwa zwischen den numerischen Berechnungen der beiden Grenzschichtzustände ergeben, deuten die Ergebnisse auf einen transitionellen Grenzschichtzustand hin, vgl. **Abbildung 1.2** (S. 4) zur Turbulenzentstehung.

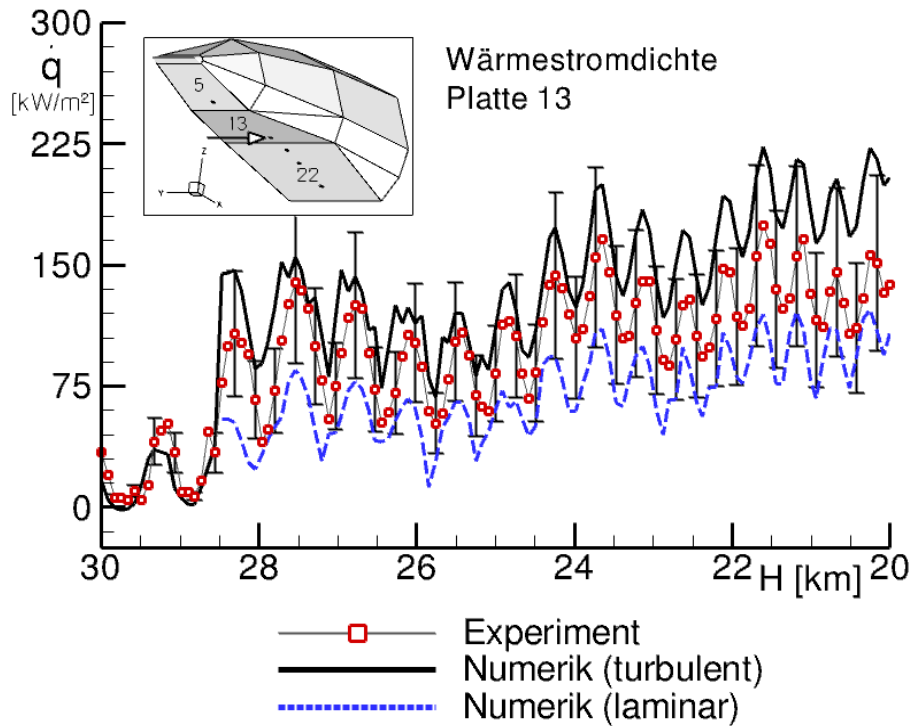


Abbildung 4.14: Detailansicht der Wärmestromdichte für WFS-2 auf Platte 13.

Eine Beeinflussung der Rampenströmung (*Platte 22*) durch den Grenzschichttyp im Vorfeld (*Platte 13*) kann nicht festgestellt werden, da die numerischen Ergebnisse auf der Rampe für beide Fälle nahezu identisch sind. Abschließend sei darauf hingewiesen, dass der erste Wärmeflussensensor *WFS-1* in der *Platte 5* zum Schluss der Trajektorie (ab $H \approx 22$) unphysikalische Werte geliefert hat, die hier nicht gezeigt sind. Insofern muss ab dieser Höhe von einer Beschädigung des Sensors ausgegangen werden. Dies wird dadurch bestätigt, dass die Sensoren bis zu einer Wärmelast von $\dot{q} = 1 \text{ MW/m}^2$ ausgelegt sind, wobei diese zur besagten Höhe am *WFS-1* erreicht wird.

4.3.2.3 Oberflächentemperatur der Wärmeflussensensoren

Die Gegenüberstellung der experimentellen und numerischen Temperaturverläufe an der Oberfläche der drei untersuchten Wärmeflussensensoren kann **Abbildung 4.15** entnommen werden.

Die Ermittlung der Wärmestromdichte beruht auf einer Differenzmessung zweier Temperaturen, womit auch die Oberflächentemperatur der Wärmeflussensensoren als vergleichbare Größe zur Verfügung steht. Prinzipiell gilt hier das gleiche Problem, wie für die

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

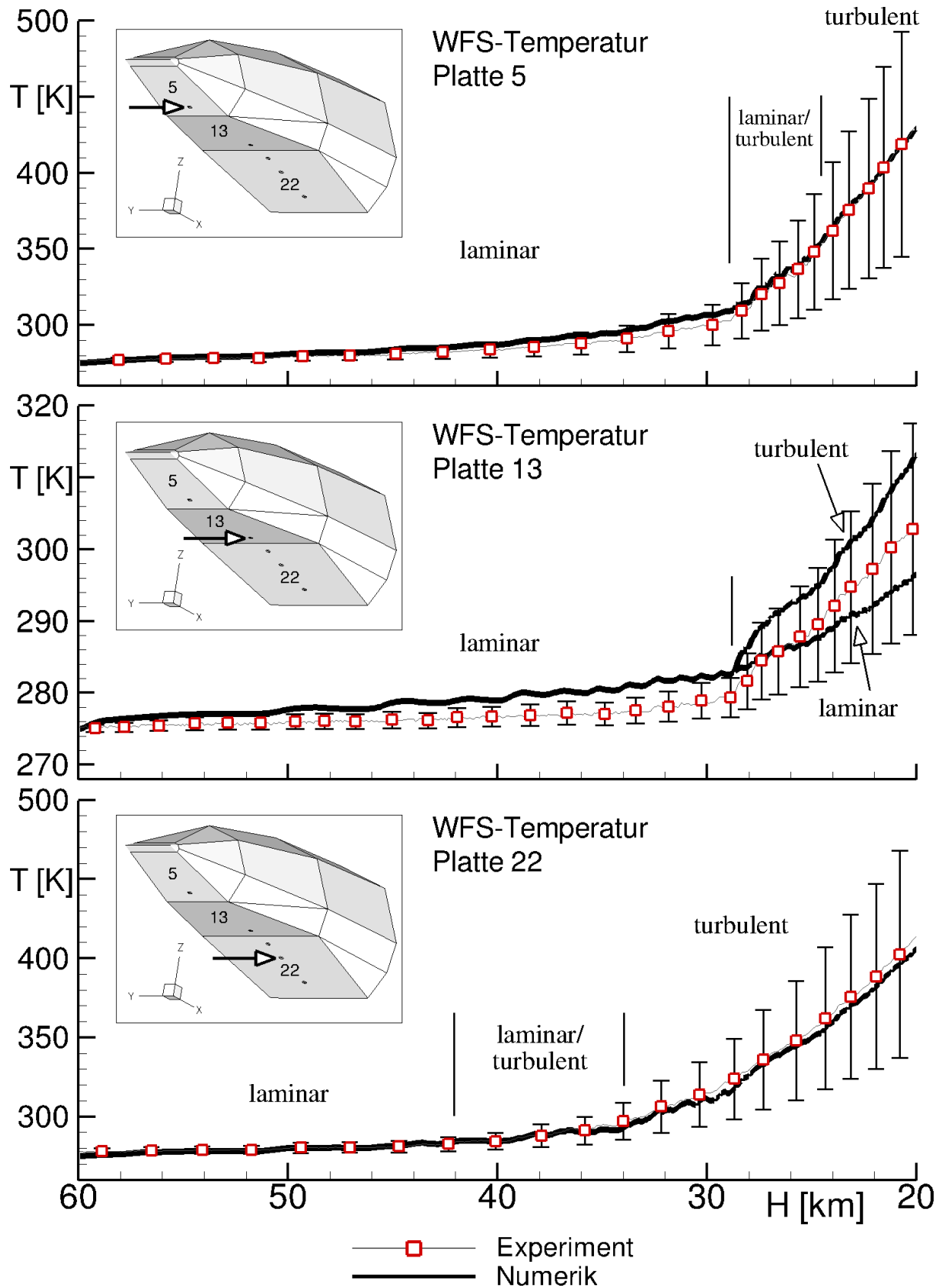


Abbildung 4.15: Vergleich der Sensoroberflächentemperatur aus Experiment und Numerik.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

Wärmestromberechnung geschildert, wonach eine Abhängigkeit zwischen Struktur und Strömung gegeben ist, die zur Fortpflanzung von Berechnungsfehlern führt. Aufgrund der hohen Wärmekapazität und Wärmeleitung der Sensoren bleiben diese während der Wiedereintrittsphase im Vergleich zum TPS auf einem relativ niedrigen Temperaturniveau. Dies ist auch ein Grund dafür, weshalb den Kurvenverläufen nur bedingt die Taumelbewegung des Fahrzeugs während des Wiedereintritts entnehmbar ist. Die Ergebnisse der experimentellen und numerischen Temperaturverteilung korrespondiert mit dem Verlauf der Wärmestromdichte. Vor allem für die Sensoren in der vordersten und hintersten Platte sind die Temperaturabweichungen gering. Selbst für die *Platte 13* liegen die Temperaturen bei laminarer und turbulenter Grenzschicht überwiegend im Unsicherheitsbereich. Allerdings zeigt sich besonders für diesen Sensor (*WFS-2*) das Problem der aufsummierten Fehler. Oberhalb der Flughöhe von $H \approx 28 \text{ km}$ nimmt die berechnete Oberflächentemperatur im Vergleich zum Experiment nahezu konstant mit gleichem Fehler zu. Wenn dieser Fehler (ca. $\Delta T_{28 \text{ km}} \approx 3 \text{ K}$ bzw. $\Delta T_{28 \text{ km}} \approx 1\%$) im Höhenbereich zwischen $H \approx 28 - 20 \text{ km}$ korrigiert wird, liefert die turbulente Grenzschicht für die *Platte 13* im Vergleich zur Berechnung mit der laminaren Grenzschicht die bessere Temperaturübereinstimmung mit dem Experiment. Dies wird durch den in **Abbildung 4.16** gezeigten Gradientenverlauf der Temperatur $\frac{\partial T}{\partial t}$ prinzipiell bestätigt.

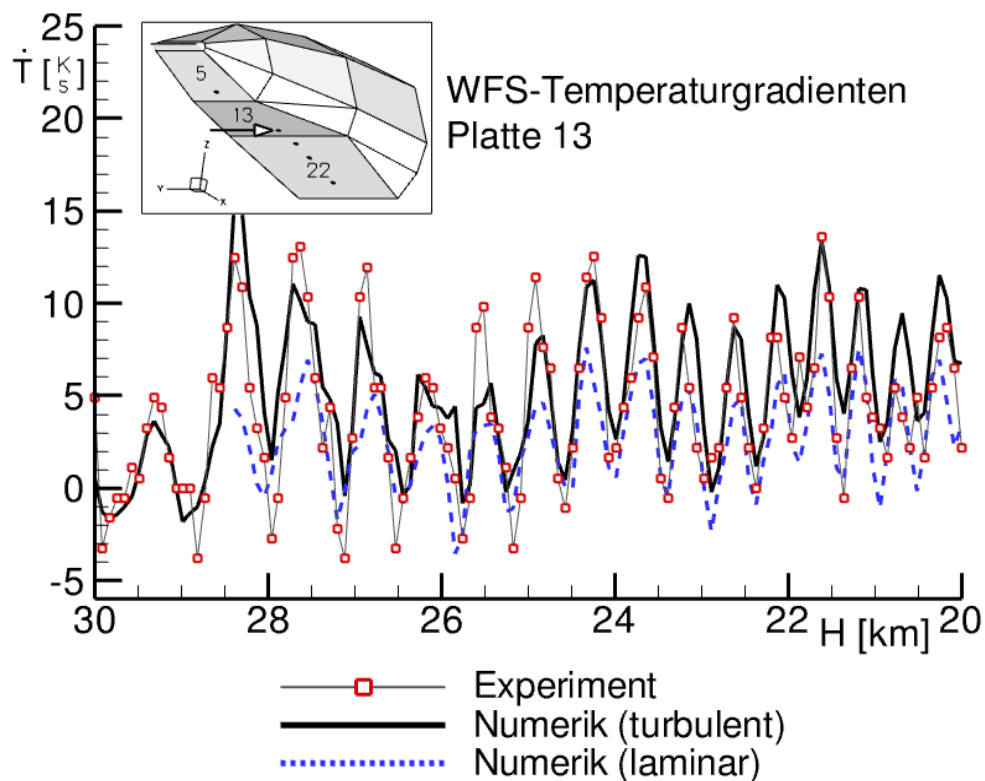


Abbildung 4.16: Temperaturgradienten für *WFS-2* der *Platte 13*.

Allerdings zeigt sich auch, dass im Fall negativer Anstellwinkel Temperaturgradienten folgen, die eher mit der laminaren Grenzschicht übereinstimmen. Demnach kann hier die bei der Auswertung der spezifischen Wärmeströme gemachte Annahme einer transitionellen

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

Grenzschicht der *Platte 13* mit einer eventuellen zeitweiligen Relaminarisierung gemäß den Untersuchungen im **Abschnitt 4.2.2** (S. 99 ff.) bestätigt werden.

4.3.2.4 TPS-Temperatur

Die letzte in den Vergleich zwischen Experiment und Numerik einbezogene Größe ist die TPS-Temperatur der Keramikplatten. Auch sie lässt sich nur durch die Kopplung aus Struktur und Strömung zeitgenau ermitteln. Die entsprechenden Temperaturverläufe sind in den Diagrammen der **Abbildung 4.17** aufgetragen. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Größen (Druck, Wärmestromdichte und zum Teil auch die Oberflächentemperatur der Wärmeflussensoren) spiegeln sich in den TPS-Temperaturen keine Änderungen der Anströmungswinkel und Grenzschichtzustände wider. Dies ist durch die im Inneren der Struktur gelegenen Messpositionen erklärbar. Außerdem muss davon ausgegangen werden, dass die eigentliche Temperatur in der Mitte der Keramik im Flug deutlich höher war, da gemäß den Untersuchungen in **Abschnitt 3.3.3.1** (S. 72 ff.) der bei der Integration der Mantelthermoelemente verwendete Klebstoff einen thermischen Widerstand verursacht, der zu einer reduzierten Temperaturmessung führt. Innerhalb des Thermalmodells für die Strukturrechnungen ist ebenso eine Klebstoffschicht berücksichtigt, so dass die gezeigten Temperaturen im genaueren Sinn nicht der Keramikmitte, sondern der darin befindlichen Klebstoffschicht entsprechen. Die Unterschiede zwischen der Klebstoff- und Keramiktemperatur in der Mitte und an der Außenseite können der **Abbildung 3.22** (S. 73) und **Abbildung 3.25** (S. 78) entnommen werden.

Was die Übereinstimmung der experimentellen und numerischen Ergebnisse der gekoppelten Strömungs-Struktur-Rechnungen betrifft, so sind auch hier geringe Abweichungen gegeben. Im Besondern kann der Grenzschichtzustand der *Platte 13* mit Hilfe der TPS-Temperatur besser identifiziert werden. Die Temperaturverläufe zeigen, dass die Grenzschicht im kritischen Höhenbereich ($H \approx 28 - 20 \text{ km}$) als überwiegend transitionell bzw. turbulent angesehen werden kann, da nur so eine Übereinstimmung mit den Messungen erzielt wird.

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

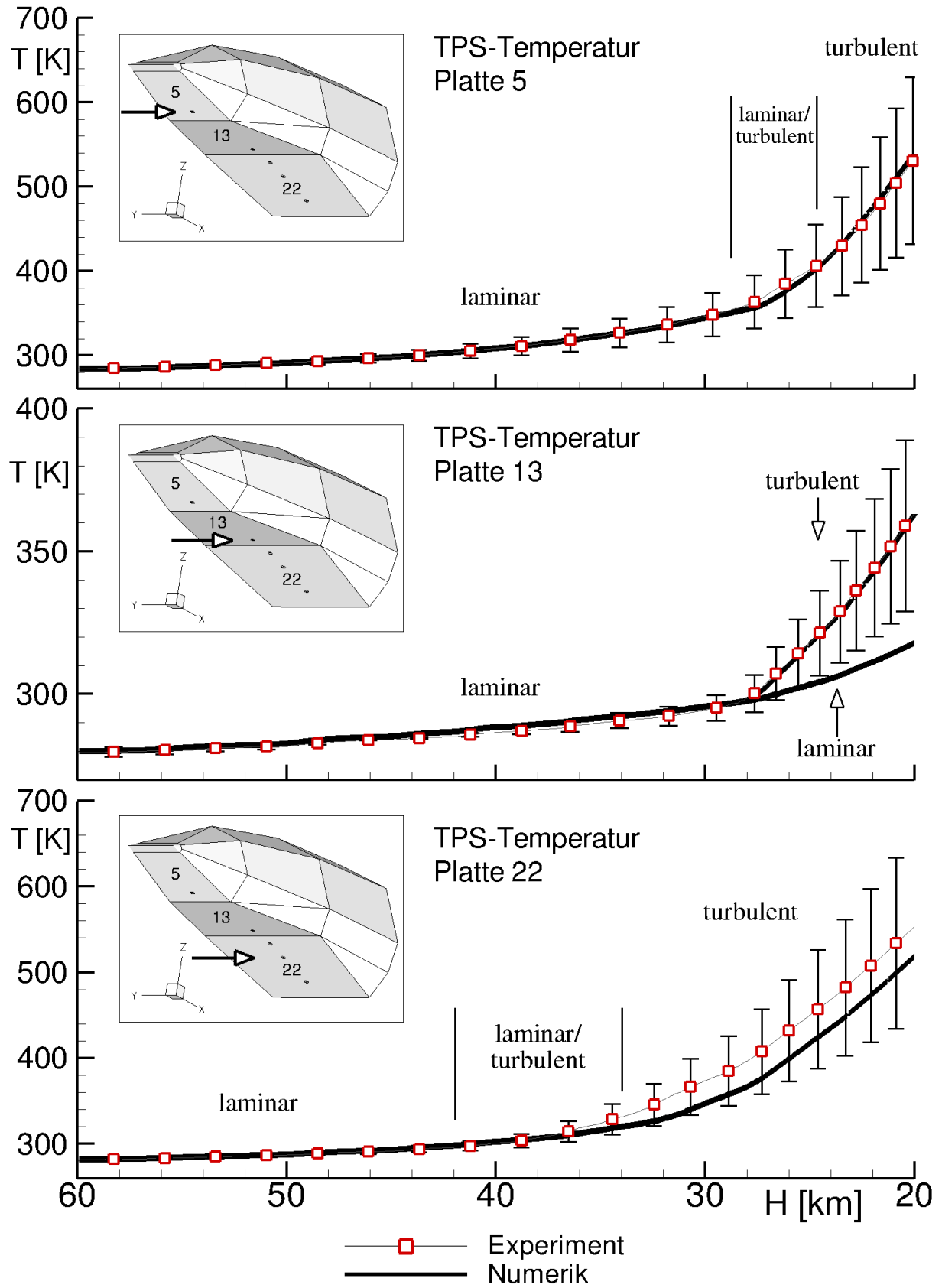


Abbildung 4.17: Vergleich der TPS-Temperatur aus Experiment und Numerik.

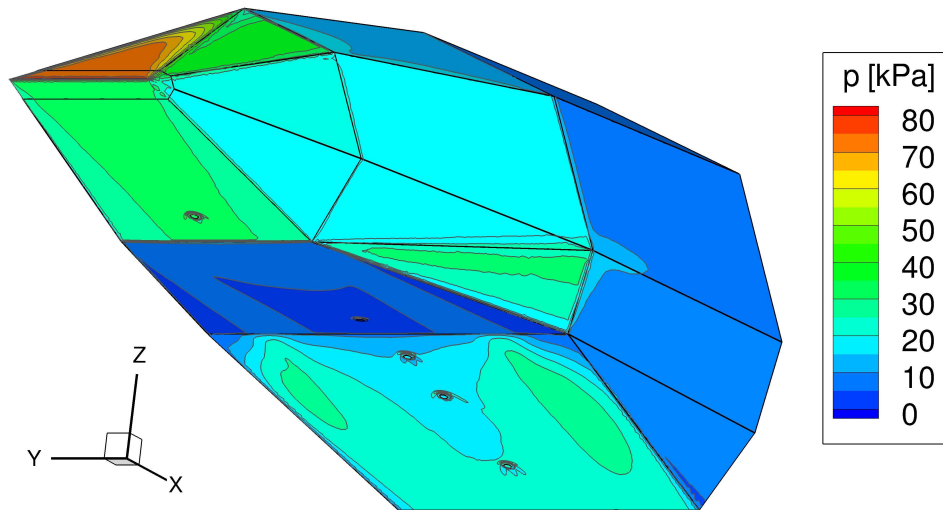
4.3.3 Numerische Oberflächenergebnisse

Im vorangestellten **Abschnitt 4.3.2** (S. 102 ff.) werden die Ergebnisse ausgewählter Messpositionen auf der Fahrzeugunterseite über die gesamte untersuchte Wiedereintrittstrajektorie ausgewertet. Da im Vergleich zwischen den Messungen und Berechnungen auch für die hier nicht gezeigten Sensoren eine Übereinstimmung erzielt werden kann, deutet dies darauf hin, dass die numerischen Ergebnisse belastbar sind und somit auch eine ganzheitliche Betrachtung des Fahrzeugs möglich ist. Insofern werden in diesem Abschnitt die sich auf der Körperoberfläche zum Ende der Trajektorie ($H = 20 \text{ km}$) aus den numerischen Berechnungen ergebenden Druck-, Temperatur- und Wärmestromdichteverteilungen dargestellt. Die Ergebnisse können der **Abbildung 4.18** als Absolutwerte entnommen werden. Die Strömungsbedingungen lauten in diesem Fall: $Ma = 6.2$, $\alpha = -1^\circ$ und $\beta = 1^\circ$, wobei der Grenzschichtzustand als turbulent angenommen ist. Mit den drei Oberflächenwerten kann identifiziert werden, welche Platten des TPS während des Wiedereintritts hohen aerodynamischen und thermischen Lasten ausgesetzt waren. So ist erwartungsgemäß das erste Segment mit der spitzen Vorderkante am höchsten belastet. Aber auch auf der Rampe (*Platte 22*) und den beiden seitlichen Platten *12* und *14* werden höhere Werte erreicht. Das restliche TPS und hier vor allem die *Platte 13* sowie die übrigen Platten des dritten Segmentes sind bezüglich ihrer Belastung als unkritisch zu bewerten. Bei ihnen bleiben die Oberflächentemperaturen unterhalb von 500 K , was auf den geringen Wärmeeintrag ($\dot{q}_{max} \approx 250 \text{ kW/m}^2$) zurückgeführt werden kann. Ebenso sind die Drucklasten im Vergleich zum ersten Segment gering ($p_{max} \approx 10 \text{ kPa}$).

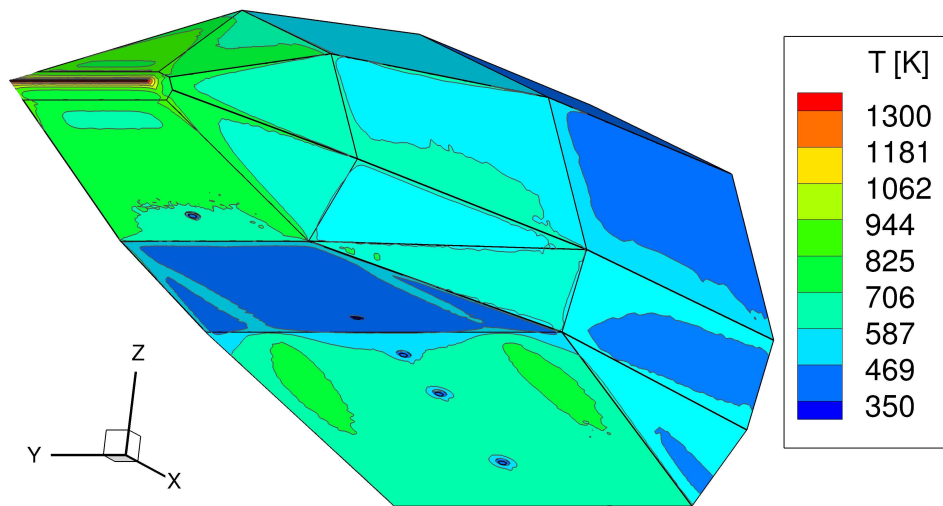
Die Oberflächenlösung auf der vorderen unteren Platte kann in erster Näherung als zweidimensional angesehen werden. Dahingegen sind die Ergebnisse vor allem auf der Rampe durchgehend dreidimensional. Hier machen sich selbst kleine Schiebewinkel als asymmetrische Oberflächenverteilungen bemerkbar, siehe **Abbildung 4.18(a)**. Außerdem spiegelt sich auf der Rampe die durch das erste und zweite Segment beeinflusste Strömungstopologie wider. Die Oberflächentemperatur in **Abbildung 4.18(b)** zeigt die unterschiedliche Aufheizung zwischen den TPS-Platten und den Wärmeflussensoren, wobei letztere geringere Temperaturen aufweisen. Ebenso ist zu erkennen, dass die Wärmeflussensoren als Wärmesenke wirken, wodurch die unmittelbaren TPS-Temperaturen in Sensornähe reduziert werden. Aus der Verteilung der Wärmestromdichte in **Abbildung 4.18(c)** sind die im **Abschnitt 3.3.1.2** (S. 66 ff.) beschriebenen Folgen der Sensorüberstände zu erkennen, wonach an der Vorderkante der Wärmeflussensoren Extremwerte auftreten, die in ihrer Größenordnung mit der Wärmestromdichte an der spitzen Körperr Nase vergleichbar sind ($\dot{q}_{Spitze} \approx 6.8 \text{ MW/m}^2 \leftrightarrow \dot{q}_{WFS-1} \approx 5.1 \text{ MW/m}^2$).

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass die aero- und thermodynamischen Lasten am Fahrzeug als moderat angesehen werden können, da die zulässigen Keramiktemperaturen und strukturmechanischen Grenzwerte nicht überschritten werden. Allerdings stellt die Körpervorderkante einen kritischen Bereich dar, weshalb im folgenden **Abschnitt 4.3.4** (S. 114 ff.) weiterführende Untersuchungen zum Aufheizverhalten der Spitze folgen.

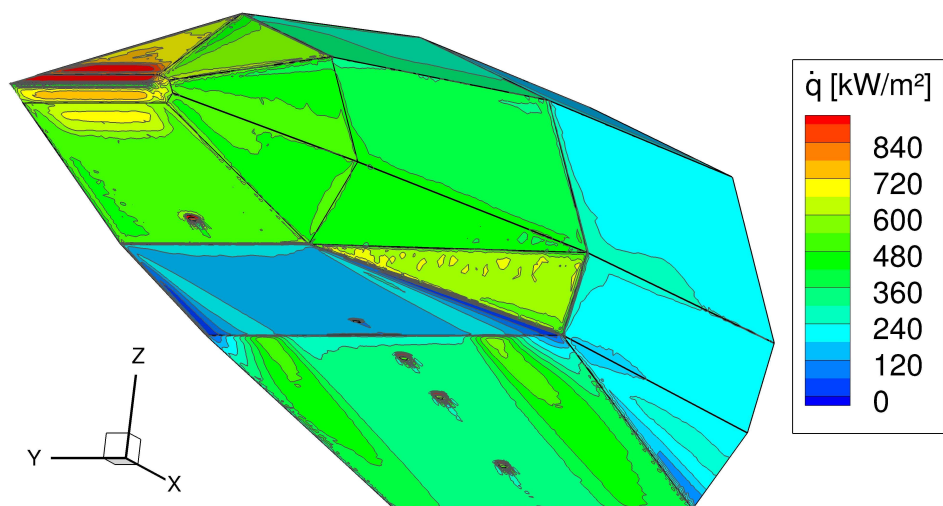
4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie



(a) statischer Druck



(b) Temperatur



(c) Wärmestromdichte

Abbildung 4.18: Numerische Oberflächenergebnisse in $H = 20 \text{ km}$ bei $Ma = 6.2$, $\alpha = -1^\circ$, $\beta = 1^\circ$ und turbulente Grenzschicht.

4.3.4 Aufheizung der Spitze

Abschließend soll das Aufheizverhalten der Vorderkante von *SHEFEX* mit dem angenommenen Nasenradius von $R_N = 0.2 \text{ mm}$ während der Wiedereintrittsphase untersucht werden. Hierzu gibt es keine Messwerte, die in die Auswertung einbezogen werden können, weshalb auf die numerischen Ergebnisse Bezug genommen wird. Dabei wird wie im **Abschnitt 4.3.3** (S. 112 ff.) vorausgesetzt, dass die im Vergleich zwischen Experiment und Numerik gezeigte Übereinstimmung für den gesamten Körper zutreffend sind. Eine gewisse Einschränkung bezüglich der Genauigkeit der numerischen Ergebnisse im Nasenbereich konnte allerdings im **Abschnitt 3.2.1.2** (S. 48 ff.) aufgezeigt werden. Diese resultiert aus der vereinfachten Strömungsberechnung, bei der keine Realgaseffekte berücksichtigt werden. Daraus ergab sich eine Temperaturabweichung im Staupunkt von ca. 9%, die bei den hier gemachten Darstellungen beachtet werden muss.

In **Abbildung 4.19(a)** sind die Strömungstemperaturen unmittelbar vor der Spitze (hinter dem Stoß) und die Strukturtemperatur in der Spitze entlang der Wiedereintrittshöhe dargestellt. Aufgrund der relativ konstanten Anströmmachzahl ist die Strömungstemperatur im Staupunkt verhältnismäßig gleichbleibend zwischen 1470 K und 1700 K , was sich mit den Stoßbeziehungen für den senkrechten Verdichtungsstoß

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{2\kappa(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)^2} Ma_1^2 \quad (4.6)$$

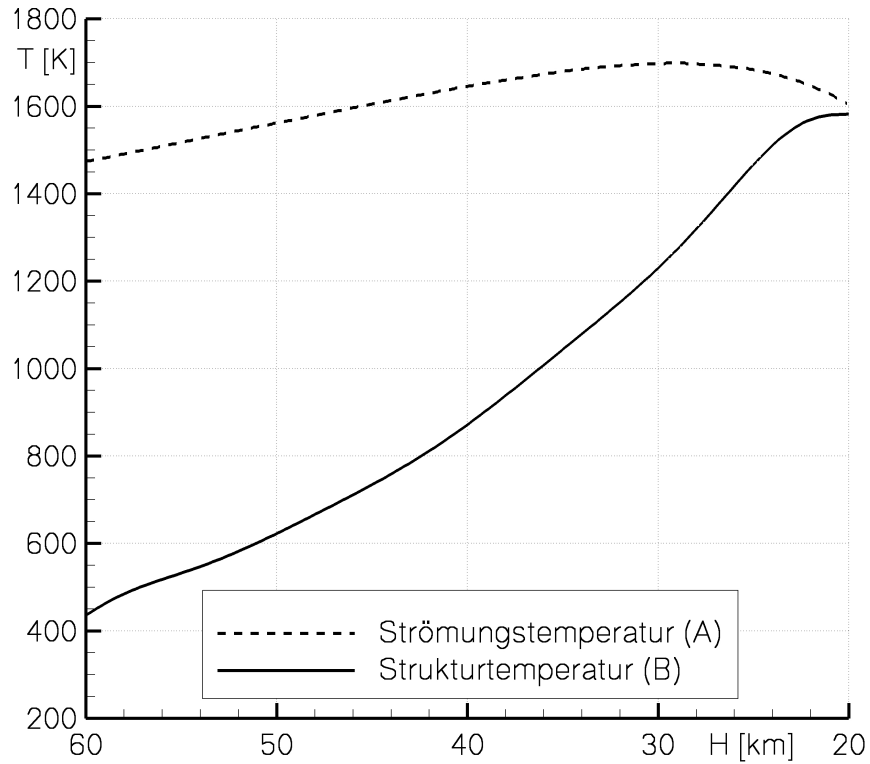
bestätigen lässt. Zum Flugende ist die unmittelbare Vorderkante annähernd so heiß wie die Strömung im Staupunkt. Die Gesamtwärmebilanz ist in einem Gleichgewicht aus zugeführter konvektiver (\dot{q}_K), abgestrahlter (\dot{q}_S) und nach innen abgeleiteter (\dot{q}_L) Wärmeenergie und lässt sich als Gleichung formulieren zu:

$$\dot{q}_K = \dot{q}_L + \dot{q}_S \quad . \quad (4.7)$$

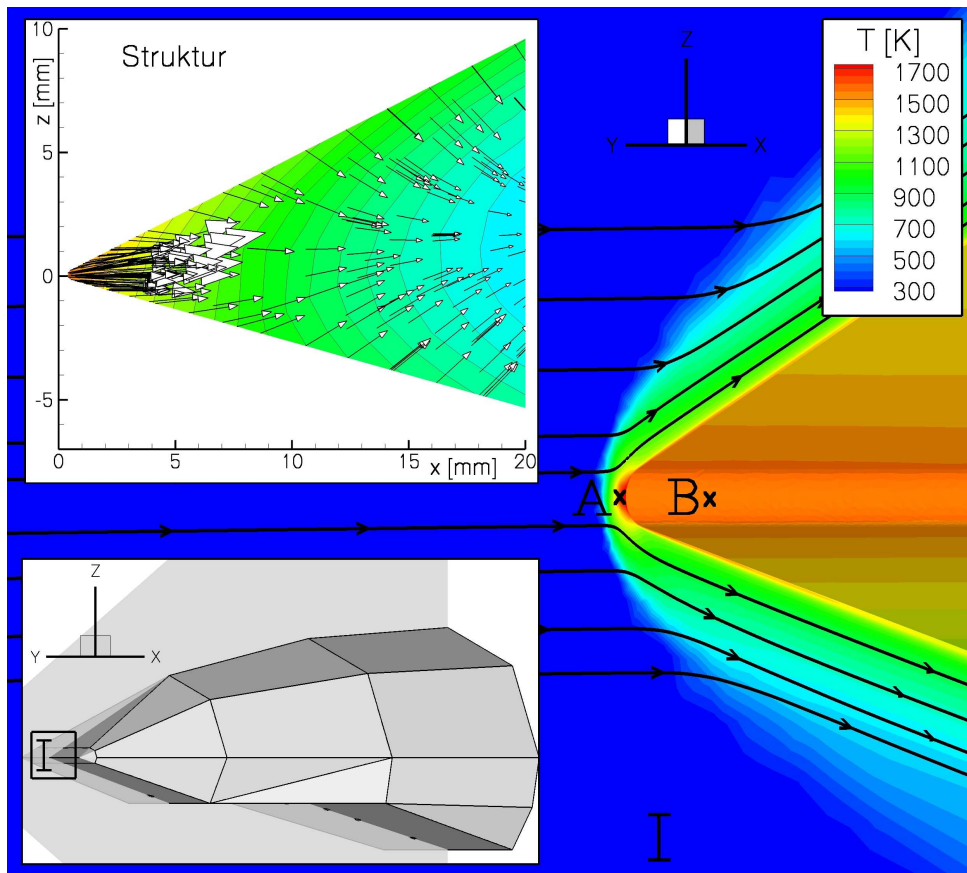
Dabei ist der Wärmestrom durch Wärmeleitung deutlich größer als der abgestrahlte Wärmestrom. Im gezeigten Fall ($H = 20 \text{ km}$) beträgt die konvektive Wärmestromdichte an der Vorderkante $\dot{q}_K \approx 6.8 \text{ MW/m}^2$, wobei $\dot{q}_S \approx 0.3 \text{ MW/m}^2$ abgestrahlt und der restliche Anteil ($\dot{q}_L \approx 6.5 \text{ MW/m}^2$) in das Strukturinnere abgeleitet werden. Ergänzend hierzu zeigt **Abbildung 4.19(b)** für die Flughöhe $H = 20 \text{ km}$ eine Konturdarstellung der Temperaturen im Strömungsfeld und in der Struktur. Anhand der Vektoren im Strukturschnitt lassen sich der Wärmefluss durch Wärmeleitung und die damit einhergehenden Temperaturgradienten erkennen. Daraus wird außerdem ersichtlich, dass die Aufheizung im Inneren der Spitze relativ gering ist, was auf die moderaten Wiedereintrittsbedingungen ($Ma \approx 6$) zurückzuführen ist.

In diesem Zusammenhang sei darauf hingewiesen, dass bei sehr hohen Wiedereintrittsgeschwindigkeiten im Staupunkt Temperaturen entstehen, die zu weiteren Effekten führen. Einer dieser Phänomene ist die Ablation, bei der die Struktur schmilzt und anschließend verbrennt bzw. verdampft. Die dabei aufgenommene Wärmestromdichte \dot{q}_A reduziert entsprechend den Gesamtwärmeeintrag in die Struktur. Auf der anderen Seite kann ein stark

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie



(a) T-H-Diagramm, Position von A und B siehe **Abbildung 4.19(b)**.



(b) Temperaturverteilung bei $H = 20$ km.

Abbildung 4.19: Temperaturentwicklung im Staupunkt (A) und in der Strukturspitze (B).

4.3 Berechnung der Wiedereintrittstrajektorie

erhitztes Gas neben dem konvektiven Wärmestrom eine Wärmestrahlung auf die Struktur verursachen, die als zusätzliche Wärmeenergie in die Struktur eingeht. Die vollständige Wärmebilanz ergibt sich dann zu:

$$\underbrace{\dot{q}_K + \dot{q}_S}_{\text{Strömung}} = \underbrace{\dot{q}_L + \dot{q}_S + \dot{q}_A}_{\text{Struktur}} . \quad (4.8)$$

Allerdings ist die Gasstrahlung laut **Anderson** [3] für Luft erst ab Gastemperaturen größer 10000 K bedeutsam.

Anhand der hier gezeigten Ergebnisse wird die Problematik scharfkantiger Wiedereintrittsfahrzeuge an der Vorderkante veranschaulicht. Die spitze Körnernase erreicht nach einer relativ kurzen Flugzeit einen im Vergleich zur restlichen TPS-Temperatur hohen Wert, der mit abnehmendem Nasenradius zunimmt. Der Hintergrund hierfür ist der geringe Stoßabstand zum Körper, der sich laut **Oertel jr.** [77] für Hyperschallströmungen mit der durch experimentelle Ergebnisse korrelierten Gleichung (4.9) bestimmen lässt.

$$\delta_{\text{Stoß}} = R_N 0.143 e^{(3.24/Ma_1^2)} \quad (4.9)$$

Damit ergibt sich für den untersuchten *SHEFEX*-Körper mit dem angenommenen Nasenradius von $R_N = 0.2 \text{ mm}$ bei einer Anströmmachzahl $Ma_1 = 6.1$ ($H = 20 \text{ km}$) ein Stoßabstand von lediglich $\delta_{\text{Stoß}} \approx 0.03 \text{ mm}$. Vergleicht man diesen Wert mit den numerischen Ergebnissen in **Abbildung 4.19**, so kann eine Übereinstimmung festgestellt werden, obgleich der sich aus den numerischen Berechnungen ergebende Abstand etwas größer ist, da hier von einem idealen Gas (keine Berücksichtigung von Realgaseffekten) ausgegangen wird, vgl. **Abschnitt 3.2.1.2** (S. 48 ff.).

In dem Bereich zwischen Bugstoß und Nasenspitze entsteht die maximale Gastemperatur, die für ein ideales Gas mit Gleichung (4.6) berechnet werden kann. Daraus wird ersichtlich, dass die Gastemperatur hinter dem senkrechten Stoß unabhängig vom Nasenradius ist. Allerdings zeigt Gleichung (4.9), dass mit kleiner werdendem Nasenradius auch der Abstand zwischen der Stoßfront und der Körperspitze abnimmt, womit mehr Wärmeenergie über die Grenzschicht in die Struktur geleitet werden kann. Dieses Phänomen und die damit einhergehenden hohen thermischen Belastungen können als Hauptproblem scharfkantiger Wiedereintrittsfahrzeuge angesehen werden.

4.4 HEG-Untersuchungen

Zusätzlich zum Freiflugexperiment ist der *SHEFEX*-Vorkörper im *Hochenthalpie-Kanal Göttingen (HEG)* des *DLR* experimentell untersucht worden. Dabei fanden insgesamt zehn verschiedene Anstell- und Schiebewinkelvariationen bei konstanten Strömungsbedingungen (Ma_∞ , p_∞ , ρ_∞ usw.) mit Wiederholungen der einzelnen Versuche statt. Eine dieser Anstellbedingungen ($\alpha = \beta = 0^\circ$) entspricht in etwa den Freiflugbedingungen bei $H = 20 \text{ km}$ ($\alpha = 0.3^\circ$ und $\beta = 1.3^\circ$), so dass die *HEG*-Messungen auch mit den Berechnungen zum Flug verglichen werden sollen. Da eine detaillierte Auswertung aller Messreihen den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, wird sich auf die Gegenüberstellung mit den Freiflugdaten beschränkt. Eine umfassende Auswertung der *HEG*-Experimente zu *SHEFEX* kann Martinez Schramm et al. [70] entnommen werden.

4.4.1 Versuchsbeschreibung

Im Windkanal sind Messzeiten im Millisekundenbereich möglich. Die Grundfunktionsweise beruht auf dem Stoßrohrprinzip und ist in **Abbildung 4.20** schematisch dargestellt.

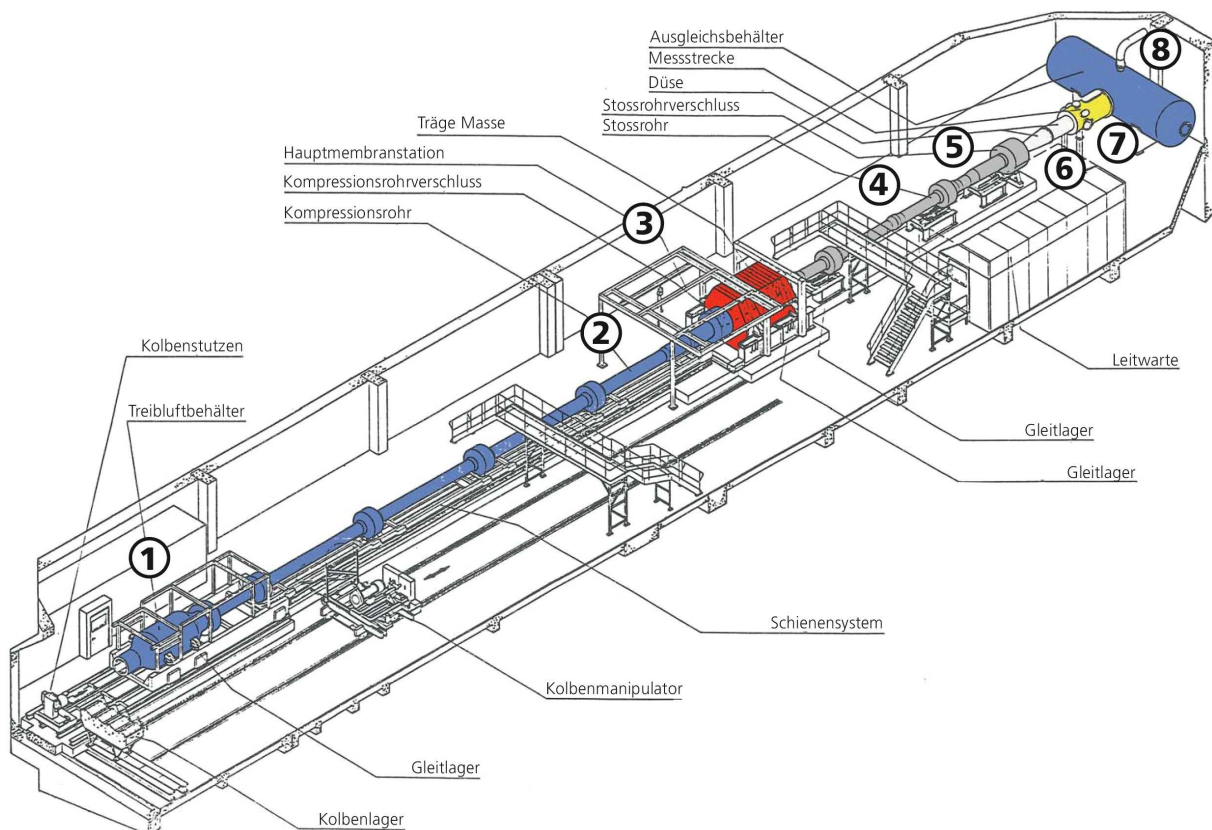


Abbildung 4.20: Hauptbestandteile des *HEG*, vgl. Martinez Schramm [69]: (1) Treibluftbehälter, (2) Kompressionsrohr, (3) Hauptmembranstation, (4) Stoßrohr, (5) Stoßrohrverschluss, (6) Düse, (7) Messstrecke, (8) Ausgleichsbehälter.

4.4 HEG-Untersuchungen

Der Kolben wird durch den Treibluftbehälter (1) in das Kompressionsrohr (2) geschossen. Dadurch wird das Gas im Rohr komprimiert bis die Edelstahlmembran in der Hauptmembranstation (3) birst und das Gas im Stoßrohr (4) schlagartig beschleunigt bzw. ebenso komprimiert. Anschließend platzt auch die am Stoßrohrverschluss (5) befindliche Kunststoffmembran, wodurch die heiße und komprimierte Gasströmung in der Überschalldüse (6) auf Hyperschallgeschwindigkeiten beschleunigt wird. In der Messstrecke (7) erfolgt schließlich die Umströmung mit dem Versuchskörper und dessen Vermessung. Abschließend strömt das Gas in den Ausgleichsbehälter (8), der zur Volumenvergrößerung der Anlage dient. Für eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise des HEG sei auf Martinez Schramm [69] verwiesen. Die Versuchsbedingungen sind in **Tabelle 4.2** aufgeführt.

Tabelle 4.2: HEG- und Versuchsbedingungen.

Machzahl	Ma_∞	5.98
Geschwindigkeit	u_∞	1750 m/s
Druck	p_∞	20.1 kPa
Temperatur	T_∞	214 K
Dichte	ρ_∞	0.327 kg/m ³
Modelltemperatur	T_W	300 K
Anstell- und Schiebewinkel	α/β	0°
Reservoirdruck	p_0	370 bar
Reservoirtemperatur	T_0	1644 K
Reservoireenthalpie	h_0	1.76 MJ/kg
Druck im Staupunkt	p_{t2}	9.39 bar
Wärmestromdichte im Staupunkt	\dot{q}_{t2}	5 MW/m ²

Für eine Gegenüberstellung der HEG- und Freiflugergebnisse gilt es zunächst die strömungsmechanische Ähnlichkeit zwischen den HEG- und den Freiflugbedingungen bei $H = 20 \text{ km}$ zu untersuchen. Hierfür werden neben der Anströmmachzahl und der über die Körperlänge ermittelten Reynoldszahl der *Chapman-Rubesin-Parameter* CR mit

$$CR = \frac{\rho_W \mu_W}{\rho_\infty \mu_\infty} \quad (4.10)$$

verglichen. Da der CR -Parameter einen lokalen Wert darstellt, wird in **Abbildung 4.21** eine Gegenüberstellung entlang der Fahrzeugunterseite in der Nähe der Wärmeflussensoren durchgeführt, wobei die Wandwerte ρ_W und μ_W aus numerischen Berechnungen gewonnen sind. Die Gegenüberstellung des Parameters zeigt, dass nennenswerte Unterschiede im ersten und dritten Segment des Körpers auftreten. Ein entscheidender Unterschied zwischen HEG-Experiment und Freiflug ist in der unterschiedlichen Wandtemperatur der Körper zu sehen. So kann bei dem Windkanalversuch von einer konstanten Wandtempe-

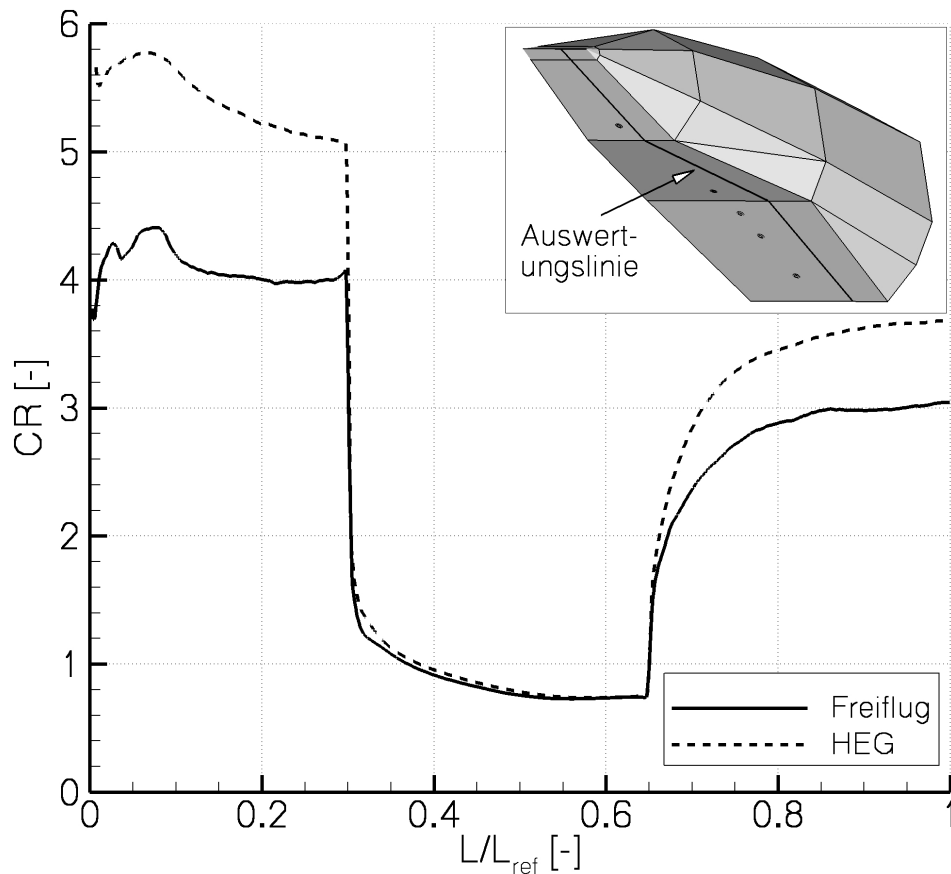


Abbildung 4.21: Berechnungsergebnisse zum Chapman-Rubensin-Parameter CR entlang der dargestellten Auswertungslinie auf der Fahrzeugunterseite für die HEG- und Freiflugbedingungen.

ratur ($T_W = 300\text{ K}$) ausgegangen werden, da die Strömungszeit im Bereich einiger Millisekunden liegt, bei der keine relevante Erwärmung des massiven Stahlmodells erfolgt. Im Gegensatz dazu unterlag der Körper im Freiflug einer Aufheizung, die aus den Wiedereintrittsbedingungen (Änderung der Anströmung, Ablösungen, Transitionsvorgänge usw.) hervorgeht. Somit variieren Viskosität und Dichte in der Körpergrenzschicht, womit auch der Reibungsbeiwert und der Wärmeübergang beeinflusst werden. Außerdem wirkt sich die Wandtemperatur direkt auf die sich ergebende Wärmestromdichte aus, vgl. Gleichung (3.18) (S. 67). Die thermische Randbedingung der numerischen Berechnungen entspricht der ersten Art (*Dirichlet*), wobei bei den Windkanalberechnungen als Wandtemperatur konstant 300 K und bei der Freiflugberechnung eine aus der Strömungsstruktur-Rechnungen bei $H = 20\text{ km}$ resultierende Verteilung vorgegeben werden.

In **Tabelle 4.3** sind die Ähnlichkeitsparameter des HEG-Experimentes und des Freiflugexperimentes bei $H = 20\text{ km}$ zusammengefasst. Daraus wird ersichtlich, dass im HEG keine absolute Ähnlichkeit im Vergleich zum Freiflug realisiert werden konnte. Folglich ergeben sich bei den untersuchten Strömungsparameter Unterschiede von bis zu maximal 31 %, die beim Vergleich mit den Flugdaten berücksichtigt werden müssen.

⁴Dieser maximale Unterschied beschränkt sich auf die Nasenspitze.

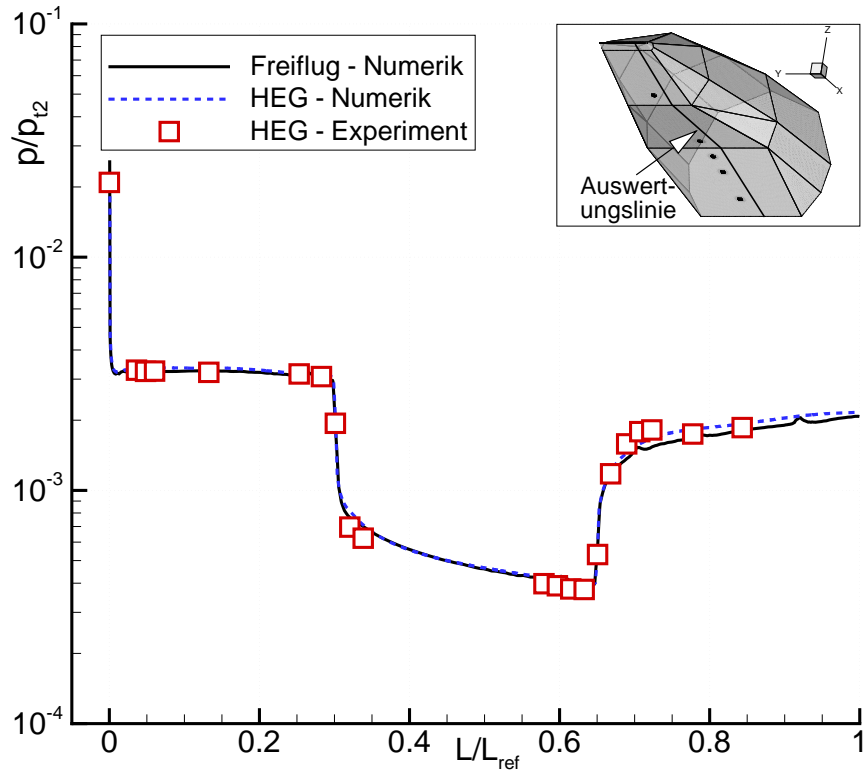
Tabelle 4.3: Strömungsparameter und Randbedingungen beim HEG-Experiment und Freiflug ($H = 20 \text{ km}$).

Parameter	HEG	Freiflug ($H = 20 \text{ km}$)	Abweichung vom Flugpunkt
Ma_∞ [-]	6.0	6.2	3 %
Re [-]	$11.4 \cdot 10^6$	$9.4 \cdot 10^6$	21 %
CR [-]	siehe Abbildung 4.21		max. 31 %
T_W [K]	300	310-1600	(max. 81 %)⁴

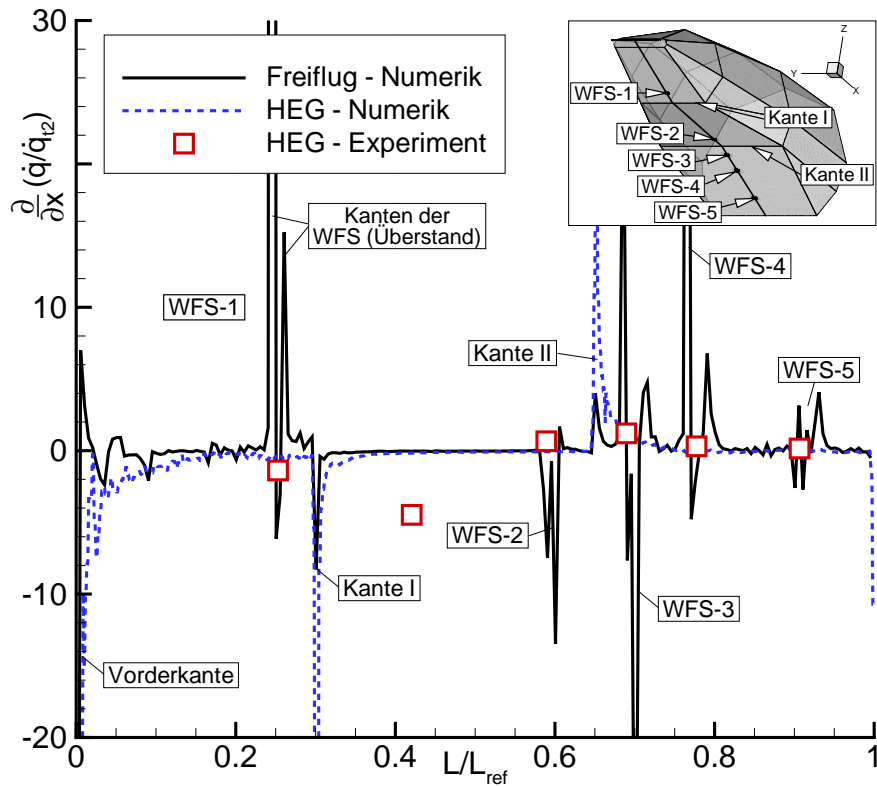
Abschließend sei angemerkt, dass bei Dissoziationseffekten in der Strömung außerdem der binäre Skalierungsfaktor, der sich aus dem Produkt aus Gasdichte und Bezugslänge ($\rho_\infty L$) ergibt, betrachtet werden muss. Da jedoch im untersuchten Strömungsfall die Strömungstemperatur zu gering ist, um Dissoziationseffekten hervorzurufen, bleibt der binäre Skalierungsfaktor unberücksichtigt.

4.4.2 Vergleich zwischen Berechnungs- und HEG-Messdaten

Für die Auswertung der Messergebnisse vom Windkanal werden die normierten Druck- und Wärmestromdichteverteilungen mit den numerischen Ergebnissen zu den Windkanal- und zu den Freiflugbedingungen in $H = 20 \text{ km}$ verglichen. Insofern werden Daten aus drei verschiedenen Quellen betrachtet. Aufgrund der unterschiedlichen Wandtemperaturen beim Windkanalversuch und Freiflug werden bei der Wärmestromdichte nicht die absoluten Verhältnisse, sondern die Gradienten $\frac{\partial}{\partial x}(\dot{q}/\dot{q}_{t2})$ (x - Körperlängsachse) aufgetragen. Die Ergebnisse hierzu sind in **Abbildung 4.22** dargestellt. Die Auswertung erfolgt für beide Größen entlang der Fahrzeugunterseite, wobei die Wärmeflussensoren in der Symmetrieebene und die Drucksensoren etwas versetzt davon liegen. Für die Druckverteilungen kann eine Übereinstimmung sowohl zwischen den Windkanalmessungen und -berechnungen als auch zwischen den Ergebnissen zum Flugpunkt festgestellt werden. Die Abweichungen liegen innerhalb der experimentellen und numerischen Unsicherheiten. Die Gradienten der normierten Wärmestromdichte spiegeln zunächst die Wärmestromspitzen an den Kanten des Körpers wider. Zusätzlich entstehen bei den Berechnungen zum Freiflug an den Sensoren aufgrund der Sensorenüberstände Spitzen im Gradientenverlauf, siehe auch **Abbildung 3.17** (S. 66). Bis auf den Messwert bei $L/L_{ref} \approx 0.42$ ist auch für die Gradienten der normierten Wärmestromdichte trotz der unterschiedlichen Wandtemperaturen eine Übereinstimmung zwischen allen drei Datenquellen gegeben. Mit den Windkanalversuchen konnten somit die Flugmessdaten und die numerischen Ergebnisse bestätigt werden.



(a) Druckverhältnis p/p_{t2}



(b) Wärmestromgradienten $\frac{\partial}{\partial x}(\dot{q}/\dot{q}_{t2})$

Abbildung 4.22: Vergleich zwischen HEG-Messungen/Berechnungen und Freiflugberechnungen ($H = 20 \text{ km}$).

Kapitel 5

Orbitaler Wiedereintritt mit einem facettierten Fahrzeug

5.1 Allgemeines zum Wiedereintritt

Ziel dieses Kapitels ist die aerothermodynamische Untersuchung eines facettierten Fahrzeugs unter orbitalen Wiedereintrittsbedingungen, wie sie z.B. bei der Rückkehr von der Internationalen Raumstation auftreten. Als Ergebnis sollen primär die maximalen thermischen Lasten auf ein facettiertes Fahrzeug während des Wiedereintritts identifiziert und eine Aussage zu dessen Einsetzbarkeit unter aerothermodynamischen Gesichtspunkten gemacht werden. Hierzu wurde im Rahmen des vom *DLR* initiierten Projektes *Returnable EXperiments in Space – Free Flyer (REX – Free Flyer)* unterschiedliche facettierte Hochauftriebsfahrzeuge entworfen, deren Eigenschaften unter systemanalytischen und aerodynamischen Aspekten untersucht werden. Gleichsam soll die daraus resultierende Fahrzeugform als Vorkörper im *SHEFEX-III*-Flugexperiment zum Einsatz kommen.

Die Grundidee solcher Hochauftriebskonfigurationen ist gemäß Longo [64], möglichst viel kinetische Energie in großen Höhen bei geringer atmosphärischer Dichte abzubauen, um mit einer reduzierten Machzahl in die dichte Atmosphäre mit kleinen Anstellwinkeln einzutreten. Die bei der Abbremsung aus der kinetischen Energie gewandelte Wärmeenergie soll möglichst in der Strömung verbleiben und nicht auf den Körper übertragen werden. Je größer die Atmosphärendichte ist, desto stärker sind die Reibungseffekte und mit ihnen der Wärmeeintrag. Dies erklärt, weshalb möglichst viel Geschwindigkeitsenergie bei geringer Dichte abgebaut werden soll. Die Umwandlung von kinetischer Energie in Wärmeenergie ist mit

$$dQ \approx \frac{c_{WR}}{c_{WD} + c_{WR}} \cdot dE_{kin} \quad (5.1)$$

beschreibbar, wobei der Reibungsanteil des Widerstandsbeiwertes c_{WR} möglichst kleiner als der Druckanteil des Widerstandsbeiwertes c_{WD} sein sollte. Dies wird durch einen großen Anstellwinkel realisiert. Da allerdings auch der aerodynamische Widerstand mit zunehmender Höhe abnimmt, benötigt der Abbremsungsvorgang in großen Höhen längere Zeit,

5.1 Allgemeines zum Wiedereintritt

weshalb das Fahrzeug auch einen hohen Auftrieb besitzen muss, damit einer zu schnellen Reduzierung der Flughöhe entgegengewirkt werden kann. Die dabei untersuchten Konfigurationsvarianten sind in Kopp et al. [56] vorgestellt. Als günstigste Variante ergibt sich die in **Abbildung 5.1** gezeigte Fahrzeugform, wobei dieser Eigenentwurf in Dietlein und Kopp [26] sowie Sippel et al. [95] näher beschrieben wird.

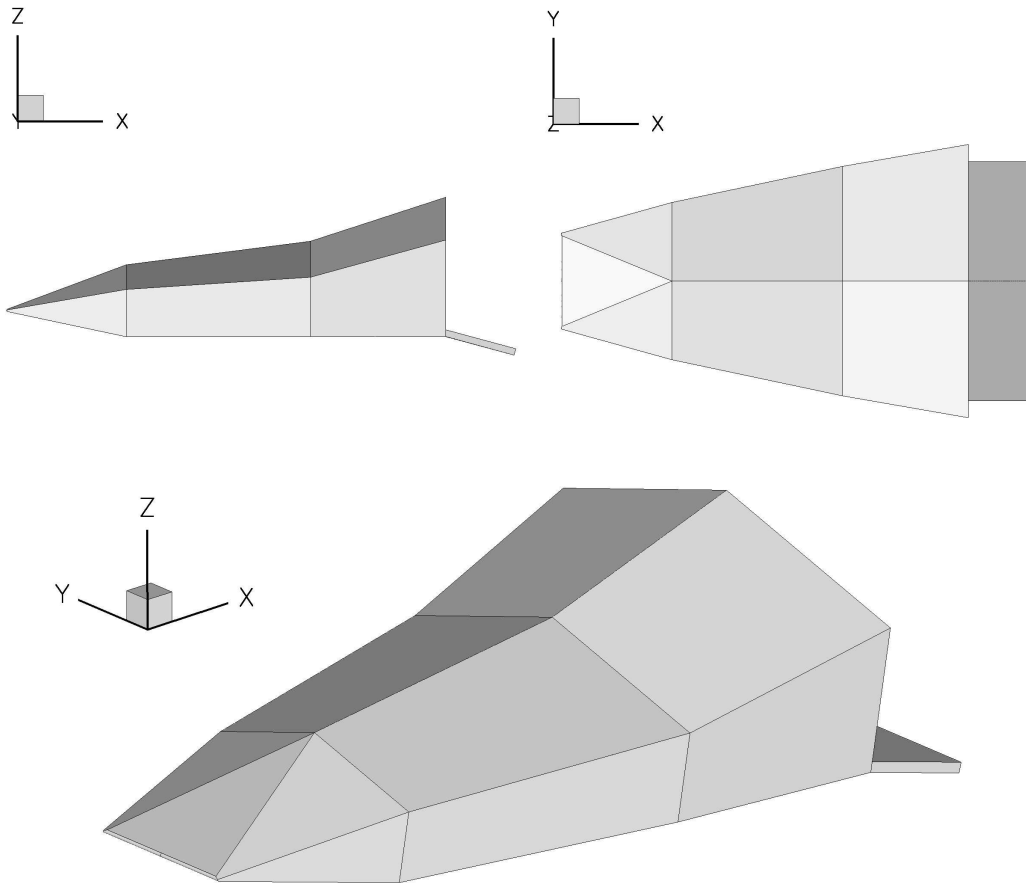


Abbildung 5.1: Eigenentwurf des Hochauftriebfahrzeugs für den orbitalen Wiedereintritt.

Das gezeigte Fahrzeug besitzt die Grundabmaße $3.36 \times 2.22 \times 1.05 \text{ m}^3$ und wird im Folgenden unter aerothermodynamischen Aspekten näher untersucht. Hierzu sind innerhalb des Projekts *REX – Free Flyer* auch unterschiedliche Wiedereintrittsbahnen untersucht worden, vgl. Kopp et al. [56]. Dabei hat sich folgender kritischer Flugpunkt für den Wiedereintritt herauskristallisiert, auf den sich die folgenden Berechnungen beziehen:

- $Ma = 22$
- $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$
- $H = 69.5 \text{ km}$ ($p_\infty = 5 \text{ Pa}$ und $T_\infty = 219 \text{ K}$)
- $\alpha = 10^\circ$

Bei diesen Wiedereintrittsbedingungen kann nicht mehr von einem idealen Gas ausgegangen werden, sondern es müssen Realgaseffekte Berücksichtigung finden. Aufgrunddessen

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

wird die Luft als ein Gemisch aus N_2 , O_2 , NO , N und O modelliert. Zu den numerischen Modellierungsdetails sei auf die Arbeit von Hannemann [41] verwiesen. Die hohen Temperaturen verursachen Dissoziationseffekte, so dass atomarer Sauerstoff und Stickstoff entstehen. Durch die Dissoziation wird thermische Energie in Reaktionsenergie umgewandelt, wodurch die Temperatur in der Strömung zunächst reduziert wird. Wie in **Abschnitt 3.2.1.3** (S. 51 ff.) erläutert, sind im Fall einer Nichtgleichgewichtsströmung die Nichtgleichgewichtsterme sehr reaktiv, wobei besonders in Oberflächennähe aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeiten die Verweilzeiten der einzelnen Atome und Moleküle relativ groß sind, womit es verstärkt zur Rekombination kommen kann. Dabei wird thermische Energie freigesetzt, die als zusätzliche Wärmeenergie in den Körper eingeht. Allerdings wird der als Oberflächenkatalyse bezeichnete Effekt durch die Wahl von nicht- bzw. schwachkatalytischer Materialien wie C/C-SiC eingeschränkt.

Folglich ist eine Gleichgewichtsmodellierung im Gegensatz zur Nichtgleichgewichtsmodellierung die konservativere Variante, die zur Detektierung der maximal zu erwartenden Strömungs- und Strukturtemperaturen geeignet ist, da keine thermische Energie in Reaktionsenergie gebunden wird und die resultierenden Wandtemperaturen höher sind. Dies wird durch die Arbeiten von Brück et al. [19] bestätigt, in der die $X-38$ -Konfiguration bei $Ma = 25$ in $H = 73 \text{ km}$ als Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsströmung untersucht wurde. Im Nichtgleichgewichtsfall sind drei unterschiedliche Zustände der Wandkatalyse (vollständig, teilweise und keine) einbezogen worden. Die größten Unterschiede traten im Staupunkt auf, wobei die Staupunkttemperatur bei einer Gleichgewichtsströmung $T_{GG} = 2132 \text{ K}$ und bei der Nichtgleichgewichtsströmung abhängig von der Wandkatalyse zwischen $T_{NG_{voll}} = 2118 \text{ K}$, $T_{NG_{teilw.}} = 1687 \text{ K}$ und $T_{NG_{keine}} = 1647 \text{ K}$ variierte.

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

Dieser Abschnitt beinhaltet die Berechnung der kritischen Flugbedingungen ($Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$ und $\alpha = 10^\circ$) bei Verwendung der in **Abbildung 5.1** gezeigten Konfiguration. Da das Ziel der Berechnungen ist, die maximalen Oberflächentemperaturen aufzuzeigen, wird der kritische Flugpunkt als stationärer Zustand angenommen, wobei die Strömung im thermischen/chemischen Gleichgewicht modelliert wird. Somit ist das kapazitive Wärmeaufnahmevermögen der Struktur unbedeutend. Allerdings wird neben einer reinen Strömungsberechnung mit strahlungsadiabaten Wandrandbedingungen eine gekoppelte Strömungs-Struktur-Rechnung gemäß der Vorgehensweise im **Kapitel 4** (S. 85 ff.) durchgeführt. Mit der gekoppelten Berechnung wird die Verteilung der Wärmeenergie in der Struktur (TPS) aufgezeigt. Die Unterschiede beider Rechnungen werden vorgestellt und ausgewertet.

5.2.1 Vorbetrachtungen und Randbedingungen

Die Netzgenerierung der Strömungs- und Strukturnetze stützt sich auf die Untersuchungen in **Abschnitt 3.2.2** (S. 52 ff.), wobei die Vernetzungseinheit den mittleren Net-

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

zen entspricht. Da bei den Berechnungen nicht eine vollständige Trajektorie mit sich ändernden Strömungsbedingungen, sondern nur der kritische Flugpunkt betrachtet wird, werden die Netzpunkte im Strömungsfeld durch dreimaliges Adaptieren zusätzlich verfeinert. Damit ist gewährleistet, dass die großen Gradienten an den Verdichtungsstößen besser aufgelöst werden. Die Prismenschicht besitzt 30 Unterschichten. Insgesamt verfügt das Strömungsgitter nach der dritten Adaption und bei Ausnutzung der Symmetriebedingungen 6.5 Millionen Punkte.

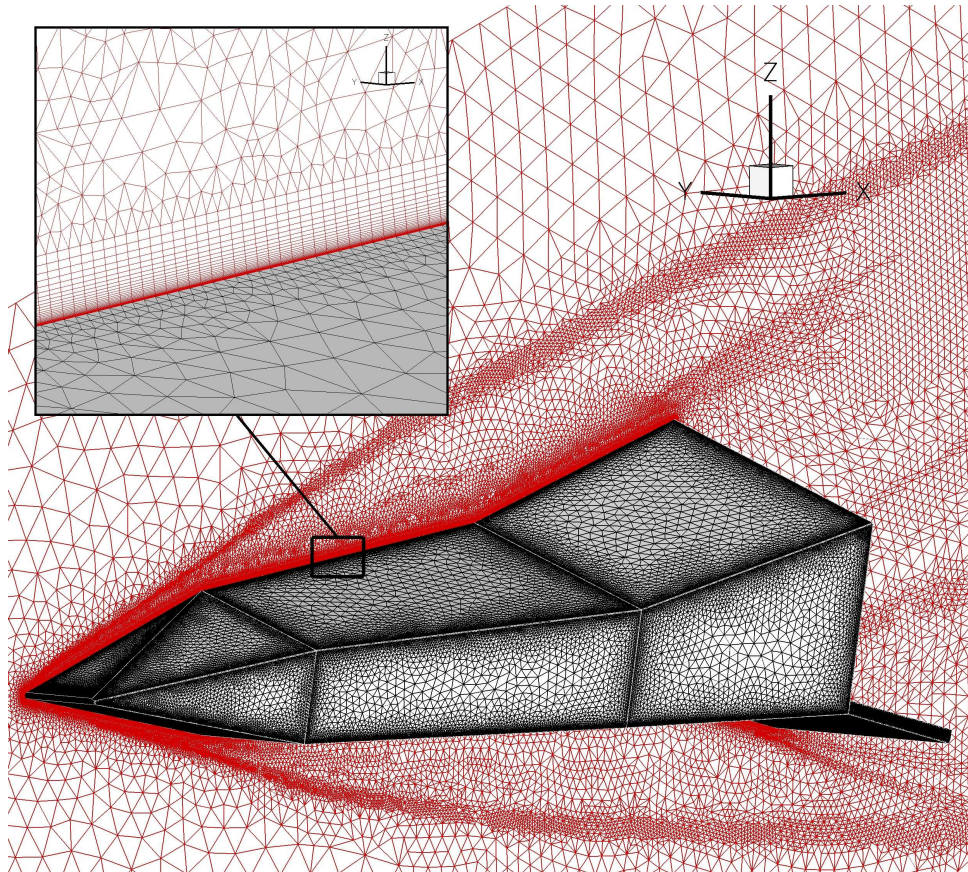


Abbildung 5.2: Strömungsnetz nach dritter Adaption mit Detailansicht zur Prismenschicht.

In **Abbildung 5.2** ist das Strömungsnetz der untersuchten Hochauftriebskonfiguration mit einer Detailansicht zur Prismenschicht dargestellt. Die Vorderkante besitzt einen Nasenradius von $r_N = 10 \text{ mm}$. Die Bestimmung des Grenzschichtzustandes mit Hilfe der lokalen Reynoldszahl gemäß **Abschnitt 4.2.1** (S. 95 ff.) hat für den berechneten *SHEFEX*-Flug gut mit den Flugdaten übereingestimmt. Insofern soll auch hier auf der Fahrzeugunterseite eine Abschätzung der Grenzschicht erfolgen. Danach ergibt sich ein laminarer Grenzschichtzustand, wobei die maximale Reynoldszahl am Hauptkörper $Re_x = 40000$ beträgt. Nur an der Klappenhinterkante steigt die lokale Reynoldszahl auf $Re_x = 160000$ an. Da dies immer noch deutlich unter der kritischen Reynoldszahl ($R_{krit} = 3.5 \times 10^5 - 10^6$) für Transition liegt, wird auch an der Klappe von einer laminaren Grenzschicht ausgegangen.

Für das Thermalschutzsystem (TPS) wird der Werkstoff C/C-SiC angenommen, dessen Eigenschaften in **Tabelle 2.2** (S. 12) hinterlegt sind. Der Strukturaufbau des Fahrzeugs

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

beschränkt sich auf die Berücksichtigung des TPS, da der innenliegende Strukturbereich durch Isolationsmaterialien thermisch abgeschottet ist und in der Isolation selber nur geringe Wärmeflüsse erfolgen. Folglich findet hauptsächlich im TPS eine Wärmeleitung statt. Dieser Effekt ist vor allem bei lokalen Wärmestromspitzen wie an den Kanten relevant. Eine Vorabschätzung zur erforderlichen Materialdicke hat gezeigt, dass das TPS eine Wandstärke von 5 mm aufweisen sollte, um den thermischen und mechanischen Belastungen während des Wiedereintritts standzuhalten, vgl. Reimer [84]. Die Steuerklappen werden als massive Keramikstrukturen mit einer Dicke von 50 mm modelliert.

5.2.2 Ergebnisse der numerischen Berechnungen

Um einen ersten Überblick zur Strömungstopologie bekommen zu können, ist in **Abbildung 5.3** analog zum **Abschnitt 4.1.1** (S. 86 ff.) die Geschwindigkeitsdivergenz zur Detektierung der Stoß- und Expansionsgebiete dargestellt. Negative Divergenzwerte entsprechen einer Verdichtung und positive Divergenzwerte einer Expansion des Gases. Aufgrund der

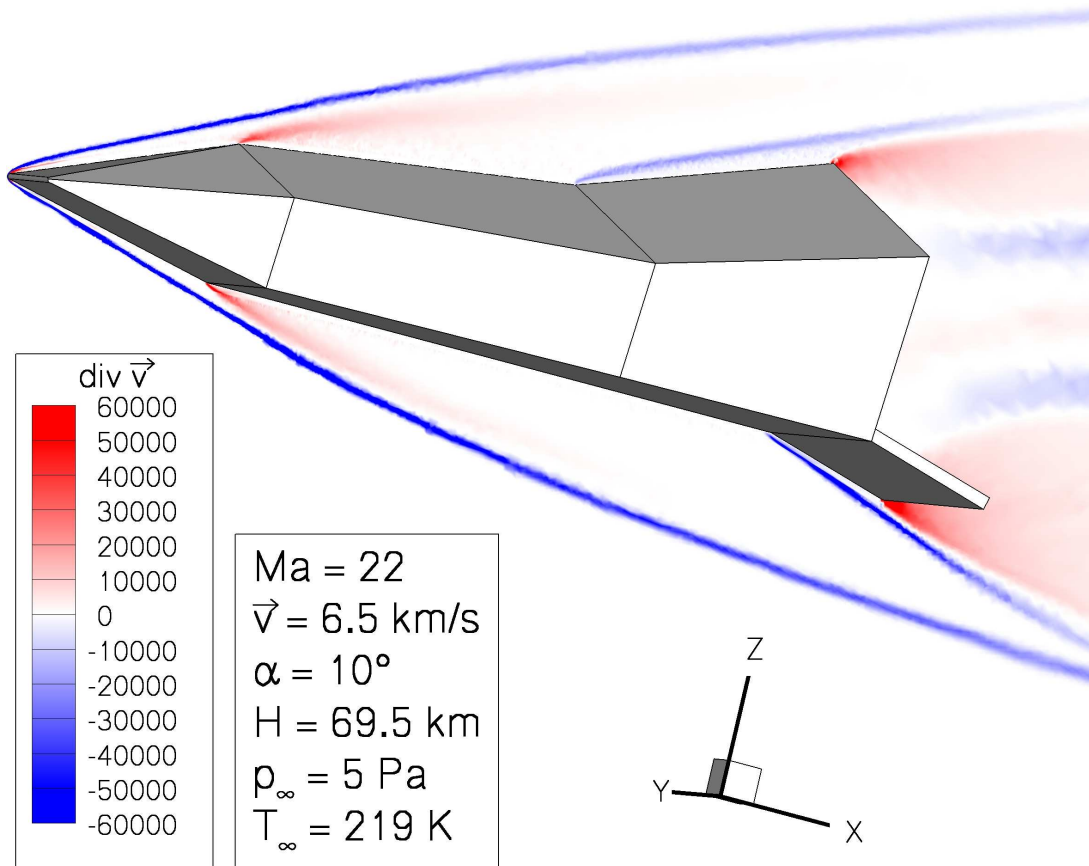


Abbildung 5.3: Geschwindigkeitsdivergenz am *REX Free Flyer*, negative Divergenz: Verdichtung, positive Divergenz: Expansion.

sehr hohen Machzahl liegen die Stöße eng am Körper an. Zu der allgemein als unerwünscht anzusehenden Interaktion zweier Stoßfronten kommt es im relevanten Strömungsbereich nicht. Einzig der durch die Steuerklappe entstehende Stoß kann bei sehr großen Klappenwinkeln (β_K) zu einer Verschneidung mit dem Bugstoß führen. Allerdings wird im

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

Hyperschallflug der Klappenwinkel meist auf $\beta_K \leq 25^\circ$ begrenzt, so dass auch hier keine Stoß-Stoß-Wechselwirkung in Fahrzeughöhe zu erwarten ist. Die konvexe Umlenkung an den Kanten ruft eine Expansion der Strömung hervor. Gleiches gilt für die Strömung hinter den Steuerklappen, auch hier expandiert das Gas. An der Fahrzeugrückseite tritt eine Strömungsablösung einhergehend mit einer Verwirbelung ein. Diese trägt mit dazu bei, dass die heiße Gasströmung auch hinter das Fahrzeug geleitet wird.

In **Abbildung 5.4** sind die numerischen Ergebnisse zu den Wandtemperaturen der reinen Strömungsberechnung mit strahlungsadiabaten Wänden und der gekoppelten Strömungs-Struktur-Rechnung für die Fahrzeugunter- und -oberseite illustriert. Die Darstellung ist so gewählt, dass jeweils eine Körperhälfte der strahlungsadiabaten bzw. gekoppelten Berechnungsvariante entspricht. Daraus lässt sich ein erster Überblick zur Gesamtaufheizung des Fahrzeugs gewinnen. Wie bereits angemerkt, handelt es sich bei den gezeigten Oberflächentemperaturen um maximale Werte, die dem kritischen Flugpunkt bei unendlich langer Flugzeit entsprechen. Die gesamte Oberseite ist bezüglich der Aufheizung als unkritisch anzusehen, da die Temperaturen auch für die strahlungsadiabate Lösung unterhalb von $T_W = 1200\text{ K}$ liegen. Für die übrige Geometrie zeigen die Berechnungen, dass im Wesentlichen das Fahrzeug auf der Unterseite an drei Stellen zum Teil sehr hohe thermische Belastungen aufweist. Dies ist vor allem an der Vorderkante, an den Längskanten und gebietsweise auf den Steuerklappen der Fall. Allerdings sind auch hier die Temperaturen an den Keramikplatten (ohne Betrachtung der Kanten) unterhalb von $T_W = 1600\text{ K}$. Laut **Weih**s [105] betragen die zulässigen Temperaturen der C/C-SiC-Keramiken $T_{krit} = 1850 - 2000\text{ K}$. Im Fall der berücksichtigten Wärmeleitung in der Struktur wird die Klappenoberseite deutlich heißer als die Temperaturen der reinen Strömungsberechnung, siehe **Abbildung 5.4(b)**. Allerdings betragen auch dann die Temperaturen auf der Klappenoberseite maximal $T_W = 1200\text{ K}$.

Im Folgenden gilt es näher zu untersuchen, ob und inwieweit an den genannten kritischen Stellen der zulässige Temperaturbereich der verwendeten Keramik überschritten wird. Hierzu zeigt **Abbildung 5.5** die Temperaturverteilungen entlang der Auswertungslinien *A* und *B* auf der Fahrzeugunterseite aus den strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen. Anhand der Kurvenverläufe ist erkennbar, in welchen Bereichen eine gekoppelte Strömungs-Struktur-Rechnung Vorteile gegenüber einer reinen Strömungsberechnung aufweist. Demnach liefert die gekoppelte Berechnung an den Kanten (Linie *B*) und an der Steuerklappe geringere Temperaturen als bei Annahme strahlungsadiabater Wände, da durch die berücksichtigte Wärmeleitung innerhalb der Struktur die thermische Energie verteilt wird. Dies erklärt auch, warum an den Platten (Linie *A*) zwischen beiden Berechnungsverfahren keine großen Unterschiede in den Ergebnissen resultieren, da hier die geringe Wandstärke der TPS-Platten keine nennenswerte Wärmeabfuhr ermöglicht und zudem der Energieeintrag keine lokalen Spitzen besitzt. Die Temperaturen in der Vorderkante ergeben sich aus der gekoppelten Berechnungen zu ca. $T_N = 2650\text{ K}$ und aus der strahlungsadiabaten Berechnung zu $T_N = 2920\text{ K}$. In beiden Fällen wird demnach die zulässige C/C-SiC-Temperaturen weit überschritten. Die Temperaturen an den Längskanten sind bei Berücksichtigung der Wärmeleitung deutlich unterhalb der strahlungsadiabaten Lösungen und betragen maximal $T_W = 1960\text{ K}$. Im Vergleich dazu ergibt

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

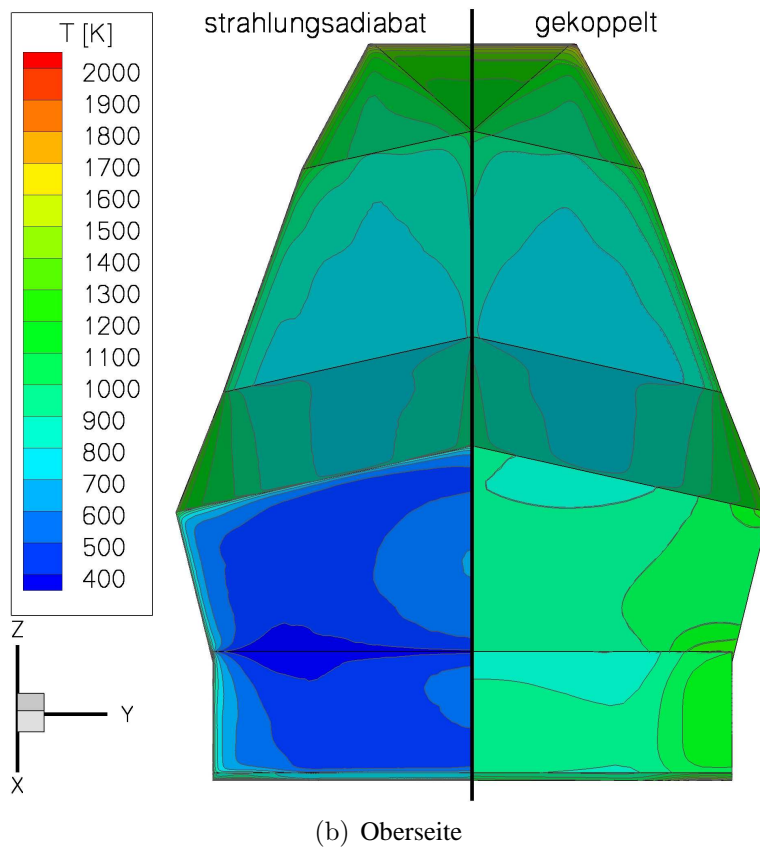
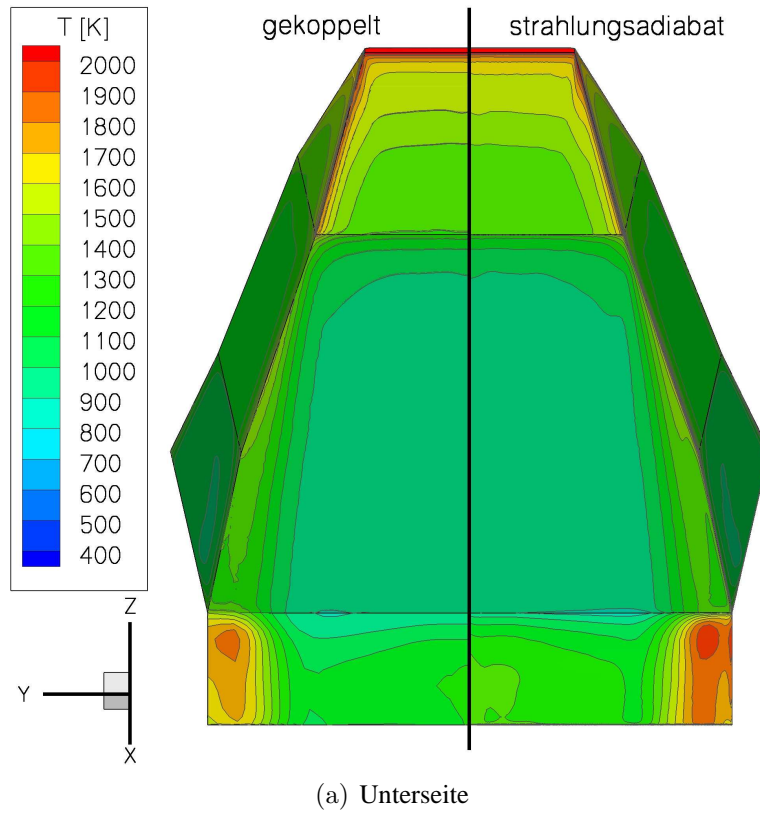


Abbildung 5.4: Temperaturverteilung (Unterseite/Oberseite) aus strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen, $Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$, $\alpha = 10^\circ$ und $\beta_K = 15^\circ$.

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

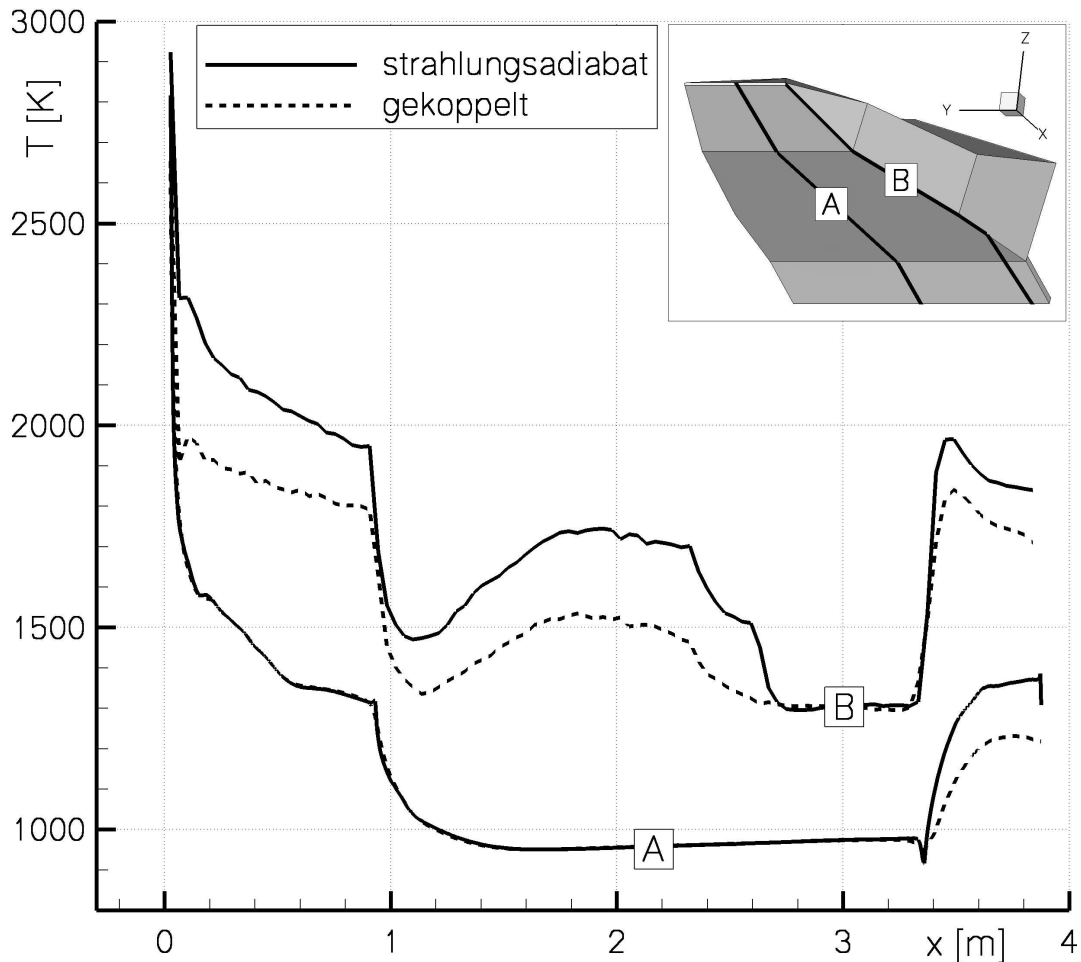


Abbildung 5.5: Temperaturverteilungen aus strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen entlang der Auswertungslinien A und B auf der Fahrzeugunterseite, $Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$, $\alpha = 10^\circ$ und $\beta_K = 15^\circ$.

die strahlungsadiabate Lösung maximale Längskantentemperaturen von ca. $T_W = 2310 \text{ K}$, was einer Differenz von $\Delta T_W = 350 \text{ K}$ bzw. 18% entspricht. Die Temperaturverteilung an der Klappe ist detailliert in **Abbildung 5.6** dargestellt. Die Auswertung erfolgt auf der Klappenunterseite entlang der Linien A und B. Auch hier zeigt sich der Nutzen einer gekoppelten Berechnung, wonach die maximale Temperatur auf der Klappenunterseite $T_W = 1830 \text{ K}$ beträgt, was noch innerhalb des zulässigen Temperaturbereichs liegt. Im Vergleich hierzu ergibt sich auf der strahlungsadiabaten Berechnung eine maximale Wandtemperatur von $T_W = 1970 \text{ K}$ ($\Delta T = 135 \text{ K}$ bzw. 8%). Weitere Unterschiede zwischen den Berechnungsverfahren resultieren an den Außenkanten der Klappen. Im strahlungsadiabaten Fall resultiert eine Temperatur von ca. $T_W = 1960 \text{ K}$, wobei die gekoppelte Berechnung nur $T_W = 1770 \text{ K}$ hervorbringt, was einer Differenz von $\Delta T_W = 190 \text{ K}$ bzw. 11% entspricht.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass der Vergleich der angewandten Berechnungsverfahren, bestehend aus einer strahlungsadiabaten Strömungsberechnung und einer gekoppelten Strömungs-Struktur-Berechnung, teilweise deutliche Unterschiede in den Temperaturverteilungen hervorbringt. Vor allem dann, wenn die Wärmelasten lokale Spitzen auf-

5.2 Berechnung der kritischen Flugbedingungen

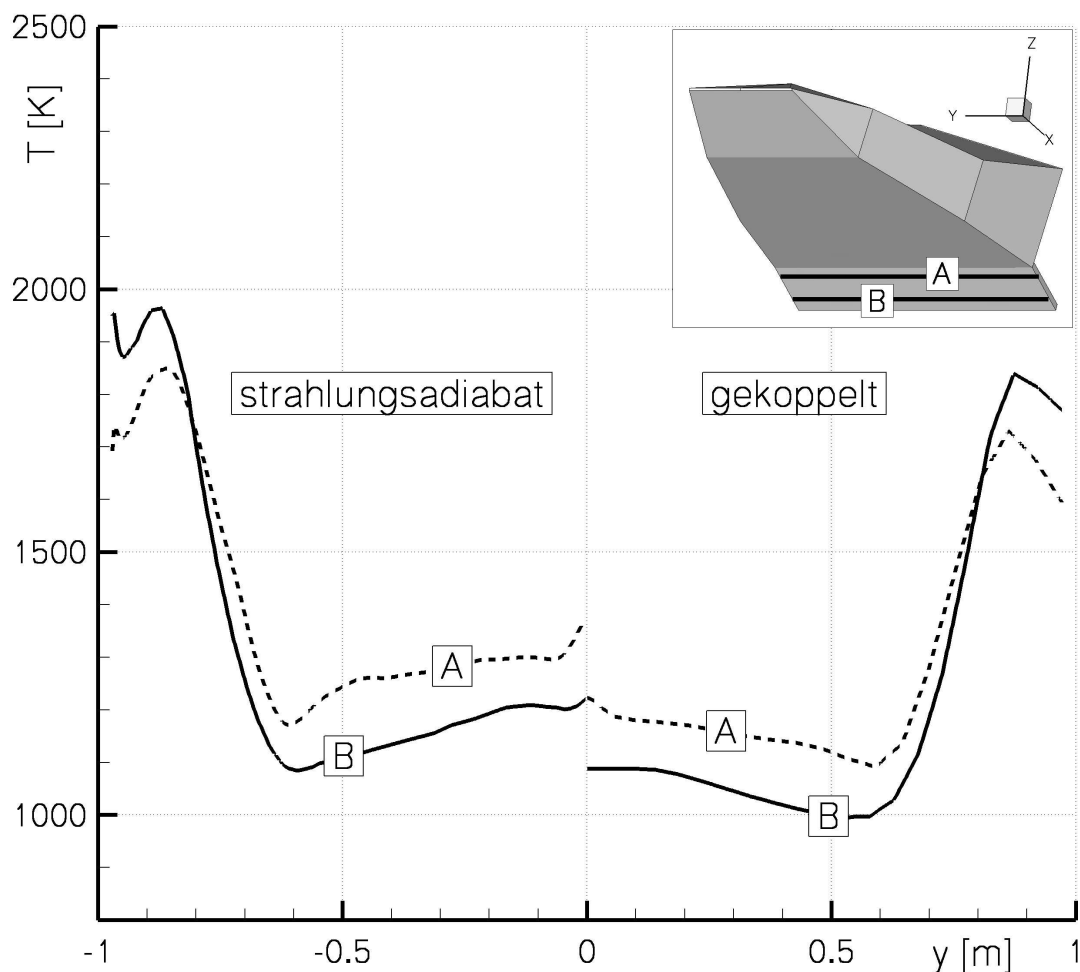


Abbildung 5.6: Temperaturverteilungen aus strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen entlang der Auswertungslinien A und B auf der Klappenunterseite, $Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$, $\alpha = 10^\circ$ und $\beta_K = 15^\circ$.

weisen und innerhalb der Struktur die thermische Energie abgeleitet werden kann, sind die gekoppelten Ergebnisse zu den Temperaturen unterhalb derer, die aus einer reinen Strömungsberechnung resultieren. Dies ist z.B. an den Längskanten und den Steuerklappen der Fall, wobei die Temperaturdifferenz zwischen beiden Berechnungsverfahren bis zu 18% beträgt. Die zulässigen Keramiktemperaturen werden erwartungsgemäß in der spitzen Vorderkante des Fahrzeugs überschritten. Für die TPS-Platten ist das Aufheilverhalten auf der Oberseite unkritisch und nur auf der Unterseite an den Längskanten und Steuerklappen insofern kritisch, als das sie teilweise innerhalb und nicht unterhalb des zulässigen maximalen Temperaturbereichs für die verwendete Keramik liegen. Somit muss vornehmlich an der vorderen Spitze des Fahrzeugs mit Ablation gerechnet werden, die bei der Dimensionierung des TPS im Nasenbereich entsprechende Berücksichtigung finden muss. Alternativ dazu gilt es zu untersuchen, inwieweit mit aktiver Kühlung die Vorderkante effektiv gekühlt werden kann. Schlussendlich bleibt noch der Hinweis, andere Hochtemperaturwerkstoffe auf deren Verwendbarkeit hin zu überprüfen, mit dem Ziel, durch eine lokal erfolgende Adaption der Werkstoffe den zulässigen Temperaturbereich zu erhöhen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist die aerothermodynamische Untersuchung scharfkantiger Wiedereintrittsfahrzeuge unter Durchführung gekoppelter Strömungs-Struktur-Berechnungen, mit denen die Interaktionen zwischen dem Strömungsfeld und dem Thermalverhalten der Fahrzeugstruktur erfasst werden. Die Berechnungen werden zu der *SHEFEX*-Konfiguration und dem damit verbundenen Wiedereintrittsexperiment sowie zu einer aus einem Eigenentwurf resultierenden Fahrzeugkonfiguration (*REX Free Flyer* bzw. *SHEFEX-III*) für den orbitalen Wiedereintritt durchgeführt.

Im ersten Kapitel wird neben einer Einleitung zum Thema der Stand der Forschung dargestellt, worauf aufbauend die Ziele dieser Arbeit definiert werden. Die Literaturstudie ergibt, dass relativ wenige Auswertungen zu Wiedereintrittsexperimenten von scharfkantigen Fahrzeugformen und deren Bewertung zur Einsetzbarkeit unter orbitalen Wiedereintrittsbedingungen existieren. Im zweiten Kapitel werden die Grundlagen zum durchgeführten *SHEFEX*-Experiment beschrieben, wobei vor allem die Aufarbeitung und Validierung der Anstell- und Schiebewinkel im Vordergrund stehen. Ferner werden die wesentlichen Grundgleichungen sowie der Strömungs-Struktur-Kopplungsalgorithmus erläutert.

Das dritte Kapitel der Arbeit widmet sich einer umfangreichen Sensitivitätsanalyse, die der Ermittlung der wichtigsten Toleranzen und möglichen Fehlerquellen, die mit der Flugauswertung des *SHEFEX*-Experimentes einhergehen, dient. Dabei werden unterschiedliche Einflussfaktoren wie Atmosphärenmodelle, Einbaubedingungen der Wärmeflussensoren, Reaktionsverhalten der Thermolemente, Diskretisierungsfehler usw. untersucht, aus denen sich schlussendlich Unsicherheitsmargen für die Flugauswertung ableiten lassen. Trotz der Schwierigkeit bzw. beschränkten Realisierbarkeit, gewisse Einflussgrößen global zu erfassen, kann unter Annahme der Fehlerunabhängigkeit ein maximaler Unsicherheitsbereich identifiziert werden, der abhängig von der betrachteten Größe zwischen $\pm 21\%$ und $\pm 51\%$ beträgt. Besonders problematisch erweist sich dabei die Auswertung der Temperaturmessungen. Dies ist einerseits auf die nicht eindeutig bekannte Position der eingeklebten Thermolemente innerhalb der Keramikplatten und andererseits auf die unbekanntete Kontaktbedingung zwischen den Wärmeflussensoren und dem TPS zurückzuführen. Ebenso konnte erst durch eine umfangreiche Strukturana-lyse zur Verformung der TPS-Platten und den daraus resultierenden Überständen der

Wärmeflussensoren die höhenabhängigen Sensorüberstände ermittelt werden, wobei sich diese als entscheidend für die an den Sensoren ergebende Wärmestromdichte erweisen. Zahlreiche Erkenntnisse hieraus flossen in die Gestaltung und Vorbereitung des zweiten Flugexperimentes (*SHEFEX-II*) ein.

Aufbauend auf diesen und anderen Voruntersuchungen innerhalb der Sensitivitätsanalyse konnte im vierten Kapitel das Wiedereintrittsexperiment *SHEFEX*, bestehend aus 460 Flugpunkten, unter Einsatz umfangreicher Rechnerressourcen nachgerechnet werden. Dabei zeigt sich, dass das verwendete Reynoldszahl-Kriterium zur Detektierung der Transition als Abschätzungsverfahren für facettierte Körper geeignet und zielführend ist. Aufgrund der relativ kurzen Flugzeit erreicht der Körper keinen durchgeheizten Zustand, wobei die Temperaturen an den Keramikacheln weit unterhalb des kritischen Temperaturbereichs ($T_{krit_{C/C-SiC}} = 1850 - 2000 K$) liegen. Dies betrifft selbst die Temperatur an der Vorderkante des Körpers, die am Ende des Experimentes ca. $1600 K$ beträgt. Schlussendlich zeigen die Strömung-Struktur-Rechnungen, dass das untersuchte Wiedereintrittsexperiment mit der verwendeten Kopplungsmethode nachgerechnet bzw. ein geplantes Experiment im Vorfeld berechnet werden kann.

Im fünften Kapitel erfolgt die aerothermodynamische Untersuchung eines facettierten Fahrzeugs unter orbitalen Wiedereintrittsbedingungen, wie sie z.B. bei der Rückkehr von der Internationalen Raumstation auftreten. Als Ergebnis daraus sollen die maximalen thermischen Lasten auf das Fahrzeug identifiziert und eine Aussage zur Einsetzbarkeit scharfkantiger Körperformen gegeben werden. Der untersuchte Flugpunkt ($Ma = 22$ in $H = 69.5 km$) entspricht daher dem kritischen Strömungsfall während der Wiedereintrittsphase, der als stationärer Zustand angenommen wird, so dass eine maximale Aufheizung des Fahrzeugs resultiert. Dabei wird der gekoppelte Berechnungsansatz unter Berücksichtigung von Realgaseffekten verfolgt. Die Erfassung der Strömungs-Struktur-Wechselwirkung erweist sich bezüglich der Oberflächentemperaturen an den Kanten und Steuerklappen als wertvolle Erweiterung gegenüber einer reinen Strömungsberechnung unter Annahme strahlungsadiabater Wände. Die wesentlichen Ergebnisse der Untersuchungen sind, dass ausschließlich in der Nasenvorderkante ($T_N \approx 2650 K$) die zulässigen Keramiktemperaturen von maximal $2000 K$ überschritten und die Aufheizungen im restlichen TPS innerhalb bzw. unterhalb des kritischen Bereichs liegen. Da bei der Bewertung der Temperaturen für das gesamte TPS von C/C-SiC ausgegangen wird, gilt es zu überprüfen, ob durch andere Materialien die genannten Temperaturen in der Vorderkante tolerierbar werden. Alternativ dazu bleibt die kontrollierte Ablation der spitzen Körperrnase als eine mögliche Lösungsvariante. Schlussendlich zeigt sich, dass ein facettiertes Fahrzeug mit scharfen Kanten unter aerothermodynamischen Gesichtspunkten für den orbitalen Wiedereintritt oder dem Hyperschallreiseflug geeignet ist. Die Wiederverwendbarkeit der TPS-Materialien liegt weit über 80%, wobei ausschließlich in der Vorderkante eine sehr hohe Aufheizung erfolgt.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gegenüberstellung einer scharfkantigen (<i>SHEFEX-I</i>) und abgerundeten (<i>Space Shuttle</i>) Geometrie.	2
1.2	Darstellung zur Turbulenzentstehung auf einer Platte nach White [106].	4
1.3	Darstellung der Kompressionsrampe am <i>SHEFEX</i> -Körper (A - Ablösepunkt und W - Wiederanlegepunkt).	6
1.4	Darstellung von Fahrzeugen mit scharfkantiger Geometrie.	8
2.1	Darstellung der Sensorenpositionen am <i>SHEFEX</i> -Körper (links: Oberseite und rechts: Unterseite).	13
2.2	Aerodynamische Flugwerte während des Wiedereintritts.	15
2.3	Definition der Anstell- und Schiebewinkel ($\alpha = \gamma - \Theta$ und $\beta = \chi - \Psi$).	16
2.4	Validierung der Transformationsgleichungen zur Rollwinkelimplementierung: rotiertes Netz: $\alpha = -5^\circ$, $\beta = -3^\circ$ und $\phi = 120^\circ$, transformierte Anströmwinkel: $\alpha' = -0.1^\circ$ und $\beta' = 5.8^\circ$, Strömungsbedingungen: $Ma_\infty = 6.2$, $p_\infty = 5200 Pa$ und $T_\infty = 217 K$	18
2.5	Transformierte Anstell- und Schiebewinkel entlang der Trajektorie.	19
2.6	Volumenelement mit Massenströmen.	21
2.7	Volumenelement mit Kräfte in x-Richtung.	22
2.8	Volumenelement mit Leistungs- und Wärmeflüssen in x-Richtung.	24
2.9	Darstellung zum Hilfsnetz (duales Netz), vgl. [27].	32
2.10	Körperumströmung im Überschall nach Anderson [4].	34
2.11	Schematische Darstellung zum Kopplungsalgorithmus.	38
3.1	Vergleich der Atmosphärenmodelle <i>US-Standard-76</i> und <i>CIRA-86</i> mit Messungen von <i>Lübken</i> [65] für die Monate Mai, Juli und September (1999). Oben: Temperatur mit prozentualer Abweichung von <i>Lübken</i> [65], unten: Druck mit prozentualer Abweichung von <i>Lübken</i> [65]. Messunsicherheit gemäß <i>Lübken et al.</i> [66]: $p = p \pm 1\%$ und $T = T \pm 2\%$	41
3.2	Druckgradienten im Strömungsfeld, p_1 Druck vor dem Stoß, p_2 Druck nach dem Stoß.	43

3.3	Oben: Druckgradienten in Abhängigkeit vom Anstell- und Schiebewinkel. Unten: erforderliche Korrekturfaktoren (p/p_{ref}) für Druckbestimmung hinter dem Stoß.	44
3.4	Gegenüberstellung der Anstellwinkelverläufe basierend auf Schrägstoßbeziehungen und Messungen der Kreiselplattform.	45
3.5	Skizze zur Einteilung der Strömungszustände.	47
3.6	Realgaseffekte im \vec{v} -H-Diagramm vgl. Anderson [3] mit eingetragener <i>Shuttle</i> - und <i>SHEFEX</i> -Trajektorie.	49
3.7	Gegenüberstellung der Berechnungsergebnisse (Temperaturverläufe entlang <i>A</i> und <i>B</i>) für ideales und reales Gas im thermischen Gleichgewicht. Konturdarstellung: Isentropenexponent für das reale Gas.	50
3.8	Hybrides Strömungsnetz mit Detaildarstellung der Prismenschicht.	54
3.9	Ergebnisse zur Netzstudie für \dot{q}_{P13} bei $H = 28 km$	55
3.10	Thermalmodell.	56
3.11	Rechenzeiten (CPU-Stunden/Tage/Jahre) für einen Zustand und gesamte Trajektorie (920 Zustände) zur Strömungs- und Strukturlösung für unterschiedliche Netze.	59
3.12	Vergleich der mittleren Wärmestromdichte vom gesamten Körper und an den Wärmeflusspositionen für unterschiedliche Turbulenzmodelle in $H = 24 km$ ($Ma = 6.3, \alpha = 2^\circ$) und $H = 20 km$ ($Ma = 6.2, \alpha = 0^\circ$).	61
3.13	Darstellungen zum Wärmeflussensor.	62
3.14	Darstellungen der Druckkräfte am Vorkörper und der Überstandsanteile (U_E und U_W) des Wärmeflussensors (WFS).	63
3.15	Qualitative Darstellung zur Druckverteilung (TAU) und Strukturverformung (ANSYS) der <i>Platte 22</i> mit Kennzeichnung der Wärmeflussensoren (WFS).	64
3.16	Ergebnisse der Strukturrechnungen zur Verformung der TPS-Platten während der Wiedereintritts und der daraus resultierenden Sensorüberstände U_W	65
3.17	Einfluss des Sensorüberstandes. Feldvariable: Temperatur; Oberflächenvariable: Wärmestromdichte, $Ma = 6.2, H = 20 km$, Grenzschicht: turbulent.	66
3.18	Einfluss des Sensorüberstandes auf die Messung der Wärmestromdichte am Beispiel des Sensors <i>WFS-1</i> für $H = 23 km$	68
3.19	Mögliche und im Strukturmodell modellierte Kontaktbedingungen zwischen TPS und Wärmeflussensor.	69
3.20	Numerische Ergebnisse zur Sensoroberflächentemperatur (<i>WFS-1</i>) für diatherme und adiabate Randbedingung zwischen TPS und Sensor und Gegenüberstellung mit Experiment.	70
3.21	Aufnahmen und Skizze zur Integration der Thermoelemente im TPS mit den Parametern <i>a</i> und <i>b</i>	71

3.22	Instationäre Strukturrechnungen zum Einfluss der Parameter a und b unter Wiedereintrittslasten an der <i>Platte 5</i>	73
3.23	Tauchversuch zur Bestimmung der Übergangszeit mit und ohne Klebstoffeinfluss; Thermoelement Typ K , Klebstoffdicke 1.25 mm , Wassertemperatur 83°C	76
3.24	Struktur vom C/C-SiC.	77
3.25	Einfluss der Wärmeleitfähigkeit senkrecht zur Phaserrichtung. Instationäre Strukturrechnung mit Wiedereintrittslasten an der <i>Platte 5</i>	78
3.26	Einfluss der Plattendicke ($\pm 5\%$). Instationäre Strukturrechnung mit Wiedereintrittslasten an der <i>Platte 5</i>	80
3.27	Einfluss der TPS-Temperatur auf die Wärmestromdichte am Sensor.	81
4.1	Begriffsdefinition zur Flugauswertung.	85
4.2	Visualisierung der Stoß- und Expansionsgebiete mittels der Geschwindigkeitsdivergenz ($\text{div } \vec{v}$) mit Detailansicht zur Sensorströmung, $H = 20\text{ km}$, $Ma = 6.2$	87
4.3	Darstellung der Strömungszustände am <i>WFS-3</i> entlang der Auswertungslinien A und B , n -Wandnormalenkoordinate, $H = 20\text{ km}$, $Ma = 6.2$	89
4.4	Visualisierung der Helizität zur Darstellung des Wirbeldrehsinns und der Strömungsablösung an der Rampe.	91
4.5	Ablöseblase in Abhängigkeit vom Anstellwinkel, $H = 32\text{ km}$, $Ma = 6.3$	92
4.6	Geschwindigkeits- und Temperaturprofile an unterschiedlichen Positionen auf der Fahrzeugunterseite für $H = 60\text{ km}$ (laminare Grenzschicht) und $H = 20\text{ km}$ (turbulente Grenzschicht).	94
4.7	Reynoldszahl (Re_x) entlang der gezeigten Auswertungslinie auf der Luvseite von <i>SHEFEX</i> in unterschiedliche Höhen zur Abschätzung der Transition.	96
4.8	Abschätzung der Transitionslage anhand der Wärmestrommessungen.	98
4.9	Schlierenaufnahme zur Expansionsströmung im Überschall einer Prandtl-Meyer-Strömung nach Viswanath und Narasimha [102].	100
4.10	Berechnete Beschleunigungsparameter K im Übergang zwischen <i>Platte 5</i> und <i>Platte 13</i> für $H = 28\text{ km}$, $H = 24\text{ km}$ und $H = 20\text{ km}$ bei $\alpha = 0^\circ$	101
4.11	Sensorenauswahl.	103
4.12	Vergleich des statischen Druckes aus Experiment und Numerik.	104
4.13	Vergleich der Wärmestromdichte aus Experiment und Numerik.	106
4.14	Detailansicht der Wärmestromdichte für <i>WFS-2</i> auf <i>Platte 13</i>	107
4.15	Vergleich der Sensoroberflächentemperatur aus Experiment und Numerik.	108
4.16	Temperaturgradienten für <i>WFS-2</i> der <i>Platte 13</i>	109
4.17	Vergleich der TPS-Temperatur aus Experiment und Numerik.	111
4.18	Numerische Oberflächenergebnisse in $H = 20\text{ km}$ bei $Ma = 6.2$, $\alpha = -1^\circ$, $\beta = 1^\circ$ und turbulente Grenzschicht.	113

4.19	Temperaturentwicklung im Staupunkt (<i>A</i>) und in der Strukturspitze (<i>B</i>).	115
4.20	Hauptbestandteile des <i>HEG</i> , vgl. Martinez Schramm [69]: (1) Treibluftbehälter, (2) Kompressionsrohr, (3) Hauptmembranstation, (4) Stoßrohr, (5) Stoßrohrverschluss, (6) Düse, (7) Messstrecke, (8) Ausgleichsbehälter.	117
4.21	Berechnungsergebnisse zum Chapman-Rubesin-Parameter <i>CR</i> entlang der dargestellten Auswertungslinie auf der Fahrzeugunterseite für die <i>HEG</i> - und Freiflugbedingungen.	119
4.22	Vergleich zwischen <i>HEG</i> -Messungen/Berechnungen und Freiflugberechnungen ($H = 20 \text{ km}$).	121
5.1	Eigenentwurf des Hochauftriebfahrzeugs für den orbitalen Wiedereintritt.	123
5.2	Strömungsnetz nach dritter Adaption mit Detailansicht zur Prismenschicht.	125
5.3	Geschwindigkeitsdivergenz am <i>REX Free Flyer</i> , negative Divergenz: Verdichtung, positive Divergenz: Expansion.	126
5.4	Temperaturverteilung (Unterseite/Oberseite) aus strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen, $Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$, $\alpha = 10^\circ$ und $\beta_K = 15^\circ$	128
5.5	Temperaturverteilungen aus strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen entlang der Auswertungslinien <i>A</i> und <i>B</i> auf der Fahrzeugunterseite, $Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$, $\alpha = 10^\circ$ und $\beta_K = 15^\circ$	129
5.6	Temperaturverteilungen aus strahlungsadiabaten und gekoppelten Berechnungen entlang der Auswertungslinien <i>A</i> und <i>B</i> auf der Klappenunterseite, $Ma = 22$, $\vec{v} = 6.5 \text{ km/s}$, $H = 69.5 \text{ km}$, $\alpha = 10^\circ$ und $\beta_K = 15^\circ$	130

Tabellenverzeichnis

2.1	Nummerierung, Material und Hersteller der Hitzeschutzplatten.	12
2.2	Temperaturabhängige Materialkennwerte von C/C-SiC.	12
2.3	Einfluss des Rollwinkels und transformierte Strömungswinkel α' und β'	17
3.1	Maximale Abweichung des Atmosphärenmodells (<i>CIRA-86</i>) im Vergleich zu den Messungen von <i>Lübken</i> [65] unter Berücksichtigung der Messfehler.	42
3.2	Maximale Unsicherheiten durch die Anstellwinkelungenauigkeit. Ergebnisse der Schrägstoßbeziehungen an <i>Platte 5</i> für eine Anstellwinkelvariation von $\pm 1^\circ$. Ausgangsgrößen: $Ma = 6.4$, $\alpha = 0^\circ$ und $\vartheta = 15^\circ$	46
3.3	Berechnung der Knudsenzahl.	48
3.4	Allgemeine Strömungsnetzgrößen.	54
3.5	Ergebnisse der Strömungs-Netzstudie für $H = 20 \text{ km}$ und $H = 28 \text{ km}$	56
3.6	Allgemeine Strukturnetzgrößen.	57
3.7	Ergebnisse der Struktur-Netzstudie. Randbedingungen für die transiente Thermalrechnung: konstante Wärmelast $\dot{q} = 1 \text{ MW/m}^2$, Aufheizzeit $t = 1 \text{ s}$	57
3.8	Rechner- und Datenressourcen für gesamte Wiedereintrittstrajektorie. Strömungsrechnung mit 160 Prozessoren (Cluster) und Strukturrechnung mit einem Prozessor.	58
4.1	Abschätzung zum Grenzschichtzustand an den Positionen der Wärmeflussensoren über Bestimmung der Re_x und Gegenüberstellung mit Re_{krit}	97
4.2	HEG- und Versuchsbedingungen.	118
4.3	Strömungsparameter und Randbedingungen beim HEG-Experiment und Freiflug ($H = 20 \text{ km}$).	120

Literaturverzeichnis

- [1] *Ackeret, J.; Feldmann, F.; Rott, N.*: **Untersuchungen an Verdichtungsstößen in schnell bewegten Gasen**, Tech. Rep. 10, ETH Zürich, 1946
- [2] *Anderson, J.D.*: **Tethered Aerothermodynamic Research for Hypersonic Waveriders**, 1st International Hypersonic Waveriders, 1990
- [3] *Anderson, J.D.*: **Hypersonic and High Temperature Gas Dynamics**, McGraw Hill, 1989
- [4] *Anderson, J.D.*: **Fundamentals of Aerodynamics**, McGraw Hill, 2001
- [5] *ANSYS: Inc.*: **ANSYS User's Manual**, 2006
- [6] *Back, L.H.; Seban, R.A.*: **Flow and heat transfer in a turbulent boundary layer with large acceleration parameter**, Heat Transfer Fluid Mechanics, 20, 1967
- [7] *Badri Narayanan, M.A.; Ramjee, V.*: **On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow**, Journal of Fluid Mechanics, 1969
- [8] *Baerns, M; Falbe, J.; Fetting, F.; Hofmann, H.; Renken, A.*: **Chemische Reaktionstechnik**, Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1992
- [9] *Barth, T.*: **Aero- and Thermodynamic Analysis to SHEFEX I**, Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, Vol. 1, 2007
- [10] *Barth, T.; Eggers, Th.*: **SHEFEX - A First Aerodynamic Post-Flight Analysis**, New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VI, Springer Verlag, 2006
- [11] *Barth, T.; Dankert, C.; v. Roden, G.; Martinez Schramm, J.*: **Investigations to the Response Time of a Glued Thermocouple on the Basis of Experimental and Numerical Analyses**, zur Veröffentlichung in: New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VII, Springer Verlag, (2010)
- [12] *Bathe, K.-J.*: **Finite-Elemente-Methoden**, Springer Verlag, 2002
- [13] *Bergemann, F.*: **Gaskinetische Simulation von kontinuumsnahen Hyperschallströmungen unter Berücksichtigung von Wandkatalyse**, DLR-FB 94-30, Göttingen, 1994

- [14] *Bertin, J.J.*: **Hypersonic aerothermodynamics**, AIAA, Washington DC, 1994
- [15] *Bertin, J.J., Cummings, R.M.*: **Fifty years of hypersonics: where we've been, where we're going**, Progress in Aerospace Sciences 39, 2003
- [16] *Blazek, J.*: **Computational Fluid Dynamics: Principles and Applications**, Elsevier Science, 2001
- [17] *Bleilebens, M.*: **Einfluss der Wandtemperatur auf die Stoß/Grenzschicht-Wechselwirkung an einer Rampe im Hyperschall**, Shaker Verlag, Dissertation, 2005
- [18] *Brandt, R.; Jaroma-Weiland, G.; Neuer, G.; Pohlmann, P.; Schreiber, E.*: **Thermisches Verhalten von C/C-SiC**, Sonderforschungsbereich 259, 1999
- [19] *Brück, A.; Kordulla, W.; Eggeres, Th.; Orlowski, M.; Longo, J.M.A.*: **The Effect of Catalycity on the Heating of the X-38 Shape**, Proceedings of the Eighth Annual Thermal and Fluids Analysis, CP 3359Houston, 1997
- [20] *Brück, S.; Brenner, G.; Kortz, S.*: **Numerical Simulation of Shock-Shock Interactions in Nonequilibrium Flow**, DLR-IB 221-93 A 09, 1993
- [21] *Cadafalch, J.; Pérez-Segarra, C.D.; Consul, R.; Oliva, A.*: **Verification of Finite Volume Computations on Steady-State Fluid Flow and Heat Transfer**, Journal of Fluids Engineering, 2002, Vol. 124/11
- [22] *Charbonnier, J., Boerrigter, H.*: **Contribution to the Study of Gap Induced Boundary Layer Transition in Hypersonic Flow**, AIAA 93-5111, 1993
- [23] *Chen, J., Mack, A.*: **Hypersonic Flow Computation over X-38 on Unstructured/Hybrid Meshes**, DLR-IB 129-2000/17, 2000
- [24] *Coakley, T., Viegas, J.R.; Huang, P.G.; Rubesin, M.W.*: **An Assessment and Application of Turbulence Models for Hypersonic Flows (U)**, NASA Ames Research Center Paper No. 106, 1990
- [25] *Déléry, J.; Marvin, J.G.*: **Shock-wave boundary layer interactions**, AGARDograph 280, 1986
- [26] *Dietlein, I.; Kopp, A.*: **System Analysis for "Sharp-Edge" Re-entry Vehicles**, AIAA Hypersonic Systems and Technologies Konferenz, Bremen, 2009
- [27] *DLR*: **Technical Documentation of the DLR Tau-Code**, DLR, Braunschweig, 2008
- [28] *Dolling, S.D.*: **Fifty Years of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction Research: What next?**, AIAA J. 39, No. 8, pp. 1517-1531, 2001
- [29] *Edney, B.*: **Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock**, Aeronautical Research Institute of Sweden, 1968

- [30] *Eggers, Th.:* **Aerodynamischer Entwurf von Wellenreiter-Konfigurationen für Hyperschallflugzeuge**, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, Dissertation, 1999
- [31] *Engelmann, L.:* **Formeln und Tabellen**, Gesellschaft für Bildung und Technik, Berlin, 1993
- [32] *Fedorova, N.N.; Fedorchenko, I.A.; Schüle, E.:* **Experimental and Numerical Study of Oblique Shock Wave / Turbulent Boundary-Layer Interaction at M=5**, Computational Fluid Dynamics, Vol. 10, No. 3, 2001
- [33] *Ferziger, J.H.; Peric, M.:* **Numerische Strömungsmechanik**, Springer Verlag, Berlin, 2008
- [34] *Furumoto, G.H.; Zhong, X.; Skiba, J.C.:* **Unsteady Shock-Wave Reflection and Interaction in Viscous Flows with Thermal and Chemical Nonequilibrium**, AIAA 96-0107, 1996
- [35] *Gad-el-Hak, M.:* **Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management**, Cambridge University Press, 2000
- [36] *Gaisbauer, U.:* **Untersuchungen zur Stoß-Grenzschicht-Wechslewirkung an Doppelrampen unter verschiedenen Randbedingungen**, Shaker Verlag, Dissertation, 2004
- [37] *Garimella, S.; Schollenberger, K.; Eibeck, P.; White, S.:* **Flow and Heat Transfer in Space Vehicle Tile Gaps**, AIAA 83-4061, 1992
- [38] *Gülhan, A.; Requardt, G.; Siebe, F.; Koch, U.; Esser, B.:* **Instrumentation and In-Flight Data of the SHEFEX Flight Experiment**, 1. International ARA Days on Atmospheric Re-Entry Systems, Arcachon, France, 2006
- [39] *Hackenberg, M.C.; Post, P.; Redler, R.; Steckel, B.:* **MpCCI, Multidisciplinary Applications and Multigrid**, ECCOMAS, Barcelona, 2000
- [40] *Hannemann, K.; Brück, S.; Brenner, G.:* **Numerical Simulation of Reacting Flows Related to the HEG**, 19th Int. Sym. Shock Waves, Marseille, 1993
- [41] *Hannemann, V.:* **Numerische Simulation von Stoß-Stoß-Wechselwirkung unter Berücksichtigung von chemischen und thermischen Nichtgleichgewichtseffekten**, DLR-Forschungsbericht, Berlin, 1996
- [42] *Haupt, M.C.; Niesner, R.:* **Numerical and Software Concepts for the Coupling of Structural Thermal-Mechanical and Fluid-Dynamic Codes**, 5th International Congress on Thermal Stresses and Related Topics, Blacksburg, Virginia, 2003
- [43] *Herwig, H.:* **Strömungsmechanik**, Springer-Verlag, Berlin, 2006

- [44] *Hinderks, M.*: **Numerische Simulation hypersonischer Spaltströmungen mit Berücksichtigung der Fluid-Struktur Wechselwirkung**, ZLR-Forschungsbericht 2007-03, 2007
- [45] *Hinze, J.O.*: **Turbulence**, McGraw-Hill, 2nd edition, 1975
- [46] *Hirschel, E.H.*: **Basics of Aerothermodynamics**, Springer-Verlag, Berlin, 2006
- [47] *Holden, M.S.; Wieting, A.R.; Moselle, J.R.*: **Studies of Aerothermal Loads Generated in Regions of Shock/Shock Interaction in Hypersonic Flow**, AIAA 88-0477, 1988
- [48] *Jameson, A.; Schmidt, W.; Turkel, E.*: **Numerical Solution of the Euler Equations by the Finite Volume Method Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes**, AIAA 81-1259, 1981
- [49] *Kays, W.; Crawford, M.; Weigand, B.*: **Convective Heat and Mass Transfer**, Fourth Edition, McGraw-Hill, 2005
- [50] *Kinney, D.J.; Bowles, J.V.; Yang, L.H.; Roberts, C.D.*: **Conceptual Design of a 'SHARP' - CTV**, AIAA 2001-17, 2001
- [51] *Klopfer, G.H.; Yee, H.C.*: **Viscous Hypersonic Shock-On-Shock Interaction on Blunt Cowl Lips**, AIAA 88-0233, 1988
- [52] *Knight, D.D.*: **Numerical Simulation of Compressible Turbulent Flows Using the Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations**, AGARD-Report 819, 1997
- [53] *Knothe, K.; Wessels, H.*: **Finite Elemente**, Springer Verlag, 2008
- [54] *Koelle, H.H.; Dietz, J.; Hofmann, F.*: **Theorie und Technik der Raumfahrzeuge**, Berliner Union Stuttgart, 1964
- [55] *Koppenwallner, G.*: **Fundamentals of Hypersonics: Aerodynamics and Heat Transfer**, VKI Short Course Hypersonic Short Course Aerothermodynamics, Von Kármán Institute for Fluid Dynamics, Rhode Saint Genese, Belgium, LS 1984-01, 1984
- [56] *Kopp, A.; Dietlein, I.; Barth, T.*: **Systemanalyse für scharfkantige Wiedereintrittsfahrzeuge**, DGLR Fachtagung, 2009
- [57] *Launder, B.E.*: **Laminarisation of the turbulent boundary layer in a severe acceleration**, Trans. ASME, 34, Part 2, 1964
- [58] *Laurien, E.*: **Numerische Simulation zur strömungsmechanischen Instabilität beim Wiedereintritt von Raumkapseln**, ZLR-Forschungsbericht 96-03, Braunschweig, 1996

- [59] *Laux, Th.:* **Persönliche Kommunikation mit Thorsten Laux**, DLR Stuttgart, 2007
- [60] *Lecheler, S.:* **Numerische Strömungsberechnung**, Vieweg-Teubner-Verlag, Wiesbaden, 2009
- [61] *Liepmann, H.W.:* **The interaction between boundary layer and shock waves in transsonic flow**, J. Aeronaut. Sci. 13, 1946
- [62] *Loehman, R.; Corral, R.; Dumm, E.; Kotula, H.P.; Tandon, R.:* **Ultra High Temperature Ceramics for Hypersonic Vehicle Applications**, SAND 2006-2925, 2006
- [63] *Longo, J.M.A.; Barth, T.; Eggers, Th.:* **Aerothermodynamics issues of the DLR hypersonic flight experiment SHEFEX-I**, AIAA 2008-4038, 2008
- [64] *Longo, J.M.A.:* **Persönliche Kommunikation mit J.M.A. Longo**, Braunschweig, 2009
- [65] *Lübken, F.-J.:* **Thermal structure of the Arctic summer mesosphere**, Journal of Geophysical Research, Vol. 104, No. D8, 1999
- [66] *Lübken, F.J.; Bittner, M.; Hillert, W.; Lehmacher, U.; von Zahn, U.; Offermann, D.; Schmidlin, F.J.; Mourier, M.; Czechowsky, P.:* **Intercomparison of density and temperature profiles obtained by lidar, ionization gauges, falling spheres, datasondes and radiosondes during the DYANA campaign**, Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 56, No. 13-14, 1994
- [67] *Mack, A.:* **Analyse von heißen Hyperschallströmungen um Steuerklappen mit Fluid-Struktur Wechselwirkung**, DLR-FB 2005-23, Braunschweig, 2005
- [68] *Mack, A.; Hannemann, V.:* **Validation of the unstructured DLR-TAU-Code for Hypersonic Flows**, AIAA 2002-3111, 2002
- [69] *Martinez Schramm, J.:* **Aerothermodynamische Untersuchung einer Wiedereintrittskonfiguration und ihrer Komponenten in einem impulsbetriebenen Hochenthalpie-Stoßkanal**, Universität Göttingen, Dissertation, 2008
- [70] *Martinez Schramm, J.; Wagner, A.; Wolfram, J.; Hannemann, K.; Barth, T.; Mullet, J.-D.:* **Experimental Post Flight Investigation of the SHEFEX-I Configuration in the High Enthalpy Shock Tunnel Göttingen (HEG) and Numerical Rebuilding**, AIAA Hypersonic Systems and Technologies Konferenz, Bremen, 2009
- [71] *Maurial, A.; Meißner, U.F.:* **Die Methode der finiten Elemente: Eine Einführung in die Grundlagen**, Springer Verlag, 2008
- [72] *McClinto, C.R.:* **X-43–Scramjet Power Breaks the Hypersonic Barrier Dryden Lectureship in Research for 2006**, AIAA 2006-1, 2006

- [73] *Menter, F.R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*, AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, 1994
- [74] *Narasimha, R.; Sreenivasan, K.R.: Relaminarization of Fluid Flows*, Advances in Applied Mechanics, Vol. 19, 1979
- [75] *Neumann, R.D.: Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development*, RTO-AVT-VKI Lecture Series, 2006
- [76] *Noffz, G.K.; Moes, T.R., Kolodziej, P.: Aerothermal Test Results From the Second Flight of the Pegasus Booster*, NASA TM 4391, 1992
- [77] *Oertel Jr., H.: Aerothermodynamik*, Springer-Verlag, Berlin, 1994
- [78] *Oertel Jr., H.; Eckart, L.: Numerische Strömungsmechanik*, Vieweg-Verlag, Wiesbaden, 2003
- [79] *Pagella, A.: Numerische Untersuchungen zur transitionellen Stoß-Grenzschicht-Interaktion bei Mach 4.8 und Mach 6*, Shaker Verlag, Aachen, 2004
- [80] *Patel, V.C.; Head, M.R.: Reversion of turbulent boundary layer to laminar flow*, Journal of Fluid Mechanics, 34, 1968
- [81] *Pitts, W.C.; Murbach, M.S.: Flight Measurements of Tile Gap Heating on the Space Shuttle*, AIAA 82-0840, 1982
- [82] *Polifke, W.; Kopitz, J.: Wärmeübertragung: Grundlagen, analytische und numerische Methoden*, Pearson Studium, 2005
- [83] *Rakowitz, M.: Grid Refinement Study with a UHCA Wing-Body Configuration Using Richardson Extrapolation and Grid Convergence Index GCI*, New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics III, Springer-Verlag, Berlin, 2002
- [84] *Reimer, T.: Rex Free Flyer – Thermalschutzsystem Vorauslegung*, DLR Institut für Bauweisen und Konstruktionsforschung, DLR-IB 435-2009/15, 2009
- [85] *Roache, P.J.: Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies*, Journal of Fluids Engineering, 1994, Vol. 116/405
- [86] *Rodi, W.; Mansour, N.N.; Michelassi, V.: One-equation near-wall turbulence modeling with the aid of direct simulation data*, Journal of Fluids Engineering, 115:196-205, 1993
- [87] *Salute, J.; Bull, J.; Rasky, D.; Keese, D.: SHARP-B2: Flight Test Objectives, Project Implementation, and Initial Results*, NASA Technical Reports Server (NTRS), 2001
- [88] *Savino, R.; De Stefano Fumo, M.; Paterna, D.; Serpico, M.: Aerothermodynamic study of UHTC-based thermal protection systems*, Aerospace Science and Technology, 9, 2005

- [89] *Schäfer, R.*: **Thermisch-mechanisches Verhalten heißer Strukturen in der Wechselwirkung mit einem umströmten Fluid**, DLR-FB 2005-02 , Köln, 2005
- [90] *Schlaich, F.*: **Experimentelle Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen Stoß und turbulenter Grenzschicht an einer Doppelrampe im Überschall**, Shaker-Verlag, Dissertation, 1996
- [91] *Schlichting, H.; Gersten, K.*: **Grenzschicht-Theorie**, Springer-Verlag, Berlin, 1997
- [92] *Schubert, A.*: **Grundlagen für die numerische Simulation von laminaren und turbulenten Hyperschallströmungen**, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 7, Nr. 360, 1999
- [93] *Settles, G.S.*: **An experimental study of compressible turbulent boundary-layer separation at high Reynoldynumber**, Ph.D. Thesis, Princeton University, 1975
- [94] *Siebe, F.; Gülhan, A.; Barth, T.*: **Measurement Techniques to Study Flow Phenomena on SHEFEX 1**, ODAS-Conference, Göttingen, 2007
- [95] *Sippel, M.; Weihs, H.; Barth, T.*: **Systematic Assessment of Advanced 'Sharp-Edged' Lifting Body Re-entry Configurations**, 60th IAC Congress of the International Astronautical Federation (IAF), Daejeon, Korea, 2009
- [96] *Smith, A.J.; Dussauge, J.P.*: **Turbulent Shear Layers in Supersonic Flow**, Springer Verlag, 1998
- [97] *Smith, D.M.; Petley, C.L.W.; Patten, A.B.*: **An Investigation of Gap Heating due to Stepped Tiles in Zero Pressure Gradient Regions of the Shuttle Orbiter TPS**, AIAA 83-0120, 1983
- [98] *Spalart, P.R.; Allmaras, S.R.*: **A one-equation turbulence model for aerodynamic flows**, AIAA 92-0439, 1992
- [99] *Turner, J.*: **Persönliche Kommunikation mit John Turner**, DLR Oberpfaffenhofen, 2008
- [100] *Urbain, G.; Knight, D.D.; Zheltovodov, A.A.*: **Large Eddy Simulation of a Supersonic Compression Corner**, AIAA 2000-0398, 2000
- [101] *VDI/VDE 3522*: **Zeitverhalten von Berührungsthermometern**, VDI/VDE-Handbuch Meßtechnik I, 1987
- [102] *Viswanath, P.R.; Narasimha, R.*: **Supersonic Flow Past a Sharply Boat-tailed Step**, Rep. No. 75, Indian Institute of Science, Bangalore, 1975
- [103] *Wada, Y.; Liou, M.-S.*: **An Accurate and Robust Flux Splitting Scheme for Shock and Contact Discontinuities**, SIAM J.Sci. Comput., Vol. 18, No. 3, 1997

- [104] *Weigand, B.*: **Analytical Methods for Heat Transfer and Fluid Flow Problems**, Springer Verlag, 2005
- [105] *Weihls, H.*: **Rex Free Flyer TPS Layout Basic Data Summary**, interner DLR-Bericht, DLR, Institut für Bauweisen und Konstruktionsforschung, 2009
- [106] *White, F.M.*: **Viscouse fluid flow**, 2nd ed. McCraw Hill, 1991
- [107] *Widhalm, M.; Rossow, C.-C.*: **Improvement of upwind schemes with Least-Square methode in the DLR TAU-Code**, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Volume 87, Springer Verlag, 2004
- [108] *Wieting, A.R.; Holden, M.S.*: **Experimental Study of Shock Wave Interference Heating on a Cylindrical Leading Edge at Mach 6 and 8**, AIAA 87-1511, 1987
- [109] *Wilcox, D.C.*: **Turbulence Modeling for CFD**, DCW Industries, Inc., 1993
- [110] *Zhel'tovodov, A.A.*: **Shock-Waves/Turbulent Boundary-Layer Interactions: Fundamental Studies and Applications**, AIAA 96-1977, 1996

Lebenslauf

Zur Person

Name: Tarik Barth (geb. Hickethier)
Geburtsdatum: 20.09.1980
Geburtsort: Leipzig
Familienstand: verheiratet, 1 Kind

Schulbildung

07/1997: Mittlere Reife
07/2000: Allgemeine Hochschulreife (Abitur)

Studium

10/2000 – 09/2004: Diplomstudiengang, *Allgemeiner Maschinenbau* an der HTWK-Leipzig (FH)
10/2004 – 04/2006: Masterstudiengang, *Maschinenbauinformatik* an der HTWK-Leipzig (FH) und University of Paisley

Berufstätigkeit

05/2006 – 03/2009: Doktorand am DLR, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Abteilung Raumfahrzeuge
seit 04/2009: Jungwissenschaftler am DLR, Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Abteilung Raumfahrzeuge

Braunschweig, im September 2010

Tarik Barth