Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Thermodynamik

Untersuchung der optischen Abstrahlung von ballistischen Flugkörpern unter Berücksichtigung der Kopplung von Strömung und Strahlung

Jannis Dominik Bonin

Vollständiger Abdruck der von der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigten Dissertation

Vorsitzender:	Univ. Prof. Dr.-Ing. Förstner
1. Berichterstatter:	Univ. Prof. Dr.-Ing. Mundt
2. Berichterstatter:	Univ. Prof. Dr.-Ing. Fasoulas

Die Dissertation wurde am 13.11.2019 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 25.02.2020 angenommen.

Tag der Prüfung: 28.02.2020

Vorwort

Die vorliegende Forschungsarbeit ist im Rahmen meiner wissenschaftlichen Tätigkeit am Lehrstuhl für Aerothermodynamik (Institut für Thermodynamik) der Universität der Bundeswehr München entstanden. Für diese Möglichkeit und das Vertrauen möchte ich mich bei Univ.-Prof. Dr.-Ing. Christian Mundt bedanken. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas möchte für die Übernahme des Koreferates und Univ.-Prof. Dr.-Ing. Roger Förstner für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionsprüfungskommission meinen Dank aussprechen.
Mein besonderer Dank gilt der IABG mbH für das Interesse an dem Thema und die Förderung der wissenschaftlichen Tätigkeit. Insbesondere möchte ich Herrn Dr.-Ing. Daniel Kliche für die konstruktive Zusammenarbeit und den überaus hilfreichen fachlichen Austausch danken.
Weiter möchte ich mich bei den Kollegen am Institut für Thermodynamik für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Insbesondere gilt mein großer Dank Christoph Traxinger für den fachlichen Austausch und die Übernahme des Lektorates.
Außerdem möchte ich meiner Familie danken, die mich in meinem Bildungsweg stets unterstützt hat. Mein besonderer Dank gilt meiner Frau Birgit Bonin, die mir immer motivierend und unterstützend zur Seite gestanden hat!

München, im März 2020

Kurzfassung

Beim Wiedereintritt ballistischer Flugkörper in die Erdatmosphäre kommt es durch die Kompression des Gases zu sehr hohen Temperaturen innerhalb der Stoßschicht. Aufgrund der Erwärmung können Verteidigungssysteme die Flugkörper im Bereich optischer Strahlung erkennen und verfolgen. Insbesondere durch die zivile Raumfahrtforschung sind viele Phänomene bekannt und erforscht. Die hohen Temperaturen führen zu signifikanten Strahlungswärmeströmen und chemischen Reaktionen im Nichtgleichgewicht. Hierdurch entstehen hohe Gradienten in der Stoßschicht. Durch die hohen Temperaturen hat der Strahlungswärmestrom das Potential, einen Einfluss auf die Strömungsberechnung zu nehmen.

Zur Identifizierung von Erkennungspotentialen werden generische Szenarien mit numerischen Methoden untersucht. Hierbei wird der Einfluss der Kopplung zwischen Strömungs- und Strahlungssimulationen auf die Abstrahlung des Flugkörpers analysiert. Die Kopplung erfolgt durch die divergente Strahlungswärmestromdichte. Für die Strömungsberechnung wird ein Euler-Grenzschicht Verfahren im chemischen Gleichgewicht und im chemischen Nichtgleichgewicht benutzt. Dabei ist die divergente Strahlungswärmestromdichte, für die Kopplung, in die Energiegleichung des Strömungslösers eingefügt. Für die Strahlungsberechnung ist eine voll dreidimensionale Photon-Monte-Carlo Methode und ein eindimensionales Approximationsverfahren für die Berechnung des Strahlungstransportes implementiert worden. Methoden zu Steigerung der numerischen Effizienz, wie das Spectral-Binning oder nichtphysikalische Zufallszahlrelationen, werden vorgestellt und angewendet. Außerdem wird der Einsatz einer GPU für die Strahlverfolgung diskutiert. Für die spektrale Berechnung werden in dieser Untersuchung PARADE und HITRAN verwendet.

Eine Diskussion der numerischen Methoden, insbesondere mit Fokus auf die in dieser Arbeit entwickelten Methoden, findet am Beispiel des Fire II Experimentes statt. In der Untersuchung des ballistischen Flugkörpers wird eine generische Testgeometrie verwendet. Die Analyse findet anhand der Anströmbedingungen von drei ausgewählten Trajektorien mit exemplarischem Charakter statt, zunächst wird die Testgeometrie jedoch beispielhaft für einen Flugpunkt detailliert untersucht. Weiter werden mehrere Flugpunkte über die drei Eintrittsflugbahnen hinweg analysiert. Der Fokus der Untersuchung liegt auf der intrinsischen Abstrahlung, weil hierdurch die Einflüsse der Kopplung am besten ersichtlich sind.

Es wird gezeigt, dass die Kopplung von geringem Einfluss auf die Abstrahlung des Flugkörpers und die Berücksichtigung des chemischen Nichtgleichgewichtes hingegen signifikant

ist. Darüber hinaus kann festgestellt werden, dass die Abstrahlung des Flugkörpers im Wesentlichen durch die Festkörperstrahlung der Wand gegeben ist. Für die Abstrahlung muss zwischen Wärmestrom und Wärmestromdichte unterschieden werden. Die Abstrahlung der Wärmestromdichte ist im Nasenbereich des Flugkörpers hoch, die Abstrahlung des Wärmestromes ist jedoch im Schulterbereich des Flugkörpers durch die größere Fläche höher.

Abstract

The atmospheric entry of ballistic spacecrafts causes hypersonic shock layers of extreme temperatures due to compression of gases. Defence systems make use of the heated vehicle to identify and trace it by the optical signature. Especially due to civil space research, basic phenomena and effects are well known. Hence, high temperatures such as they appear in hypersonic shock layer during atmospheric entry cause significant radiation heat flux and chemical reaction in equilibrium and nonequilibrium. Gradients within the shock layer are extreme and the radiation heat flux might effect the fluid flow computation.
To relate characteristics, generic scenarios are investigated using numerical methods. By applying these methods the effect of coupling between fluid flow and radiation computation are analyzed for the emittance of the vehicle. The coupling procedure is realized through the radiation divergence heat flux. For the fluid flow computation an Euler-boundary-layer method in chemical equilibrium and nonequilibrium is used. Here, the divergence heat flux is included into the governing energy equation of the flow solver. For the computation of the radiation transport a fully three dimensional Photon-Monte-Carlo method and a one dimensional approximation is implemented. Procedures to enhance numerical efficiency such as spectral binning and nonphysical random number relations are introduced and applied. Furthermore, the use of the GPU device for ray tracing is discussed. For spectral modeling the databases PARADE and HITRAN are applied within this investigation.
A discussion of the numerical methods with focus on these developed within this investigation is concluded based on the Fire II flight experiment. For the investigation of a ballistic reentry vehicle, a generic test geometry is used and analyzed for three characteristic reentry trajectories. In the first place, one flight point is documented in detail as an example. Furthermore, many flight points are analyzed through the reentry trajectory. The focus of this investigation is the intrinsic emittance radiation of the vehicle, which suits the analysis of coupling effects.
It is demonstrated in this investigation that the coupling effect is small for the emittance of the entry vehicle, but the effect of chemical nonequilibrium is significant. The emittance of the entry vehicle is dominated by the black body emittance of the heated solid wall. In addition, it is important to distinguish between heat flux and heat flux per area. The heat flux per area is large in the nose region. However, the heat flux is greater in the shoulder region of the reentry vehicle, due to the area of emittance.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis **ix**

Abbildungszeichnis **xi**

Tabellenverzeichnis **xiii**

Nomenklatur **xiii**

1 Einleitung **1**
1.1 Motivation . . . 3
1.2 Stand der Technik . . . 6
1.3 Zielsetzung . . . 9

2 Grundlagen **11**
2.1 Aerothermodynamische Grundlagen . . . 12
2.1.1 Erhaltungsgleichungen der Strömungsberechnung . . . 12
2.1.2 Entdimensionierte Erhaltungsgleichungen . . . 14
2.1.3 Besonderheiten bei hypersonischen Strömungen . . . 17
2.2 Grundlagen der optischen Strahlung . . . 21
2.2.1 Spektrale Abhängigkeit . . . 22
2.2.2 Festkörperstrahlung . . . 23
2.3 Gasstrahlung . . . 26
2.3.1 Spektralmodellierung . . . 26
2.3.2 Transportmodellierung . . . 29
2.4 Kopplung von Strömungs- und Strahlungsberechnung . . . 32
2.5 Grundlagen der Strahlungssignatur ballistischer Flugkörper . . . 35

3 Numerische Methoden **39**
3.1 Strömungsberechnung . . . 39
3.2 Strahlungsberechnung . . . 43
3.2.1 Eindimensionale Approximation . . . 46
3.2.2 Photon-Monte-Carlo Methode . . . 48
3.2.3 Strahlungsenergieerhaltung in der Photon-Monte-Carlo Methode . . . 53
3.3 Kopplung der Strömungs- und Strahlungssimulation . . . 54
3.4 Einsatz der GPU in der Photon-Monte-Carlo Methode . . . 55

3.5 Validierung und Verifikation der numerischen Berechnungskette 57
3.5.1 Strömungsberechnung des Fire II Experimentes 59
3.5.2 Strahlungsberechnung des Fire II Experimentes 60
3.5.3 Vergleich 1D und 3D Strahlungsberechnung bei dem Fire II Experiment 65
3.5.4 Kopplung von Strömung und Strahlung bei dem Fire II Experiment 68

4 Ergebnisse 71
4.1 Ballistischer Flug 71
4.2 Untersuchung eines exemplarischen Flugpunktes 74
4.2.1 Strömungsberechnung 75
4.2.2 Strahlungsberechnung 76
4.2.3 Kopplung zwischen Strömungs- und Strahlungsberechnung 81
4.2.4 Abstrahlung 82
4.3 Untersuchung der Flugbahnen 85
4.4 Lokale Strahlungsextrema 90

5 Zusammenfassung und Ausblick 93
5.1 Methodenentwicklung 93
5.2 Ergebnisse 95
5.3 Ausblick 97

A Anhang 99

Literatur 101

Abbildungsverzeichnis

1.1 Darstellung von Erkennungspotentialen ballistischer Flugkörper. 2

2.1 Schematische Darstellung ausgewählter Strömungsphänomene. 11
2.2 Überblick über das elektromagnetische Spektrum. 21
2.3 Richtungsabhängiges Abstrahlungsverhalten eines schwarzen Körpers. . . . 25
2.4 Ausschnitt aus dem 4,3 µm Band von CO_2 27
2.5 Skizze der Strahlungstransportmechanismen. 29
2.6 Schematische Darstellung eines Kopplungsschrittes. 33
2.7 Transmission der Atmosphäre für H_2O und CO_2 37
2.8 Transmission der Atmosphäre für elf Spezies. 37
2.9 Modell zur Abstrahlung des ballistischen Flugkörpers. 38

3.1 Gitterstruktur des Euler-Grenzschicht Verfahrens. 41
3.2 Ausschnitt aus dem 4,3 µm Band von CO_2 für verschiedene Zustände. . . . 44
3.3 Skizze des eindimensionalen Berechnungsfeldes. 45
3.4 Skizze der Gitteraufteilung. 47
3.5 Finite Volumen basiertes Gitter. 50
3.6 Schematische Zeichnung einer Strahlreflexion. 51
3.7 Skizze der Randbedingungen für die Photon-Monte-Carlo Methode. 51
3.8 Aufteilung des Gitters. 56
3.9 Veränderung der Berechnungszeit durch den Einsatz der GPU. 57
3.10 Fire II Skizze. 58
3.11 Fire II Konturplot der Temperatur. 60
3.12 Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie der Fire II Kapsel. 61
3.13 Besonderheiten im eindimensionalen Berechnungsfeld. 62
3.14 Divergente Strahlungswärmestromdichte. 63
3.15 Fire II Strahlungswandwärmestromdichte entlang der Körperkontur. 65
3.16 Vergleich 1D und 3D Wandwärmestromdichte. 66
3.17 Vergleich 1D und 3D Wandwärmestromdichte. 66
3.18 Vergleich 1D und 3D ∇q Staustromlinie. 67
3.19 Vergleich 1D und 3D ∇q letzte Linie. 68
3.20 Temperaturverlauf über die Kopplungsschritte. 69
3.21 Stoß- und Plateautemperatur über die Kopplungschritte. 70
3.22 Strahlungswandwärmestrom vor und nach der gekoppelten Berechnung. . . 70

4.1 Testkörper Skizze. 72
4.2 Trajektorien für verschiedene Reichweiten. 73
4.3 Maximale Temperatur des Flugkörpers für unterschiedlichen Flugbahnen. . 74
4.4 Konturplot der Temperatur für den Testkörper. 75
4.5 Testkörper, Temperatur der Staustromlinie. 76
4.6 Strahlungskoeffizienten über der Wellenlänge. 77
4.7 Strahlungskoeffizienten für verschiedene Datenpunkte. 78
4.8 Testkörper Wandwärmestromdichte 79
4.9 Strahlungswärmestromdichte auf die Wand der freien Anströmung. 79
4.10 ∇q entlang der Staustromlinie. 81
4.11 ∇q entlang der letzten Linie. 81
4.12 Stoß- und Plateautemperatur über die Kopplungsschritte. 82
4.13 Intrinsische Abstrahlung des Flugkörpers. 83
4.14 Strahlungswärmestrom auf die Wand der freien Anströmung. 84
4.15 Spektrale Wandwärmestromdichte auf die Wand der Anströmung. 84
4.16 Staupunkt Temperatur in Abhängigkeit der Höhe. 86
4.17 Maximale Temperatur im Strömungsfeld entlang der Flugbahn. 87
4.18 Maximale Abstrahlung entlang der Flugbahn. 88
4.19 Intrinsische Abstrahlung des Flugkörpers einiger Flugpunkte. 89
4.20 Maximaler Wärmestrom entlang der Flugbahn. 89
4.21 Ausschnitt des Absorptionskoeffizienten entlang der Staustromlinie. 90
4.22 Emissions- und Absorptionskoeffizient für ein generisches Feld. 91

A.1 Maximale Abstrahlung für 2-5 µm. 99
A.2 Maximaler Wärmestrom für 2-5 µm. 100

Tabellenverzeichnis

3.1 Maximale Geschwindigkeiten einiger Wiedereintrittsfälle 58
3.2 Fire II Geometrie- und Anströmdaten. 58
3.3 Anströmbedingungen Fire II, 1648 s 59
3.4 Wandwärmestromdichte 63

4.1 Testkörper Geometriedaten. 72
4.2 Überblick über die untersuchten Flugbahnen. 72

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a	Schallgeschwindigkeit	[m/s]
a, b, c, d	Parameter einer Ebene	[m]
c	Lichtgeschwindigkeit	[m/s]
c	Zellen	
c	Referenzlänge	[m]
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	[J/kg/K]
c_v	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	[J/kg/K]
D	Durchmesser	[m]
E	Energie	[J]
E	Spezifische Ausstrahlung	[W/m^2]
e	Einheitsvektor	
e	Totale Energie	[J/kg]
E_n	Integralexponentialfunktion n-ter Ordnung	[-]
F, G, H	Vektoren der Flüsse	
G	Eingestrahlte Strahlungsintensität	[W/m^2]
H	Höhe	[km]
h	Planck'sches Wirkungsquantum	[J·s]
h	Spezifische Enthalpie	[J/kg]
I	Strahldichte	[W/m^2/sr]
i	Zellgrenzen	
J	Strahlung	[W/m^2]
j	Emissionskoeffizient in Medien	[W/m^3/sr]
k	Boltzmannkonstante	[J/K]
k	Wärmeleitungskoeffizient	[W/m/K]
k_b	Reaktionsrate der Rückwärtsreaktion	[kg/m^3/s]
k_c	Gleichgewichtskonstante der Reaktionsraten	[-]
k_f	Reaktionsrate der Vorwärtsreaktion	[kg/m^3/s]
L	Länge	[m]
n	Brechungsindex	[-]
p	Druck	[N/m^2]
p_n	Normalenvektor einer Ebene	[-]
Q	Vektor der konservativen Variablen	

Q	Wärmestrom	[W]
q	Wärmestromdichte, flächenbezogen	[W/m^2]
q	Wärmestromdichte, volumenbezogen	[W/m^3]
R	Radius	[m]
R	Zufallszahl	[-]
R	spezifische Gaskonstante	[J/kg/K]
r	Strahl	[m]
$\Re$	Universelle Gaskonstante	[J/mol/K]
S	Strahlungsintensität	[W/m^2/sr]
S	Vektor der Quellen	
s	Strecke	[m]
T	Temperatur	[K]
t	Zeit	[s]
U	Diffusionsgeschwindigkeit	[m/s]
u, v, w	Geschwindigkeitskomponenten in x-, y- und z-Richtung	[m/s]
V	Geschwindigkeit	[m/s]
V	Volumen	[m^3]
w	Gewichtungsfaktor	[-]
x, y, z	Kartesische Koordinaten im Raum	[m]
Y	Massenanteil	[-]

Griechische Symbole

α	Festkörper Absorptionsgrad	[-]
α	Dämpfungsparameter für die Kopplung	[-]
β	Extinktionskoeffizient	[1/m]
δ	Grenzschichtdicke	[m]
$\dot{\omega}$	Quelle der Spezies	[kg/m^3/s]
ϵ	Festkörper Emissionsgrad	[-]
η	Wellenzahl	[1/m]
η, ξ, ζ	Kurvenlineare Koordinaten im Raum	[-]
γ	Verhältnis der spezifischen Wärmen	[-]
κ	Absorptionskoeffizient in Medien	[1/m]
λ	Wellenlänge	[m]
∇q	Divergenz der Wärmestromdichte	[W/m^3]
ν	Frequenz	[Hz]
ν'	Stöchiometrischer Faktor für Hinreaktion	[-]
ν''	Stöchiometrischer Faktor für Rückreaktion	[-]
Ω	Raumwinkel	[sr]
Φ	Phasenfunktion	[-]

Ψ	Winkel im Raum	[rad]
ρ	Festkörper Reflexionsgrad	[-]
ρ	Dichte	[kg/m^3]
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante	[W/m^2/K^4]
σ	Streuungskoeffizient in Medien	[1/m]
τ	Festkörper Transmissionsgrad	[-]
τ	Normal- und Schubspannungen	[N/m^2]
τ	Optische Dicke	[-]
θ	Winkel im Raum	[rad]
φ	Winkel im Raum	[rad]
µ	Viskosität	[Pa·s]

Indizes

$\bar{\square}$	Für dimensionslose Größen
$\hat{\square}$	Für einen Vektor
∞	Für die freie Anströmung
λ	Für spektrale Abhängigkeit von der Wellenlänge
0	Für Ruhezustand
0	Für Vakuum
0,e	Für Anfangs- und Endpunkt
0,L	Für Beginn und Ende einer Strecke
0,r	Für einfallende und reflektierte Strahlung
b	Für Schwarzkörper
c	Für Kante
c	Für Zellen
d	Für Richtung
i	Für Spezies
i	Für einen Bereich oder eine Zelle
j	Für einzelne spektrale Linien
n	Für Nase
n	Für Normalenrichtung
r	Für Strahlung
ref	Für Referenzwert oder -zustand
T	Für transponiert
w	Für Werte an der Wand

Kennzahlen

Kn	Knudsenzahl

Ma	Machzahl
Pr	Prandtlzahl
Re	Reynoldszahl

Abkürzungen

1D, 2D, 3D	Ein-, zwei- und dreidimensional
CFD	Computational Fluid Dynamics
CPU	Central Processing Unit
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DSMC	Direct Simulation Monte Carlo
GFLOPS	Einheit: Giga Floating Point Operations per Second
GGW	Gleichgewicht, für chemisches Gleichgewicht
GPU	Graphics Processing Unit
HGV	Hypersonic-Glide-Vehicle
HITEMP	High-Temperature Molecular Spectroscopic Database
HITRAN	High Resolution Transmission Database
HTK	Hit-To-Kill
IABG mbH	Industrie Anlagen Betriebsgesellschaft mit beschränkter Haftung
ICBM	Intercontinental Ballistic Missile
IR	Infrarot oder engl. infrared
IRBM	Intermediate Range Ballistic Missile
ISS	International Space Station
KEGNI	Kopplung-Euler-Grenzschicht Nichtgleichgewicht
KEGS	Kopplung-Euler-Grenzschicht-Strahlung
KEGSEC	Kopplung-Euler-Grenzschicht Equilibrium Version C
LDWING	Tangent Ogive Nose Aerodynamic Heating Program von L. D. Wing
LOS	Line-Of-Sight
MaRV	Maneuverable reentry vehicle
MIRV	Multiple independently targetable reentry vehicle
MissCon	Computerprogramm der IABG mbH
MITHRAS	Missile Threat Analysis and Simulation
MRBM	Medium Range Ballistic Missile
NATO	North Atlantic Treaty Organization
NEQAIR	Nonequilibrium Air Radiation
NGGW	Nichtgleichgewicht, für chemisches Nichtgleichgewicht
NIRATAM	NATO Infrared Air Target Model
PARADE	Plasma Radiation Database
PMC	Photon-Monte-Carlo Methode
SRBM	Short Range Ballistic Missile

StaRad	Statistical Radiation
StrAd	Strahlungsadiabat
TBM	Tactical Ballistic Missile
TBM	Theatre Ballistic Missile
UV	Ultraviolett
VSL	Viscous-Shock-Layer

1 Einleitung

Die Raketentechnologie in ihrer heutigen Form wurde Mitte des 20. Jahrhunderts entwickelt und wird sowohl zivil als auch militärisch genutzt. Diese Untersuchung beschäftigt sich mit der militärischen Nutzung von Raketen, welche häufig als ballistische Flugkörper oder ballistische Raketen bezeichnet werden. Hierbei sind Raketen mit mehreren tausend Kilometern Reichweite gemeint. Das Augenmerk dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung des Einflusses von Kopplungseffekten auf die optische Signatur dieser Flugkörper beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre.

In der Raketentechnologie wird zwischen Transportmittel und Nutzlast unterschieden. Der Hauptteil der Rakete ist für den Transport der Nutzlast zuständig und stellt das Transportmittel dar. Die Nutzlast ist ein beliebiges Wirkmittel und befindet sich im Gefechtskopf, in der vordersten Spitze der Rakete. Im mittleren Teil sind die Treibstofftanks und im unteren bzw. hinteren Teil der Rakete befindet sich der Raketenmotor mit der Schubdüse.
Die Flugbahn einer Rakete mit mehreren tausend Kilometern Reichweite lässt sich in drei Flugphasen unterteilen. Die angetriebene Flugphase, die Freiflugphase und die Wiedereintrittsphase. In Abbildung 1.1 ist eine Flugbahn mit den Flugphasen schematisch dargestellt. Die angetriebene Flugphase ist dadurch gekennzeichnet, dass der Raketenmotor in Betrieb ist und die Rakete beschleunigt wird. Dies kann in einer oder mehreren Stufen erfolgen. In der Regel durchfliegt die Rakete hierbei die dichten Schichten der Erdatmosphäre. Das Ende dieser Flugphase ist durch den Brennschluss definiert. Für eine Flugbahn mit 3000 km Reichweite ist die Brennschlusshöhe im Bereich von 150 km und die Geschwindigkeit an diesem Punkt (Brennschluss) ist in der Größenordnung von 4500 m/s, siehe auch Abschnitt 4.1 . Ist der Brennschluss erreicht, wird das Transportmittel in der Regel nicht mehr benötigt. Bei vielen Raketentypen wird der Gefechtskopf mit der Nutzlast von dem Hauptkörper getrennt.
An die Brennphase schließt sich die Freiflugphase an, welche durch zwei Eigenschaften gekennzeichnet ist. Zum einen wird die Rakete oder der Gefechtskopf nicht mehr angetrieben (mit Ausnahme von Korrektur und Lagesteuerung) und zum anderen befindet sich der Flugkörper außerhalb der Atmosphäre und erfährt somit keine oder nur sehr kleine aerodynamische Kräfte und thermische Lasten. Aus diesen Eigenschaften ergibt sich die Flugbahn in dieser Phase zu einer ballistischen Flugbahn, bestimmt durch die Geschwindigkeit des Flugkörpers und der Gravitation befinden sich die Zentrifugalkraft und die Zentripetalkraft auf den Flugkörper im Gleichgewicht. In dieser Phase legt der

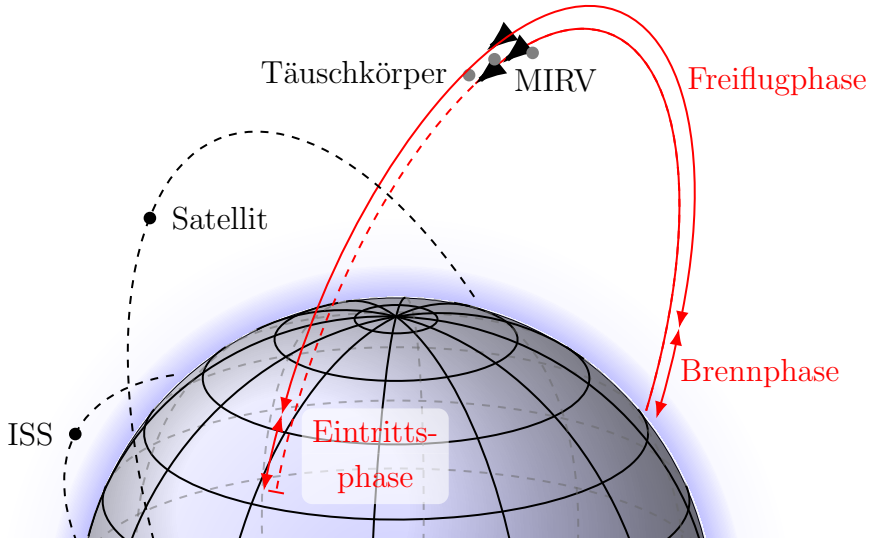


Abb. 1.1: Schematische Darstellung von Erkennungspotentialen ballistischer Flugkörper.

Flugkörper den größten Teil der Strecke zurück, weshalb der Flugkörper als ballistischer Flugkörper bezeichnet wird. Dabei erreichen sie Flughöhen im Bereich von 800 km über der Erdoberfläche. Zum Vergleich sei an dieser Stelle auf die Internationale Raumstation (ISS) mit einer Flughöhe im Bereich von 350 km hingewiesen. Viele moderne Raketentypen stoßen in dieser Phase mehrere kleinere Gefechtsköpfe (MIRV - multiple independently targetable reentry vehicle) und/oder Täuschkörper aus, um das Abwehren zu erschweren. Die Freiflugphase schließt mit dem Wiedereintritt in die Erdatmosphäre ab und es beginnt die Eintrittsphase.
Für den Beginn der Eintrittsphase gibt es keinen fest definierten Zeit- oder Flugpunkt. Die Eintrittsphase ist durch das Wiedereintreten in die Erdatmosphäre definiert, dies bedeutet, dass die Einflüsse, wie Kräfte und Erwärmung durch die Atmosphäre, signifikant werden. In vielen Fällen wird hierfür die Grenze von 120 km Höhe herangezogen. An dieser Stelle sei auf die 100 km Grenze zur Definition des Weltraumes hingewiesen. Beim Wiedereintritt dringt der Flugkörper mit einer hohen Geschwindigkeit, welche in der Größenordnung der Brennschlussgeschwindigkeit liegt, in die dichten Atmosphärenschichten ein. Hierbei wird der Flugkörper durch den aerodynamischen Widerstand stark abgebremst. Durch den Flug im hohen Überschallbereich (Hyperschall, Mach > 5) bildet sich vor dem Flugkörper ein starker Verdichtungsstoß aus und erzeugt eine Stoßschicht zwischen Stoß und Flugkörper. Das anströmende Gas wird verdichtet und erwärmt sich stark, außerdem kommt es zu Hochtemperatureffekten, wie der Dissoziation von Molekülen und Ionisation. Einige Kilometer über der Erdoberfläche hat die Nutzlast in der Regel die Zielposition erreicht und der Flug gilt als abgeschlossen.

Raketen werden häufig nach ihrer Reichweite klassifiziert. Es findet eine erste Unterteilung in Tactical und Theatre Ballistic Missiles (TBM) statt. Hierbei beschreiben Tactical

Ballistic Missiles Raketen mit kurzer Reichweite von weniger als 300-500 km. Diese Typen werden für Ziele in einem konkreten Gefechtsfeld eingesetzt und sind in der Regel beweglich. Theatre Ballistic Missiles hingegen sind Flugkörper mit längeren Reichweiten von 300 km bis 3500 km [1]. Man spricht von Short Range Ballistic Missiles (SRBM) bei Schussweiten von 300 km bis 1000 km. Hierbei kommt es zu Flugzeiten von weniger als 10 Minuten. Medium Range Ballistic Missiles (MRBM) erreichen Schussweiten von 1000 km bis 3000 km und Flugzeiten im Bereich von 10-20 Minuten. Von Intermediate Range Ballistic Missiles (IRBM) spricht man bei Schussweiten von 3000 km bis 5500 km, hier wird die Zeitspanne der Flugzeit mit 20 min bis 25 min deutlich kleiner. Dies liegt an den höheren Geschwindigkeiten und der daraus resultierenden geringeren Zeit pro Strecke über Grund, welche die Rakete zurücklegt. Raketen mit einer Reichweite von mehr als 5500 km und damit Flugzeiten von über 25 min werden als Intercontinental Ballistic Missiles (ICBM) bezeichnet [1].
Raketen stellen bis heute eine der technologisch komplexesten Maschinen dar, welche die Menschheit erfunden hat. Dieser technologisch enorme Aufwand rechtfertigt sich militärisch dadurch, dass der Transport mit einer Rakete die Möglichkeit der zeitlich kürzesten Verbindung zwischen zwei Punkten auf der Erdoberfläche darstellt. In anderen Worten zu einer gegebenen größeren Entfernung stellt die Rakete die Möglichkeit dar, ein Wirkmittel in der kürzesten Zeit an einen Ort zu transportieren. Sie ist somit die schnellste Verbindung zwischen zwei Orten auf der Erdoberfläche. Dadurch entsteht selbst bei den großen Entfernungen eine geringe Zeit auf einen herannahenden Flugkörper zu reagieren. Dies ist eine besondere Herausforderung für die Raketenabwehrsysteme.

1.1 Motivation

Das Thema der Raketenabwehr ist sehr breit gefächert. Um dem Leser Hintergrundinformationen zum Verständnis der Analyse zu geben, werden ausgewählte Aspekte des Themenbereiches beschrieben. Die Aufgabe der Raketenabwehr ist es, einen herannahenden Flugkörper zu erkennen, zu identifizieren und zu bekämpfen. Probleme, die bei der Raketenabwehr auftreten, sind die großen Entfernungen und die hohen Geschwindigkeiten, wobei es zu verhältnismäßig kurzen Zeiten kommt, die der Abwehr zu Verfügung stehen. Der optischen Signatur kommt dabei eine besondere Rolle zu, da sie zum initialen Erkennen und Identifizieren und auch zum finalen Kurshalten sowie für Geschwindigkeitsmessungen bis hin zur Kollision genutzt wird. Die Bekämpfung erfolgt in der Regel seit Mitte der 1980er Jahre für exoatmosphärische Flugkörper durch das unten beschriebene hit-to-kill (HTK) Verfahren, daher kommt es zur Kollision. Nach [2] hat bereits 1984 der erste erfolgreiche Test eines hit-to-kill Verfahrens stattgefunden. Die hit-to-kill Technologie ist die gängige Technik, ballistische Raketen mit einem Interzeptor abzuwehren. Bei diesem Verfahren befindet sich keine explosive Nutzlast an dem abwehrenden Flugkörper. Der abzuwehrende Flugkörper wird allein durch die kinetische Energie des abwehrenden

und abzuwehrenden Flugkörpers bekämpft. Hierbei ist zu erwähnen, dass diese kinetische Energie aufgrund der hohen Geschwindigkeiten größer als diejenige ist, welche von einer explosiven Nutzlast bereitgestellt werden könnte [2]. Die Schwierigkeit bei diesem Manöver besteht jedoch darin, dass der abzuwehrende Flugkörper sehr genau getroffen werden muss.
Um einen ballistischen Flugkörper zu entdecken und zu verfolgen, sind IR-Sensoren und Radare notwendig, welche dies über große Entfernungen ermöglichen. Hier wird in der Regel auf eine Kombination aus verschiedenen Systemen zurückgegriffen, deren Informationsflüsse an einer Stelle zusammenlaufen und verarbeitet werden, man spricht von einer integrierten Verteidigungsarchitektur. Jedes dieser Systeme hat eine Ungenauigkeit, sodass ein Interzeptor anfangs nur mit einer großen Ungenauigkeit auf einen Kollisionskurs gebracht werden kann. Der Kurs wird daraufhin schrittweise verfeinert und die abschließende Zielführung wird vom Abfangflugkörper (Kill-Vehicle) durch einen eigenen Sensor selber durchgeführt. Eine wichtige Eigenschaft eines herannahenden ballistischen Flugkörpers ist die Aufheizung durch die hohen Geschwindigkeiten. Diese Wärmequelle kann, durch Strahlung im optischen Bereich, von geeigneten Sensoren auch in großer Entfernung erkannt werden. Der Düsenstrahl ist dabei sehr gut geeignet, ist jedoch nur während der Startphase vorhanden und führt zu einer sich stetig ändernden Trajektorie des Flugkörpers (da der Flugkörper durch diesen angetrieben wird). Dadurch ist der Düsenstrahl zwar für die Entdeckung und Identifizierung, jedoch nicht für die Berechnung der Trajektorie des Zieles und möglicher Abfangpunkte geeignet. Diese Berechnungen können erst nach Brennschluss endgültig erfolgen, sodass hierfür gegebenenfalls die heiße Düse, falls sie nicht abgesprengt wurde, und die sich durch den Atmosphärenflug aufgeheizte Flugkörperspitze (oder andere Flächen) zum Verfolgen zur Verfügung stehen. Beide Teile können sich in der Freiflugphase außerhalb der Atmosphäre lediglich durch die Abgabe von Strahlungsenergie abkühlen.

An dieser Stelle sei erwähnt, dass eine Abwehr von ballistischen Flugkörpern außerhalb der Atmosphäre stattfinden soll, damit der abzuwehrende Flugkörper nicht in die Nähe des Zielbereiches kommt. Aufgrund der geografischen Lage kommt es in Zentraleuropa jedoch zu der Situation, dass keine Flugkörper in größeren Höhen und in östliche Richtung fliegen sollen, um mögliche Aggressionen gegenüber Ländern, die nicht Mitglied der NATO sind, zu vermeiden. Deshalb beschäftigt sich diese Untersuchung mit der Raketenabwehr innerhalb der Atmosphäre und den Erkennungspotentialen beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre.

Im Folgenden ist eine kurze Beschreibung ausgewählter Raketentypen aufgeführt. Informationen über ballistische Raketen werden in der Regel geheim gehalten. Sie sind daher der Öffentlichkeit nicht ohne weiteres zugänglich, sodass die Richtigkeit von Informationen über die Flugkörper nur schwer oder gar nicht überprüft werden kann [3]. Häufig sind Informationen nur aus nicht seriösen Quellen zu bekommen und werden aufgrund der besonderen Situation geheimer Technologien akzeptiert. Die entsprechenden Informationen

über Raketentypen in dieser Arbeit sind ebenfalls unter diesem Aspekt zu sehen und als Richtwert zu verstehen. Der Raketentyp RS-24 Yars der Russischen Föderation, wurde erstmals 2007 getestet und befindet sich seit 2010 im Einsatz. Er löst damit die R-36, welche bereits mehrere Jahrzehnte im Einsatz gewesen war, ab. Bei der RS-24 handelt es sich um einen Raketentyp, der sowohl von einem Silo als auch von einem mobilen Fahrzeug aus gestartet werden kann. Er hat eine Reichweite von 11 000 km bis 12 000 km und würde damit Geschwindigkeiten von 6000-7000 m/s erreichen. Hierbei erfolgt der Antrieb über ein Feststofftriebwerk. Die Rakete kann wahrscheinlich mit 3-6 Gefechtsköpfen (MIRV) ausgestattet werden [4]. Der Raketentyp RS-26 Rubezh wird auch Awangard genannt und ist insbesondere dadurch gekennzeichnet, dass er sowohl mit mehreren MIRV's als auch mit MaRV's (MaRV - maneuverable reentry vehicle) ausgestattet werden kann. Es handelt sich dabei um eine kürzere Version der RS-24 mit einer Stufe weniger. Der erste erfolgreiche Test hat im Jahr 2012 stattgefunden [5]. Dieser Raketentyp ist besonders dafür geeignet, Ziele in Westeuropa zu erreichen. Weitere erfolgreiche Tests fanden im Juli und Dezember 2018 statt [6]. Ein weiterer Raketentyp der in den letzten Jahren durch die Russische Föderation entwickelt wurde, ist die RS-28 Sarmat. Sie befindet sich seit 2009 in der Entwicklung und ist im Dezember 2017 und März 2018 erfolgreich getestet worden [7]. Sie wird durch einen Flüssigtreibstoff angetrieben, womit der Flugkörper eine Reichweite von wahrscheinlich 11 000 km erreicht und besonders schwere Nutzlasten von bis zu 10 t transportieren könnte. Dies würde für 10 schwere MIRVs, 15 leichte MIRVs oder für bis zu 24 Awangard Hypersonic-Glide-Vehicles (HGV) ausreichen [7]. Die RS-28 soll damit den Raketentyp R-36M ersetzen. Darüber hinaus verfügt die RS-28 über eine besonders kurze angetriebene Flugphase, um die Erkennung durch Infrarotsysteme zu erschweren [7]. Die zeitlichen Angaben für die einzelnen Raketentypen zeigen, dass es sich um aktuelle Entwicklungen handelt. Einige Test einzelner Typen sind erst durchgeführt worden, während diese Untersuchung angefertigt wurde.

Wie bereits beschrieben, wird die optische Signatur, insbesondere die IR Emission, eines Flugkörpers genutzt, um diesen zu erkennen und zu verfolgen. Da es beim Wiedereintritt mit hohen Geschwindigkeiten zur Ionisation kommt, kann die RADAR Signatur des Flugkörpers bzw. der Strömung, welche den Flugkörper umgibt, sehr groß werden. Aufgrund der großen Menge an freien Elektronen kommt es zu dem Phänomen des Blackouts, bei dem für mehrere Sekunden keine Kommunikation zu einem Eintrittskörper stattfinden kann. Für die Berechnung der Infrarotsignatur sind folgende Aspekte der Emission und Absorption von optischer Strahlung zu berücksichtigen.

- Abstrahlung und Einstrahlung der Flugkörperstruktur.
- Abstrahlung und Transmission der Atmosphäre.
- Abstrahlung von Objekten in der Szenerie.
- Abstrahlung des Abgasstrahls (engl. plume).
- Abstrahlung und Einstrahlung des den Flugkörper unmittelbar umgebenden Gases (Stoßschicht).

Insbesondere beim Wiedereintritt hat das Gas teilweise sehr viel höhere Temperaturen als der Flugkörper. Dadurch kann die Gasstrahlung einen signifikanten Beitrag zur optischen Signatur leisten, hat aber auch das Potential Strahlung zu absorbieren. Außerdem kommt es zu enormen Gradienten innerhalb der Stoßschicht und die Hochtemperatureffekte haben einen großen Einfluss auf die Strahlung. Weiter wird der Einfluss der Abstrahlung des heißen Gases unter Berücksichtigung aktueller spektraler Daten untersucht werden.

1.2 Stand der Technik

Für die Untersuchung von Kopplungseffekten beim atmosphärischen Wiedereintritt stehen für militärische Anwendungen sehr wenige Informationen zur Verfügung. Aus diesem Grund liegt der Fokus der Recherche auf dem benachbarten Fachbereich für zivile Anwendungen. Insbesondere liegt der Fokus auf die in dieser Untersuchung entwickelten Methoden mit der Kopplung von Strömung und Strahlung sowie dem Strahlungstransport beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre. Andere zivile Untersuchungen von Eintrittsflugkörpern, wie zum Beispiel der Stardust Eintritt [8, 9, 10] oder des Fire II Experimentes [11, 12, 13, 14, 15], haben eine gute Übereinstimmung zwischen Messungen und numerischen Berechnungen gezeigt. Dies gilt für das Strömungsfeld und für den Strahlungswärmestrom. Für die spektrale Modellierung werden dabei häufig Datenbanken, wie die Plasma Radiation Database (PARADE) [16] oder Nonequilibrium Air Radiation (NEQAIR) [17, 18], verwendet. Es kann somit im Allgemeinen davon ausgegangen werden, dass die Methoden und Berechnungswerkzeuge sowie die Datenbanken, die zu Verfügung stehen, zu hinreichend guten Berechnungsergebnissen auch für die hier untersuchte Anwendung führen.

Dadurch begründet, dass der numerische Aufwand für die Berechnung des Strahlungstransportes sehr groß ist, gibt es viele Untersuchungen dazu, diesen Aufwand zu verringern. Hierfür stehen generell mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Die triviale Lösung ist, die räumliche und spektrale Diskretisierung zu verringern und die Berechnungsmethode zu verändern. Darüber hinaus ist es möglich, die räumliche Dimension zu verringern. Dreidimensionale Bereiche können durch 1D oder 2D Berechnungen approximiert werden.
Untersuchungen in diese Richtung wurden von Hartung und Hassan [19] präsentiert. Hier wurde der Eintritt eines 60° Kugelabschittes mit 1,08 m Nasenradius in die Marsatmosphäre mit dem Programm LAURA [20] für die Strömungssimulation und LORAN für die Spektralmodellierung berechnet. Die 1D Spalt Methode (Tangent-Slab) ist mit der Modified-Differential-Approximation von Modest [21] für den 2D achsensymmetrischen Raum verglichen, wobei es zu Unterschieden zwischen 10-20 % für den Strahlungswärmestrom auf die Wand kommt.
Elbert und Cinnella [22, 23] haben einen Zylinder bei einer Anströmung von Mach 46,8 mit einer Discrete-Ordinates Methode untersucht. Hierbei sind sie auf Unterschiede zur Tangent-Slab Methode beim Strahlungswandwärmestrom von ca. 10 % gekommen.

Für die Wiedereintrittskörper Stardust und Orion wurde von Feldick et al. [24] eine Tangent-Slab Methode mit der in NEQAIR eingebundenen Methode in Körper-tangentialer Richtung verglichen. Weiterhin ist die Tangent-Slab Methode mit 2D achsensymmetrischen Photon-Monte-Carlo Berechnungen gegenübergestellt [25]. Für die divergente Strahlungswärmestromdichte ist es zu kleineren Abweichungen gekommen und für den Wandwärmestrom sind Abweichungen von 10 % dargelegt. Von Karl et al. [13] wurde das Fire II Experiment untersucht. Hierbei ist die 1D-Berechnung von PARADE mit einer 2D Photon-Monte-Carlo Berechnung für das nichtviskose Strömungsfeld verglichen worden. Für den Bereich der Staustromlinie werden Differenzen von 10 % präsentiert. Darüber hinaus wird innerhalb der Staustromlinie der viskose Teil hinzugefügt und ein veränderter Wandwärmestrom von 6 % festgestellt.
Von Johnston und Mazaheri [26] werden Strahlungstransportberechnungen mit der Tangent-Slab Approximation und einer Ray-Tracing Methode für eine generische Wiedereintrittsgeometrie und eine Kapsel präsentiert. Dabei wird festgestellt, dass die Tangent-Slab Approximation die divergente Strahlungswärmestromdichte für die Kopplung ausreichend genau beschreibt. Abweichungen bleiben innerhalb von 10% für den Großteil des Strömungsfeldes. Für die Berechnung des Strahlungswärmestromes auf die Wand kommt es zu Differenzen von bis zu 40%. Deshalb wird in dieser Untersuchung die Tangent-Slab Approximation für die Berechnung der Kopplung zwischen Strömungs- und Stahlungsberechnung verwendet. Die numerisch aufwendige Ray-Tracing Methode wird für die Berechnung des Wandwärmestromes als Nachrechnung benutzt. In [27] wird der atmosphärische Eintritt der Galileo Probe untersucht. Dabei ist die Kopplung von Strahlung und Ablation berücksichtigt. Für die Berechnung des Strahlungstransportes wird die Ray-Tracing Methode mit der Tangent-Slab Approximation verglichen. In dieser Untersuchung führt die Tangent-Slab Approximation zu einem um ca. 10 % erhöhten Wärmestrom auf die Flugkörperwand im vorderen Bereich. In [28, 29] werden zylindrische Koordinaten für die eindimensionale Approximation verwendet. In [30] ist die Strahlung der Stoßschicht eines schlanken Körpers (Advanced-Interceptor-Technology ähnlich) untersucht. Hierbei werden Ionen nicht berücksichtigt und die spektrale Auflösung ist verhältnismäßig grob. Es wird festgestellt, dass für Geschwindigkeiten bis 3500 m/s der Anteil von Kohlenstoffdioxid für die Strahlung im infraroten Bereich wichtig ist.

In verschiedenen Arbeiten wurde die Photon-Monte-Carlo Methode für die Strahlungsberechnung beim Wiedereintritt in die Atmosphäre verwendet. In [25] lässt sich eine ausführliche Beschreibung der Photon-Monte-Carlo Methode für den Anwendungsfall des atmosphärischen Wiedereintrittes finden. Hier wird eine 2D achsensymmetrische Photon-Monte-Carlo Methode beschrieben, die ursprünglich von der NASA entwickelt worden ist. In der Berechnung kommt die Methode des Energy-Partitioning zum Einsatz und der Wandwärmestrom sowie der divergente Strahlungswärmestrom können durch die Monte-Carlo Methode sehr gut beschrieben werden. Darüber hinaus kommt es zur Kopplung mit einem finite Volumen Navier-Stokes Strömungslöser. Der Kopplungsprozess wird beschrieben und in den Ergebnissen kommt es zu geringeren Strahlungswandwärmeströmen mit

Kopplung.
Die 2D achsensymmetrische Photon-Monte-Carlo Methode wird ebenfalls in [14] für gekoppelte Strahlungssimulationen beim Wiedereintritt verwendet. Hier ist die Strahlungssimulation mit einer Direct-Simulation-Monte-Carlo (DSMC) Strömungssimulation für den Wiedereintritt des Stardust Flugkörpers gekoppelt. Es findet eine detaillierte Beschreibung der Kopplungsschritte statt und es wird gezeigt, dass es zu einem guten Konvergenzverhalten bei der Kopplung kommt. Bereits nach 3-4 Iterationsschritten ist die Konvergenz erreicht.
Des Weiteren wird die Photon-Monte-Carlo Methode in [13] für Wiedereintrittssimulationen des Fire II Experimentes verwendet. Hier wurde der DLR TAU-Code für die Strömungssimulationen benutzt, wobei viskose Effekte vernachlässigt worden sind und ein Shock-Capturing Verfahren zum Einsatz gekommen ist. Das Gitter ist für die Berechnung mit 32 Zellen normal zum Körper sehr grob. Der Stoß wird offensichtlich nicht richtig aufgelöst und die damit verbundene Temperaturspitze weist mit ca. 12 400 K gegenüber den Referenzdaten mit ca. 18 000-20 000 K eine Differenz von 31-38 % auf. Die Monte-Carlo Methode wird ausführlich beschrieben, wobei deutlich gemacht wird, dass die Methode nicht korrekt implementiert worden ist und die Ergebnisse deswegen zu Fehlern neigen. Verbesserungen werden beschrieben. Es wird jedoch darauf verzichtet, diese mit einer korrekten Implementierung zu vergleichen. Außerdem werden gekoppelte Berechnungen durchgeführt. Die Berechnungen zeigen sowohl für die nicht gekoppelten als auch für die gekoppelten Ergebnisse Abweichungen nach unten gegenüber der Messung, was bei einer geringeren Temperatur im Strömungsfeld plausibel ist. Für die Kopplung kommt es ebenfalls zu einer guten Konvergenz nach wenigen Iterationsschritten.
Eine Objekt orientierte Implementierung der Photon-Monte-Carlo Methode für die Strahlungsberechnung wird in [31] präsentiert.
In [32] wird von Feldick zusätzlich zu den in [25] veröffentlichten Berechnungen ein voll dreidimensionales Photon-Monte-Carlo Verfahren präsentiert. Berechnungen sind hierbei nicht gekoppelt durchgeführt. Außerdem werden nichtphysikalische Zufallszahlrelationen eingesetzt. Dies wird jedoch nicht verallgemeinert beschrieben, sondern als eine Art Gewichtung betrachtet. Vergleiche mit der Tangent-Slab Methode führen zu Differenzen im Bereich von 20 % für die Staustromlinie.

Für die Berechnung der Infrarot-Signatur von Flugkörpern wird häufig das Berechnungswerkzeug NIRATAM [33] eingesetzt. Hiermit können die Aspekte des Festkörpers sowie vereinfacht die des Düsenstrahls modelliert und die IR-Signatur auf Grundlage dieser Aspekte berechnet werden [34]. Hierbei macht man sich zunutze, dass die Festkörperstrahlung verhältnismäßig einfach beschrieben werden kann. Außerdem wird das Medium zwischen Flugkörper und Sensor mit Umgebungstemperaturen der Atmosphäre als relativ kalt modelliert. Hierfür können Strahlungskoeffizienten von Gasen einfacher berechnet werden als bei hohen Temperaturen. Darüber hinaus werden eindimensionale Berechnungen angewendet, welche in diesem Bereich zu guten Ergebnissen führen. Die Szenerie beeinflusst in der Regel nur die Festkörperstrahlung durch Reflexion und das

Kontrastverhältnis. Die Abstrahlung des Abgasstrahls ist bereits eine sehr komplizierte Berechnung. Diese kann ebenfalls in NIRATAM berücksichtigt werden. Der Vollständigkeit halber muss jedoch gesagt werden, dass in NIRATAM keine gekoppelte Berechnung des heißen Abgasstrahls stattfindet und die Berechnung der Gasstrahlung mit Bandenmodellen durchgeführt wird.

1.3 Zielsetzung

Da es bei ballistischen Flugkörpern zu hohen Temperaturen der Außenumströmung kommt, leistet diese Arbeit einen Beitrag dazu, den Aspekt der Gasstrahlung in der Stoßschicht bei der Berechnung der optischen Signatur zu berücksichtigen. Darüber hinaus sollen Bereiche identifiziert werden, in denen bestimmte physikalische und chemische Effekte, wie Strömungs-/Strahlungskopplung oder chemisches Nichtgleichgewicht, berücksichtigt werden müssen.

In dieser Untersuchung wird anhand von generischen und realitätsnahen Flugbahnen herausgestellt, mit welchen Strömungszuständen bei dem Wiedereintritt von ballistischen Flugkörpern zu rechnen ist. Für eine initiale Betrachtung wird ein analytisches Berechnungsverfahren benutzt, weil so viele Flugpunkte einer Flugbahn in kurzer Zeit berechnet werden können. Außerdem ist es möglich, aerothermodynamische Effekte für weitere Untersuchungen abzuleiten. Detaillierte Strömungsfelder, zum Beispiel einer Stoßschicht, können mit analytischen Methoden nicht berechnet werden, weshalb zunächst geeignete Bereiche der Trajektorie mit analytischen Methoden identifiziert und anschließend ausgewählt werden.
Daraufhin folgt für diese Bereiche eine genauere Untersuchung mit numerischen Methoden. Ein exemplarischer Flugpunkt wird beispielhaft mit numerischen Methoden untersucht. Hierbei kommt das Euler-Grenzschichtverfahren und die Photon-Monte-Carlo Methode zum Einsatz. Die Photon-Monte-Carlo Methode ist für zweidimensional rotationssymmetrische Probleme in [24, 32, 35, 36] angewendet worden. In dieser Untersuchung wird die Photon-Monte-Carlo Methode, für beliebige Geometrien im dreidimensionalen Raum, entwickelt und für numerische Strahlungssimulationen verwendet. Die Methode bietet den Vorteil, dass sie abhängig von den physikalischen Problemen sowohl vorwärts als auch rückwärts gerichtet angewendet werden kann. Die rückwärts gerichtete Methode bietet einen Vorteil, wenn das Objekt der Einstrahlung gegenüber dem Objekt der Abstrahlung sehr klein ist, zum Beispiel wenn die Strahlung durch die Atmosphäre geht und auf einen Sensor trifft. Die vorwärts gerichtete Methode bietet den Vorteil, dass die Erhaltung der Strahlungsenergie erzwungen werden kann. In dieser Untersuchung wird die vorwärts gerichtete Methode benutzt. Die Kopplung für Berechnungen im chemischen Gleichgewicht und im chemischen Nichtgleichgewicht wird sowohl mit einer eindimensionalen Approximation als auch mit der Photon-Monte-Carlo Methode für die Strahlungsberechnung

untersucht. Anschließend wird die Analyse auf mehrere Flugpunkte über eine Eintrittsflugbahn erweitert.

In der Einleitung wurden Hintergrundinformationen zur Bedrohungssituation und zu Abwehrsystemen ballistischer Flugkörper gegeben. Außerdem wird auf Besonderheiten der optischen Signatur eingegangen. Im Anschluss an die Einleitung werden die theoretischen Grundlagen zu den verwendeten Strömungs- und Strahlungssimulationen erläutert. Hierzu zählen insbesondere die Möglichkeiten und Limitierungen der jeweiligen Methoden sowie die Erhaltungsgleichungen mit geeigneten Lösungsverfahren und Modellierungsansätzen. Darauf folgt der Abschnitt der numerischen Methoden. Hier werden konkret die Berechnungsverfahren erläutert, wobei der Fokus auf den Verfahren liegt, welche im Zuge diese Untersuchung entwickelt worden sind. Eine Validierung der gesamten Berechnungskette findet zum Abschluss dieses Kapitels anhand des Fire II Experimentes statt.
Für die Analyse werden zunächst drei ballistische Flugbahnen sowie der Testkörper vorgestellt und mit einem analytischen Berechnungswerkzeug untersucht. Darauf folgt der Bereich der numerischen Ergebnisse. Bei der exemplarischen Berechnung eines Flugpunktes wird zunächst die Strömungsberechnung, anschließend die Strahlungsberechnung sowie die Kopplung und zum Schluss die Abstrahlung diskutiert. Im zweiten Schritt, in dem mehrere Flugpunkte über eine Flugbahn hinweg untersucht werden, sind ausgewählte Parameter dargestellt, um die Untersuchung auf die wesentlichen Aspekte zu begrenzen.
Zum Schluss werden eine Zusammenfassung der Untersuchung und ein Ausblick auf weiterführende Themen gegeben.

2 Grundlagen

Das Eintreten eines Flugkörpers in die Atmosphäre eines Planeten ist dadurch gekennzeichnet, dass sich der Flugkörper mit hohen Geschwindigkeiten, im Bereich von 10^3-10^4 m/s, in einem Raum mit sehr geringen Druck (Restatmosphäre) bewegt und beim Eintritt in die dichtere Atmosphäre zunehmend durch aerodynamische Kräfte abgebremst wird. Aufgrund der hohen Geschwindigkeiten der exoatmosphärischen Flugkörper, welche ein Vielfaches der Schallgeschwindigkeit erreichen, spricht man (bei Mach größer fünf) von hypersonischer Strömung beim atmosphärischen Eintritt. Durch die aerodynamischen Kräfte kommt es bei hypersonischen Strömungen zu Temperaturen von mehreren tausend Kelvin, die wiederum zu chemischen Reaktionen führen. Außerdem bedingen hohe Temperaturen einen signifikanten Austausch von Wärmestrahlung. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Darstellung der Umströmung eines hypersonischen Flugkörpers mit ausgewählten Strömungsphänomenen abgebildet. In der Vergrößerungsansicht ist exemplarisch die Dissoziation von Molekülen durch rote Kugeln, die Emission und Absorption im Gas

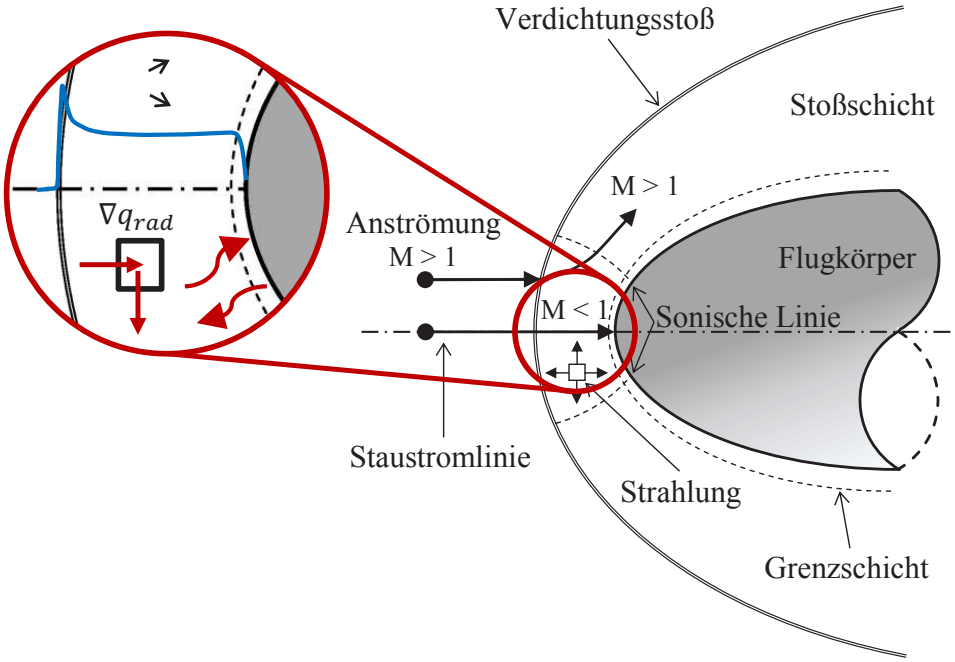


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der vorderen Umströmung eines Flugkörpers beim Wiedereintritt in die Atmosphäre mit ausgewählten Strömungsphänomenen.

und von Festkörpern durch rote Pfeile und ein Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie in blau dargestellt. In den Abschnitten 2.1 und 2.2 werden die Grundlagen der Strömung und der Strahlung von hypersonischen Flugkörpern beschrieben. Die Strahlung, welche in die Umgebung des Flugkörpers austritt, kann als Strahlungssignatur interpretiert werden. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels befasst sich mit den Grundlagen der Strahlungssignatur von ballistischen Flugkörpern.

2.1 Aerothermodynamische Grundlagen

Für die Berechnung der Umströmung eines Wiedereintrittskörpers muss zunächst zwischen kleinen und großen Knudsen-Zahlen (Kn) unterschieden werden. Die Knudsen-Zahl beschreibt die mittlere freie Weglänge zwischen den Gaspartikelstößen (Atome und Moleküle), geteilt durch eine charakteristische Länge der Strömung. Hierbei gilt, je weniger Partikel pro Volumen, desto größer die Knudsen-Zahl. Da der atmosphärische Wiedereintritt den Übergang von exoatmosphärischem Vakuum bis zur "normalen" atmosphärischen Dichte darstellt, wird ein großer Bereich der Knudsen-Zahl durchschritten. Bei Höhen unterhalb von 70 km kann von kleinen Knudsen Zahlen und damit von der Gültigkeit kontinuumsmechanischer Ansätze ausgegangen werden. Oberhalb von 100 km sind diese nicht mehr gültig, man spricht hier von einem verdünnten Gas bzw. freien Molekularströmungen. In dieser Arbeit werden Strömungen, für die kontinuumsmechanische Ansätze gelten, berechnet.

2.1.1 Erhaltungsgleichungen der Strömungsberechnung

Für die numerische Berechnung der Flugkörperumströmung wird das fundamentale physikalische Prinzip der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie verwendet. Die Erhaltungsgleichungen für ein Kontrollvolumen bei reagierenden Strömungen ergeben sich wie folgt [37, 38] und werden häufig als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet. Hier der Einfachheit halber in kartesischen Koordinaten dargestellt.
Globale Massenerhaltung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \ . \tag{2.1}$$

Impulserhaltung in x-, y- und z-Richtung:

$$\begin{aligned}
\frac{D(\rho u)}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \ , \\
\frac{D(\rho v)}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \ , \\
\frac{D(\rho w)}{Dt} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \ .
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Energieerhaltung:

$$\begin{aligned}
\frac{D(\rho(e+V^2/2))}{Dt} &= -\nabla \cdot q - \nabla \cdot (p\,V) + \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(u\tau_{zx})}{\partial z} \\
&+ \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial(w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial(w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial(w\tau_{zz})}{\partial z} \ ,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

mit der Wärmestromdichte:

$$\nabla \cdot q \quad = \quad - \underbrace{\nabla \cdot (k \nabla T)}_{Leitung} \quad + \quad \underbrace{\nabla \cdot (\Sigma_i \rho_i U_i h_i)}_{Diffusion} \quad + \quad \underbrace{\nabla q_{rad}}_{Strahlung} \ . \tag{2.4}$$

Spezieserhaltung:

$$\frac{D\rho_i}{Dt} + \nabla \cdot (\rho_i\, U_i) = \dot{\omega}_i \ . \tag{2.5}$$

Die thermische Zustandsgleichung lautet mit dem Daltonschen Gesetz:

$$p = \sum_i p_i = \sum_i \frac{\rho_i}{M_i} \Re T = \rho R T \ . \tag{2.6}$$

Dabei ist t die Zeit, ρ die Dichte, ρ_i und ω_i sind die Dichten und Quellterme der einzelnen Spezies, p der Druck, T die Temperatur, e die innere Energie, V ist der Vektor der Geschwindigkeiten und u, v, w sind die kartesischen Geschwindigkeitskomponenten in x-, y- und z-Richtung. τ_{xx} und τ_{yx} sowie die weiteren analogen Komponenten sind die Normal- und Schubspannungskomponenten, k ist der Wärmeleitungskoeffizient, U_i und h_i sind der Vektor der Diffusionsgeschwindigkeiten und die Enthalpien der einzelnen Spezies. R ist die spezifische und $\Re$ die universelle Gaskonstante. Zur kalorischen Schließung des Gleichungsystems wird für die Mischung idealer Gase die spezifische Enthalpie h_i mit Hilfe eines Polynomansatzes für die spezifischen Wärmekapazität c_{pi} bei konstantem Druck für jede Spezies integriert und zur spezifischen Gesamtenthalpie h mit dem Massenanteil Y_i summiert:

$$h(T) = \sum_i Y_i h_i(T) = \sum_i Y_i \left(\int_0^T c_{pi}(T) dT + h_i(T=0) \right) \ . \tag{2.7}$$

Die Verknüpfung zwischen der Enthalpie h und der inneren Energie e erfolgt gemäß:

$$e = h - \frac{p}{\rho} \ . \tag{2.8}$$

Für den Fall des chemischem Gleichgewichtes (GGW) können die thermodynamischen Eigenschaften, Temperatur und Druck, als Funktion der inneren Energie und der Dichte angegeben werden [38]. Im folgenden Kapitel ist beschrieben, wie diese Eigenschaft für eine schnellere Berechnung genutzt wird. Im Falle des chemischen Nichtgleichgewichtes (NGGW) sind die Eigenschaften über die kalorische Zustandsgleichung von Gasgemischen gegeben [39]. Außerdem sind die Transportkoeffizienten, Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und Diffusionsgeschwindigkeit, zur Berechnung der diffusiven Terme zu bestimmen. Die Bestimmungsgleichungen können aus der Gaskinetik durch die Stöße von Teilchen abgeleitet werden [40]. Für die Berechnung der Eigenschaften sei auf die umfangreichen Beschreibungen von Hirschel [41] und die Pionierarbeiten von Sutherland [42] und Hansen [43] verwiesen.

Für chemische Reaktionen nach dem Schema [38, 44]:

$$\sum_i \nu'_{ir}\rho_i \rightleftharpoons \sum_i \nu''_{ir}\rho_i \ , \tag{2.9}$$

können die Quellterme der Spezies in Gleichung 2.5 in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\dot{\omega}_i = M_i \sum_r (\nu''_i - \nu'_i) \left[k_f \prod_i (\rho_i/M_i)^{\nu'} - k_b \prod_i (\rho_i/M_i)^{\nu''} \right] \ . \tag{2.10}$$

Dabei sind ν' und ν'' die stöchiometrischen Faktoren und k_f und k_b die Reaktionsraten für die Hin- und Rückreaktion mit r für die einzelnen Reaktionen und i für die Spezies. Die Reaktionsrate für die Vorwärtsreaktion ist nur von der Temperatur abhängig und kann durch das modifizierte Arrhenius Gesetz

$$k_f(T) = C_r T^{\eta} \exp\left(-T_r/T\right) \tag{2.11}$$

berechnet werden. Dabei sind C_r, T_r und η für die jeweilige Reaktion charakteristische Eigenschaften, welche in der Regel durch Messungen bestimmt werden. Die Gleichgewichtskonstante $k_c(T)$ wird über die van't Hoff's Gleichung oder direkt durch Polynomfits bestimmt und die Reaktionsrate der Rückreaktion kann mit der Gleichgewichtskonstanten berechnet werden:

$$k_b(T) = k_f(T)/k_c(T) \ . \tag{2.12}$$

2.1.2 Entdimensionierte Erhaltungsgleichungen

Häufig werden die Erhaltungsgleichungen in dimensionsloser Form verwendet, weil die Entdimensionierung positiv zum Konvergenzverhalten und zur Stabilisierung der Rechnung beitragen kann. Im nachfolgenden Kapitel wird beschrieben, dass in dieser Arbeit

ein Berechnungswerkzeug die dimensionsbehafteten Erhaltungsgleichungen und ein Berechnungswerkzeug die dimensionslosen Erhaltungsgleichungen verwendet. Für die Entdimensionierung können prinzipiell beliebige Werte einer Größe benutzt werden. Üblich ist es, die Werte der freien Anströmung zu verwenden. Hier für den zweidimensionalen Fall, mit c für die Referenzlänge und µ für die Viskosität. Die Umformungen zur Ent-

$$\begin{array}{lllll} \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_\infty} & \bar{u} = \frac{u}{u_\infty} & \bar{v} = \frac{v}{v_\infty} & \bar{p} = \frac{p}{p_\infty} & \bar{T} = \frac{T}{T_\infty} \\ \bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_\infty} & \bar{x} = \frac{x}{c} & \bar{y} = \frac{y}{c} & \bar{k} = \frac{k}{k_\infty} & \end{array}$$

dimensionierung und die entdimensionierten Erhaltungsgleichungen lassen sich mehrfach in der Literatur finden, wobei die Ausführungen von Anderson [37, 38] für die Ausführlichkeit der Beschreibung hervorzuheben sind. Generell soll die Entdimensionierung hier nicht noch einmal wiederholt werden. Es fällt jedoch auf, dass der Term für den Wärmetransport bei der Beschreibung der Entdimensionierung häufig der Einfachheit halber vernachlässigt wird. Da insbesondere dieser Term mit dem divergenten Strahlungswärmestrom ein zentraler Bestandteil dieser Forschungsarbeit ist, werden hier die Umformungen zur Entdimensionalisierung und die entdimensionierte Form der Energiegleichung mit dem Strahlungswärmestrom exemplarisch beschrieben. Mit

$$\bar{e} = \frac{e}{e_\infty} = \frac{e}{c_v \cdot T_\infty} \quad \text{und} \quad \bar{V}^2 = \frac{V^2}{V_\infty^2} = \frac{u^2 + v^2}{V_\infty^2} = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 \tag{2.13}$$

sowie unter Vernachlässigung von Momenten auf ein Fluidelement durch

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \tag{2.14}$$

kann die stationäre, zweidimensionale Energieerhaltungsgleichung ohne Normalspannungen wie folgt umgeschrieben werden [37]:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial (e + V^2/2)}{\partial x} + \rho v \frac{\partial (e + V^2/2)}{\partial y} = & - \nabla q_r + \frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) \\ & - \frac{\partial (up)}{\partial x} - \frac{\partial (vp)}{\partial y} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu v \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu u \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \ . \end{aligned} \tag{2.15}$$

Nach Einsetzen der dimensionslosen Parameter ergibt sich:

$$\begin{aligned}\frac{\rho_\infty V_\infty c_v T_\infty}{c}\left(\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{e}}{\partial\bar{x}}+\bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{e}}{\partial\bar{y}}\right) = &-\frac{\rho_\infty V_\infty^3}{2c}\left[\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{u}^2+\bar{v}^2\right)+\bar{\rho}\bar{y}\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{u}^2+\bar{v}^2\right)\right]\\ &-\nabla q_r+\frac{k_\infty T_\infty}{c^2}\left[\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{x}}\right)+\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\\ &-\frac{V_\infty p_\infty}{c}\left(\frac{\partial(\bar{u}\bar{p})}{\partial\bar{x}}-\frac{\partial(\bar{v}\bar{p})}{\partial\bar{y}}\right)\\ &+\frac{\mu_\infty V_\infty^2}{c^2}\left\{\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left[\bar{\mu}\bar{v}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}}+\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right.\\ &\left.+\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left[\bar{\mu}\bar{u}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}}+\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right\}.\end{aligned} \tag{2.16}$$

Und nach Umstellen erhält man:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{e}}{\partial\bar{x}}+\bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{e}}{\partial\bar{y}} = &-\frac{V_\infty^2}{2c_vT_\infty}\left[\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{u}^2+\bar{v}^2\right)+\bar{\rho}\bar{y}\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{u}^2+\bar{v}^2\right)\right]\\ &-\frac{c}{\rho_\infty V_\infty c_v T_\infty}\nabla q_r+\frac{k_\infty}{c\rho_\infty V_\infty c_v}\left[\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{x}}\right)+\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\\ &-\frac{p_\infty}{\rho_\infty c_v T_\infty}\left(\frac{\partial(\bar{u}\bar{p})}{\partial\bar{x}}-\frac{\partial(\bar{v}\bar{p})}{\partial\bar{y}}\right)\\ &+\frac{\mu_\infty V_\infty}{c\rho_\infty c_v T_\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left[\bar{\mu}\bar{v}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}}+\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right.\\ &\left.+\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left[\bar{\mu}\bar{u}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}}+\frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right\}.\end{aligned} \tag{2.17}$$

Mit den dimensionslosen Ähnlichkeitsparametern Mach-, Reynolds- und Prandtlzahl:

$$Ma_\infty = \frac{V_\infty}{a}\ , \tag{2.18}$$

$$Re_\infty = \frac{\rho_\infty V_\infty L_\infty}{\mu_\infty}\ , \tag{2.19}$$

$$Pr_\infty = \frac{\mu_\infty c_p}{k}\ , \tag{2.20}$$

wobei $c = L_\infty$ geschrieben wurde und a die Schallgeschwindigkeit ist, lässt sich die Gleichung vereinfachen. Es ergibt sich die finale Form zu:

$$\begin{aligned}\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial\bar{e}}{\partial\bar{x}} + \bar{\rho}\bar{v}\frac{\partial\bar{e}}{\partial\bar{y}} = &- \frac{\gamma(\gamma-1)}{2}Ma_\infty^2\left[\bar{\rho}\bar{u}\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{u}^2+\bar{v}^2\right) + \bar{\rho}\bar{y}\frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{u}^2+\bar{v}^2\right)\right] \\ &- \frac{c}{\rho_\infty V_\infty c_v T_\infty}\nabla q_r + \frac{\gamma}{Pr_\infty Re_\infty}\left[\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{x}}\right) + \frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left(\bar{k}\frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{y}}\right)\right] \\ &- (\gamma-1)\left(\frac{\partial(\bar{u}\bar{p})}{\partial\bar{x}} - \frac{\partial(\bar{v}\bar{p})}{\partial\bar{y}}\right) \\ &+ \gamma(\gamma-1)\frac{Ma_\infty^2}{Re_\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial\bar{x}}\left[\bar{\mu}\bar{v}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right. \\ &\left. + \frac{\partial}{\partial\bar{y}}\left[\bar{\mu}\bar{u}\left(\frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{x}} + \frac{\partial\bar{u}}{\partial\bar{y}}\right)\right]\right\}.\end{aligned} \tag{2.21}$$

Dabei ist $\gamma = c_p/c_v$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen. Für die Wärmeübertragung durch Strahlung ergibt sich folgender Term zur Entdimensionierung:

$$\frac{c}{\rho_\infty V_\infty c_v T_\infty} \quad \left[\frac{m}{kg/m^3\ m/s\ J/kg/K\ K} = \frac{1}{W/m^3}\right]. \tag{2.22}$$

In Abhängigkeit der Berechnungsaufgabe können Teile des Gleichungssystems und damit physikalische Effekte vernachlässigt werden. Hierbei ist zu beachten, dass sich durch Hinzufügen oder Vernachlässigen einzelner Terme im Gleichungssystem der mathematische Charakter verändern kann. Für eine ausführliche Beschreibung des mathematischen Verhaltens des Gleichungssystems sei auf [45] hingewiesen. Im Bereich von hypersonischen Strömungsberechnungen für die Stoßschicht ist z. B. die Vernachlässigung von viskosen Effekten und Wärmeübertragung üblich (nichtviskose Strömung), um den Berechnungsaufwand zu reduzieren. Wird die Eckertzahl in der Form

$$Ec = \frac{V_\infty^2}{c_p \cdot T_\infty} \tag{2.23}$$

definiert, kann sie ebenfalls zur Entdimensionierung eingesetzt werden. In den Grenzschichtgleichungen wird zusätzlich die Diffusion berücksichtigt. Dieser Term kann mithilfe der Schmidtzahl und der Reynoldszahl entdimensioniert werden [40, 41].

2.1.3 Besonderheiten bei hypersonischen Strömungen

Euler-Gleichungen

Die Berechnung von hypersonischen Strömungen für den Wiedereintritt in die Erdatmosphäre war ein zentrales Thema aerodynamischer Untersuchungen in den 1950er und

1960er Jahren. Ein Aspekt dieser Strömungen ist, dass hinter dem Verdichtungsstoß sowohl subsonische als auch supersonische Bereiche entstehen, siehe Abbildung 2.1. Für stationäre nichtviskose Berechnungen besitzen die subsonischen Bereiche mathematisch elliptischen und die supersonischen Bereiche mathematisch hyperbolischen Charakter. Diese Eigenschaft hat in dieser Zeit numerisch Probleme bereitet, bis 1966 Moretti und Abbett [46] den mathematischen Charakter des Gleichungssystems durch eine instationäre Formulierung einheitlich hyperbolisch machten [45]. Die instätionäre Formulierung der Erhaltungsgleichungen ist seither üblich und wird in der vorliegenden Arbeit auch für stationäre Berechnungen verwendet.
Sind viskose Effekte, Wärmeübertragung und Diffusion in den Erhaltungsgleichungen (Gleichungen 2.1 bis 2.6) vernachlässigt, spricht man häufig von den Eulergleichungen. Diese Vereinfachungen sind für große Teile der Stoßschicht sinnvoll, da sie den Berechnungsaufwand reduzieren und dennoch zu guten Ergebnissen führen. Bei Strömungen ohne Nachlauf mit hypersonischer Anströmung können viskose Effekte in guter Näherung für moderate Flughöhen vernachlässigt werden, weil die Druckkräfte im Strömungsfeld gegenüber den viskosen Kräften dominant sind. Bei größeren Flughöhen wird der viskose Anteil der Stoßschicht groß gegenüber dem nichtviskosen Anteil der Stoßschicht. Für diese Höhen (geringere Dichten) kann z. B. das Viscous-Shock-Layer (VSL) Verfahren eingesetzt werden [47].

Randbedingung Shock-Fitting

Für die äußere Randbedingung der Eulerrechnung wird ein Shock-Fitting Verfahren benutzt [44]. Mit diesem Verfahren werden die Rankine-Hugoniot-Gleichungen für die abgelöste Kopfwelle vor dem Flugkörper direkt gelöst und dienen als Randbedingung für die Lösung der Eulergleichungen. Hierbei werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie über den Stoß hinweg aufgestellt. Bei einem sich bewegenden Stoß muss die Stoßgeschwindigkeit mitberücksichtigt werden. Dies sei nach [44, 48], der Einfachheit halber, am Beispiel der Massenerhaltung mit ρ für die Dichte, v_n für die Anströmungsgeschwindigkeit normal zum Stoß und mit der Stoßgeschwindigkeit $v_{Stoß}$ gezeigt:

$$\rho\,(v_n - v_{Stoß}) = \rho_\infty (v_{n\infty} - v_{Stoß})\ . \tag{2.24}$$

Die Variablen der freien Anströmung sind durch ∞ gekennzeichnet. Diese Vorgehensweise führt zu einer sehr präzisen Erfassung der Zustände hinter dem Verdichtungsstoß und zu einer physikalischen Berechnung des Stoßwinkels, welcher ein lokales Minimum durchläuft [49]. Darüber hinaus bringt die Methode zwei weitere Vorteile mit sich. Der Berechnungsbereich beschränkt sich auf die Stoßschicht vor dem Flugkörper und beinhaltet keine Bereiche der freien Anströmung, wie dies bei einem Shock-Capturing Verfahren der Fall ist. Somit ist das Berechnungsgitter minimal. Der zweite Vorteil beim Shock-Fitting Verfahren ist, dass die Stoßkontur genau auf der äußersten Gitterlinie liegt. Bei Berechnungen

im chemischen Nichtgleichgewicht entstehen enorme Gradienten der Temperatur am Verdichtungsstoß. Diese Gradienten müssen bei einem Shock-Capturing Verfahren extrem fein aufgelöst werden, sonst kommt es zu großen Temperaturschwankungen. Bei einem Shock-Fitting Verfahren ist dies nicht der Fall. Durch die Berechnung der Zustände hinter dem Verdichtungsstoß mit den Rankine-Hugoniot-Gleichungen muss das Gitter nicht verfeinert werden.

Enthalpiekorrektur

Für stationäre, reibungsfreie und adiabate Strömungen, wie sie die Eulergleichungen beschreiben, bleibt die totale Enthalpie entlang einer Stromlinie konstant und entspricht der Ruheenthalpie $h_0 = h(V = 0)$ [37]:

$$h + \frac{V^2}{2} = h_0 \ . \tag{2.25}$$

Diese Beziehung gilt auch für einen senkrechten oder schrägen Verdichtungsstoß sowie für chemisch reagierende Fluide:

$$h_0^\infty \Big|_{\text{Vor dem Stoß}} = h_0 \Big|_{\text{Nach dem Stoß}} \ . \tag{2.26}$$

Ist weiter die totale Enthalpie der Anströmung konstant, so ist die totale Enthalpie des gesamten Strömungsfeldes konstant. Diese Eigenschaft kann man sich zunutze machen, um eine Korrektur der totalen Enthalpie im Strömungsfeld durchzuführen. Hiermit kann die Konvergenz und die Stabilität des Berechnungsverfahrens verbessert werden [44].

Grenzschichtgleichungen

Die Eulergleichungen können aufgrund der genannten Vernachlässigungen die Körperrandbedingung nicht erfüllen. Um die Strömung in der Nähe der Körperwand zu berechnen und um die Wandtemperatur zu bestimmen, müssen viskose Effekte und der Wärmetransport berücksichtigt werden. Für den körpernahen Bereich lassen sich die vollen Navier-Stokes-Gleichungen durch eine Analyse der Größenordnung (Größenordnungsabschätzung) reduzieren. Für diese Analyse sei auf die Literatur von Anderson [37, 38] sowie Schlichting und Truckenbrodt [50] verwiesen. Die erste grundlegende Annahme der Analyse basiert auf den Beobachtungen von Prandtl [41, 51], dass die Geschwindigkeit normal zum Körper klein ist und dass die Grenzschichtdicke δ sehr viel kleiner als die charakteristische Länge der Strömung c ist:

$$\delta \ll c \ . \tag{2.27}$$

Dies bedeutet physikalisch, dass die Grenzschicht sehr dünn ist im Vergleich zum Flugkörper. Die zweite Annahme ist, dass die Reynoldszahl so groß ist, dass gilt:

$$\frac{1}{Re_\infty} = \mathcal{O}(\delta^2) \ . \tag{2.28}$$

Ein wichtiges Ergebnis dieser Analyse ist, dass der Druckgradient normal zum Flugkörper Null ist:

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} = 0 \ . \tag{2.29}$$

Hierbei ist η die Normalenrichtung zur Flugkörperoberfläche. Hierbei handelt es sich um die Grenzschicht-Theorie erster Ordnung [41].

Für zweidimensional, achsensymmetrische oder dreidimensionale, hypersonische Strömungen sollte jedoch das Grenzschichtverfahren zweiter Ordnung benutzt werden. Diese Theorie wird durch eine Abschätzung der Größenordnung und durch eine asymptotische Entwicklung des Gültigkeitsbereiches gewonnen und stellt eine Erweiterung der klassischen Grenzschicht-Theorie dar [40, 52]. Es wird ein lokal monoklides Koordinatensystem vorausgesetzt und durch die Metrik-Terme wird die Krümmung berücksichtigt. Die y-Impulsgleichung entartet nicht, wie in Gleichung 2.29, und Zentrifugalkräfte werden berechnet. Die Interpolation der Randbedingung im nichtviskosen Feld führt zu einer konsistenten Auswahl der Randbedingungen, außerdem ist der Effekt des Entropieschichtschluckens durch die Grenzschicht ebenfalls berücksichtigt [53]. Laminare und turbulente Grenzschichten können durch einen vordefinierten Punkt, zum Umschlag von laminar auf turbulent, berechnet werden.
Durch die viskose Grenzschicht, die einen Körper umgibt, entsteht eine zusätzliche Verdrängung. Dieser Effekt kann bei dem Euler-Grenzschicht Verfahren mit einer zur Verdrängungsdicke der Grenzschicht äquivalenten Quellverteilung berücksichtigt werden. Dabei führen die Quellen an der Randbedingung der Körperseite der nichtviskosen Strömung durch Ausblasen zu einer Verdrängung der äußeren Strömung und damit zu einer Art Aufdickung des Körpers um die Verdrängungsdicke. Zur Kopplung der nichtviskosen und der viskosen Berechnung werden zunächst die Eulergleichungen bis zum Erhalt einer stationären Lösung integriert. Darauf folgt die Berechnung der Grenzschicht mit den interpolierten Werten für die Randbedingung aus der nichtviskosen Lösung. Die Quellverteilung stellt die Rückkopplung in die nichtviskose Lösung dar. Für die Randbedingung der Körperwand stehen sowohl eine adiabate, als auch eine strahlungsadiabate Wandmodellierung zur Verfügung, welches insbesondere für hypersonische Strömungen zu realistischen Vorhersagen der Wandtemperatur führt. Die Vorgehensweise zur Berechnung und Kopplung der Strömungssimulationen wird in Kapitel 3 weiter beschrieben.

2.2 Grundlagen der optischen Strahlung

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der optischen Strahlung behandelt. Hierzu ist es zunächst wichtig zu klären, was unter dem Begriff der optischen Strahlung zu verstehen ist. Da sich die elektromagnetische Strahlung, in Abhängigkeit der spektralen Bereiche, in ihren Eigenschaften enorm unterscheidet, ist eine Benennung und Einteilung in Abhängigkeit der Frequenz oder Wellenlänge sinnvoll. Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über einen ausgewählten Bereich des Spektrums. Es sind drei x-Achsen für die Wellenlänge λ,

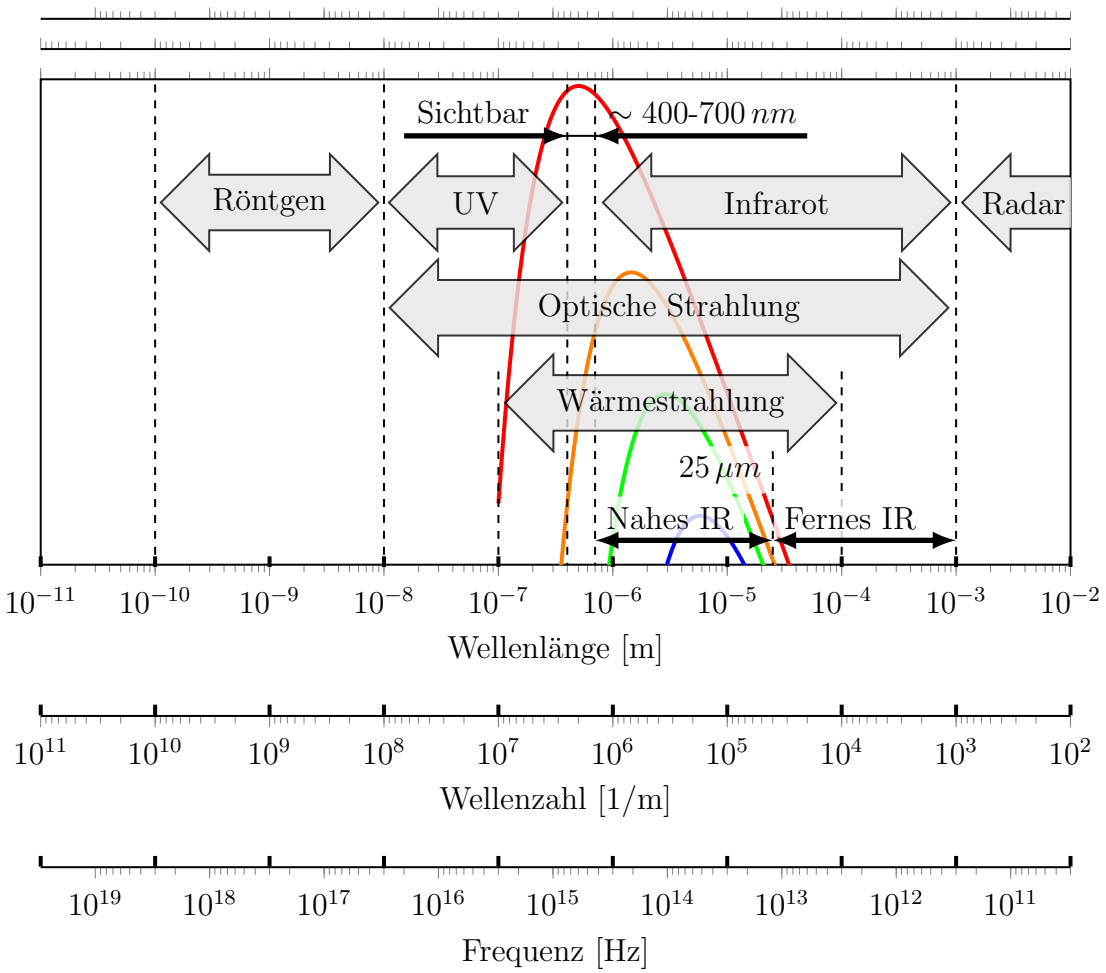


Abb. 2.2: Überblick über einen weiten Bereich des elektro-magnetischen Spektrums im Vakuum, mit Benennung ausgewählter Bereiche. Zahlenwerte und Aufbau in Anlehnung an die Lehrbücher von Modest [54] sowie Siegel und Howell [55]. Bereich der optischen Strahlung nach Sutter [56]. Zusätzlich ist qualitativ die spektrale, spezifische Ausstrahlung nach dem Planck'schen Gesetz für die Temperaturen 500 K, 1000 K, 2000 K und 5777 K (für die Sonne), von blau nach rot, dargestellt.

die Wellenzahl η und die Frequenz ν abgebildet, um einen Vergleich für die äquivalente spektrale Abhängigkeit zu präsentieren. Hierbei sind die sonst üblichen Dezimalpräfixe absichtlich entfernt worden, um die Vergleichbarkeit zu erhöhen. Die Achsen sind durch die nach oben gerichteten kleinen Balken für Vakuum äquivalent, wobei der Wert für die Frequenz wegen der Umrechnung mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bei 3 für die jeweiligen Dekaden liegt.
Unter optischer Strahlung versteht man, wie abgebildet, Strahlung im Bereich zwischen 0,01 μm und 1000 μm [56]. Die in diesem Kapitel beschriebenen Grundlagen basieren auf den Lehrbüchern von Modest [54], Siegel und Howell [55] sowie dem von Lohrengel ins Deutsche übersetzte Werk [57]. Zu den deutschen Begriffen werden die Formelzeichen usw. aus dem englischen Buch von Modest [54] zur besseren Nachvollziehbarkeit verwendet, da es sich um das aktuellste Lehrbuch handelt.
In dieser Arbeit wird nur der Bereich optischer Strahlung betrachtet, da in der technischen Anwendung Temperaturen in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^2)$ K bis $\mathcal{O}(10^4)$ K für Gase und $\mathcal{O}(10^2)$ K bis $\mathcal{O}(10^3)$ K für Festkörper auftreten. Das Maximum der Planck'schen Emission für diese Temperaturbereiche liegt spektral im Bereich optischer Strahlung. Zur Veranschaulichung dieses Umstandes ist in Abbildung 2.2 qualitativ die spektrale, spezifische Ausstrahlung nach dem Planck'schen Gesetz für die Temperaturen 500 K, 1000 K, 2000 K und 5777 K abgebildet. Die Temperatur 5777 K entspricht der Temperatur der Sonnenoberfläche [54]. Der Kernbereich liegt im Bereich der Wärmestrahlung. Für besonders hohe Temperaturen ist der Bereich ultravioletter Strahlung (UV) und somit eine Erweiterung hin zu kurzen Wellenlängen wichtig. Aus diesem Grund wird der erweiterte Bereich der optischen Strahlung gegenüber der Wärmestrahlung betrachtet.
Optische Strahlung umfasst ein breites Spektrum mit biologisch hoher Signifikanz. Es ist nicht verwunderlich, dass sich verschiedene Beschreibungen optischer Strahlung etabliert haben. Man unterscheidet zwischen geometrischer Optik, Wellen- und Quantenoptik. Die geometrische Optik ist zum Beispiel die einfachste Beschreibung und wird in der Regel eingesetzt, wenn der optische Pfad groß gegenüber der Wellenlänge ist. Wellen- und Quantenoptik müssen verwendet werden, wenn Welleneffekte oder die Energiequantelung berücksichtigt werden sollen. Welleneffekte werden in dieser Arbeit nur durch den Brechungsindex berücksichtigt. Eine Untersuchung des Brechungsindex ist von Stephan [58] durchgeführt worden. Für den Brechungsindex n wird, wenn nicht anders beschrieben, der Wert Eins angenommen.

2.2.1 Spektrale Abhängigkeit

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von optischer Strahlung wird mit der Lichtgeschwindigkeit:

$$c = \frac{c_0}{n} \ , \tag{2.30}$$

beschrieben. Hierbei ist $c_0 = 2{,}998 \times 10^8$ m/s eine fundamentale Naturkonstante, die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, und n der Brechungsindex. Die spektrale Abhängigkeit einer Größe kann auf unterschiedliche Weise dargestellt werden. Gängige Größen für die spektrale Beschreibung sind, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, die Wellenlänge λ, die Wellenzahl η und die Frequenz ν. Sie können mit der Lichtgeschwindigkeit wie folgt in Beziehung zueinander gesetzt werden:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = c\eta \quad \text{oder} \quad \nu = \frac{c_0}{n\lambda} = \frac{c_0}{n}\eta \ . \tag{2.31}$$

Spektrale Größen sind Größen, die eine spektrale Abhängigkeit aufweisen, z. B. von der Wellenlänge λ abhängig sind. Dies wird in der Regel durch ein Subskript deutlich gemacht:

$$F_\lambda = f(\lambda, T, X, ...) \ . \tag{2.32}$$

Im Gegensatz dazu stehen spektral integrierte Größen. Sie weisen keine Abhängigkeit vom Spektrum auf und werden totale Größen genannt:

$$F = \int_{\lambda 1}^{\lambda 2} F_\lambda d\lambda = \int_{\lambda 1}^{\lambda 2} f(\lambda, T, X, ...) d\lambda \ . \tag{2.33}$$

Theoretisch muss für einen totalen Wert das gesamte Spektrum von 0 bis ∞ integriert werden. Für praktische Anwendungen werden in der Regel ausgewählte, signifikante Spektralbereiche verwendet. Für die Äquivalenzumformung spektraler Größen sei auf die Integrationsvorschriften nach [54] hingewiesen:

$$d\nu = -\frac{c_0}{n\lambda^2}\left[1 + \frac{\lambda}{n}\frac{dn}{d\lambda}\right] d\lambda = \frac{c_0}{n}\left[1 - \frac{\eta}{n}\frac{dn}{d\eta}\right] d\eta \ . \tag{2.34}$$

2.2.2 Festkörperstrahlung

Für die Berechnung von Wärmestrahlung unterscheidet man zwischen Festkörperstrahlung und Gasstrahlung. Diese Unterscheidung resultiert aus der zweckmäßig vereinfachten Berechnung der Festkörperstrahlung mit ausreichender Genauigkeit für viele technische Anwendungen. Im Folgenden wird zunächst auf die Festkörperstrahlung eingegangen und im Anschluss daran auf die Gasstrahlung.
Bei der Festkörperstrahlung wird das Medium zwischen den Oberflächen in der Regel vernachlässigt. Für die Emission wird das Modell des "schwarzen" oder "grauen" Strahlers benutzt. Bei einem schwarzen Körper oder schwarzen Strahler handelt es sich um ein wichtiges und zentrales Modell in der Strahlungsberechnung. Dabei ist ein schwarzer Körper definiert als eine Fläche oder Körper mit einer Oberfläche, welche die gesamte Strahlung, die auf die Fläche trifft, absorbiert. Es wird keine Strahlung reflektiert oder transmittiert. Darüber hinaus ist der schwarze Körper nicht nur ein idealer Absorber, sondern auch ein

idealer Strahler. Die Strahldichte I_b (engl. blackbody intensity) und spezifische Ausstrahlung E_b (engl. blackbody emissive power) hängen ausschließlich von seiner Temperatur ab. Schwarzkörpergrößen werden mit dem Index b für "blackbody" gekennzeichnet. Die spektrale, spezifische Ausstrahlung $E_{b\lambda}$ wird durch das von Max Planck um 1900 aus der Quantentheorie hergeleitete fundamentale Planck'sche Gesetz beschrieben:

$$E_{b\lambda}(T) = \frac{2\pi h c_0^2}{n^2 \lambda^5 \left[\exp\left(hc_0/n\lambda kT\right) - 1\right]} \ . \tag{2.35}$$

Dabei ist k =1,3806×10^{-23} [J/K] die Boltzmannkonstante und h = 6,626×10^{-34} [J·s] das Planck'sche Wirkungsquantum. Für Beispiele des qualitativen Verlaufs der Funktion siehe Abbildung 2.2 und für Näherungen sei auf die genannte Literatur verwiesen. Nach spektraler Integration ergibt sich die totale spezifische Ausstrahlung oder spezifische Ausstrahlung zu

$$E_b(T) = n^2 \sigma T^4 \ . \tag{2.36}$$

Dabei ist σ = 5,670×10^{-8} [W/m^2/K^4] die Stefan-Boltzmann-Konstante. Nach der spektralen Abhängigkeit der Abstrahlung des schwarzen Körpers wird auch die hemisphärische Abstrahlung betrachtet. Die hemisphärische Abstrahlung beschreibt die Abstrahlung in Abhängigkeit des Winkels θ zur Flächennormalen, dies ist die winkelabhängige (richtungsabhängige) Verteilung der Strahlung. Hierbei ergibt sich bei einem schwarzen Strahler eine isotrope Verteilung für die Strahldichte I_b. Die Strahldichte ist konstant für den gesamten Raumwinkel. Die spezifische Abstrahlung E_b hingegen folgt dem Lambert'schen Kosinusgesetz, da sie der Verteilung einer Kosinusfunktion entspricht. Dieses Verhalten wird auch als diffus bezeichnet. In Abbildung 2.3 ist das direktionale Strahlungsverhalten und damit die Beziehung

$$E_b(\lambda, \theta, \varphi) = E_b(\lambda, \theta) = I_b(\lambda)\cos(\theta) \tag{2.37}$$

veranschaulicht. Hierbei sind φ und θ die Raumwinkel. Für einen finiten (endlichen) Raumwinkel gilt:

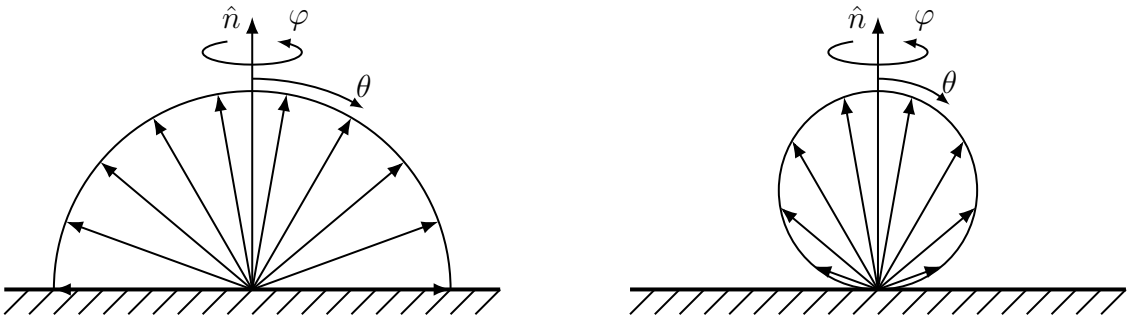
$$E_b(\lambda) = \int_\varphi \int_\theta I_b(\lambda)\cos(\theta)\sin(\theta) d\theta d\varphi \ . \tag{2.38}$$

Und mit Einsetzen für den gesamten Raumwinkel ergibt sich der fundamentale Zusammenhang für die Abstrahlung der gesamten Hemisphäre:

$$E_b(\lambda) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_b(\lambda)\cos(\theta)\sin(\theta) d\theta d\varphi = \pi I_b(\lambda) \ . \tag{2.39}$$

Ein weiteres Modell zur Beschreibung von Festkörperstrahlung ist das Modell des "grauen, diffusen Strahlers" oder "grauen Strahlers". Hierbei werden die Eigenschaften des schwarzen Strahlers mit einem Faktor versehen. Für die Abstrahlung ist der Emissionsgrad (Emissionskoeffizient) wie folgt definiert:

$$\epsilon = \frac{\text{Spezifische Ausstrahlung}}{\text{Spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers}} = \frac{E}{E_b} \ . \tag{2.40}$$



(a) Strahldichte I_b (b) Spezifische Abstrahlung E_b

Abb. 2.3: Richtungsabhängiges Abstrahlungsverhalten eines schwarzen Körpers. Mit $\hat{n}$ für die Normale zur Oberfläche.

Der Koeffizient variiert zwischen 0 und 1, wobei gilt:

$$\epsilon : \begin{cases} 0 \leq \epsilon < 1, & \text{grauer Körper,} \\ \epsilon = 1, & \text{schwarzer Körper.} \end{cases} \tag{2.41}$$

Für einfallende Strahlung wird analog der Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad (-koeffizient) definiert:

$$\begin{aligned} \text{Absorption: } \alpha &= \frac{\text{Absorbierte Strahlung}}{\text{Gesamte einfallende Strahlung}} \ , \\ \text{Reflexion: } \rho &= \frac{\text{Reflektierte Strahlung}}{\text{Gesamte einfallende Strahlung}} \ , \\ \text{Transmission: } \tau &= \frac{\text{Transmittierte Strahlung}}{\text{Gesamte einfallende Strahlung}} \ . \end{aligned}$$

Mit dem Kirchhoff'schen Gesetz und dem Strahlungserhalt an einer Oberfläche gelten für die Koeffizienten die Beziehungen:

$$\epsilon = \alpha \tag{2.42}$$

und

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \ . \tag{2.43}$$

Mit der zusätzlichen Beschreibungsfähigkeit von Reflexion und Transmission beinhaltet das Modell des grauen Strahlers einen Abbildungsgrad, der für viele technische Anwendungen ausreichend ist. Auch in dieser Arbeit wird sowohl für die Randbedingung der Strömungsberechnungen (strahlungsadiabate Wand) als auch für die Randbedingung der Strahlungsberechnungen (Körperwand) auf das Modell des grauen Strahlers zurückgegriffen. Als Beispiel für einen Festkörper, der sich näherungsweise wie ein schwarzer Körper verhält, sei Ruß genannt. Viele Körper bzw. Oberflächen verhalten sich nicht wie schwarze oder graue Körper. Es sei darauf hingewiesen, dass reale Körper bzw. Oberflächen sehr viel komplexere Eigenschaften aufweisen können [54, 57].

2.3 Gasstrahlung

Die Gasstrahlung (engl. participating media) ist dadurch gekennzeichnet, dass es ein Medium gibt, welches am Strahlungsaustausch teilnimmt. Mit diesem Begriff ist nicht nur der Aggregatzustand gasförmig gemeint, sondern allgemein Fluide. Es können auch Festkörper betrachtet werden, wenn z. B. die Eindringtiefe der Strahlung berücksichtigt werden soll. Man spricht auch von Strahlung in absorbierenden, emittierenden und streuenden Medien. Ein weiterer signifikanter Aspekt der Gasstrahlung sind die sehr stark variierenden Eigenschaften der Strahlung über das Spektrum hinweg. Diese Eigenschaft wird häufig als selektiver Charakter der Strahlung im Gegensatz zum Planck'schen Strahler bezeichnet. Die spektralen Eigenschaften ergeben sich aus verschiedenen Strahlungsmechanismen der Atome und Moleküle. Insbesondere für Gasstrahlung wird zwischen Spektralmodellierung und Transportmodellierung unterschieden. Aufgrund der Wichtigkeit und der Komplexität sind jedem Teilbereich eigene Abschnitte gewidmet.

2.3.1 Spektralmodellierung

Für die Beschreibung der Strahlungseigenschaften müssen zunächst die Strahlungsmechanismen unterschieden werden. In [55] lässt sich eine umfangreiche Darstellung über die Entstehungsmechanismen der Strahlung in Abhängigkeit von der Wellenlänge finden. Für Strahlung im Wellenlängenbereich optischer Strahlung sind die Atom- und Molekülbewegungen, Elektronenübergänge, Elektronenbewegungen bzw. -zustände innerhalb der Atomhülle bzw. des Molekülverbundes sowie die Ionisierung und freie Elektronen von Bedeutung. Man unterscheidet je nachdem, ob die Energieniveaus unterhalb der Ionisierungsgrenze liegen, über die Ionisierungsgrenze hinausgehen oder ganz außerhalb dieser liegen, zwischen:

- gebunden-gebundenen Übergängen,
- gebunden-freien Übergängen und
- frei-freien Übergängen.

Zusätzlich können nichtelastische Streuprozesse auftreten, welche in technischen Anwendungen häufig vernachlässigt werden können [57]. Die Energie eines Photons (Quants) E_{Photon} ist mit dem Planck'schen Wirkungsquantum $h = 6{,}626\times10^{-34}$ [J·s] und der Frequenz ν definiert:

$$E_{Photon} = h\nu \ . \tag{2.44}$$

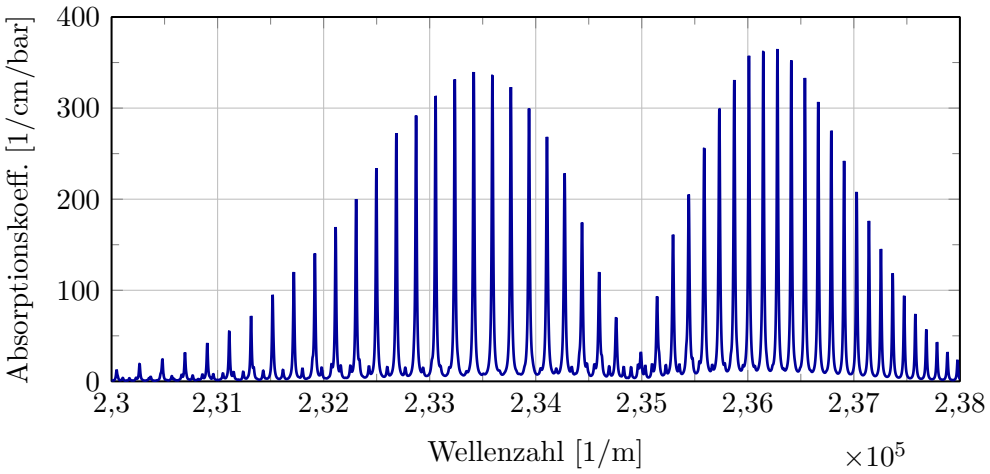


Abb. 2.4: Ausschnitt aus dem 4,3 µm Band von CO_2 in N_2, bei 296 K und 10^5Pa.

Zu jedem Übergang zwischen Energieniveaus gehören charakteristische Frequenzen. Diese erscheinen als entsprechende Spektrallinien für die spektralabhängigen Variablen. Für einen Bereich des Spektrums ergibt sich eine Abfolge von scharfen Spitzen im Verlauf. Die Breite der Spektrallinie unterliegt verschiedenen Mechanismen und wird unter dem Aspekt der Linienverbreiterung diskutiert. Die Schwingungs- und Rotationsmodi sind häufig überlagert. In diesem Bereich ergeben sich oftmals viele Spektrallinien dicht beieinander. Der Verbund überlagerter Schwingungs- und Rotationslinien wird als ein Band bezeichnet. Werden die Eigenschaften zu einem kontinuierlichen Bereich gemittelt, spricht man von Rotationsschwingungsbanden bzw. Bandenmodell. Ein Beispiel hierfür ist das 4,3 µm Band von Kohlenstoffdioxid. In Abbildung 2.4 ist der Absorptionskoeffizient von kleinen Mengen Kohlenstoffdioxid in Stickstoff für das 4,3 µm Band, in Anlehnung an die Darstellung von Modest [54, S. 313] und berechnet mit HITRAN [59], dargestellt. Hier ist durch die Hebungen die Überlagerung der Modi zu erkennen.
Der Übergang von einem gebundenen zu einem freien Zustand wird auch Photoionisation genannt. Hierbei verlässt ein Elektron das Atom, weil ein ausreichend energiereiches Photon absorbiert wird. Das resultierende freie Elektronen-Ionen-Paar kann eine beliebige kinetische Energie besitzen, wodurch sich eine kontinuierliche Funktion der spektralen Eigenschaften ergibt. Der umgekehrte Prozess ist die Photorekombination.
Rein freie Übergänge können auftreten, wenn z. B. ein Elektron in Wechselwirkung mit dem elektrischen Feld eines Ions tritt (häufig als Bremsstrahlung bezeichnet). Die kinetische Energie eines Elektrons verringert sich oder erhöht sich je nachdem, ob ein Photon absorbiert oder emittiert wird. Darüber hinaus können weitere Situationen von rein freien Übergängen eintreten, welche jedoch unwahrscheinlicher sind. Für rein freie Übergänge ergibt sich ebenfalls eine kontinuierliche Funktion für die spektralen Eigenschaften.

Für die Absorption und Emission durch Spektrallinien wird im Folgenden die Linienverbreiterung thematisiert. Die wichtigsten Mechanismen sind hierbei, nach [57], die:

- Natürliche Verbreiterung,
- Stoßverbreiterung,
- Doppler-Verbreiterung und
- Stark-Verbreiterung.

Die Beschreibung der Berechnungsvorschriften für alle vier Mechanismen ist sehr umfangreich, aus diesem Grund sei hierfür auf [54] verwiesen. Die natürliche Verbreiterung resultiert aus der Unschärfe (Heisenberg'sche Unschärfe) der Energieniveaus in einem Atom oder Molekül. Dieser Mechanismus ist im Vergleich zu den anderen Mechanismen häufig sehr klein. Eng mit der natürlichen Verbreiterung verknüpft ist die Stoßverbreiterung. Hierbei wird beschrieben, dass sich die Unschärfe der Energieniveaus durch Stöße mit anderen Atomen weiter verstärkt und so zur Spektrallinienverbreiterung beiträgt. Es ist intuitiv erfassbar, dass dieser Effekt bei hohen Drücken und Dichten von Bedeutung ist, da es hier zu vielen Stößen zwischen Atomen und Molekülen kommt. Beide Mechanismen, die natürliche Verbreiterung und die Stoßverbreiterung, können durch ein Lorentz-Profil beschrieben werden. Die Doppler-Verbreiterung resultiert aus dem Dopplereffekt für Wellen. Durch die kinetische Geschwindigkeit des Emitters in Richtung der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle verschiebt sich dessen Frequenz. Für die Emission und Absorption entsteht somit eine Spektrallinienverbreiterung durch die kinetische Energie der Atome oder Moleküle. Die Verbreiterung kann durch ein Gauß-Profil beschrieben werden. Durch die Abhängigkeit von der kinetischen Energie ist es einsichtig, dass die Doppler-Verbreiterung bei hohen Temperaturen von Bedeutung ist. Die Stark-Verbreiterung kommt durch die Störung der Energieniveaus durch elektrische Felder zustande. Dieser Effekt ist insbesondere in ionisiertem Gas von Bedeutung und führt zu einer unsymmetrischen sowie starken Linienverbreiterung [57]. Für die Berücksichtigung kombinierter Effekte kann das Voigt-Profil zur Beschreibung einer Spektrallinie und dessen Verbreiterung benutzt werden [54]. Für den Absorptionskoeffizienten werden die Beiträge der einzelnen spektralen Linien j und Spezies i aufsummiert:

$$\kappa_\lambda = \sum_i \sum_j \kappa_{\lambda ji} \tag{2.45}$$

Für eine vereinfachte Beschreibung der spektralen Abhängigkeit sind in der Vergangenheit viele verschiedene Bandenmodelle entwickelt worden. Viele technische Probleme der Wärmeübertragung durch Strahlung können mit diesen Modellen ausreichend genau dargestellt werden. Für eine Beschreibung dieser Modelle sei auf die Lehrbücher [54, 55, 57] sowie auf die Arbeiten von Göbel [60] und Sventitskiy [61] verwiesen.

Die Berechnung der Signatur von ballistischen Flugkörpern setzt eine feine spektrale Diskretisierung voraus. Deshalb wird nicht auf die Berechnung durch Bandenmodelle zurückgegriffen. Die feine spektrale Auflösung führt jedoch zu enormen Datenmengen und einem extremen Berechnungsaufwand bei der Strahlungstransportberechnung. Beides ist für die allgemeine Berechnung der Wärmeübertragung durch Strahlung und somit für

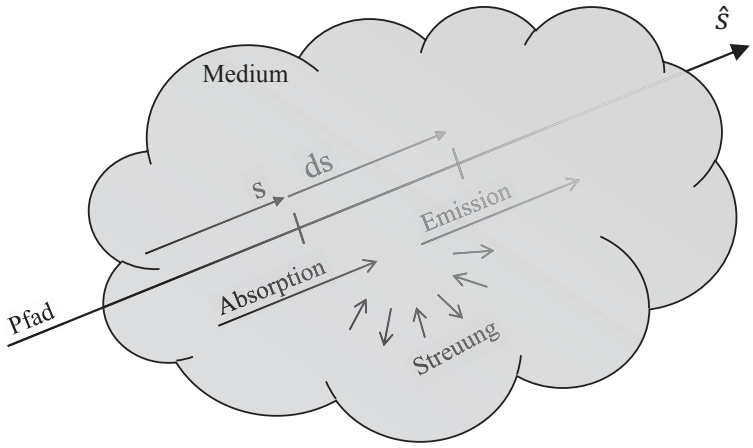


Abb. 2.5: Skizze der Strahlungstransportmechanismen.

die Kopplung nicht nötig. Um dieses Problem zu umgehen, kann das so genannte "spectral binning" eingesetzt werden [62, 63]. Hierbei wird das fein aufgelöste Spektrum in ein gröberes zusammengefasst. Dies ist möglich, indem viele Informationen in wenige Informationen überführt werden. Umgekehrt ist dieser Prozess nicht ohne Weiteres möglich. Diese Technik bietet gleichzeitig die Vorteile einer genauen Spektralberechnung und einer groben Spektraltransportberechnung. Phänomenologisch ist diese Technik ebenfalls der Grundstein in Methoden wie der k-Verteilung [54].

2.3.2 Transportmodellierung

Unter Transportmodellierung versteht man die Berechnung der Ausbreitung von Strahlungsenergie im Raum. Hierbei kommt es zu Absorption, Emission und Streuung von Strahlung. Im Folgenden werden die einzelnen Phänomene für den stationären Fall beschrieben. Im Anschluss wird die vollständige Strahlungstransportgleichung aus den Einzelphänomenen aufgebaut und diskutiert. In Abbildung 2.5 sind die Phänomene des Strahlungstransportes in einer Skizze exemplarisch veranschaulicht. Es gilt für die Änderung der spektralen Strahldichte I_λ in Richtung $\hat{s}$:

$$I_\lambda(s + ds, \hat{s}, ...) - I_\lambda(s, \hat{s}, ...) = dI_\lambda(\hat{s}, ...) \ . \tag{2.46}$$

Geht ein Strahl entlang des Pfades $\hat{s}$ durch ein Medium mit dem Absorptionskoeffizient κ (nicht zu verwechseln mit dem Absorptionsgrad (-koeffizient) α in der Festkörperstrahlung), so ist die Änderung der Strahldichte oder Intensität I für den Streckenabschnitt ds durch Absorption (Index: ab) entsprechend:

$$dI_\lambda\big|_{ab} = -\kappa_\lambda I_\lambda ds \ . \tag{2.47}$$

Umgeformt lässt sich dies zu

$$I_\lambda(S) = I_\lambda(0) \exp\left(-\int_0^S \kappa_\lambda(s) ds\right) \tag{2.48}$$

schreiben. Die Gleichung 2.48 wird als das Bouguer'sche, Lambert'sche oder Beer'sche Gesetz bezeichnet. Mit der Änderung der Intensität dI zeigt Gleichung 2.47 durch das negative Vorzeichen an, dass es sich hierbei um eine Schwächung der Intensität durch Absorption handelt. Dieser Term schließt den Anteil aus induzierter Emission (eine Art negative Absorption) ein. Für die spontane Emission (Index: em) gilt in analoger Weise und mit Einführung des Emissionskoeffizienten $j_\lambda = \kappa_\lambda I_{b\lambda}$ die Änderung der Intensität wie folgt:

$$dI_\lambda\big|_{em} = j_\lambda ds = \kappa_\lambda I_{b\lambda} ds \ . \tag{2.49}$$

Für die Streuung ist die Beschreibung etwas komplizierter, da berücksichtigt werden muss, dass Strahlung vom Pfad in jede Raumrichtung durch Streuung weggestreut werden kann und ebenso von jedem Raumwinkel Strahlung in Richtung des Pfades herein gestreut werden kann. Es kommt somit genau genommen zu zwei Streumechanismen. Zum einen tritt eine Schwächung der Strahlung durch Streuung analog zur Absorption auf und zum anderen ergibt sich eine Zunahme der Strahlung durch Streuung analog zur Emission. Dabei ist die Schwächung durch Streuung (Index: $st\downarrow$) ähnlich wie die Absorption einfach mit dem Streukoeffizienten σ zu beschreiben:

$$dI_\lambda\big|_{st\downarrow} = -\sigma_\lambda I_\lambda ds \ . \tag{2.50}$$

Bei der Zunahme der Strahlung durch Streuung ist der wichtigste Unterschied zur Emission, dass diese nicht nur von dem Streckenelement ds abhängig ist, sondern von dem gesamten Raum, der den Ort umgibt. Hierbei muss der gesamte Raumwinkel Ω und der gesamte Berechnungsbereich berücksichtigt werden. Zur Beschreibung der Winkelverteilung gestreuter Energie wird die Phasenfunktion Φ als Quotient aus gestreuter Strahldichte zu isotrop gestreuter Strahldichte definiert. Für isotrope Streuung ist die Phasenfunktion $\Phi = 1$. Der Zuwachs durch Streuung(Index: $st\uparrow$) kann mit dem Integral über den Raumwinkel und mit 4π normiert wie folgt beschrieben werden:

$$dI_\lambda\big|_{st\uparrow} = \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}_i) \Phi_\lambda(\hat{s}_i, \hat{s})) d\Omega_i ds \ . \tag{2.51}$$

Die gesamte Änderung der Strahlungsdichte oder Intensität I entlang des Pfades $\hat{s}$ wird als Strahlungstransport bezeichnet. Die Strahlungstransportgleichung 2.52 fasst die einzelnen Phänomene zusammen. Durch Vernachlässigen und Hinzufügen kann die Beschreibung an die Berechnungsaufgabe angepasst werden.

$$dI_\lambda = \underbrace{-\kappa_\lambda I_\lambda ds}_{Absorption} + \underbrace{\kappa_\lambda I_{b\lambda} ds}_{Emission} \underbrace{-\sigma_\lambda I_\lambda ds}_{Streuung\downarrow} + \underbrace{\frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{4\pi} I_\lambda(\hat{s}_i) \Phi_\lambda(\hat{s}_i, \hat{s})) d\Omega_i ds}_{Streuung\uparrow} \tag{2.52}$$

Die Schwächung der Strahlung durch Absorption und Streuung kann zu dem Extinktionskoeffizient zusammengefasst werden:

$$\beta_\lambda = \kappa_\lambda + \sigma_\lambda \ . \tag{2.53}$$

Für eine Zusammenfassung von Gleichung 2.52 wird manchmal die Albedo ω, welche als das Verhältnis aus Streukoeffizient und Extinktionskoeffizient $\omega_\lambda = \sigma_\lambda/\beta_\lambda$ definiert ist, genutzt. Die optische Dicke τ, mit dem Extinktionskoeffizient, ist:

$$\tau_\lambda = \int_0^s \beta_\lambda ds \ . \tag{2.54}$$

Unter Vernachlässigung von Streuung ergibt sich die Strahlungstransportgleichung 2.52 zu:

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = \kappa_\lambda (I_{b\lambda} - I_\lambda) \ . \tag{2.55}$$

Die Gleichungen 2.52 und 2.55 sind die spektralen Strahlungstransportgleichungen mit und ohne Berücksichtigung von Streuung. Für beide Formulierungen ist die Strahlungstransportgleichung eine fünfdimensionale Gleichung, da zusätzlich zu den drei Koordinaten der Position im dreidimensionalen Raum die Richtungsabhängigkeit der Strahlung zu berücksichtigen ist. Die Richtungsabhängigkeit kann durch minimal zwei Winkel im dreidimensionalen Raum beschrieben werden. Zusätzlich ist die spektrale Abhängigkeit durch den Index λ gekennzeichnet gemacht.

Für die Kopplung der Strahlungsberechnung mit der Strömungsberechnung muss der divergente Strahlungswärmestrom ∇q_r berechnet werden. Hierbei handelt es sich um die Bilanz der Strahlungsenergie für ein Volumenelement. Unter Vernachlässigung von Streuung kann dies als Differenz aus emittierter und absorbierter Energie pro Volumen $\mathbf{V}$ und Zeiteinheit mit dem Wärmestrom Q geschrieben werden.

$$\nabla q_r = (Q_{em} - Q_{ab}) \ /\mathbf{V} \tag{2.56}$$

Unter Berücksichtigung der spektralen Abhängigkeit und der eingestrahlten Strahlungsintensität mit spektraler Abhängigkeit G_λ ergibt sich Gleichung 2.56 zu:

$$\begin{aligned} \nabla q_r &= \int_0^\infty \nabla q_{r,\lambda} d\lambda \\ &= \int_0^\infty \kappa_\lambda (4\pi I_{b\lambda} - G_\lambda) d\lambda \\ &= \int_0^\infty \kappa_\lambda \left(4\pi I_{b\lambda} - \int_{4\pi} I_\lambda d\Omega \right) d\lambda \ . \end{aligned} \tag{2.57}$$

2.4 Kopplung von Strömungs- und Strahlungsberechnung

Die aerothermodynamische Berechnung eines atmosphärischen Eintrittes führt zu Temperaturen von mehreren tausend Kelvin im Bereich der Stoßschicht und des Flugkörpers. Für Berechnungen im chemischen Nichtgleichgewicht kann die Temperatur in der Nähe des Stoßes sogar in den Bereich von 10^4 K steigen. Durch die Abhängigkeit der Strahlungswärme von der vierten Potenz der Temperatur kommt es erst bei Anwendungen mit hohen Temperaturen zu signifikanten Strahlungswärmeströmen. Ist dies gegeben, erreicht die Emission durch die Abhängigkeit von der vierten Potenz der Temperatur hohe Werte. Das Euler-Grenzschicht Verfahren führt zu guten Ergebnissen für Eintrittsberechnungen, jedoch fehlen bei hohen Temperaturen die dann signifikanten Strahlungswärmeströme. Es ist daher naheliegend, die effizienten Euler-Gleichungen für hypersonische Anwendungen um den Term der Strahlungswärmestromdichte zu erweitern.
Die Energieübertragung durch Strahlungswärme besitzt einen wichtigen Unterschied im Vergleich zu den anderen Wärmeübertragungsmechanismen wie zum Beispiel der Wärmeleitung. Die Strahlungswärme ist der einzige Wärmeübertragungsmechanismus, der Wärme über große Distanzen hinweg, mit hoher Geschwindigkeit und sogar ohne Medium überträgt. Für Anwendungen mit moderaten Temperaturen berechnet die Grenzschichtrechnung den Wärmeeintrag auf die Flugkörperoberfläche, um z. B. einen Hitzeschild auszulegen. Unter Berücksichtigung der Strahlung bei hohen Temperaturen wirkt der Wärmeeinfluss gerade nicht mehr nur in Körpernähe. Durch Strahlung gibt es einen Wärmeeinfluss aus dem gesamten Strömungsfeld auch von weit entfernten Punkten, wie z. B. dem Stoß oder Abgasen, auf den Flugkörper. Dies gilt auch für entfernte Strömungsbereiche, so hat die hohe Temperatur am Stoß unmittelbar Einfluss auf die Wärme in der Grenzschicht.

Ohne zu sehr auf das nachfolgende Kapitel vorzugreifen, soll an dieser Stelle auf die Synergie der Berechnung von Wärmestrahlung im Strömungsfeld für die Kopplung und der Signaturberechnung für die Erkennung von Flugkörpern hingewiesen werden. Bei der Signatur macht man sich gerade die Eigenschaft der Wärmeübertragung durch Strahlung über große Distanzen hinweg mit hoher Geschwindigkeit zunutze, um Gegenstände zu erkennen.

Die Erweiterung der Euler-Gleichungen um den divergenten Strahlungswärmestrom hat wichtige Veränderungen des Gleichungssystems zur Folge. Das Gleichungssystem beschreibt durch den Wärmeübertragungsmechanismus nicht mehr einen adiabatische Strömung. Insbesondere bedeutet dies, dass der in Abschnitt 2.1.3 beschriebene Erhalt der Totalenthalpie entlang einer Stromlinie nicht mehr gegeben ist. Die Korrektur der totalen Enthalpie kann nicht verwendet werden. Weiter wird durch das Hinzufügen des Strahlungswärmestromes ein mathematisch elliptischer Charakter selbst bei instationären, nicht viskosen Überschallströmungen erzeugt. Dies liegt daran, dass sich Informationen durch

die Strahlung auch stromaufwärts bewegen können. Für die Lösung muss ein Zeitschrittverfahren eingesetzt werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strahlung im Vergleich zu den Zeitskalen der Strömungsberechnung (Strömung und chemische Reaktionen) sehr viel größer ist.

Aufgrund des sehr unterschiedlichen Charakters der Strömungs- und Strahlungsberechnung ist es zweckmäßig, den Berechnungsprozess für Strahlung von dem für die Strömung zu entkoppeln. Soll der Wärmetransport durch Strahlung dennoch in der Energieerhaltungsgleichung berücksichtigt werden, können die unterschiedlichen Berechnungsmethoden gekoppelt werden. Hierfür kommt ein Kopplungsprozess zum Einsatz, bei dem die Strömungsberechnung und die Strahlungsberechnung abwechselnd nacheinander durchgeführt werden, um den Term für Wärmetransport durch Strahlung in der Energiegleichung der Erhaltungsgleichungen zu berücksichtigen. In Abbildung 2.6 ist eine schematische Darstellung über die Kopplungsprozedur mit den Berechnungsschritten, welche durchgeführt werden, abgebildet. Hierbei steht CFD für „Computational Fluid Dynamics", Spektral für Spektralmodellierung und Transport für Strahlungstransport. Blau gekennzeichnet ist die Strömungsberechnung und grün die Strahlungsberechnung. Darüber hinaus sind an den Pfeilen diejenigen Parameter dargestellt, welche von einem Berechnungsschritt zum nächsten übergeben werden.

Ein Berechnungszyklus beginnt mit der Strömungssimulation (CFD). Hier wird das Strömungsfeld auf einem Gitter berechnet, so entstehen für jede Gitterzelle Werte für z. B. die Dichte, den Druck, die Temperatur sowie die chemischen Spezies, welche das Strömungsfeld darstellen bzw. charakterisieren. Im nächsten Schritt wird die Spektralmodellierung durchgeführt. Dies bedeutet, dass mithilfe der strömungstechnischen Parameter

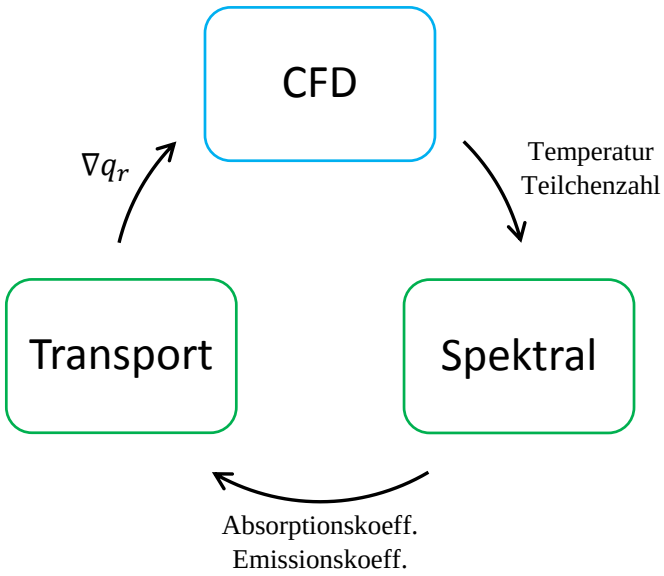


Abb. 2.6: Schematische Darstellung eines Kopplungsschrittes.

strahlungstechnische (optische) Parameter berechnet werden, was den ersten Schritt der Strahlungsberechnung darstellt. Die Eingangsgrößen aus der Strömungssimulation sind die Temperatur und die Teilchenzahl für jede chemische Spezies. Wird eine Strömungsberechnung verwendet, welche die chemische Spezies nicht im Ergebnis beinhaltet, so muss diese in einem Zwischenschritt berechnet werden. Die strahlungstechnischen Parameter, welche in diesem Schritt ermittelt werden, sind der Absorptionskoeffizient und der Emissionskoeffizient. Es sei ein weiteres Mal erwähnt, dass Streuung in dieser Arbeit vernachlässigt wird. Die Strahlungskoeffizienten sind stark frequenz- bzw. wellenlängenabhängig. Die spektrale Auflösung ist ein wichtiger Parameter für diesen Berechnungsschritt, weil die Datengröße und der Berechnungsaufwand mit der spektralen Auflösung skalieren.
Der zweite Schritt der Strahlungsberechnung stellt die Berechnung des Strahlungstransportes dar. Dies bedeutet, dass ausgehend von der Emission der Strahlungsenergie die Energieverteilung im dreidimensionalen Raum durch Strahlung berechnet wird. Hierbei wird durch den Absorptionskoeffizienten die Aufnahme der Strahlungsenergie für jede Zelle bestimmt und gleichzeitig die damit verbundene Verringerung der Strahlung entlang eines Strahles berücksichtigt. Das Ergebnis der Strahlungstransportberechnung für die Kopplung ist der divergente Strahlungswärmestrom. Der divergente Strahlungswärmestrom wird spektral integriert und als totale Größe in die Strömungssimulation als Quellterm zurückgeführt.
Damit schließt sich der Berechnungszyklus der Kopplung. Mit dem neuen Wert für den divergenten Strahlungswärmestrom wird die Strömungsberechnung erneut durchgeführt, was zugleich der letzte Schritt der Kopplungsprozedur und der erste Schritt für einen weiteren Berechnungszyklus ist.

Für den beschriebenen Kopplungszyklus können zwei verschiedene Arten der Kopplung in Bezug auf die Anzahl der Rechenschritte der Strömungssimulation und der Kopplungsschritte unterschieden werden. Diese Methoden sind die

- schwache Kopplung (engl. loosely coupled),
- enge Kopplung (engl. closely coupled).

Bei der schwachen Kopplung handelt es sich um einen Berechnungsprozess, bei dem zunächst eine auskonvergierte Lösung für die Strömungssimulation berechnet wird, bevor die Strahlungsberechnung erfolgt. Dies bedeutet, dass sich für viele Berechnungsschritte der Strömungssimulation wenige Kopplungsschritte ergeben.
Bei der engen Kopplung hingegen wird die Strahlungskopplung in jeden Berechnungsschritt der Strömungssimulation eingebunden. Dies bedeutet, dass auf einen Berechnungsschritt der Strömungsberechnung ein Kopplungsschritt erfolgt. Hierdurch entsteht ein erhöhter Berechnungsaufwand. Es ist für stationäre Berechnungen gezeigt worden, dass dieser erhöhte Berechnungsaufwand nicht nötig ist, da es für die schwach gekoppelte Prozedur häufig nach wenigen Iterationsschritten zur Konvergenz kommt [14, 25, 64].

Bei dem in dieser Arbeit zum Einsatz kommenden Verfahren handelt es sich um ein schwach gekoppeltes Verfahren (engl. loosely coupled). Dadurch wird der Vorteil genutzt, dass die Strahlungssimulation nicht so häufig durchgeführt werden muss, um eine konvergente Lösung zu erhalten.

2.5 Grundlagen der Strahlungssignatur ballistischer Flugkörper

In diesem Abschnitt werden Begriffe, welche mit der optischen Signatur im Zusammenhang stehen, und unterschiedliche Aspekte der optischen Signatur diskutiert. Die Frage, was die Strahlungssignatur ist, kann nicht durch eine bestimmte Definition beantwortet werden. Der Begriff wird in unterschiedlichen Zusammenhängen verwendet. Ein Versuch einer allgemeingültigen Formulierung ist, die optische Strahlungssignatur als die Möglichkeit, ein Objekt durch einen Sensor zu erkennen und zu identifizieren, zu beschreiben. Die Signaturberechnung kann für alle potentiellen Spektralbereiche erfolgen, für eine Einteilung der Spektralbereiche sei auf Abbildung 2.2 verwiesen. In dieser Arbeit wird die Signatur des optischen Spektralbereiches betrachtet. Das heißt, mit den Begriffen optische Signatur oder Signatur werden die Bereiche IR, Sichtbar und UV zusammengefasst.

Ein wichtiger Begriff für die Signaturberechnung ist die Sichtlinie (LOS Line-Of-Sight). Diese ist die Verbindungslinie zwischen dem Detektor und dem zu detektierenden Objekt [2]. Für die Signaturberechnung muss die Strahlung entlang der Sichtlinie berechnet werden. Eine Besonderheit ist, dass die Signaturberechnung bei bestimmten Anordnungen als eindimensional betrachtet werden kann. Dies ist möglich, wenn der Öffnungswinkel des Sichtkegels sehr klein ist; man spricht auch von parallelen Strahlen. Die Strahlung des Objektes muss weiterhin dreidimensional berechnet werden, um Strahlungseffekte wie Absorption, Reflexion und Transmission zu berücksichtigen. Der Öffnungswinkel des Sichtkegels wird klein, wenn die Entfernung zum Objekt groß wird oder wenn z. B. optische Bauelemente, wie bestimmte Linsen, eingesetzt werden. Die Bereiche Nah- und Fernfeld (häufig in der Akustik und Antennentechnik verwendet) sind im Bereich optischer Strahlung weniger von Bedeutung, weil die Strahlungsquelle (Atom oder Molekül) sehr klein gegenüber den Ausbreitungsdistanzen ist und somit immer Fernfeld angenommen wird. Eine für die Berechnung häufig verwendete Randbedingung ist die des Freifeldes. Hierbei handelt es sich um die Modellvorstellung, dass Strahlung in diesem Raum aufgenommen wird und keine Strahlung von diesem Raum zurück kommt. Diese Randbedingung kann durch eine kalte und vollständig absorbierende Wand ($\alpha = 1$) modelliert werden.

Bei der Signaturberechnung wird zwischen der direkten oder unmittelbaren Strahlung (engl. intrinsic radiation) und der scheinbaren Strahlung (engl. apparent radiation) un-

terschieden. Bei der direkten Strahlung handelt es sich um die Strahlung, die ein Objekt tatsächlich abgibt. Die direkte Strahlung wird in unmittelbarer Nähe oder durch Vakuum hindurch betrachtet. Die scheinbare Strahlung ist die Strahlung, welche in einer endlichen Entfernung zum Objekt durch ein Medium hindurch betrachtet wird. In der Regel ist das Medium die Atmosphäre der Umgebung des Objektes.
Für praktische Anwendungen auf der Erde ist die scheinbare Strahlung, die mit einem Sensor gemessene Strahlung. Somit ist die Transmission durch Luft ein sehr wichtiger Aspekt der Signaturberechnung.

Die Transmission τ der optischen Strahlung

$$\tau_\lambda = \exp\left(-\kappa_\lambda s\right) \tag{2.58}$$

durch die Atmosphäre, mit der Strecke s, ist durch den Absorptionskoeffizienten κ von der Zusammensetzung der Luft abhängig. Diese variiert aufgrund vieler verschiedener Faktoren, wie zum Beispiel dem Ort auf der Erde und dem damit verbundenen Erdboden. Insbesondere sehr häufig vorkommende chemische Verbindungen, wie Wasser oder Sand (in Wüstenregionen), haben sehr große Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften der Luft. Darüber hinaus gibt es jahreszeitlich bedingte Unterschiede. In der Luft- und Raumfahrttechnik sind insbesondere wetter- und höhenbedingte Unterschiede wichtig.

Die Beschreibung einzelner Phänomene, insbesondere Wetterphänomene, kann sehr umfangreich sein. In den Abbildungen 2.7 und 2.8 ist die Transmission mithilfe der gemittelten Zusammensetzung standardisierter Atmosphärenmodelle mit HITRAN berechnet [65]. Hierbei wurde ein Pfad von 0-20 km Höhe und eine spektrale Auflösung von ca. 2 nm sowie ein Voigt-Profil gewählt. Für die Zusammensetzung der Spezies sei zum Beispiel auf [66, 67] verwiesen. Durch die spektrale Abhängigkeit der Transmission von Luft entstehen Bereiche, in denen weniger Strahlung transmittiert wird, und Bereiche, in denen die Luft mehr Strahlung durchlässt (auch als Fenster bezeichnet). Die Fenster und der multiplikative Charakter sind in Abbildung 2.7 für zum Beispiel 6 µm gut zu erkennen. In Abbildung 2.7a ist die Transmission der einzelnen Spezies H_2O und CO_2 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass Kohlenstoffdioxid wenig absorbiert, somit ist die Transmission nahe Eins. Wasser hingegen absorbiert viel, somit ist die Transmission nahe Null. Das Resultat der gesamten Transmission ist in Abbildung 2.7b dargestellt. Durch die Multiplikation, siehe Gleichung 2.45 und 2.58, kommt es zu einer geringen Transmission (Durchlässigkeit) nahe Null.

Für die Berechnung der optischen Signatur unter Berücksichtigung der Einflüsse von Strömungs-/Strahlungs-Kopplung und chemischen Nichtgleichgewichtes liegt der Fokus auf der intrinsischen Abstrahlung. Die Transmission durch die Atmosphäre hat keinen Einfluss auf die Untersuchung der Kopplung und weitere Effekte. In Abbildung 2.9 ist die Modellvorstellung zur Berechnung der Abstrahlung skizziert. Dargestellt ist der Flugkörper, umgeben von einer Stoßschicht, und die Systemgrenze des Modells. Die intrin-

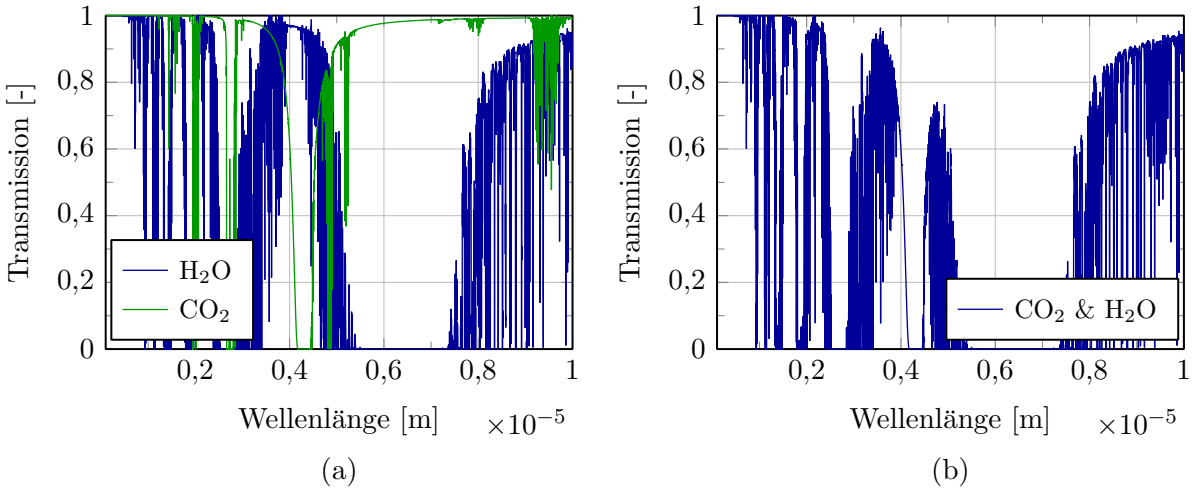


Abb. 2.7: Spektrale Transmission der Atmosphäre für H_2O & CO_2 von 0-20 km Höhe für die 1976 U.S. Standard Atmosphäre [65].

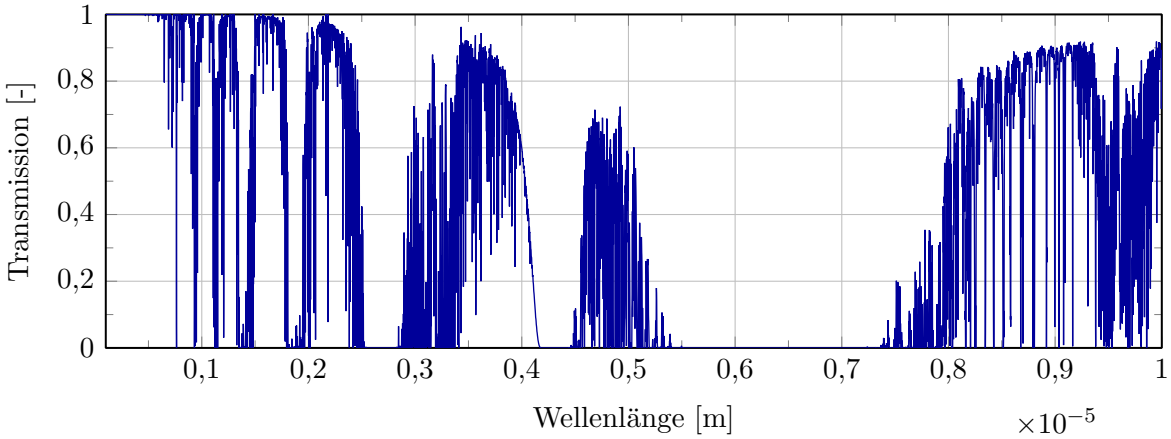


Abb. 2.8: Spektrale Transmission der Atmosphäre für 11 Spezies von 0-20 km Höhe für die 1976 U.S. Standard Atmosphäre [65].

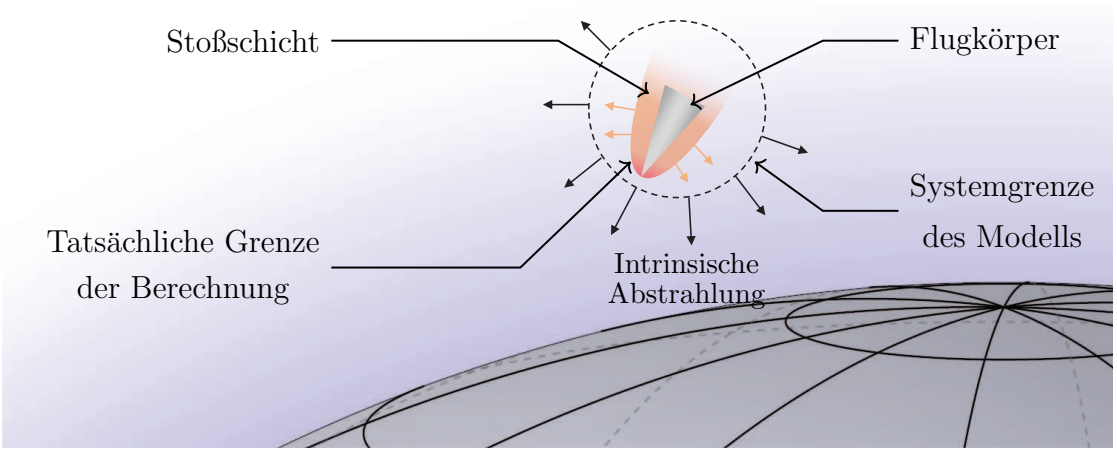


Abb. 2.9: Modell zur Abstrahlung des ballistischen Flugkörpers.

sische Abstrahlung ist der Strahlungswärmestrom durch die Systemgrenze des Modells. Innerhalb dieser wird, mit Ausnahme der zu berechnenden Gegenstände (Stoßschicht und Flugkörper), Vakuum angenommen. Die Werte der intrinsischen Abstrahlung können in weiteren Untersuchungen als Eingangsdaten dienen.

In dieser Untersuchung wird die Systemgrenze so definiert, dass sie dem Verdichtungsstoß entspricht. Dadurch kann der Strahlungswärmestrom oder die Strahlungswärmestromdichte auf der Berechnungsfeldgrenze am Stoß ermittelt werden und wird als intrinsische Abstrahlung interpretiert. Dabei wird weiter in dem Modell davon ausgegangen bzw. die Annahme getroffen, dass die Strahlung, die auf ein Flächenelement der äußeren Wand trifft, dieses Flächenelement als isotrope intrinsische Strahlung auf der anderen Seite verlässt.

3 Numerische Methoden

In diesem Kapitel wird das Thema der numerischen Methoden behandelt. Dabei liegt der Fokus auf den Aspekten, welche im Zuge dieser Forschungsarbeit erstellt, angepasst oder verbessert worden sind. Der Teilbereich der Strömungsberechnung wird nur kurz beschrieben und der Teilbereich der Strahlungsberechnung ausführlicher behandelt. Insbesondere die Photon-Monte-Carlo Methode steht hierbei im Vordergrund der Ausführungen.

3.1 Strömungsberechnung

Da in der Untersuchung sowohl analytische als auch numerische Strömungsberechnungsmethoden zum Einsatz kommen, werden beide Herangehensweisen in diesem Abschnitt kurz erläutert. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf die angegebene weiterführende Literatur verwiesen, weil entsprechende Ausführungen zum Teil sehr umfangreich sind.

Für eine analytische Berechnung der Umströmung und Aufheizung eines ballistischen Flugkörpers kann das Computerprogramm „Tangent Ogive Nose Aerodynamic Heating Program" von L. D. Wing [68], häufig auch nach dem Autor als „LDWING" bezeichnet, benutzt werden. Es ist Teil der Simulationsumgebung „MissCon" [69] und berechnet die aerodynamischen Widerstände sowie Wärmeströme. Die Funktionsweise und Hintergründe zur Berechnung sind ausführlich in [68] beschrieben, deswegen wird hier nur ein Überblick über die Berechnungsmöglichkeiten gegeben. In diesem Programm erfolgt die aerodynamische Berechnung durch Lösung von analytischen Gleichungen für Hochenthalpieströmungen. Dadurch ist die Berechnung nur für Anströmungen im super- oder hypersonischen Bereich möglich. Es können moderate Anstellwinkel bis 30° und sich daraus ergebende Querströmungen berechnet werden. Darüber hinaus können, für die Berechnung der Wandwerte, laminare und turbulente Grenzschichten berücksichtigt werden. Die Geometrie wird durch 15 Punkte angegeben und beschreibt einen Doppelkonus, bei dem der hintere Konus einen kleineren Öffnungswinkel hat als der vordere. Für schlanke Körper werden die Stoßbeziehungen für schräge Stöße verwendet und ein Druckgradient entlang des Körpers angenommen.

Für die numerische Berechnung der Umströmung kommt in dieser Untersuchung der Strömungslöser KEGSEC (Kopplung-Euler-Grenzschicht Equilibrium Version C) [48, 53, 70, 71] für Berechnungen im chemischen Gleichgewicht (GGW) und KEGNI (Kopplung-Euler-Grenzschicht Nichtgleichgewicht) [72, 73] für Berechnungen im chemischen Nichtgleichgewicht (NGGW) zum Einsatz. Beide Computercodes verwenden dasselbe Lösungsverfahren, wobei die chemische Behandlung an die Anforderungen angepasst ist. Die divergente Strahlungswärmestromdichte ist in beiden Codes als Quelle in die Energiegleichung eingefügt. Dies sei exemplarisch im Folgenden gezeigt. Die konservativen Erhaltungsgleichungen für reibungsfreie Strömungen im chemischen Nichtgleichgewicht sind [38, 44, 72]:

$$Q_t + F_x + G_y + H_z = S \tag{3.1}$$

wobei

$$Q = (\rho\,,\, \rho u\,,\, \rho v\,,\, \rho w\,,\, \rho_1\,,\, \ldots\,,\, \rho_i\,,\, e)^T \tag{3.2}$$

die konservativen Variablen,

$$S = (0\,,\, 0\,,\, 0\,,\, 0\,,\, \dot{\omega}_1\,,\, \ldots\,,\, \dot{\omega}_i\,,\, \nabla q_r)^T \tag{3.3}$$

die Quellen und

$$F = (\rho u\,,\, \rho u^2 + p\,,\, \rho uv\,,\, \rho uw\,,\, \rho_1 u\,,\, \ldots\,,\, \rho_i u\,,\, u(e+p))^T \tag{3.4}$$
$$G = (\rho v\,,\, \rho vu\,,\, \rho v^2 + p\,,\, \rho vw\,,\, \rho_1 v\,,\, \ldots\,,\, \rho_i v\,,\, v(e+p))^T \tag{3.5}$$
$$H = (\rho w\,,\, \rho wu\,,\, \rho wv\,,\, \rho w^2 + p\,,\, \rho_1 w\,,\, \ldots\,,\, \rho_i w\,,\, w(e+p))^T \tag{3.6}$$

die Flüsse sind. Hierbei ist ρ die gesamte Dichte, ρ_i und $\dot{\omega}_i$ sind die Dichten und Quellterme der einzelnen Spezies, e ist die innere Energie, p der Druck, ∇q_r ist die divergente Strahlungswärmestromdichte und u, v, w sind die kartesischen Geschwindigkeitskomponenten in x-, y- und z-Richtung.
In dieser Arbeit kommt das Euler-Grenzschicht Verfahren im chemischen Gleichgewicht und im chemischen Nichtgleichgewicht, wie zuvor beschrieben, zum Einsatz. Im chemischen Nichtgleichgewicht erfolgt die Berechnung dimensionsbehaftet. Die Berechnung im chemischen Gleichgewicht ist mit der Dichte ρ_{ref} und dem Druck p_{ref} sowie der Referenzlänge L_{ref} wie folgt entdimensioniert implementiert:

$$\frac{1}{\rho_{ref}} \cdot \frac{\rho_{ref}}{p_{ref}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{ref}}{p_{ref}}} \cdot L_{ref} = \frac{1}{p_{ref}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{ref}}{p_{ref}}} \cdot L_{ref} \quad \left[\frac{1}{N/m^2}\sqrt{\frac{kg/m^3}{N/m^2}}\; m = \frac{1}{W/m^3}\right] . \tag{3.7}$$

Die Strahlungswärmestromdichte muss für diese Implementierung entsprechend ebenfalls entdimensioniert werden.

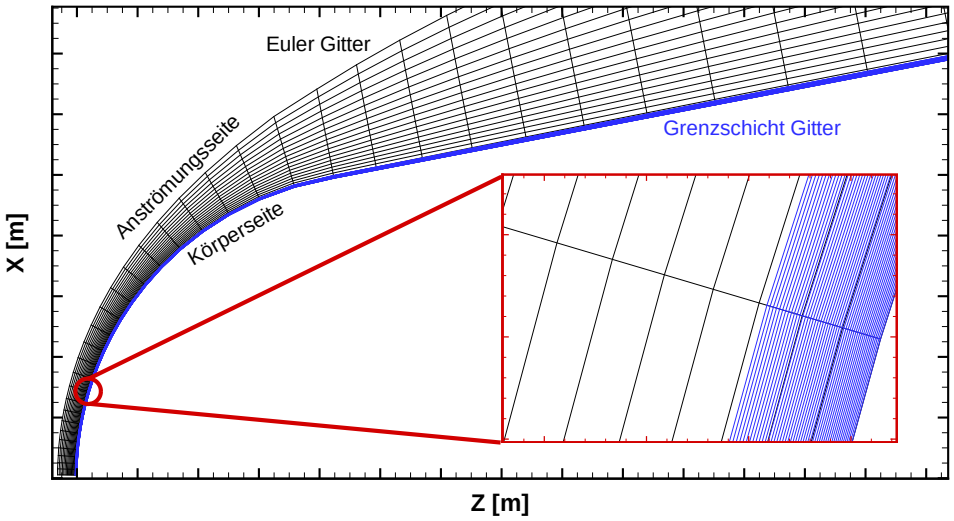


Abb. 3.1: Exemplarische Darstellung der Gitterstruktur für das Euler-Grenzschicht Verfahren.

Durch eine zeitlich instationäre und konservative Formulierung der Erhaltungsgleichungen können auch schwache eingebettete Stöße in der reibungsfreien Strömung erfasst werden. Die Berechnung findet auf einem strukturierten Rechennetz mit einem Upwind-Schema dritter Ordnung statt. Die numerische Lösung wird durch ein Split-Matrix-Differenzenverfahren berechnet. Die zeitliche Integration ist durch ein Drei-Schritt-Runge-Kutta Verfahren realisiert [74] und die chemischen Quellterme werden implizit behandelt [44].
Für die äußere Randbedingung kommt ein Shock-Fitting Verfahren, wie in Kapitel 2 beschrieben, zum Einsatz. Eine exemplarische Darstellung der Gitterstruktur des Euler-Grenzschicht Verfahrens ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Im chemischen Gleichgewicht können thermodynamische Größen, wie z. B. der Druck p, die Temperatur T oder die Wärmeleitfähigkeit k in Abhängigkeit von nur zwei Parametern ausgedrückt werden, z. B. der inneren Energie e und der Dichte ρ. Dies bedeutet, die Größen sind über nur zwei Parameter eindeutig definiert. Diese Eigenschaft kann man sich für eine schnellere Berechnung zunutze machen, indem man die Parameter als Zustandsflächen abspeichert. Eine effiziente Form dieses Verfahrens ist von Mundt et al. [75] durch Berechnung von vektorisierten Zustandsflächen (engl. vectorized state surfaces) und einer bikubischen Interpolation dieser Zustandsflächen umgesetzt worden. Hierbei sind die Koeffizienten für die bikubische Interpolation abgespeichert. Diese Berechnungsmethode kommt im Verfahren für die Berechnung im chemischen Gleichgewicht sowohl in der nichtviskosen als auch in der viskosen Berechnung zum Einsatz.

Die Grenzschichtrechnung löst die Grenzschichtgleichungen zweiter Ordnung mit einem Raumschrittverfahren. Die Berechnung beginnt im Staupunkt und geht schrittweise stromabwärts. Dabei wird für jeden Schritt die Lösung entlang der Normalenrichtung

zur Oberfläche berechnet. Die Grenzschichtberechnung kann nur so lange fortgeführt werden bis zum Beispiel ein Ablösebereich auftritt. Das Rechengebiet befindet sich zwischen Körper und Grenzschichtrand und wird mit finiten Differenzen zweiter Ordnung, implizit in Normalenrichtung (Crank-Nicolson) diskretisiert. Die Grenzschichtrechnung ist in einem oberflächenorientierten, lokal monokliden Koordinatensystem implementiert [71, 76]. Hierbei werden die Gitterpositionen des nichtviskosen Gitters entlang der Körperkontur verwendet.
Für die äußere Randbedingung der Grenzschichtrechnung wird die nichtviskose Lösung verwendet. Bei Berechnungen erster Ordnung werden die Eigenschaften der nichtviskosen Lösung unmittelbar am Körper benutzt. Bei Berechnungen zweiter Ordnung werden die Eigenschaften der nichtviskosen Lösung entsprechend der Grenzschichtdicke für jeden Iterationsschritt interpoliert und es kommt zum Effekt des Entropieschichtschluckens durch die Grenzschicht. Für die Körperrandbedingung ist eine "no-slip" Bedingung implementiert. Weiter kann die Temperatur des Flugkörpers als konstant über den Flugkörper hinweg vorgegeben oder durch eine strahlungsadiabate Wand berechnet werden. Bei der strahlungsadiabaten Wand wird bei der Bilanz der Wärmeströme an der Wand zusätzlich zu den Wärmeströmen durch Konvektion der Wärmestrom durch Festkörperstrahlung der Oberfläche berücksichtigt [77, 78]:

$$q_{konv} - \epsilon\sigma T^4 = 0 \ . \tag{3.8}$$

Die Kopplung zwischen viskoser und nichtviskoser Lösung erfolgt durch Hinzufügen von Quellen in die nichtviskose Lösung. Hierbei werden die Quellen so bestimmt, dass sie gerade der Verdrängungswirkung der Grenzschicht entsprechen [40, 71].

Das Euler-Grenzschicht Verfahren ist für die Berechnung von Stoßschichten, wie sie beim Eintritt in die Atmosphäre auftreten, aus den oben genannten Gründen gut geeignet. Die Verwendung der Euler-Gleichungen für den Großteil der Stoßschicht führt dazu, dass wenig Gitterzellen für die Berechnung ausreichen. Dies ermöglicht einen sehr geringen Berechnungsaufwand. Durch die Dominanz der Druckkräfte im Strömungsfeld ist die Berechnung trotzdem sehr genau. Das Euler-Grenzschicht Verfahren kann für hypersonische Strömungen in einem weiten Bereich der Atmosphäre verwendet werden. Insbesondere für große Höhen ist jedoch Vorsicht geboten. Die Knudsen-Zahl ist der Quotient aus mittlerer freier Weglänge zwischen Molekülstößen und einer für die Strömung charakteristischen Länge. Somit hängt die Knudsen-Zahl von der Flughöhe über die freie Weglänge und von der Körpergeometrie über die charakteristische Länge ab. Deswegen kann keine feste Grenze für den gültigen Berechnungsbereich angegeben werden. Für Knudsen-Zahlen bis 1×10^{-2} können nach Oertel [79] kontinuumsmechanische Ansätze verwendet werden. Im Zuge dieser Arbeit wurde dies bei z. B. einer Referenzlänge von 0,1 m und einer Höhe von ca. 60 km für die Anwendung des Euler-Grenzschicht Verfahrens bestätigt.

3.2 Strahlungsberechnung

Strahlungsberechnungen im Bereich der optischen Strahlung sind ein komplexer Fachbereich der Physik und werden durch das betrachtete Spektrum von anderen Fachbereichen der Strahlung abgegrenzt. Das Gebiet der optischen Strahlung wurde in Kapitel 2 eingegrenzt und erläutert. In der Strahlungsberechnung wird zwischen Spektralmodellierung (Abschnitt 2.3.1) und Transportmodellierung (Abschnitt 2.3.2) unterschieden. Für die Berechnung des spektralen Verhaltens kann teilweise auf analytisch bestimmte Daten zurückgegriffen werden. In vielen Fällen werden jedoch auch empirische Daten, die durch Messungen gewonnen wurden, verwendet.
In den letzten Jahrzehnten sind verschiedene Datenbanken entstanden, welche sowohl analytisch berechnete als auch empirische Daten enthalten. Eine der umfangreichsten ist hierbei HITRAN/HITEMP [59, 80]. Diese Datenbank ist für Gasstrahlung in der Atmosphäre entstanden und enthält viele der in der Erdatmosphäre enthaltenen Gaskomponenten. Der Temperaturbereich bis 750 K von HITRAN wird mit HITEMP auf bis zu 3000 K erweitert. Zwei weitere Datenbanken sind PARADE und NEQAIR. Diese Datenbanken sind für den Anwendungsfall extrem hoher Temperaturen, wie sie beim atmosphärischen Eintritt eines Flugkörpers auftreten, entstanden und beinhalten die Beschreibung der Phänomene von Plasmastrahlung.

In Abbildung 3.2 ist ein Vergleich des Absorptionskoeffizienten berechnet mit HITRAN/HITEMP und mit PARADE abgebildet. Hierbei orientiert sich die Darstellung und die Einheiten an Modest [54, S. 324]. Dies bietet den Vorteil, dass nicht nur die Berechnungen miteinander verglichen werden können, sondern auch die korrekte Berechnung mit HITRAN/HITEMP durch Vergleich mit dem Lehrbuch überprüft werden kann (Verifikation). Es handelt sich um Berechnungen für drei homogene Volumina mit jeweils kleinen Mengen Kohlenstoffdioxid CO_2 in Stickstoff N_2 wobei nur die Molekülbanden-Strahlung des CO_2 betrachtet wird. Der spektrale Ausschnitt ist ein Bereich des 4,3 µm Bands von CO_2, siehe auch Abbildung 2.4. Im mittleren Bild von Abbildung 3.2 ist der Verlauf bei üblichen atmosphärischen Bedingungen gezeigt. Im oberen Bild von Abbildung 3.2 ist eine Variation hin zu einem kleinen Druck und im unteren Bild von Abbildung 3.2 ist eine Variation hin zu einer hohen Temperatur dargestellt.
Im oberen Bild von Abbildung 3.2 sind die Spektrallinien sehr schmal. Die einzelnen Linien sind gut sichtbar. Der Bereich über den sich die Linien erstrecken, umfasst mit 10^{-1} bis 10^4 fünf Größenordnungen. Es fällt auf, dass viele der Linien von PARADE höhere Werte aufweisen als die von HITRAN/HITEMP. Der Bereich, in dem sich die Linienspitzen befinden, ist für beide Berechnungen jedoch ähnlich.
Im mittleren Bild von Abbildung 3.2 sind viele der einzelnen Linien durch die Linienverbreiterung nicht mehr zu erkennen. Die Linienverbreiterung resultiert aus der Druckerhöhung. Der Wertebereich erstreckt sich nur noch über drei Größenordnungen für HITRAN/HITEMP und nahezu eine für PARADE. Im unteren Bild von Abbildung 3.2 führt

sich diese Tendenz weiter fort. Der Wertebereich, über den sich die Linien erstrecken, wird noch kleiner und die Differenz der beiden Verläufe ist deutlich. In dem Verlauf mit der Berechnung durch HITRAN sind wieder mehr Linien zu erkennen, diese befinden sich jedoch im unteren Bereich. Anhand von Abbildung 3.2 ist zu erkennen, dass der Koeffizient teilweise ähnlich ist, im Detail aber auch große Differenzen aufweist. Für einen genaueren Vergleich der spektralen Koeffizienten in Abhängigkeiten einzelner Strahlungsmechanismen mit den vorgestellten Datenbanken sei auf die Veröffentlichungsliteratur der Datenbanken verwiesen [16, 59] . In dieser Analyse ist gezeigt worden, dass der Absorptionskoeffizient, der durch PARADE berechnet wurde, mehr spektrale Linien enthält. Hier-

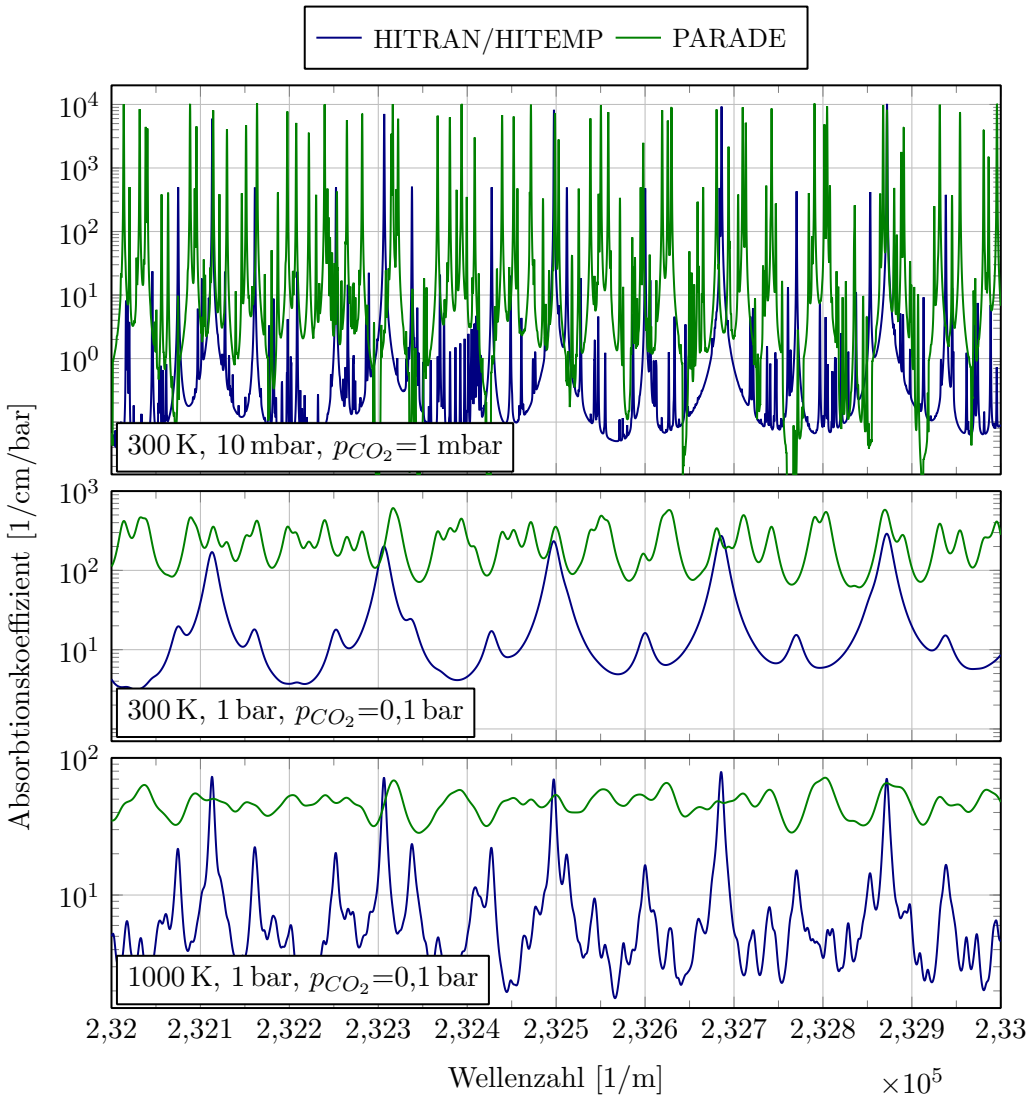


Abb. 3.2: Ausschnitt aus dem 4,3 µm Band von CO_2 in N_2, berechnet mit HITRAN/HITEMP und PARADE für unterschiedliche Temperaturen und Partialdrücke.

durch und aufgrund dessen, dass PARADE für den Anwendungsfall des atmosphärischen Eintrittes entwickelt worden ist, wird in dieser Untersuchung PARADE benutzt.

Unter der Transportmodellierung (Abschnitt 2.3.2) versteht man die Berechnung der Ausbreitung von Strahlungsenergie im Raum. Der Strahlungstransport kann durch die allgemeine Strahlungstransportgleichung (Gleichung 2.52) beschrieben werden. Wie bereits ausgeführt, handelt es sich um eine fünfdimensionale Gleichung im Raum, da zusätzlich zu den drei Koordinaten der Position im dreidimensionalen Raum die Richtungsabhängigkeit der Strahlung hinzukommt. Für Spezialfälle kann Gleichung 2.52 analytisch gelöst werden. Dies ist in der Regel der eindimensionale Fall. Verschiedene Möglichkeiten sind in [28, 29, 36, 54] aufgeführt und eine Methode wurde auch im Zuge dieser Analyse verwendet und wird in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. Weiter ist die Berechnung durch die Schuster-Schwarzschild Methode (häufig im englischen auch als „Two Flux Method" bezeichnet) eine häufig verwendete Möglichkeit zur Berechnung des Strahlungstransportes in eindimensionalen Medien [81, 82].
Für die numerische Berechnung der Strahlungstransportgleichung sind über die letzten Jahrzehnte hinweg verschiedene Methoden entstanden. Detaillierte Beschreibungen verschiedener Methoden sind in [54, 55, 83] zu finden. Unter der Vielzahl von numerischen Berechnungsmethoden für den Strahlungstransport ist die Photon-Monte-Carlo Methode (PMC) aufgrund der statistischen Berechnungsidee eine besondere Methode. In [54, S. 533 & 571] wird gezeigt, dass Methoden wie Spherical-Harmonics (P1, P_N-Approximation) oder auch die Finite-Volumen-Methode substantiell falsche Ergebnisse liefern können. Die Monte-Carlo Methode hingegen kommt, in Abhängigkeit von der Größe der Evaluierung, zu einem beliebig genauen Ergebnis. Sie wird deswegen auch häufig als exakte Methode bezeichnet [54]. In dieser Analyse wird die Photon-Monte-Carlo Methode für beliebige Geometrien im dreidimensionalen Raum im Rahmen der numerischen Strahlungssimulationen verwendet. Sie ist in Abschnitt 3.2.2 detailliert beschrieben, weil die Entwicklung und Implementierung der Methode, so wie sie hier verwendet wird, im Zuge dieser Forschungsarbeit entstanden ist.

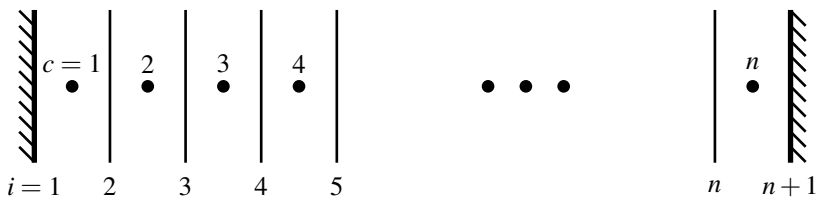


Abb. 3.3: Skizze des eindimensionalen Berechnungsfeldes.

3.2.1 Eindimensionale Approximation

Die eindimensionale Strahlungsberechnung kommt zum Beispiel in [13, 24, 84] zur Anwendung. Für die Berechnung der eindimensionalen Approximation des Strahlungstransportes bedient man sich der Modellvorstellung einer in zwei Raumrichtungen unendlich ausgedehnten Ebene mit mehreren Schichten in der dritten Dimension (engl. infinite slab oder tangent slab). Für dieses Modell kann der Strahlungstransport analytisch berechnet werden [24, 54]. Hier wird der Strahlungswärmestrom als Funktionen der Integralexponentialfunktion beschrieben. In Abbildung 3.3 ist eine Skizze des Berechnungsmodells dargestellt. Die Schichten der unendlich ausgedehnten Ebene werden durch n Zellen (c) und $n+1$ Zellgrenzen (i) repräsentiert und bilden das Berechnungsfeld. Die Wände können wie folgt physikalisch modelliert werden. Für die Wand, welche sich in der freien Anströmung befindet, werden Freifeldbedingungen angenommen. Dies kann realisiert werden, indem die Wand als vollständig absorbierend und kalt modelliert wird. Die Wand auf der gegenüberliegenden Seite stellt die Oberfläche des Flugkörpers dar. Diese Berechnungsfeldgrenze ist somit durch einen herkömmlichen grauen, diffusen Festkörper (Abschnitt 2.2.2) modelliert. Die optischen Eigenschaften werden als konstant für jede Zelle betrachtet. Streuung wird in dieser Arbeit vernachlässigt, kann im Modell der eindimensionalen Berechnung aber auch berücksichtigt werden. Die optische Dicke τ von einem Rand zu einer Position im Berechnungsfeld kann an jeder Zellgrenze als Summe über die Zellen berechnet werden:

$$\tau_i = \sum_{c=1}^{i} \kappa_c \, \Delta s_c \; . \tag{3.9}$$

Dabei ist κ_c der Absorptionskoeffizient und s_c ist die Zellbreite. Der Strahlungswärmestrom kann in Abhängigkeit der optischen Dicke an jeder Stelle im Berechnungsfeld als Summe der Wärmeströme von den Wänden und den Zellen sowie von beiden Richtungen kommend wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned} q_r(\tau) = 2\Bigg[J(0)E_3(\tau) - J(\tau_L)E_3(\tau_L - \tau) + \pi \int_0^{\tau} S(\tau')E_2(\tau - \tau')d\tau' \\ -\pi \int_{\tau}^{\tau_L} S(\tau')E_2(\tau' - \tau)d\tau' \Bigg] \; . \end{aligned} \tag{3.10}$$

Dabei beschreiben $J(0)$ und $J(\tau_L)$ die von den Wänden kommende Strahlung und S die Strahlungsintensität der Zellen mit $S = j/\kappa$. Außerdem stellt E_n die Integralexponentialfunktion n-ter Ordnung dar.

$$E_n(x) = \int_1^{\infty} e^{-xt} \frac{dt}{t^n} \tag{3.11}$$

Eine Funktionsdisskusion ist in [54, 85] beschrieben. Für konstante optische Eigenschaften in jeder Zelle kann der Strahlungswärmestrom für jede Schicht analytisch berechnet werden. Die Berechnung der gesamten Ebene erfolgt durch Aufsummieren über alle Schichten für jede Stelle im Berechnungsfeld:

$$\begin{aligned} q_r(\tau_i) =& 2J(0)E_3(\tau_i) - 2J(\tau_L)E_3(\tau_L - \tau_i) \\ &+ 2\pi \sum_{j=2}^{n+1} S_j[E_3(|\tau_i - \tau_j|) - E_3(|\tau_i - \tau_{j-1}|)] \ . \end{aligned} \tag{3.12}$$

Gleichung 3.12 ist die analytische Beschreibung eines Berechnungsfeldes in der Form einer ebenen Platte mit mehreren Schichten und stellt noch keine Approximation dar. Der Aspekt der Approximation wird im Folgenden beschrieben.

Soll ein mehrdimensionales Strömungsfeld mit dieser Methode berechnet werden, so kann es in mehrere eindimensionale Abschnitte unterteilt werden. Jeder dieser Abschnitte kann mit der eindimensionalen Methode berechnet werden. Es findet somit eine eindimensionale Approximation einer mehrdimensionalen Geometrie statt. In Abbildung 3.4 ist die Aufteilung eines zweidimensionalen Strömungsfeldes (Berechnungsgitter) schematisch dargestellt. Von der Symmetrie ($y = 0$) aus beginnend, werden die Gitterzellen entlang der wandnormalen Gitterlinien isoliert und als eindimensionales Berechnungsfeld interpretiert. Das Berechnungsfeld beginnt an der Flugkörperwand ($x = 0$, Staustromlinie) und endet am Stoß ($x = min(x)$, Staustromlinie) oder der freien Anströmung, je nachdem ob ein Shock-Fitting- oder Shock-Capturing Verfahren für die Strömungssimulation eingesetzt wurde.

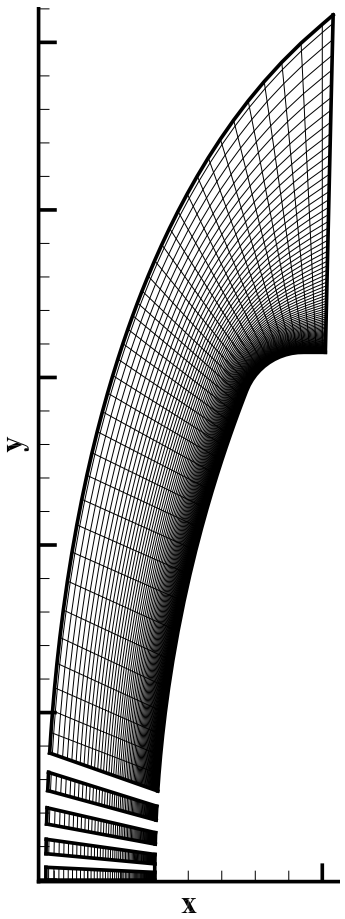


Abb. 3.4: Skizze der Gitteraufteilung, Daten aus [86].

Der Vorteil dieser approximativen Berechnungsmethodik liegt in der analytischen Beschreibung. Hierdurch ergibt sich ein um ein Vielfaches geringerer Berechnungsaufwand gegenüber einer numerischen Methode, wie z. B. der Photon-Monte-Carlo Methode. Darüber hinaus ist ein Vorteil der Methode, dass die Approximation rein geometrisch und damit für den Menschen häufig einfach intuitiver greifbar ist. Die Strahlung wird analytisch berechnet einschließlich der Randwerte (Wände).

In dieser Arbeit wurden der Einfachheit halber kartesische Koordinaten verwendet. Die eindimensionale Berech-

nung kann nach [54] ebenfalls in Zylinderkoordinaten oder sphärischen Koordinaten erfolgen. Hierdurch könnte insbesondere für die häufig rotationssymmetrischen Flugkörper beim atmosphärischen Eintritt eine Verbesserung der geometrischen Approximation erreicht werden. Die Verteilung der Strahlungswärme in zylindrischen Berechnungsbereichen ist beispielsweise in [28] und [29] betrachtet worden.

3.2.2 Photon-Monte-Carlo Methode

Das Monte-Carlo Verfahren ist eine statistische Berechnungsmethode. Im Bereich des Strahlungstransports wird der Austausch von Energiebündeln (engl. bundles), welche repräsentativ für Photonen stehen, berechnet. Hierbei werden viele variable Größen durch Zufallszahlen bestimmt. Unter der Voraussetzung, dass die Zufallszahlen gleich verteilt sind und dass ausreichend viele ausgewählt werden, kann somit ein statistisch repräsentativer Photonentransport simuliert werden. Hierbei bietet diese Methode den Vorteil, dass die Berechnung selbst gitterunabhängig ist. Es muss nicht in einer bestimmten Art diskretisiert werden und es muss ebenfalls keine Rücksicht auf hohe Gradienten oder ähnliches genommen werden, wie dies bei vielen anderen numerischen Methoden der Fall ist. Es bleibt jedoch zu beachten, dass die Genauigkeit der Beschreibung des Strömungsfeldes einen Einfluss auf die Berechnung hat. Da das Strömungsfeld in der Regel diskretisiert beschrieben wird, nimmt diese Diskretisierung indirekt einen Einfluss auf das Berechnungsergebnis. Darüber hinaus hat die Methode den Vorteil, dass sie sich einfach parallelisieren lässt und somit moderne Computerarchitekturen effizient genutzt werden können.

Für diese Untersuchung wurde der Photon-Monte-Carlo Strahlungslöser namens StaRad (Statistical Radiation) entwickelt. StaRad löst das Strahlungstransportproblem im dreidimensionalen Raum mit der vorwärts gerichteten Photon-Monte-Carlo Methode. Für die spektrale Modellierung kann StaRad mit beliebigen Datenbanken wie PARADE oder HITRAN gekoppelt werden. Es wird das Gitter des Strömungslösers verwendet, jedoch müssen die Zellen als finite Volumina vorliegen. Diese Anforderung resultiert aus dem Lösungsprozess der Strahlverfolgung (engl. ray tracing).

Die Photon-Monte-Carlo Methode löst die Strahlungstransportgleichung durch Strahlverfolgung statistisch bedeutender Photonenbündel durch ein Volumen hindurch. Die Berechnung der statistisch bedeutenden Photonenbündel ist eine der Schlüsselkomponenten der Methode und erfolgt über Zufallszahlenrelationen (engl. random number relations) [54]. Diese Relationen müssen für jeden physikalischen Sachverhalt aufgestellt und für jedes Photonenbündel ausgewertet werden. In den Gleichungen 3.13 bis 3.18 sind die

Zufallszahlenrelationen für den dreidimensionalen Raum und die spektrale Abhängigkeit dargestellt:

$$R_z = \int_0^z \kappa_\lambda \sigma T^4 \, dz \Big/ \int_0^Z \kappa_\lambda \sigma T^4 \, dz \ , \tag{3.13}$$

$$R_y = \int_0^y \int_0^Z \kappa_\lambda \sigma T^4 \, dzdy \Big/ \int_0^Y \int_0^Z \kappa_\lambda \sigma T^4 \, dzdy \ , \tag{3.14}$$

$$R_x = \int_0^x \int_0^Y \int_0^Z \kappa_\lambda \sigma T^4 \, dzdydx \Big/ \int_0^X \int_0^Y \int_0^Z \kappa_\lambda \sigma T^4 \, dzdydx \ , \tag{3.15}$$

$$R_\varphi = \frac{\varphi}{2\pi} \ , \qquad \varphi = 2\pi R_\varphi \ , \tag{3.16}$$

$$R_\theta = \frac{1}{2} \int_0^\theta \sin(\theta) \ d\theta \ , \qquad \theta = \cos^{-1}(1 - 2R_\theta) \ , \tag{3.17}$$

$$R_\lambda = \frac{\pi}{\kappa \sigma T^4} \int_0^\lambda \kappa_\lambda I_{b\lambda} \, d\lambda \ . \tag{3.18}$$

Hierbei ist R eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 für die jeweiligen Eigenschaften. Die Variablen x, y und z beschreiben die Koordinate der jeweiligen Raumrichtung und in Großbuchstaben notiert den entsprechenden Endwert der Raumrichtung. κ, σ und T sind der Absorptionskoeffizient, die Stefan-Boltzmann-Konstante und die Temperatur. λ beschreibt die Wellenlänge und I_b die Schwarzkörperintensität.
Eine Variation dieser Berechnungsmethodik ist von Bonin und Mundt in [15] vorgestellt. Die physikalischen Verhältnisse für die Photonenbündel und die Zufallszahlrelationen können entkoppelt voneinander betrachtet werden und die Zufallszahlen auch nichtphysikalische Verhältnisse beinhalten. Als Beispiel sei eine homogene Verteilung genannt. Sie kann durch physikalische Relationen nicht für beliebige Anwendungen genutzt werden. Hierfür ist die Entkopplung von Photonenbündeln und Zufallszahlrelation nötig. Dann kann die nichtphysikalische, homogene Verteilung formuliert werden und zur Anwendung kommen.

StaRad nutzt für den Berechnungsprozess der Strahlverfolgung keine Zellstruktur, wie dies in Strömungslösern üblich ist. Stattdessen wird die Zellstruktur in eine Struktur aus Ebenen bzw. Facetten überführt. Die Ebene wird genutzt, da sie der einfachste zweidimensionale Körper im dreidimensionalen Raum ist, außerdem können beliebige Körper durch Ebenen einfach modelliert werden. In Abbildung 3.5 ist dies exemplarisch dargestellt. Jede Zellwand (mit a, b, d und e benannt) wird als einzelne Ebene abgespeichert und doppelte Ebenen werden gelöscht. Zelleigenschaften werden als Eigenschaften vor und hinter einer Ebene festgehalten. Für die Strahlverfolgung sind die geometrischen Verhältnisse wichtig. Die geometrische Distanz zwischen dem Ursprung eines Strahles und einer Ebene ist die Distanz zwischen dem Ursprung und dem Schnittpunkt dieser Körper. Der Schnittpunkt wird durch einen Kollisionstest und einen Polygontest ermittelt [87]. In den Gleichungen 3.19 und 3.20 sind die Strahlrichtung und der Strahlendpunkt beschrieben:

$$\hat{r}_d = \sin(\theta)(\cos(\varphi)\hat{e}_x + \sin(\varphi)\hat{e}_y) + \cos(\theta)\hat{e}_z \ , \tag{3.19}$$

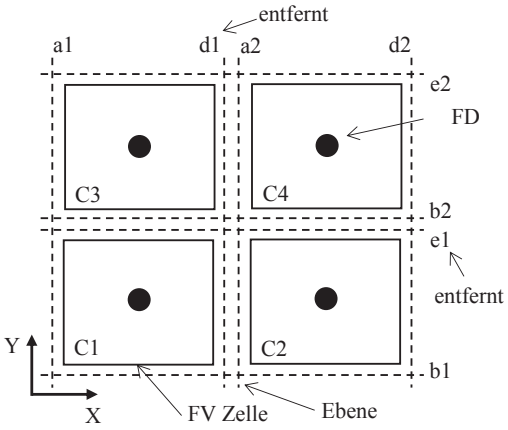


Abb. 3.5: Finite Volumen basiertes Gitter. Ebenen und Gitterzellen sind zur Illustration expandiert dargestellt.

$$\hat{r}_e = \hat{r}_0 + s_i \; \hat{r}_d \; . \tag{3.20}$$

Hierbei stehen $\hat{r}_0$, $\hat{r}_d$ und $\hat{r}_e$ für den Strahlanfangspunkt, die Strahlrichtung und den Strahlendpunkt. Außerdem ist s_i die Distanz innerhalb einer Zelle und $\hat{e}$ der Einheitsvektor in die jeweils indizierte Raumrichtung. Dies ist die Distanz zwischen den Schnittpunkten von Strahl und Ebenen. Für die Berechnung des Schnittpunktes sei die Ebene durch die Parameter [a b c d] definiert. Die Ebenengleichung in Komponentenschreibweise ist:

$$ax + by + cz + d = 0 \; . \tag{3.21}$$

Der Normalenvektor, welcher senkrecht auf der Ebene steht, ist:

$$\hat{p}_n = (a, b, c)^T \quad \text{mit} \quad a^2 + b^2 + c^2 = 1 \; . \tag{3.22}$$

Die Distanz s zwischen Strahlanfangspunkt und Ebene kann wie folgt bestimmt werden:

$$s = \frac{-(\hat{p}_n \cdot \hat{r}_0 + d)}{\hat{p}_n \cdot \hat{r}_d} \; . \tag{3.23}$$

Reflexionen können mit der Photon-Monte-Carlo Methode ebenfalls gut modelliert werden. Der Endpunkt eines Strahles wird zum Anfangspunkt des reflektierten Strahles. Die Reflexionsrichtung muss neu berechnet werden und ergibt sich aus den Eigenschaften der reflektierenden Oberfläche. Es gilt für ideal spiegelnde Oberflächen:

$$\varphi_r = \varphi_0 + \pi \; , \tag{3.24}$$

$$\theta_r = \theta_0 \; . \tag{3.25}$$

Für diffuse Oberflächen gilt:

$$\varphi_r = 2\pi R_\varphi \; , \tag{3.26}$$

$$\theta_r = \sin^{-1}(\sqrt{R_\theta}) \; . \tag{3.27}$$

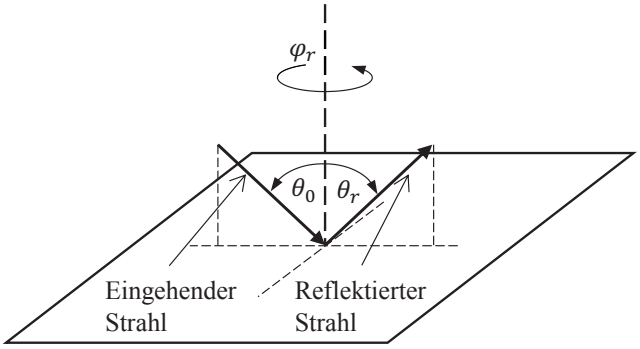


Abb. 3.6: Schematische Zeichnung einer Strahlreflexion.

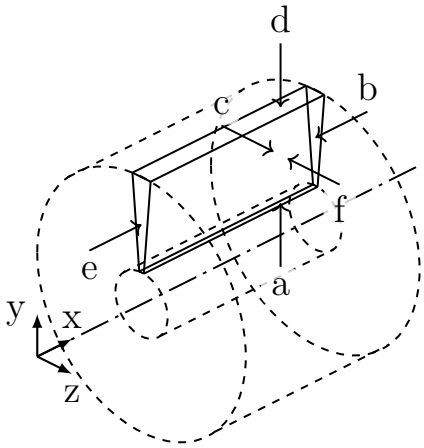


Abb. 3.7: Skizze der Randbedingungen für die Photon-Monte-Carlo Methode.

In Abbildung 3.6 ist die Reflexion eines Strahles schematisch dargestellt. Ideal spiegelnde Oberflächen sind für die Strahlungsberechnung ein wichtiges Element als Randbedingungen. Sie stellen Symmetrien jeder Art dar und können ebenfalls für eine unendliche Ausdehnung in eine Raumrichtung genutzt werden.

In Abbildung 3.7 ist beispielhaft die Anwendung der Randbedingungen gezeigt. Abgebildet ist der Abschnitt eines Zylinders mit Innen- und Außendurchmesser (hier gestrichelt dargestellt). Das Berechnungsfeld umfasst einen radialen Ausschnitt des Kreises. Die Berechnung der vollständigen Kreisgeometrie kann durch Anwenden von spiegelnden Eigenschaften auf den Flächen "c" und "f" erfolgen. Je nachdem ob die Röhre in eine Richtung oder in beide Richtungen entlang der Symmetrieachse unendlich weit ausgedehnt berechnet werden soll, können die Flächen "b" und "e" ebenfalls mit spiegelnden Randbedingungen versehen werden.

Insbesondere in optisch dünnen Medien ist das Energy-Partitioning [54] oder die Forced-Collisions Methode [88] sehr viel effizienter gegenüber der normalen Absorptionsmethode. Bei der normalen Absorptionsmethode wird der Pfad des Strahles aufsummiert, bis das Absorptionskriterium in Gleichung 3.28 erreicht ist oder eine Wand getroffen wird, je nachdem was als Erstes zutrifft.

$$\int_0^s \kappa_\lambda ds' \simeq \sum_i \kappa_{\lambda i} s_i \geq \int_0^{l_\kappa} \kappa_\lambda ds' = -\ln(R_\kappa) \tag{3.28}$$

Hierbei ist l_κ die Gesamtlänge des Pfades. R_κ ist die Zufallszahl für die Absorption. Kommt es zur Absorption, wird die gesamte Energie eines Photonenbündels absorbiert. Bei der Energy-Partitioning Methode wird für jede Zelle der Teil der Energie berechnet, der in der Zelle absorbiert wird. Dies geschieht über die optische Dichte der Zelle und erfolgt während der Strahlverfolgung. Um dies zu ermöglichen, muss die Energie eines Photonenbündels in zwei Teile geteilt werden. Der eine Teil wird in der Zelle absorbiert, der andere Teil wird durch die Zelle transmittiert und steht für die Strahlverfolgung weiter zur Verfügung. Dieser Prozess wird in den Gleichungen 3.29 bis 3.31 beschrieben:

$$E_{abs} = w_i \; E_{bundle} \; , \tag{3.29}$$

$$E_{trans} = E_{bundle} - E_{abs} \; , \tag{3.30}$$

$$w_i = (1 - \exp(-\kappa_\lambda s_i)) \; . \tag{3.31}$$

Diese Methode ist effizient, da die Teilabsorption, eines Photonenbündels, entlang des Strahles (Weg) bis eine bestimmte Position im Berechnungsfeld erreicht ist, in jedem Berechnungsschritt der Strahlverfolgung genutzt wird und nicht die gesamte Energie, wie in Gleichung 3.28, auf einmal absorbiert wird.

Der divergente Strahlungswärmestrom pro Volumen ist die physikalische Größe, welche in einen Strömungslöser eingebracht wird, um eine Kopplung zu erzeugen. Der divergente Strahlungswärmestrom ist die Differenz zwischen dem abgestrahlten (emittierten) und dem eingestrahlten (absorbierten) Strahlungswärmestrom für jede Zelle. Für totale Größen kann dies für jede Zelle i zu

$$\nabla q_i = (Q_{Emission,i} - Q_{Absorption,i}) \; / \mathbf{V}_i \tag{3.32}$$

geschrieben werden. Dabei sind ∇q_i, $\mathbf{V}_i$ und Q_i die divergente Strahlungswärmestromdichte, das Volumen und der absorbierte bzw. emittierte Strahlungswärmestrom einer Zelle. Mit spektraler Abhängigkeit kann dies auch wie folgt geschrieben werden:

$$\nabla q_i = \int_0^\infty \nabla q_{i,\lambda} d\lambda \;\; = \;\; \int_0^\infty \kappa_{\lambda i}(4\pi I_{b\lambda i} - G_{\lambda i}) d\lambda \; . \tag{3.33}$$

$G_{\lambda,i}$ beschreibt hierbei die eingestrahlte Strahlungsintensität mit spektraler Abhängigkeit. Durch Gleichung 3.32 ist gut ersichtlich, dass eine transparente Stoßschicht einfach durch Vernachlässigung von $Q_{Absorption,i}$ modelliert werden kann. Für kleine Werte oder in optisch sehr dichten Medien sollte darauf geachtet werden, dass es aufgrund der Differenzenbildung zu numerischer Auslöschung kommen kann. Für die Photon-Monte-Carlo Methode gilt, dass nur dann gute Ergebnisse erzielt werden können, wenn eine große Anzahl von Photonenbündeln für die Simulation verwendet wid. Der letzte Schritt des Lösungsprozesses ist das Aufsummieren der Teilergebnisse aus jedem Photonenbündel und zugleich eine der Schlüsselkomponenten der Photon-Monte-Carlo Methode. Eine vollständige Simulation mit einer großen Anzahl von Photonenbündeln wird Sample genannt. Um Informationen über die Genauigkeit des berechneten Ergebnisses zu erhalten, müssen mehrere Samples berechnet werden. Diese ermöglichen die Berechnung des Mittelwertes, der Varianz und der Standardabweichung.

3.2.3 Strahlungsenergieerhaltung in der Photon-Monte-Carlo Methode

Für Anwendungen von Strahlungstransportberechnungen im Bereich der Wärmeübertragung ist die Energieerhaltung eine wichtige Eigenschaft. Zum Beispiel ist in der Strömungsberechnung die Energieerhaltung eine der drei fundamentalen Erhaltungsgleichungen (Masse, Impuls und Energie). Die Energiebilanz kann ebenfalls zum Überprüfen der Berechnung auf Plausibilität genutzt werden. Dies ist insbesondere bei einem statistischen Berechnungsprozess attraktiv.
Generell können Teile der Energie für den Berechnungsprozess vernachlässigt werden, zum Beispiel sei die Vernachlässigung der Wärmeflüsse in den Euler-Gleichungen genannt. Dies gilt auch für die Strahlungsberechnung. Durch die Annahme eines nichtabsorbierenden Mediums wird zum Beispiel eine transparente Eigenschaft simuliert. Die Bilanz der Energie (eingestrahlt minus ausgestrahlt) ist dann negativ, da nur ausgestrahlt wird.

Bei der Berechnung mit der Photon-Monte-Carlo Methode kann der Erhalt der gesamten Strahlungsenergie nicht immer sicher gestellt werden. Bei der rückwärts gerichteten Photon-Monte-Carlo Methode kann aufgrund des von der Absorption ausgehenden Berechnungsprozesses die Energieerhaltung nicht für eine endliche Anzahl an Photonenbündel gewährleistet werden. Bei der vorwärts gerichteten Methode ist dies aufgrund des von der Emission ausgehenden Berechnungsprozesses möglich. Es kann erzwungen werden, dass die gesamte Energie emittiert wird. Bei entsprechenden Berechnungsfeldgrenzen müssen die Photonenbündel absorbiert werden und die Gesamtbilanz wird Null.

Durch den statistischen Auswahlprozess der Photonenbündel wird die Emission der gesamten Energie mit einer endlichen Anzahl an Photonenbündel nicht gewährleistet. Durch Hinzufügen einer zusätzlichen deterministischen Randbedingung für die Emission kann die

Energieerhaltung realisiert werden.
Jedes emittierende Element muss mindestens ein Photonenbündel erhalten und es muss emittiert werden.
Die Berechnungsfeldgrenzen müssen derart sein, dass jedes Photonenbündel vollständig absorbiert wird.
Ein emittierendes Element ist dabei ein Frequenz- oder Wellenlängenintervall, entsprechend der spektralen Diskretisierung in einer Zelle. Dies bedeutet, bei einem Berechnungsfeld mit zwei Zellen und jeweils drei spektralen Bereichen gibt es sechs emittierende Elemente. Diese können auch als Datenpunkte der Emission aufgefasst werden.

3.3 Kopplung der Strömungs- und Strahlungssimulation

Durch die Kopplung der Strömungs- und Strahlungssimulation wird der Strömungssimulation Strahlungswärme hinzugefügt oder entzogen. Hierauf reagiert die Strömungssimulation wiederum mit z. B. einer Zunahme oder Abnahme der Temperatur. Die divergente Strahlungswärmestromdichte ∇q_r ist definiert als Differenz aus ausgestrahlter Wärme minus der eingestrahlten Wärme pro Volumen (siehe Gleichungen 2.56 und 3.32). Beim Hinzufügen von Energie durch die divergente Strahlungswärmestromdichte ∇q_r mit negativen Vorzeichen steigt die Temperatur und beim Entziehen von Energie durch die divergente Strahlungswärmestromdichte ∇q_r mit positiven Vorzeichen sinkt die Temperatur.
Es ist typisch und plausibel in optisch dünnen Medien, dass dies ein Prozess ist, der sich, für viele Situationen, zur Konvergenz hin alternierend einschwingen muss. Prinzipiell kann das Verhalten auch abhängig von den optischen Eigenschaften monoton steigend oder fallend sein. In der Regel stellt sich die Konvergenz innerhalb von wenigen Iterationsschritten ein. Ob das Verhalten abhängig von den Eigenschaften instabil werden kann, und wenn ja, für welche Bereiche, ist in dieser Arbeit nicht untersucht worden und bedarf einer eigenständigen Untersuchung. Der Fall eines instabilen Verhaltens ist im Zuge dieser Arbeit nicht aufgetreten. Insbesondere in geringen Höhen, bei höheren Dichten, und hohen Temperaturen kann es zu einem starken Überschwingen im Kopplungsprozess kommen. Führt dies zu numerischen Problemen, kann die Kopplung gedämpft werden. Die Dämpfung erfolgt durch den Parameter α mit $0 < \alpha \leq 1$ durch lineares Mischen, wie folgt:

$$\nabla q_{r,neu} = (1-\alpha)\nabla q_{r,alt} + \alpha \nabla q_{r,neu} = \nabla q_{r,alt} + \alpha(\nabla q_{r,neu} - \nabla q_{r,alt}) \ . \tag{3.34}$$

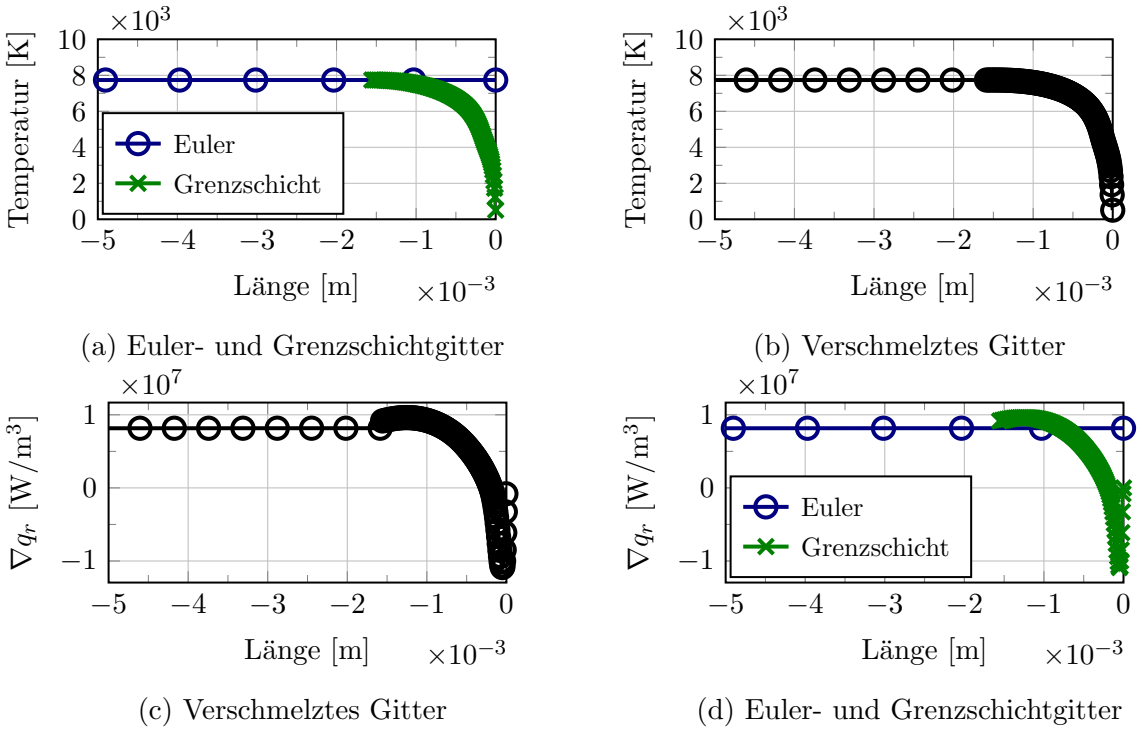
Wird diese Technik eingesetzt, muss darauf geachtet werden, dass für die auskonvergierte Lösung $\alpha = 1$ ist.

Das Euler-Grenzschicht Verfahren bietet den Nachteil für die Strahlungssimulation, dass zwei Berechnungsgitter durch die Strömungssimulation existieren. In der Strahlungssimulation ist die Handhabe von zwei Berechnungsbereichen, die übereinander liegen, nicht ohne Weiteres möglich. Dies liegt daran, dass der Einfluss nicht, wie bei der Strömungssimulation, an einer Berechnungsfeldgrenze, sondern von jedem Punkt auf jeden Punkt im Berechnungsfeld, wirkt.

Es sind Berechnungsmodelle vorstellbar, die auch für die Strahlungssimulation zwei Berechnungsfelder enthalten. Hierfür können verschiedene Berechnungsbereiche über den Strahlungswärmestrom gekoppelt werden. Vorteil dabei ist, dass dann unterschiedliche Berechnungsverfahren für die Strahlungsberechnung zum Einsatz kommen können. In der hier beschriebenen Anwendung ist es sinnvoll, die Grenzschicht durch eine eindimensionale Approximation und den nichtviskosen Bereich mit der Photon-Monte-Carlo Methode zu berechnen. Dieses Verfahren ist implementiert aber nicht weiter getestet worden.
Für die Untersuchungen in dieser Arbeit werden die zwei Berechnungsfelder der Strömungssimulation zu einem Berechnungsfeld für die Strahlungssimulation verschmolzen. Dieses Vorgehen ist anhand eines Temperaturverlaufes in Abbildung 3.8 gezeigt und im Folgenden beschrieben. Zunächst wird für jede Gitternormale die äußere Position des Grenzschichtgitters ermittelt. Da die Anzahl der Gitterpunkte der nichtviskosen Rechnung erhalten bleiben soll, wird zwischen äußerem Grenzschichtrand und äußerer Berechnungsfeldgrenze mit der Anzahl an Gitterpunkten aus der nichtviskosen Berechnung interpoliert (Abbildung 3.8a nach 3.8b). Die Strahlungsberechnung kann so durchgeführt werden. Für die Rückkopplung der divergenten Strahlungswärmestromdichte in die Strömungssimulation muss diese für beide Berechnungsgitter der Strömungssimulation zur Verfügung gestellt werden. Hierfür sind die Werte für die Grenzschichtrechnung eindeutig definiert, da sie nicht verändert worden sind. Für die nichtviskose Berechnung wird die Strahlungswärmestromdichte interpoliert und im Bereich der Grenzschicht extrapoliert (Abbildung 3.8c nach 3.8d).

3.4 Einsatz der GPU in der Photon-Monte-Carlo Methode

Die Strahlverfolgung (engl. ray tracing) ist der Kern des numerischen Lösungsprozesses der Photon-Monte-Carlo Methode. Bei der Strahlverfolgung werden verhältnismäßig einfache Rechenprozesse sehr häufig durchgeführt. Aus diesem Grund eignen sich die Berechnungen dazu, dass sie auf der "graphics processing unit" (GPU) ausgeführt werden. Die GPU hat den Vorteil, dass viele Rechenoperationen gleichzeitig durchgeführt werden können. Bei Berechnungen großer Datenmengen entsteht jedoch der Nachteil, dass die Daten vom Arbeitsspeicher auf den Speicher der GPU und nach der Berechnung zurück in den Arbeitsspeicher verschoben werden müssen. GPU Berechnungen eignen sich insbesondere dann, wenn die Berechnung dafür optimiert ist, dass die Daten, die sich auf dem



(a) Euler- und Grenzschichtgitter

(b) Verschmelztes Gitter

(c) Verschmelztes Gitter

(d) Euler- und Grenzschichtgitter

Abb. 3.8: Gitterkonfigurationen anhand des Temperaturverlaufes und der Strahlungswärmestromdichte. Prozess jeweils von links nach rechts.

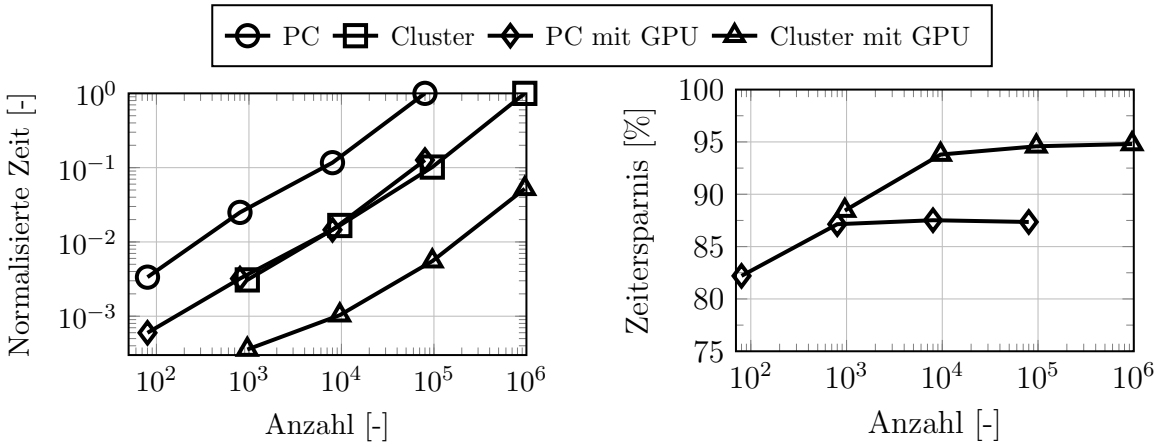
Speicher der GPU befinden, immer wieder benutzt werden. Für die Strahlverfolgung kann dies durch die Implementierung erreicht werden. Somit lässt sich die GPU sinnvoll für die Berechnung einsetzen.

In dieser Untersuchung werden für zwei Computersysteme Berechnungen jeweils mit und ohne GPU verglichen [15]. Die Computersysteme sind ein Desktop PC mit einem Intel i5-4670K quad core mit einer NVIDIA GTX 750 GPU, und ein GPU Cluster Knoten mit 2 Intel Xeon E5-2680 v3 Kernen mit vier NVIDIA P100 GPUs. Die Anzahl der CPU Floating Point Opperations pro Sekunde ist für den PC 217/243 GFLOPS und für den Cluster 960/1.267 GFLOPS, jeweils für den normalen Modus und den Boost Modus. Diese Zahlen sind in folgender Art approximiert:

$$\begin{aligned} 2\,(\text{Prozessoren}) \times 2,5\,\text{GHz} \times 12\,\text{Kerne} \times 2\,(\text{Addieren und Multiplizieren}) \\ \times 8\,(\text{einfache Genauigkeit}) = 960\,\text{GFLOPS}\ . \end{aligned} \tag{3.35}$$

Bei den GPUs hat die GTX 750, 1.389 GFLOPS und die P100 hat 10.600 GFLOPS für einfache Genauigkeit, insgesamt sind dies $4 \times 10.600 = 42.400$ GFLOPS.

Für die Berechnungen des Fire II Experiments [15] sind im Folgenden die normalisierte Zeit der Berechnung und die Zeitersparnis in Prozent für den Vergleich angegeben. Die normalisierte Zeit ist für jedes Computersystem mit der maximalen Berechnungszeit



(a) Normalisierte Zeit

(b) Zeitersparnis

Abb. 3.9: Veränderung der Berechnungszeit durch den Einsatz der GPU über der Anzahl der Photonenbündel.

normalisiert. In Abbildung 3.9a ist die normalisierte Zeit für verschiedene Anzahlen von Photonenbündel dargestellt. Beide Achsen sind logarithmisch aufgetragen. Für den PC lässt sich erkennen, dass sich die Berechnungszeit durch den Einsatz der GPU um etwas weniger als den Faktor 10 reduziert und mit einer größeren Anzahl von Photonenbündel leicht ansteigt. Dabei ist der Verlauf circa linear für die logarithmisch aufgetragenen Achsen. Für den Cluster lässt sich ein nahezu identisches Verhalten erkennen. Hier verringert sich die Berechnungszeit um etwas mehr als den Faktor 10 und steigt ebenfalls leicht mit der Anzahl der Photonenbündel an.
In Abbildung 3.9b ist dies noch einmal in Form der Zeitersparnis in Prozent berechnet dargestellt, durch

$$\text{Zeitersparnis} = \frac{t - t_{gpu}}{\max(t, t_{gpu})} \times 100\ [\%]\ . \tag{3.36}$$

Dabei sind t und t_{gpu} die Berechnungszeiten ohne und mit GPU. Das Maximum beider Variablen ist hier immer t, wie in Abbildung 3.9a zu sehen ist. Es ist gut zu erkennen, dass die Zeitersparnis zu Beginn für jedes der Computersysteme ansteigt bis ein bestimmtes Niveau erreicht ist. Im weiteren Verlauf bleibt der Wert der Zeitersparnis fast konstant.

3.5 Validierung und Verifikation der numerischen Berechnungskette

Da für den Anwendungsbereich der Raketenabwehr keine Referenzfälle zur Verfügung stehen, werden in dieser Analyse Referenzfälle aus anderen Bereichen innerhalb des at-

Tabelle 3.1: Maximale Geschwindigkeiten einiger Wiedereintrittsfälle in die Erdatmosphäre.

	Testkörper	Fire II	Stardust	Hayabusa
Geschwindigkeit [km/s]	5-7*	11	13	12

* Für Trajektorien mit 3000-10 000 km Reichweite, siehe Abschnitt 4.1.

Tabelle 3.2: Fire II Geometrie- und Anströmdaten aus [86].

Zeitpunkt [s]	D [m]	R_n [m]	R_c [m]	H [km]	V [km/s]
1: 1631,30	0,672	0,935	0,010	83,75	11,37
2: 1642,47	0,630	0,805	0,036	54,34	10,61
3: 1648,16	0,587	0,702	0,006	41,80	8,2

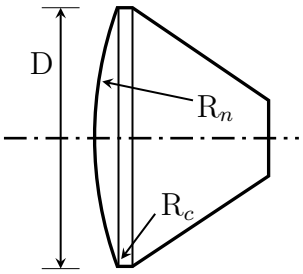


Abb. 3.10: Fire II Skizze.

mosphärischen Wiedereintritts in Betracht gezogen. Als gut dokumentierte Experimente kommen die Fire II -, Stardust- und Hayabusa-Wiedereintritte in die Erdatmosphäre in Frage. In Tabelle 3.1 sind diese Referenzfälle zusammen mit der Eintrittsgeschwindigkeit aufgelistet. Darüber hinaus ist zum Vergleich die maximale Geschwindigkeit für typische interkontinentale Flugbahnen, wie sie für den Testkörper gelten, aufgeführt. Zu den Werten sei angemerkt, dass sich die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen dem Testkörper und den Referenzfällen aufgrund der unterschiedlichen Eintrittswinkel in niedrigeren Höhen reduzieren.

Aufgrund der geringsten Differenz der Geschwindigkeit wird das Fire II Experiment gewählt. Für diesen Fall stehen zusätzlich zu den Messdaten [11], Referenzrechnungen [86] von der ESA und weitere Untersuchungen z. B. von Göbel [60] zur Verfügung. Das Fire II Experiment wurde 1969 von der NASA im Zuge des Apolloprogramms durchgeführt. Der Eintrittskörper ähnelt einer Apollo Kapsel, siehe Abbildung 3.10. Es ist zu beachten, dass sich die Fire II Geometrie in Abhängigkeit der Flugphase in drei Bereiche unterteilt, da während des Eintritts zweimal die Hitzeschutzschilde abgesprengt wurden. Die genauen Daten des Flugkörpers für die einzelnen Flugphasen sowie die entsprechenden Anströmbedingungen können der Tabelle 3.2 entnommen werden. Die Flugpunkte des Fire II Experiments werden in Sekunden nach dem Start angegeben. In dieser Untersuchung wird der Zeitpunkt 1648 s verwendet.

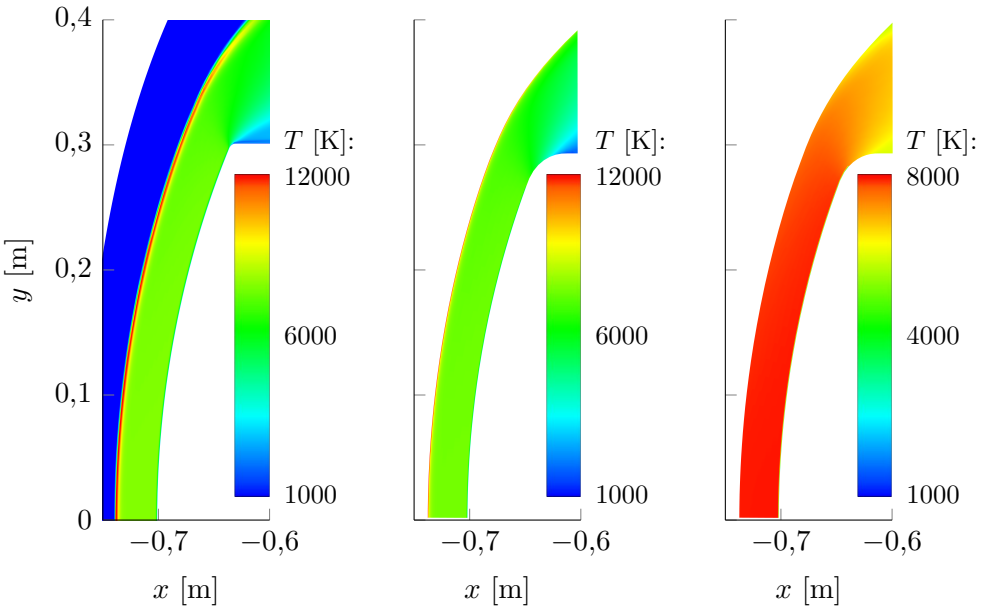
Tabelle 3.3: Anströmbedingungen Fire II, 1648 s .

Zeitpunkt	Dichte	Druck	Geschwindigkeit	T_∞	T_w
1648,2 s	$3{,}0403\times10^{-3}$ kg/m^3	230,924 Pa	8200 m/s	267 K	509 K

3.5.1 Strömungsberechnung des Fire II Experimentes

Für die Nachrechnung des Fire II Experimentes wurden sowohl die Gleichgewichtsversion als auch die Nichtgleichgewichtsversion in der Simulationsumgebung KEGS (Kopplung-Euler-Grenzschicht-Strahlung) verwendet. Für die Anströmbedingungen der Berechnungen wurde der Trajektorienzeitpunkt 1648 s, siehe Tabelle 3.2, ausgewählt, weil dieser Punkt den Strömungsbedingungen der ballistischen Flugkörper am ähnlichsten ist. Es wird davon ausgegangen, dass sich die Strömung im thermischen Gleichgewicht und im chemischen Nichtgleichgewicht befindet. Für die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht ist der Einfluss von Ionen vernachlässigt. Die Berechnung erfolgt in beiden Fällen rotationssymmetrisch und für den Gleichgewichtsfall auf einem Gitter mit 25×39 (normal zum Körper × in Körperrichtung) Punkten für das Eulerfeld und einem Gitter mit 100×29 Punkten für das Feld der Grenzschichtrechnung. Für den Nichtgleichgewichtsfall hat das Gitter des Eulerfeldes 80×39 und 100×29 Punkte für die Grenzschichtrechnung. Die Anströmbedingungen wurden nach dem ESA Testfall 6 [86, 89] ausgewählt und sind in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die Geometrie wurde modifiziert, indem der Radius R_c der 2. Berylliumschicht ebenfalls für die 3. Schicht verwendet wird.

In Abbildung 3.11 ist die Temperatur des gesamten Strömungsfeldes als Konturplot für (a) die Referenzdaten, (b) die Gleichgewichtsberechnung und (c) die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht dargestellt. Die Anströmung erfolgt von links ohne Anstellwinkel. Es ist zu erkennen, dass die Stoßschicht aus der Berechnung mit KEGS sowohl im Gleichgewicht als auch im Nichtgleichgewicht in guter Übereinstimmung mit den Referenzdaten ist. Der Stoßabstand ist nahezu identisch und die Temperaturverteilung ist sehr ähnlich. In den Referenzdaten und in der Nichtgleichgewichtsrechnung kommt es zu Beginn der Stoßschicht zu einer Überhöhung der Temperatur. Dies ist ein Nichtgleichgewichtseffekt und resultiert aus der hohen Anströmgeschwindigkeit und der Kompression des Gases. Durch die starke Erhitzung des Gases finden endotherme, chemische Reaktionen im Gas statt. Dieser Effekt ist sehr wichtig für diese Untersuchung und wird im Folgenden anhand der Staustromlinie genauer beschrieben.
Die Temperatur entlang der Staustromlinie ist in Abbildung 3.12 für die zuvor benannten Berechnungen dargestellt. Auf der linken Seite ist die freie Anströmung aus der Referenzrechnung zu sehen. Beide KEGS Berechnungen beginnen durch das Shock-Fitting Verfahren erst am Stoß und beinhalten somit nicht die freie Anströmung. Weitergehend nach rechts ist die Temperaturüberhöhung durch die chemischen Nichtgleichgewichtsef-



(a) Ref. Daten [86] (b) NGGW (c) GGW

Abb. 3.11: Fire II Konturplot der Temperatur.

fekte bei den Referenzdaten und der KEGS Nichtgleichgewichtsrechnung zu erkennen. In der KEGS Gleichgewichtsrechnung stellt sich die Gleichgewichtstemperatur unmittelbar hinter dem Stoß ein. Sie wird in den anderen beiden Rechnungen erst nach Ablaufen der chemischen Reaktionen zum Gleichgewichtszustand im Strömungsfeld erreicht. Die Strömungsgeschwindigkeit ist so groß, dass die Reaktionen erst nach Durchschreiten einer erkennbaren Wegstrecke den Gleichgewichtszustand erreichen. Da die Reaktionen endotherm sind, sinkt die Temperatur mit Fortschreiten der Reaktion ab. Im Gleichgewichtszustand sind Hin- und Rückreaktion im Gleichgewicht.
Auf der rechten Seite fällt die Temperatur innerhalb der Grenzschicht stark ab bis die Flugkörpertemperatur erreicht wird. Der Flugkörper ist analog zu den Referenzdaten mit einer konstanten Wandtemperatur von T=509 K modelliert. Die angenommene Wandtemperatur ist für einen atmosphärischen Eintritt sehr gering und resultiert daraus, dass die Berylliumschichten, wie erwähnt, während des Fluges abgesprengt worden sind. Für die Euler-Rechnung bleibt die Temperatur im Bereich der Grenzschicht nahezu konstant.

3.5.2 Strahlungsberechnung des Fire II Experimentes

Die Validierung der Strahlungsberechnung soll in zwei Schritten erfolgen. Zunächst wird für die Verifizierung der Implementierung ein eindimensionaler Fall betrachtet. Hierfür wird der Einfachheit halber die Staustromlinie der Fire II Berechnung benutzt. Der eindimensionale Fall wird mit der eindimensionalen Methode und der vollständig dreidimen-

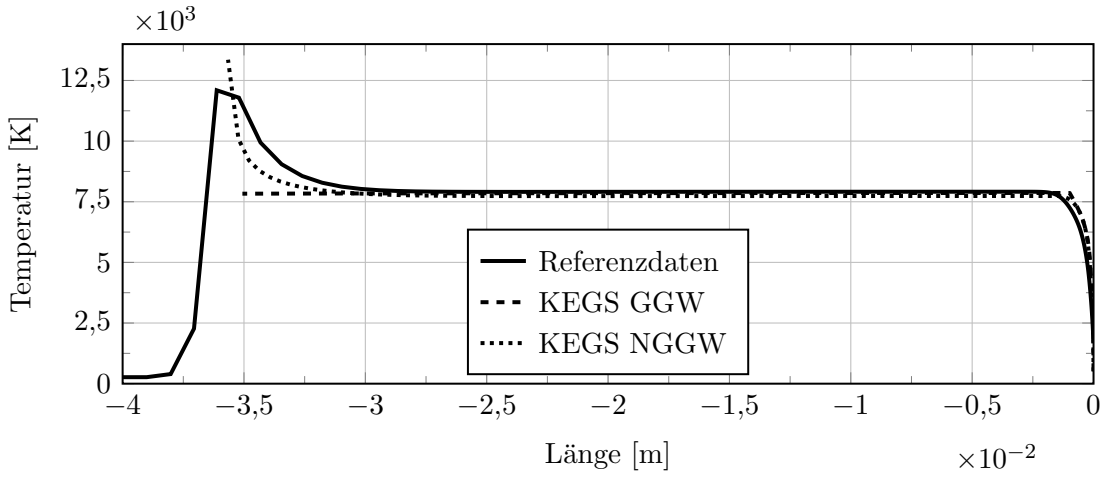


Abb. 3.12: Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie der Fire II Kapsel.

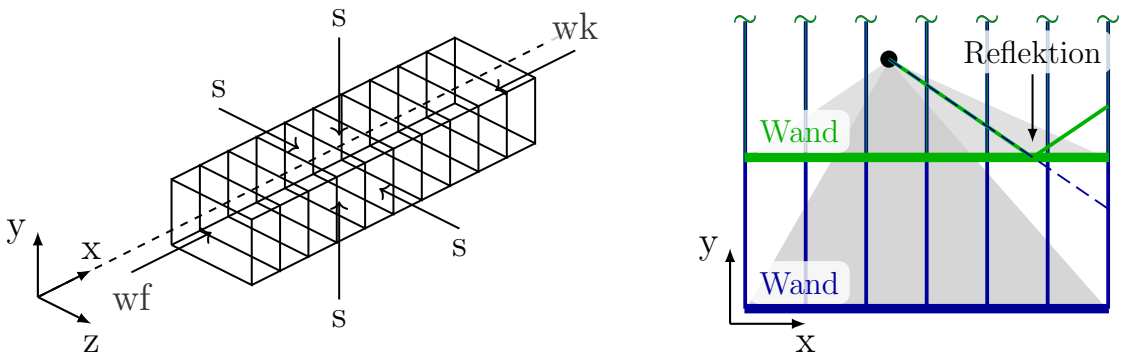
sionalen Photon-Monte-Carlo Methode berechnet und verglichen.
Im zweiten Schritt soll die Validierung durch den Vergleich mit dem Messwert aus [11] für den Staupunkt erfolgen. Es ist klar, dass ein einzelner Messwert nur eine geringe Aussagekraft haben kann, jedoch mangelt es leider an weiteren Daten.

Für die Strahlungsberechnung wurden bei allen Berechnungen die fünf Spezies N_2, O_2, N, O und NO berücksichtigt. Die Referenzrechnung und die Gleichgewichtsberechnung enthalten zusätzlich die Ionen N_2^+, N^+, O^+ und Elektronen. Für den Vergleich mit der Messung reicht der Spektralbereich von 0,2 bis 4 µm und ist damit gleich dem Spektralbereich des Flugexperimentes [11]. Da das Euler-Grenzschicht Verfahren mit zwei Berechnungsbereichen, dem viskosen und dem nichtviskosen Bereich, arbeitet, werden beide Gitter zu einem Gitter zusammengeführt, siehe Kapitel 3.3 .

Eindimensionale Verifikation - Staustromlinie

Für die eindimensionale Berechnung ist es sinnvoll, die Referenzdaten aus dem vorigen Abschnitt zu benutzen, da keine Kopplung durchgeführt und mit Benutzung dieser Daten die Nachvollziehbarkeit erhöht wird. Aus dem zweidimensionalen Strömungsfeld wird die Staustromlinie extrahiert und für die eindimensionale Strahlungsberechnung in eine Ebene mit vielen Schichten überführt. Es kommt in der Umsetzung zu einigen Besonderheiten, die im Folgenden kurz beschrieben werden.

Das Programm StaRad geht durch die Implementierung immer von mindestens zwei Linien für die Berechnung aus. Deswegen wird die Staustromlinie noch einmal dupliziert. Dabei werden zwei identische Linien berechnet. Da die Ausdehnung in diese Raumrich-



(a) Randbedingungen

(b) Einfluss der Gittervergrößerung.

Abb. 3.13: Besonderheiten im eindimensionalen Berechnungsfeld, für die Photon-Monte-Carlo Methode.

tung ohnehin als unendlich angenommen wird, ist dies für die physikalische Berechnung identisch zu der Berechnung einer einzelnen Linie.
Es werden für alle Randflächen, wie in Abbildung 3.13a zu sehen ist, spiegelnde Randbedingungen, mit "s" gekennzeichnet, gesetzt, außer für die beiden Wände. Die Randbedingungen der Wände sind mit "wk" für Körperwand und "wf" für die "Wand der freien Anströmung" gekennzeichnet. Durch die spiegelnde Randbedingung wird eine unendliche Ausdehnung in die jeweilige Raumrichtung für die Strahlungsberechnung erzeugt.
Weiter wird das Berechnungsfeld in diejenigen Raumrichtungen, welche als unendlich ausgedehnt angenommen werden, sehr groß gemacht. Für die physikalische Berechnung ist es unerheblich, wie groß eine Koordinate modelliert wird, wenn diese Raumrichtung als unendlich ausgedehnt angenommen und mit einer spiegelnden Randbedingung versehen wird. Für den Berechnungsprozess mit der Photon-Monte-Carlo Methode ist es jedoch vorteilhaft, die Koordinate sehr groß zu gestalten, um das Aspektverhältnis zwischen den Koordinaten zu vergrößern. Durch das größere Aspektverhältnis verkleinert sich der Winkelbereich für den eine spiegelnde Reflexion berechnet werden muss. Wenn weniger Reflexionen berechnet werden müssen, ist der Berechnungsaufwand geringer. Dies ist in Abbildung 3.13b anhand einer Skizze veranschaulicht. In dieser Darstellung sind zwei Gitter übereinander gelegt, dadurch ergeben sich zwei Wände. Die Zellen und der Emissionspunkt (schwarzer Punkt) sind identisch. Für das kleinere Gitter ist ein Strahlengang mit einer durchgezogenen Linie und für das große Gitter mit einer gestrichelten Linie eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass sich für das kleine Gitter eine Reflektion ergibt, für das große Gitter hingegen nicht. Physikalisch wird derselbe eindimensionale Sachverhalt berechnet.

Für die Strahlungsberechnung reicht der Spektralbereich von 0,2-4 µm und umfasst 2×10^4 Datenpunkte für die Spektralberechnung und 2×10^3 mit dem spectral binning. Für die Berechnung mit der Photon-Monte-Carlo Methode sind 10 Samples mit jeweils 5×10^6 Photonenbündel benutzt worden.

Tabelle 3.4: Wandwärmestromdichte [W/m^2].

	Körper	Anströmung (≙Abstrahlung)
StaRad*	1,0891(±0,000911)×10^6	1,3430(±0,000859)×10^6
1D	1,0892×10^6	1,3430×10^6

* Erste von zwei Linien.

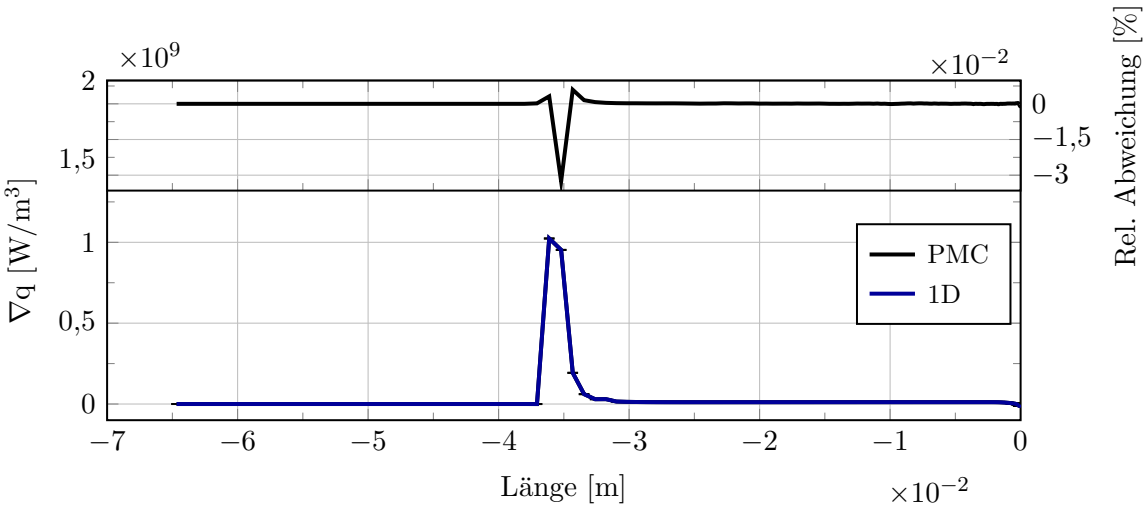


Abb. 3.14: Divergente Strahlungswärmestromdichte.

In Tabelle 3.4 sind die Wandwärmestromdichten für die unterschiedlichen Berechnungsmethoden eingetragen. Die analytische, eindimensionale Methode ist mit „1D" gekennzeichnet. Die Standardabweichung der Photon-Monte-Carlo Methode ist vier Größenordnungen kleiner als der berechnete Wert und die Differenz zwischen den Methoden ist 0,0363 % für die Körperwand und 0,000875 % für die Wand der Anströmung. Die Wand der Anströmung ist die Systemgrenze, somit entspricht der Wert hier dem Wert der Abstrahlung. Es kommt zu einer guten Übereinstimmung der Werte, die mit den unterschiedlichen Methoden, analytisch und numerisch, berechnet worden sind.

In Abbildung 3.14 ist die divergente Strahlungswärmestromdichte für die erste der zwei Linien im Berechnungsfeld aufgetragen. Weiter ist die relative Differenz für jede Berechnungsstelle mit dargestellt. Es kommt zu einer guten Übereinstimmung zwischen beiden Berechnungsmethoden. Die maximale relative Abweichung ist -0,03521 % im Bereich des Stoßes.

Durch die Vergleiche der Wandwärmestromdichte und der divergenten Strahlungswärmestromdichte ist gezeigt worden, dass beide Berechnungsmethoden in guter Übereinstimmung zueinander sind. Durch die gute Übereinstimmung sei weiter gezeigt, dass beide

Methoden funktional korrekt implementiert worden sind.
Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass sich der Berechnungsprozess der Methoden stark voneinander unterscheidet. In der eindimensionalen, analytischen Berechnung wird nur mit Volumen bezogenen Größen in [W/m^3] gerechnet. Das Volumen selber ist als unendlich groß angenommen. In der Photon-Monte-Carlo Methode ist dies physikalisch nicht möglich. Hier wird in der vorwärts gerichteten Methode immer mit der Leistung in [W] gerechnet, da die Flächen in [W/m^2] und die Volumina in [W/m^3] auf eine gemeinsame Einheit gebracht werden müssen.

Dreidimensionale Validierung

Für die dreidimensionale Berechnung entspricht das Gitter dem der Strömungssimulation und wurde in ein finite Volumen Gitter im dreidimensionalen Raum, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, mit 5° Öffnungswinkel überführt. Für die Photon-Monte-Carlo Methode wurden 10 Samples mit jeweils 5×10^5 Photonenbündel für die Gleichgewichtsberechnung, 1×10^6 für die Nichtgleichgewichtsberechnung und 1×10^6 für die Referenzdatenberechnung durchgeführt. Diese Zahlen variieren hauptsächlich aufgrund der Dimensionen der Gitter. An den achsensymmetrischen Bereichen des Berechnungsgitters wurden spiegelnde Randbedingungen gesetzt, um die Achsensymmetrie im dreidimensionalen Raum zu ermöglichen.

In Abbildung 3.15 ist die Strahlungswandwärmestromdichte auf den Flugkörper entlang der Körperkontur des Flugkörpers für die drei Berechnungen und die Messung abgebildet. Hierbei wird unmittelbar der Unterschied zwischen der GGW und der NGGW Berechnung in der Strömungssimulation deutlich. Die Strahlungswärmestromdichte, welche durch Berechnungen erzeugt worden sind, die chemisches Nichtgleichgewicht berücksichtigen, liegen deutlich über der Strahlungswärmestromdichte, dem die Annahme chemischen Gleichgewichts zugrunde liegt. In allen drei Berechnungen kommt es zu einem starken Abfall im Bereich der Schulter des Flugkörpers. Dies liegt daran, dass hier eine Expansion der Strömung vorliegt und dadurch die Temperatur absinkt.
Im Bereich der Staustromlinie befindet sich die Strahlungswärmestromdichte der KEGS NGGW Berechnung unterhalb der Strahlungswärmestromdichte aus der Berechnung mit den Referenzdaten. Dies kann zwei Gründe haben, zum einen ist im Gleichgewichtsbereich der NGGW Berechnung die Temperatur leicht unterhalb der Temperatur aus den Referenzdaten und zum anderen hat der Bereich der hohen Temperaturen unmittelbar hinter dem Stoß in den Referenzdaten ein größeres Volumen, sodass sich hieraus auch ein größerer Strahlungswärmestrom ergibt. Vergleiche hierzu Abbildung 3.12 . Der zweite Effekt ist mit großer Wahrscheinlichkeit der Effekt, welcher den größeren Einfluss auf die Differenz, zwischen dem Wärmestrom, ermittelt aus den Referenz Daten und mit der KEGS NGGW Berechnung, hat. Die Temperaturüberhöhung unmittelbar hinter dem Stoß hat, wie zu

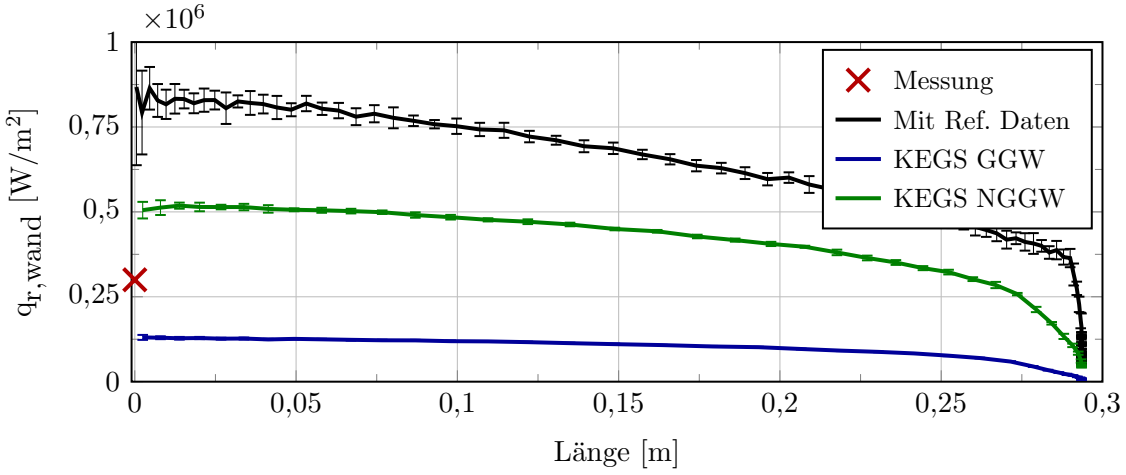


Abb. 3.15: Fire II Strahlungswandwärmestromdichte entlang der Körperkontur.

Beginn des Abschnittes festgestellt, einen großen Einfluss auf den Strahlungswärmestrom und die emittierte Wärme ist proportional zum Volumen der Zellen im Strömungsfeld.

3.5.3 Vergleich 1D und 3D Strahlungsberechnung bei dem Fire II Experiment

In diesem Abschnitt werden die Berechnungsergebnisse aus der eindimensionalen Approximation mit den Ergebnissen aus der dreidimensionalen Photon-Monte-Carlo Methode verglichen. Dieser Vergleich soll dabei zwei Aufgaben erfüllen.
Erstens wird für die Methodenentwicklung der eindimensionalen Approximation die Genauigkeit der Approximation dargestellt. Hierzu ist der Vergleich mit einer höherwertigen Methode erforderlich. Durch den Einsatz der Photon-Monte-Carlo Methode kann der Vergleich sogar als Vergleich mit einem exakten Ergebnis angesehen werden, siehe hierzu Abschnitt 3.2.
Zweitens wird für die praktische Berechnung geklärt, ob im Fall des Fire II Experimentes die eindimensionale Approximation ausreichende Berechnungsergebnisse liefert. Im Vergleich zu der Photon-Monte-Carlo Methode besitzt die eindimensionale Approximation einen deutlich kleineren Berechnungsaufwand, sodass, insbesondere für die Kopplung, mit der eindimensionalen Approximation die Berechnung schneller ausgeführt werden könnte.

Für diesen Vergleich werden die divergente Strahlungswärmestromdichte, wichtig für die Kopplung, und die Wandwärmestromdichte untersucht. Der Vergleich der Wandwärmestromdichte ist wichtig für den Vergleich mit Referenzdaten und Messungen sowie für die Abstrahlung des Flugkörpers. In Abbildung 3.16 ist die Wandwärmestromdichte durch Strahlung auf den Flugkörper und in Abbildung 3.17 auf die gegenüber liegende Wand

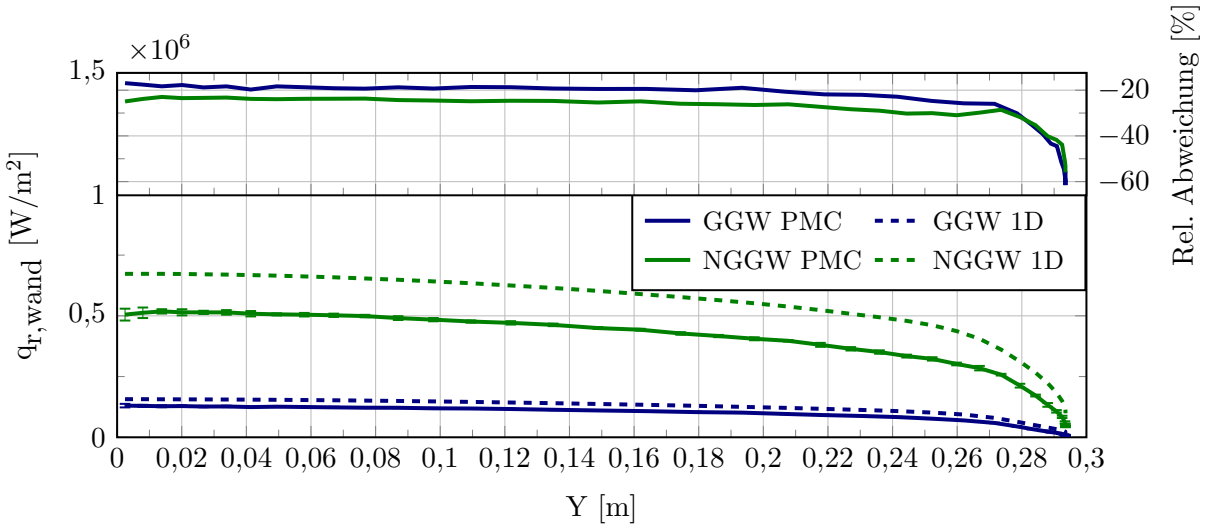


Abb. 3.16: Vergleich der Berechnungsmethoden für die Strahlungswärmestromdichte auf die Flugkörperwand.

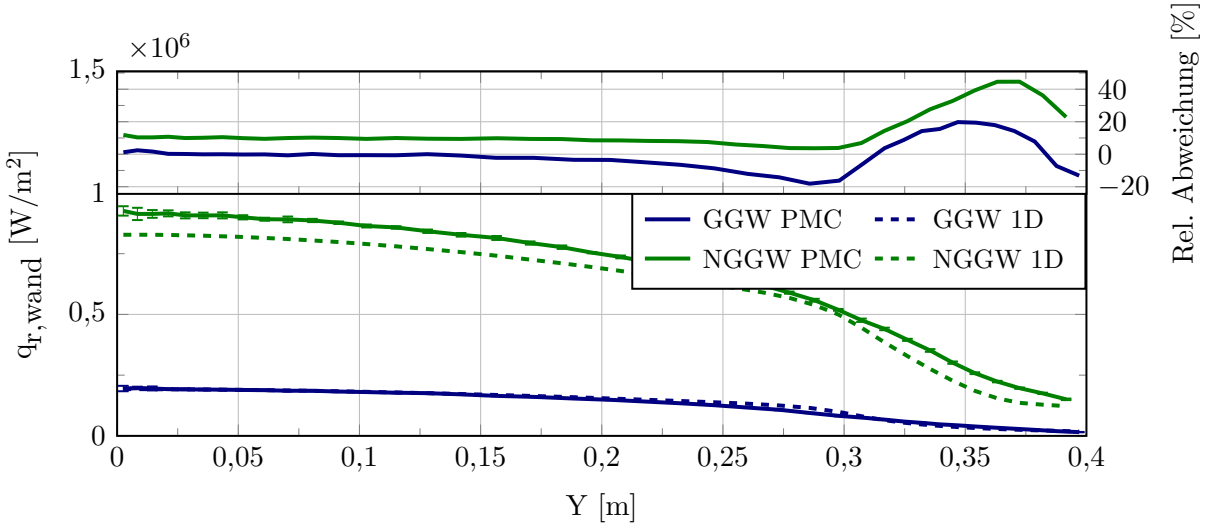


Abb. 3.17: Vergleich der Berechnungsmethoden für die Strahlungswärmestromdichte auf die Wand der freien Anströmung.

(freie Anströmung) dargestellt. Für beide Wände kommt es zu einer guten Übereinstimmung der qualitativen Verläufe, jedoch kommt es quantitativ teilweise zu großen Differenzen. Dies wird insbesondere durch die relative Abweichung deutlich. Die Werte aus der eindimensionalen Approximation sind für die Körperwand höher und für die Wand der freien Anströmung geringer. Dies liegt daran, dass die Krümmung für die Körperwand konvex und für die Wand der freien Anströmung konkav zum strahlenden Medium ist.

Für den zweiten Vergleich ist in Abbildung 3.18 die divergente Strahlungswärmestromdichte für beide Berechnungsmethoden dargestellt. Die Werte sind logarithmisch aufgetragen und im Bereich der Körperwand (rechts) gibt es eine Nullstelle. Diese ist der Grund, warum die relative Abweichung in diesem Bereich stark ansteigt und auch wieder stark abfällt. Für den Großteil des dargestellten Bereichs ist die relative Abweichung mit <1,5 % und <0,5 % sehr klein. Im Bereich des chemischen Gleichgewichtes ist der Wert aus der Gleichgewichtsberechnung etwas höher als der Wert aus der Nichtgleichgewichtsberechnung. Dies liegt an der Einstrahlung aus dem Stoßbereich in der Nichtgleichgewichtsberechnung.
In Abbildung 3.19 ist derselbe Sachverhalt noch einmal für die letzte Linie im Berechnungsfeld dargestellt. Hier ist die Linie aus der Gleichgewichtsberechnung etwas länger, weil die Gitter an dieser Stelle nicht exakt übereinander liegen. In diesem Bereich des Berechnungsfeldes kommt es zu zwei Nullstellen für die divergente Strahlungswärmestromdichte, sodass die relative Abweichung mit dem Wert am Stoß für die Division berechnet ist. Auch in diesem Bereich kommt es zu einer guten Übereinstimmung der beiden Berechnungsmethoden. Anhand der vier Vergleiche zwischen eindimensionaler Approxi-

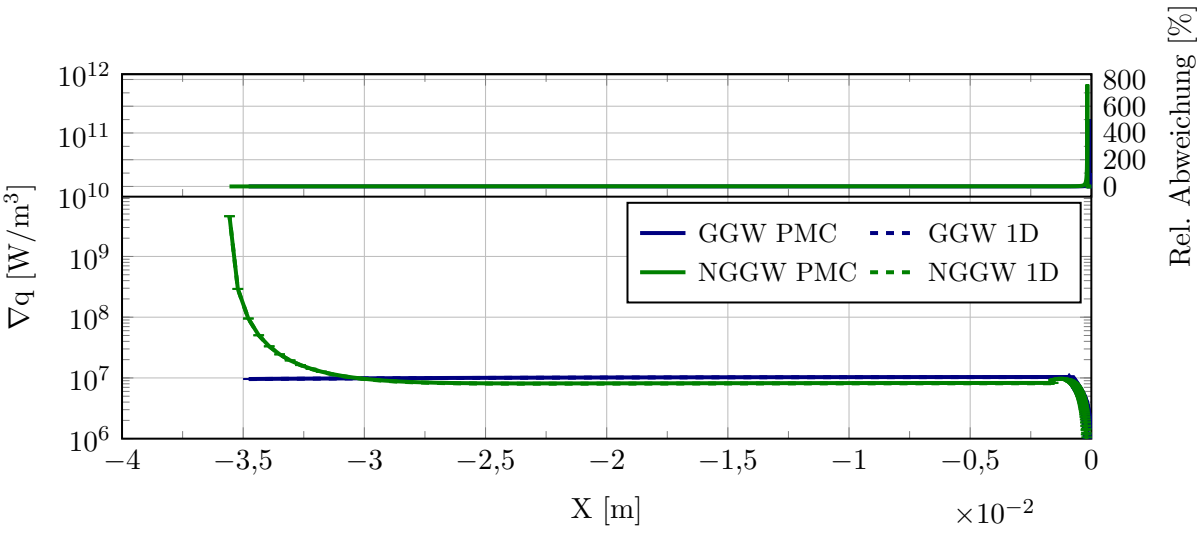


Abb. 3.18: Vergleich der Berechnungsmethoden für die divergente Strahlungswärmestromdichte entlang der Staustromlinie.

mation und dreidimensionaler Strahlungsberechnung für jeweils Strömungsberechnungen im chemischen Gleichgewicht und im chemischen Nichtgleichgewicht, kann gezeigt werden, dass es abhängig von der strahlungstechnischen Größe zu unterschiedlichen Ergebnissen kommt. Die Differenzen für die Wandwärmestromdichte sind signifikant und für die divergente Strahlungswärmestromdichte gering. Dies liegt daran, dass die divergente Strahlungswärmestromdichte aufgrund der geringen optischen Dicke von der Emission dominiert wird. Die Annahme einer transparenten Stoßschicht ist beispielsweise durch die Dominanz der Emission begründet. Für die Kopplung kann die eindimensionale Approxi-

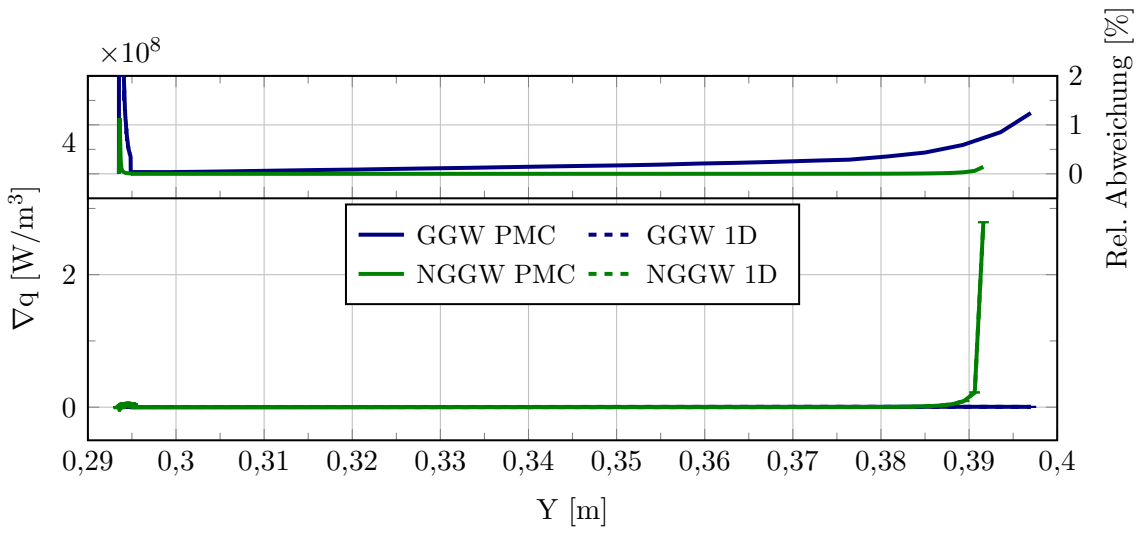


Abb. 3.19: Vergleich der Berechnungsmethoden für die divergente Strahlungswärmestromdichte entlang der letzten Linie.

mation in guter Näherung verwendet werden. Für die Wandwärmestromdichte sollte hingegen auf die dreidimensionale Photon-Monte-Carlo Methode zurückgegriffen werden.

3.5.4 Kopplung von Strömung und Strahlung bei dem Fire II Experiment

Die Kopplung der Strömungs- und Strahlungsberechnung stellt zusammen mit der optischen Signatur den Hauptaspekt und den fachlichen Abschluss dieser Untersuchung dar. Aus diesem Grund wird der Aspekt der Kopplung auch im Abschnitt der Validierung ausführlich betrachtet. Durch die hohen Temperaturen des Gases in der Stoßschicht, emittiert das Gas einen signifikanten Anteil der Energie in Form von Strahlung. Die Absorption durch das Gas selber ist als moderat bis gering einzustufen und wurde in der Vergangenheit häufig vernachlässigt. Man spricht dann von der Annahme eines transparenten Gases. Für eine genaue Untersuchung sollte dieser Aspekt jedoch betrachtet werden, da sonst der Energieverlust überschätzt wird. Insbesondere im Bereich der Grenzschicht kann es sogar zu einem Energiezuwachs durch Strahlung aus heißeren Bereichen der Stoßschicht und der Wand kommen.

Für die Berechnung der divergenten Strahlungswärmestromdichte wird, wie zuvor beschrieben, das Gitter der Strömungssimulation zusammengeführt und in eine finite Volumen Interpretation umgewandelt. Für die Rückführung der divergenten Strahlungswärmestromdichte in die Strömungssimulation muss das Gitter für den viskosen und den nichtviskosen Bereich, wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, aufgeteilt werden. Hierbei wird für den Bereich der Überlappung beider Strömungsberechnungen für die nichtviskose Be-

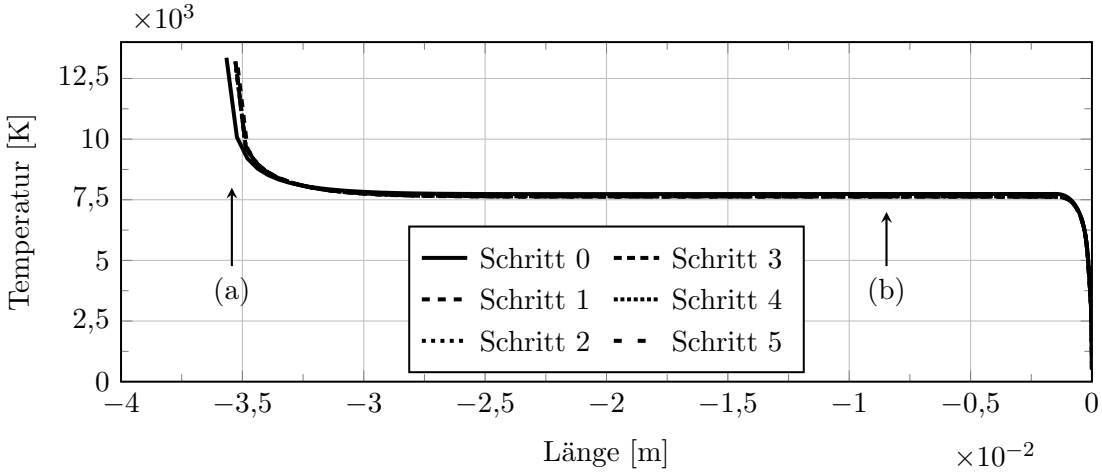
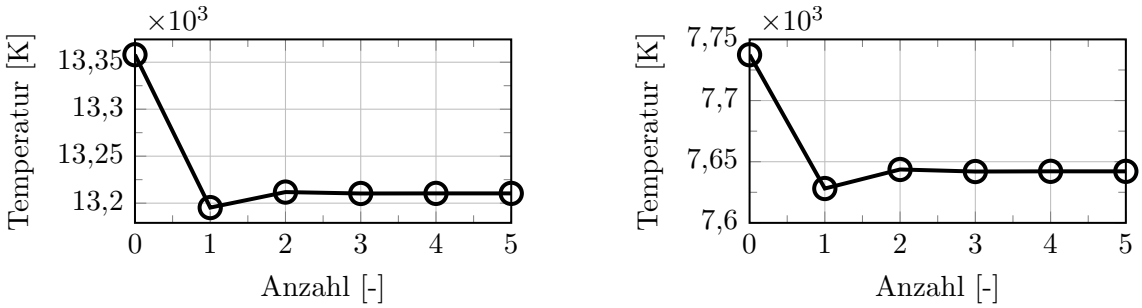


Abb. 3.20: Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie der Fire II Kapsel für alle Kopplungsschritte im chemischen Nichtgleichgewicht.

rechnung extrapoliert.
In der gekoppelten Berechnung ist der Strahlungswärmestrom von Interesse und nicht der Vergleich mit der Messung, deshalb wird der Spektralbereich vergrößert. Aufgrund der starken Strahlung im UV Bereich wird hin zu kürzeren Wellenlängen erweitert. Der Spektralbereich umfasst für die Kopplung 0,01 bis 10 µm.
Für die gekoppelte Berechnung wird hier auf die Berechnungsmethode der eindimensionalen Approximation zurückgegriffen. Es konnte im vorigen Abschnitt und in [15] gezeigt werden, dass die eindimensionale Approximation für die divergente Strahlungswärmestromdichte zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Es werden 5 Kopplungsschritte zwischen Strömungs- und Strahlungssimulation ausgeführt. Für den abschließenden Vergleich mit der Messung wird der Strahlungstransport, wie schon zuvor, mit der Photon-Monte-Carlo Methode und den entsprechenden Parametern berechnet. Hierfür werden 2×10^6 Photonenbündel und 10 Samples verwendet. Außerdem wird auch der reduzierte Spektralbereich passend zum Messinstrument, wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben, benutzt.

Für die Darstellung des Ergebnisses der gekoppelten Berechnung liegt der Fokus auf der Staustromlinie. Anhand des qualitativen Verhaltens der Temperatur wird die Plausibilität überprüft. Darüber hinaus wird die Strahlungswärmestromdichte im Staupunkt wie schon zuvor überprüft. In Abbildung 3.20 ist der Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie für alle Kopplungsschritte dargestellt. Die Verschiebung des Stoßabstandes sowie die Veränderung der Temperaturen entlang der Stromlinie über die Kopplungsschritte ist gut zu erkennen. In Abbildung 3.21 ist die Stoß- und Plateautemperatur der Staustromlinie über die Kopplungsschritte aufgetragen. Durch diese Darstellungsform lässt sich das qualitative Verhalten für diese Punkte besonders gut erkennen. Der alternierende Verlauf und ein rasches Einstellen nach wenigen Schritten zum Endwert stehen im Einklang mit anderen Untersuchungen [13, 24].



(a) Stoßtemperatur (b) Plateautemperatur

Abb. 3.21: Stoß- und Plateautemperatur für verschiedene Kopplungsschritte im chemischen Nichtgleichgewicht.

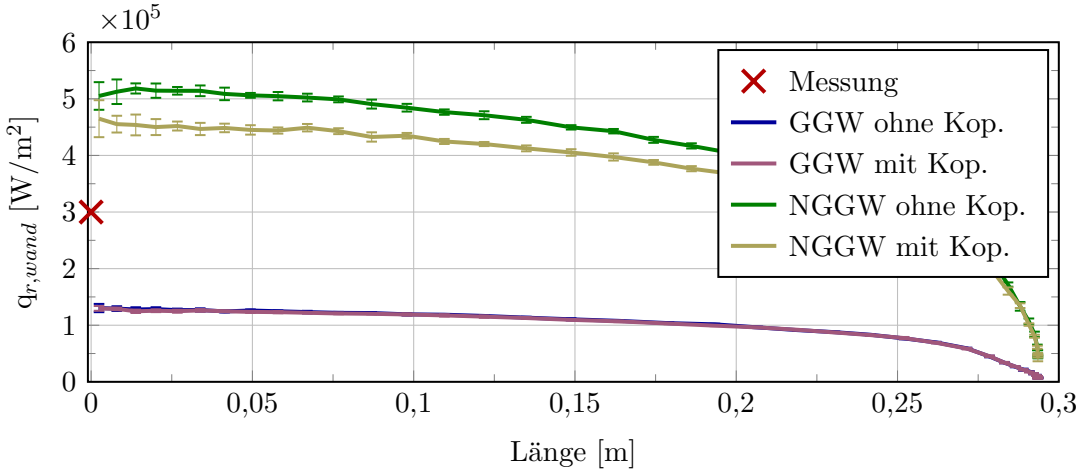


Abb. 3.22: Fire II Strahlungswandwärmestrom vor und nach der gekoppelten Berechnung.

Ein weiteres Validierungsmerkmal ist die Berechnung der Strahlungswärmestromdichte auf den Flugkörper nach der gekoppelten Berechnung. Unterschiede zur Strahlungswärmestromdichte vor der gekoppelten Berechnung und der erneute Vergleich mit der Messung sind in Abbildung 3.22 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die Veränderungen für die Kopplung im chemischen Gleichgewicht sehr gering sind. Für die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht kommt es hingegen zu einer sichtlichen Reduktion der Strahlungswärmestromdichte. Dies liegt daran, dass die Temperaturen in der Nichtgleichgewichtsberechnung höher sind und somit stärker auf die Kopplung reagieren, vergleiche Abbildung 3.21a und 3.21b .

4 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die zuvor beschriebenen Methoden und Berechnungswerkzeuge zur Anwendung kommen. Dabei wird die Abstrahlung im optischen Bereich eines ballistischen Flugkörpers beim Eintritt in die Erdatmosphäre berechnet. Hierbei liegt der Fokus auf dem Einfluss der Kopplung zwischen Strömungs- und Strahlungssimulation auf die Abstrahlung.
Der Einfluss der Strömungs-Strahlungskopplung beim Wiedereintritt ist stark von den Anströmbedingungen abhängig, weil ein weiter Bereich der Atmosphäre durchflogen wird. Aus diesem Grund werden im ersten Abschnitt dieses Kapitel exemplarische ballistische Flugbahnen betrachtet und verglichen. Dadurch können repräsentative Anströmbedingungen identifiziert werden. Im zweiten Abschnitt des Kapitels wird die Abstrahlung eines Flugkörpers berechnet. Hierbei werden die numerischen Methoden benutzt und mit analytischen Methoden verglichen, wobei der Einfluss der Kopplung nur mit numerischen Methoden berechnet wird.

In dieser Untersuchung wird eine geometrische Konfiguration mit exemplarischem Charakter untersucht. Hierfür wird ein generischer Testkörper mit der Geometrie eines dreifachen Konus (Triple Cone) verwendet. Die geometrischen Daten des Testkörpers sind in Tabelle 4.1 und Abbildung 4.1 definiert. Die Daten wurden aus verschiedenen Abbildungen und Fotos von Gefechtsköpfen rekonstruiert. Diese Methode ist in [3] genauer beschrieben. Der Körper stellt eine generische Geometrie dar. Das besondere Merkmal ist ein kleiner Nasenradius im Vergleich zur Länge des Flugkörpers. Der maximale Durchmesser ist ebenfalls klein verglichen zur Länge (Verhältnis Länge zu Durchmesser $L/D = 0{,}36$). Durch diese Merkmale kann der Flugkörper als „schlanker Körper" bezeichnet werden.

4.1 Ballistischer Flug

Für die Untersuchung von aerothermodynamischen Effekten während der Flugzeit eines ballistischen Flugkörpers und der Abstrahlung werden drei Trajektorien exemplarisch vorgestellt und untersucht. Diese Flugbahnen sollen Bezug zur aktuellen Bedrohungssituationen geben und gleichzeitig exemplarischen Charakter haben, um generelle Aussagen über aerothermodynamische Effekte, insbesondere die Kopplung zwischen Strömungs- und Strahlungssimulation, treffen zu können. Als gegenwärtig relevante Flugdistanzen auf der

Tabelle 4.1: Testkörper Geometriedaten [m].

R_n	R_1	R_2	R_3	L_1	L_2	L_3
0,1	0,435	0,300	0,050	0,450	1,280	2,39

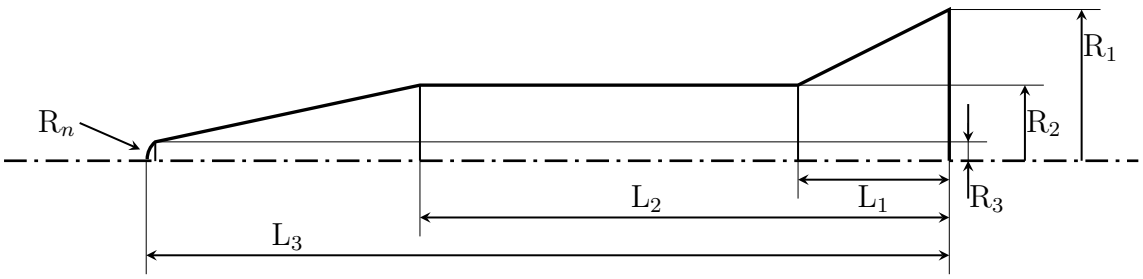


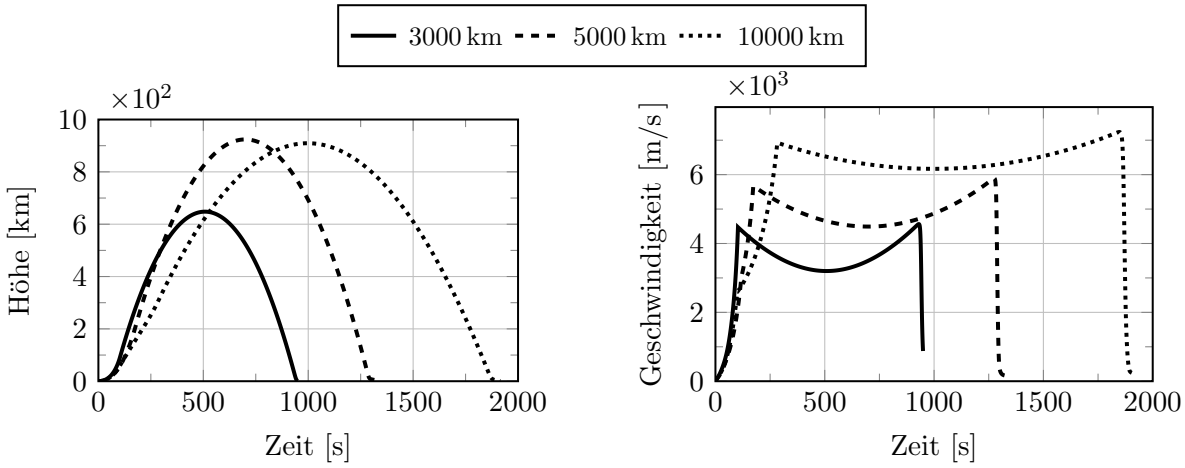
Abb. 4.1: Testkörper Skizze.

Tabelle 4.2: Überblick über die untersuchten Flugbahnen.

Reichweite	Max. Geschwindigkeit	Max. Machzahl	Max. Höhe
3000 km	4564 m/s	16,4	648 km
5000 km	5895 m/s	27,3	917 km
10 000 km	7238 m/s	32,7	904 km

Erdoberfläche (Reich-, Wurf- oder Schussweite) wurden Distanzen von 3000 km, 5000 km und 10 000 km ausgewählt. Im Zuge dieser Forschungsarbeit ist ein Softwarewerkzeug zur Grobabschätzung des ballistischen Fluges nach [90, 91] entstanden. Genauere Szenarien, insbesondere im Hinblick auf den Eintrittswinkel, liefern numerische Simulationen. Die Flugbahn mit 3000 km Reichweite wurde mit der Software MITHRAS [92] berechnet. Die beiden Flugbahnen mit 5000 km und 10 000 km Reichweite sind freundlicherweise von der IABG mbH zur Verfügung gestellt worden. Einen Überblick über die Bahndaten ist in Tabelle 4.2 dargestellt.

Für die Untersuchung der aerothermodynamischen Effekte ist die Reichweite eines Flugkörpers nicht direkt von Bedeutung. Wichtige strömungstechnische Daten, wie die Geschwindigkeit, stehen jedoch im direkten Zusammenhang mit der Reichweite, wie aus Tabelle 4.2 ersichtlich wird. Für eine erhöhte Reichweite muss z. B. auch die Brennschlussgeschwindigkeit und damit die maximale Geschwindigkeit in der Aufstiegsphase zunehmen. Diese Geschwindigkeit wird durch Energieerhaltung kurz vor dem Wiedereintritt in die Erdatmosphäre erneut erreicht und kann sogar überschritten werden, bevor der Flugkörper innerhalb der Erdatmosphäre abgebremst wird. Werden unterschiedliche Abschusswinkel berücksichtigt, erhöht sich der Komplexitätsgrad weiter. Hierfür sei auf weiterführende Literatur verwiesen [3, 90, 91]. In dieser Untersuchung werden nur so genannte „minimale Energie" (engl. minimum energy) Flugbahnen untersucht. Dies sind



(a) Höhe über der Zeit (b) Geschwindigkeit über der Zeit

Abb. 4.2: Trajektorien für verschiedene Reichweiten.

Flugbahnen, bei denen nach Brennschluss bei einer bestimmten Geschwindigkeit und Masse des Flugkörpers durch den Flugwinkel die maximale Reichweite erzielt wird. Umgekehrt bedeutet dies, bei einer gegebenen Reichweite, die minimale Energie für den Flugkörper, daher der Name. Diese Flugbahnen haben exemplarischen Charakter und werden deswegen verwendet.

In Abbildung 4.2a ist die Höhe über der Flugzeit und in Abbildung 4.2b die Geschwindigkeit über der Flugzeit für alle drei Flugbahnen aufgetragen. Gut zu erkennen sind hier die Zunahme der Beschleunigung kurz vor Brennschluss der einzelnen Stufen und die maximalen Geschwindigkeiten zu Beginn und am Ende der Flugbahn. Im Apogäum, im mittleren Bereich der Flugzeit, erreicht die Geschwindigkeit ein lokales Minimum, da hier der Abstand zwischen Flugkörper und Erde und damit auch die potentielle Energie des Flugkörpers maximal ist. Gegen Ende der Flugbahn kommt es zu einer starken Reduzierung der Fluggeschwindigkeit. Dies wird durch den Wiedereintritt des Flugkörpers in die Erdatmosphäre hervorgerufen.
Aufgrund der enormen Verzögerung durch aerodynamische Kräfte kommt es zu einer Erwärmung des umströmenden Gases und somit auch zu einer Erwärmung des Flugkörpers. Dieser Effekt ist bei der Beschleunigung zu Beginn der Flugbahn ebenfalls präsent, jedoch nicht so stark ausgeprägt. Dies wird durch die Untersuchung der vollständigen Flugbahn mit der Software MissCon [33, 68, 69] bestätigt und ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Aufgrund der höheren Erwärmung des Gases und damit der Flugkörperstruktur wird der Fokus der nachfolgenden Untersuchungen insbesondere mit den numerischen Methoden auf den Bereich des Wiedereintritts gelegt. Hier ist ein größerer Einfluss der Kopplung zwischen Strömungs- und Strahlungssimulation zu erwarten.

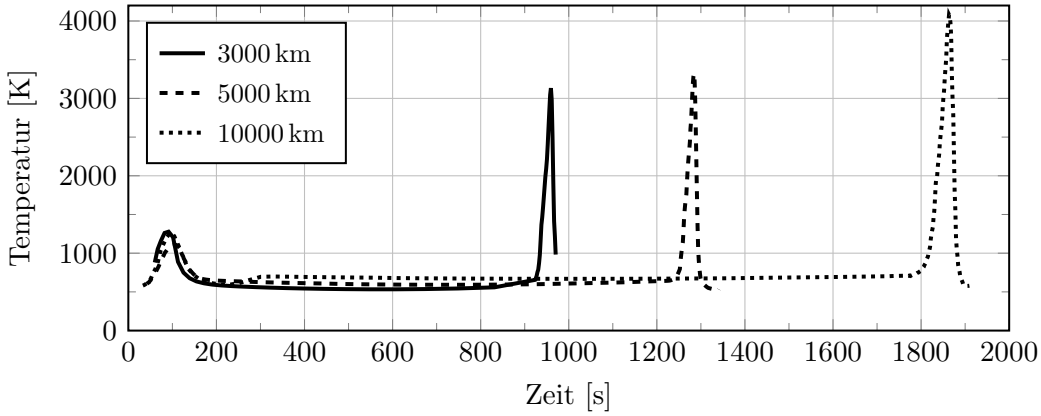


Abb. 4.3: Maximale Temperatur des Flugkörpers für die unterschiedlichen Flugbahnen, mit einer Strahlungsadiabaten Wand.

Durch die Untersuchung der gesamten Flugbahn mit der Software MissCon soll zunächst der qualitative Verlauf der Aufheizung des Flugkörpers bestätigt werden. Weiter können so Bereiche identifiziert werden, die für die numerische Untersuchung von besonderem Interesse sind.
In Abbildung 4.3 ist der Temperaturverlauf entlang der gesamten Flugbahn für alle Trajektorien über der Zeit dargestellt. Hierbei handelt es sich um die maximale Temperatur des Flugkörpers zu jedem Zeitpunkt. Der qualitative Verlauf der Temperatur entlang der Trajektorie entspricht den plausiblen Überlegungen zur aerodynamischen Aufheizung. Zu Beginn des Fluges erwärmt sich der Flugkörper während der Aufstiegsphase, da die Atmosphäre durchflogen wird. Bemerkenswert ist, dass diese Erwärmung für alle drei Trajektorien ähnlich ist, obwohl sich die Trajektorien stark voneinander unterscheiden. Dies liegt daran, dass sich diese Erwärmung auf einen kurzen Zeitraum während der Aufstiegsphase beschränkt und die Flugbahnen während dieser Phase ähnliche Geschwindigkeiten haben. Nach dem Verlassen dichter Atmosphärenschichten kühlt sich der Flugkörper ab, indem Wärmestrahlung abgegeben wird. Am Ende der Flugbahn kommt es zum Wiedereintritt in die Erdatmosphäre. Die Berechnung zeigt einen enormen Anstieg der Temperatur bis zu einem Maximum, nachdem es zu einem starken Absinken der Temperatur kommt. Der Wiedereintritt ist durch extreme Gradienten im Temperaturverlauf gekennzeichnet.

4.2 Untersuchung eines exemplarischen Flugpunktes

In diesem Abschnitt werden die beschriebenen Methoden auf die Testkörper-Konfiguration angewendet. Es werden aerothermodynamische Effekte aufgezeigt und der Einfluss durch die Kopplung mit der Strahlung verdeutlicht. Abschließend wird der Einfluss auf die Infrarotsignatur diskutiert.

In dieser Analyse wird zunächst ein einzelner Flugpunkt genauer betrachtet, so wie dies bereits in Kapitel 3 mit dem Fire II Experiment gemacht worden ist. Hierbei werden die Strömungs- und Strahlungsberechnung sowie die Kopplung und Abstrahlung detailliert betrachtet.
Darauf folgt die Analyse ausgewählter Größen über die gesamte Flugbahn bzw. über die Flugbahn während des Wiedereintritts hinweg. Bei dieser Untersuchung liegt der Fokus nicht in den strömungs- und strahlungstechnischen Details, sondern auf einen Überblick ausgewählter Effekte über einen weiten Bereich von Anströmbedingungen.

4.2.1 Strömungsberechnung

Die Berechnungen in diesem Abschnitt sollen exemplarischen Charakter haben, deswegen hat der Flugpunkt, mit dem die Berechnungen durchgeführt werden, ebenfalls exemplarischen Charakter besitzen. Es wird ein Punkt ausgewählt, der sowohl für die Flughöhe als auch für die Geschwindigkeit im mittleren Bereich liegt.

Für den Flugpunkt wird die 5000 km Trajektorie verwendet, welche die mittlere der drei Trajektorien ist. Auf dieser Flugbahn wird ein Flugpunkt auf moderater Höhe bei 37,9 km ausgewählt. Die Anströmgeschwindigkeit liegt bei 5887 m/s. Es ist zu erwarten, dass sich die Strömung im thermischen Gleichgewicht und im chemischen Nichtgleichgewicht befindet. Die Berechnung erfolgt rotationssymmetrisch auf einem Gitter von 20×56 für die nichtviskose Berechnung und 60×56 für die viskose Berechnung im chemischen Gleichgewicht. Für die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht werden Gitter mit 40×56 und 60×56 für die nichtviskose und die viskose Berechnung verwendet. Hierbei ist zu beachten, dass das Gitter für eine höhere Stabilität der Rechnung, insbesondere in niedrigeren Höhen unterhalb von 50 km nur bis circa 1,8 m von der Flugkörperspitze aus gesehen, reicht. Damit ist der letzte Konus und der damit verbundene eingebettete Stoß nicht Teil der Berechnung. Die Körperrandbedingung der viskosen Berechnung ist eine strahlungsadiabate Wand mit einem Emissionsgrad von $\epsilon = 0{,}7$. Es wird die Grenzschicht-

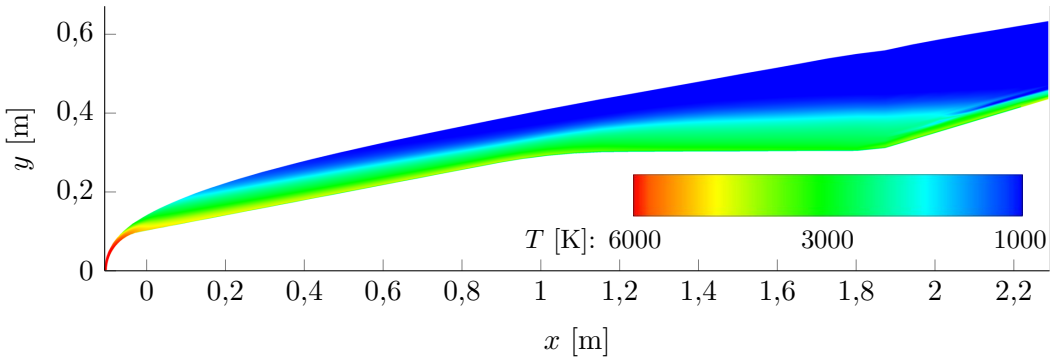


Abb. 4.4: Konturplot der Temperatur für den Testkörper.

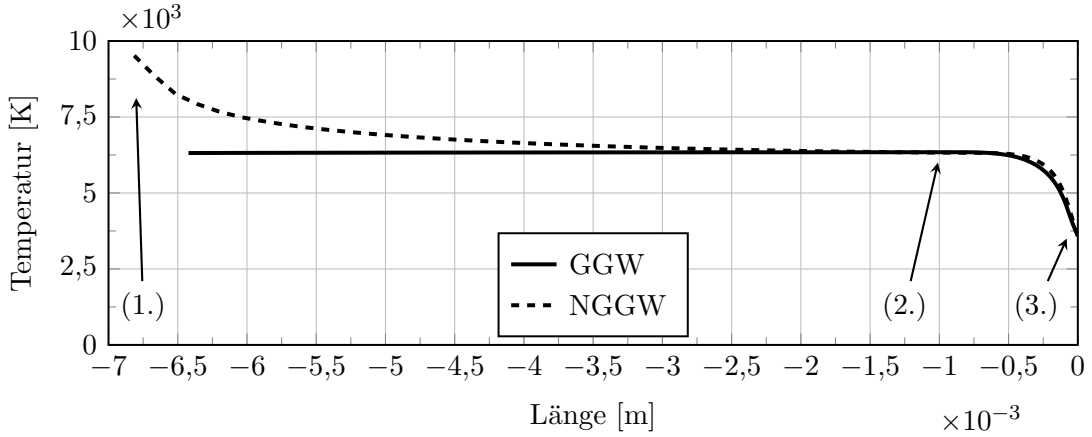


Abb. 4.5: Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie des Testkörpers für die KEGS Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsberechnung.

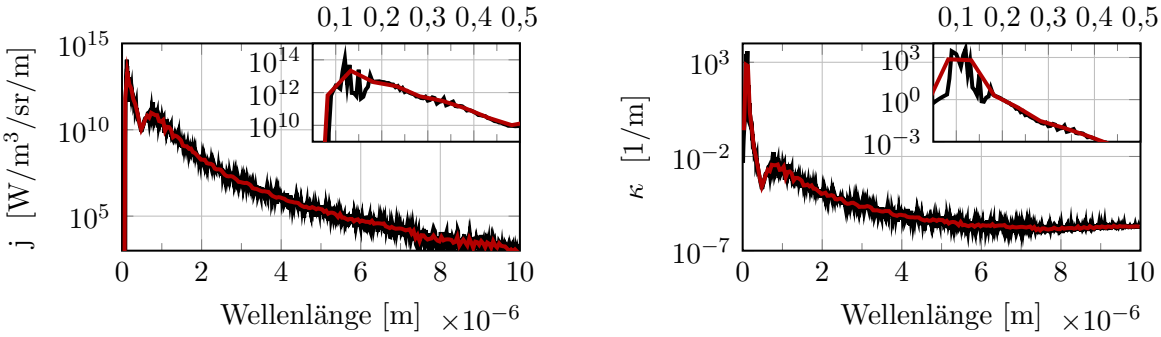
rechnung zweiter Ordnung zwei Mal, in der Mitte und am Ende der Euler-Rechnung, für jede Rechnung durchgeführt.

In Abbildung 4.4 ist die Temperatur des gesamten Strömungsfeldes einschließlich des letzten Konus und eingebetteten Stoß mit Anströmung von links ohne Anstellwinkel als Konturplot für die Berechnung im chemischen Gleichgewicht dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Stoßschicht im Bereich der Staustromlinie extrem dünn ist und es hier zu deutlich höheren Temperaturen als im restlichen Strömungsfeld kommt. Darüber hinaus lässt sich erkennen, dass es zu einer Expansion am zweiten Konus und zu einer erneuten Kompression mit eingebettetem Stoß am dritten Konus kommt.

In Abbildung 4.5 ist der Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie für die Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsberechnung dargestellt. Von der linken Seite kommt die freie Anströmung. Die Temperaturüberhöhung durch die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht ist gut zu erkennen. Durch die geringe Dicke der Stoßschicht wird die Gleichgewichtstemperatur in der Nichtgleichgewichtsberechnung erst im hinteren Drittel erreicht. Die Grenzschichtberechnung ist für beide im chemischen Gleichgewicht und zeigt eine gute Übereinstimmung.

4.2.2 Strahlungsberechnung

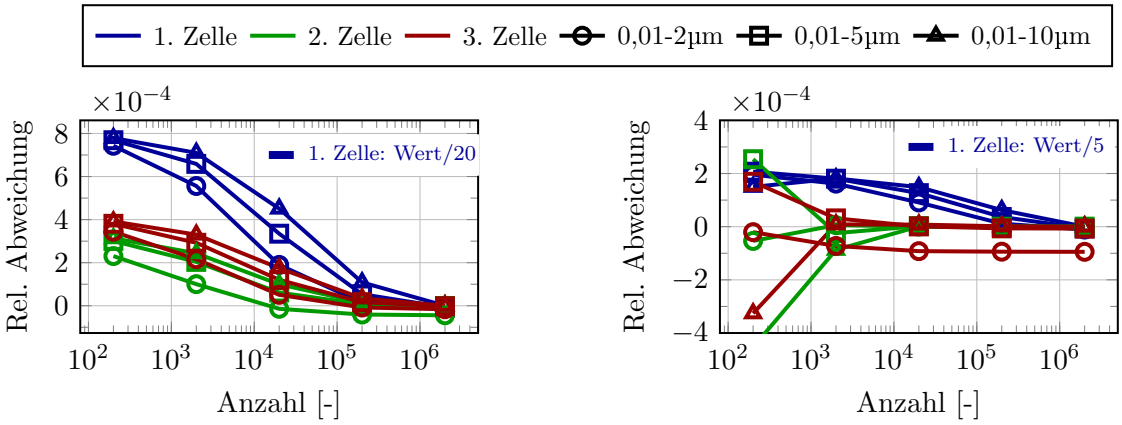
Bevor die Kopplung zwischen Strömung und Strahlung berechnet wird, wird hier zunächst die spektrale Diskretisierung diskutiert. Hierfür werden 3 Zellen, welche repräsentativ für das Strömungsfeld der Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht sind, untersucht, siehe Abbildung 4.5. Die Zellen befinden sich (1.) am Stoß, wo die Temperatur sehr hoch



(a) Emissionskoeffizient (b) Absorptionskoeffizient

Abb. 4.6: Die Strahlungskoeffizienten über der Wellenlänge für die 2. Zelle bei $T = 6335\,K$, $\rho = 6{,}88 \times 10^{-2}\,kg/m^3$. In Rot ist der jeweilige Koeffizient nach Spectral-Binning mit 200 Datenpunkten dargestellt.

ist, (2.) in der Mitte, wo die Temperatur moderat ist und (3.) in der Nähe des Körpers, wo relativ geringe Temperaturen auftreten. Dabei werden der Emissionskoeffizient und der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der spektralen Auflösung und der spektralen Breite mit einer Referenzberechnung verglichen. Die Referenzberechnung ist diejenige mit der maximalen spektralen Auflösung und Breite für jede Zelle. Die spektrale Berechnung wird mit einer äquidistanten Verteilung im Bereich der Wellenlängen durchgeführt. In Abbildung 4.6 sind der Emissionskoeffizient und der Absorptionskoeffizient über der Wellenlänge exemplarisch für die 2. Zelle dargestellt. Hierbei ist zu erkennen, dass sich beide Koeffizienten über mehrere Dekaden hinweg erstrecken. Für den Bereich kleiner Wellenlängen (UV) weisen beide Koeffizienten die größten Werte auf. Bei großen Wellenlängen fallen die Koeffizienten stark ab. Zusätzlich ist in Rot der Wert nach Spectral-Binning aufgetragen, so wie es in den nachfolgenden Berechnungen benutzt wird. Hierbei wird deutlich, dass das Spectral-Binning die spektrale Abhängigkeit in einer sinnvollen Art, als Kompromiss aus Genauigkeit und Vereinfachung, repräsentiert. Weiter ist gut zu erkennen, dass die Methode für kurze Wellenlängen verbessert werden könnte. In Abbildung 4.7 ist die relative Abweichung der Koeffizienten für die Emission und die Absorption in Abhängigkeit der Anzahl der spektralen Datenpunkte dargestellt. Hierbei sind drei verschiedene Spektralbereichsbreiten aufgeführt. Die Bereiche beginnen jeweils mit 0,01 µm und enden bei 2 µm, 5 µm und 10 µm. Für den Emissionskoeffizienten ist gut zu erkennen, dass bei allen drei Zellen die Halbierung des Spektralbereiches von 10 µm auf 5 µm endend, eine geringe Auswirkung auf den relativen Fehler hat. Die weitere Reduktion von 5 µm auf 2 µm hingegen hat einen etwas größeren Einfluss auf die relative Abweichung. Dies ist ein Resultat aus dem Verlauf des Emissionskoeffizienten, welcher im Bereich großer Wellenlängen klein ist, siehe Abbildung 4.6a. Für die Anzahl der Datenpunkte ist ein deutlicher Abfall der relativen Abweichung für den Bereich von 2×10^3 bis 2×10^5 zu erkennen. Hieraus lässt sich ableiten, dass für sehr genaue Berechnungen eine Anzahl im Bereich von 10^5 zu wählen ist. Der Bereich von 10^3 bis 10^4 stellt zum gegenwärtigen Zeitpunkt



(a) Emissionskoeffizient (b) Absorptionskoeffizient

Abb. 4.7: Strahlungskoeffizienten, zum Vergleichspunkt, über der Anzahl der spektralen Datenpunkte.

einen sinnvollen Kompromiss zwischen Datengröße und Genauigkeit für den Emissionskoeffizienten dar. Hier liegt die relative Abweichung für alle Punkte bereits unter 0,1 %. Für den Absorptionskoeffizienten ist zu erkennen, dass sich die Verläufe zu denen des Emissionskoeffizienten unterscheiden. Auffällig ist, dass die relative Abweichung von 10^2 auf 10^3 deutlich abnimmt. Die relative Abweichung ist für alle Punkte kleiner als 0,04 % und für den Bereich 10^3 und größer sogar kleiner als 0,011 %. Darüber hinaus wird deutlich, dass die Gruppierung der Werte weniger den Zellen und damit den thermodynamischen Größen folgt (Farbe), wie dies beim Emissionskoeffizienten der Fall ist sondern mehr der Spektralbereichsgröße (Symbol).

Für praktische Berechnungen müssen auch die Datenmengen, welche durch die Berechnung entstehen, berücksichtigt werden. Dies ist von der eingesetzten Computertechnik abhängig. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt sind Berechnungen im Bereich von 10^5 zwar möglich jedoch nicht praktikabel. Die Verläufe in Abbildung 4.7 zeigen, dass die Anzahl der Datenpunkte für die ausgewählten Bereiche mindestens im Bereich von 10^3 liegen sollten. In dieser Arbeit wird aus diesem Grund der Bereich von 10^3 bis 10^4 verwendet. Für einzelne Berechnungen, wie zum Beispiel der Validierungsfall, ist der Bereich 10^4 Datenpunkte verwendet worden. Insbesondere für gekoppelte Berechnungen über mehrere Flugpunkte hinweg entstehen durch die Multiplikation der Flugpunkte mit den Kopplungsschritten sehr viele Berechnungen, die durchzuführen sind. Hier wird aus Effizienzgründen auf den Bereich von 10^3 spektralen Datenpunkten zurückgegriffen.

Für die Berechnung des Strahlungstransportes dieses Flugpunktes kommen sowohl die eindimensionale Approximation als auch die Photon-Monte-Carlo Methode zum Einsatz. Für die Berechnung wurde eine Anzahl von 1×10^6 Photonenbündel für jeder der 10 Samples verwendet. In den Abbildungen 4.8 und 4.9 sind die Strahlungswandwärmestromdich-

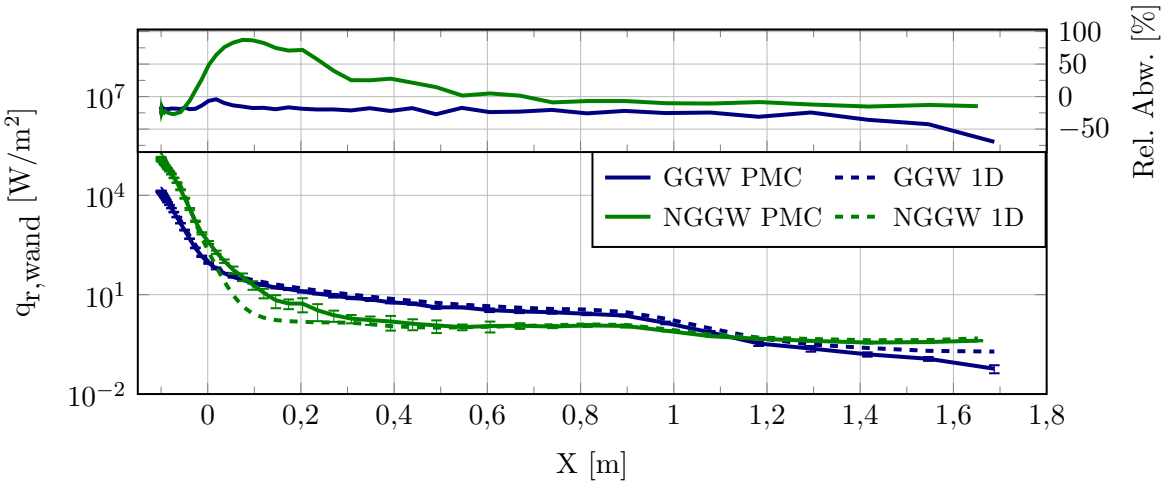


Abb. 4.8: Strahlungswärmestromdichte auf die Flugkörperwand.

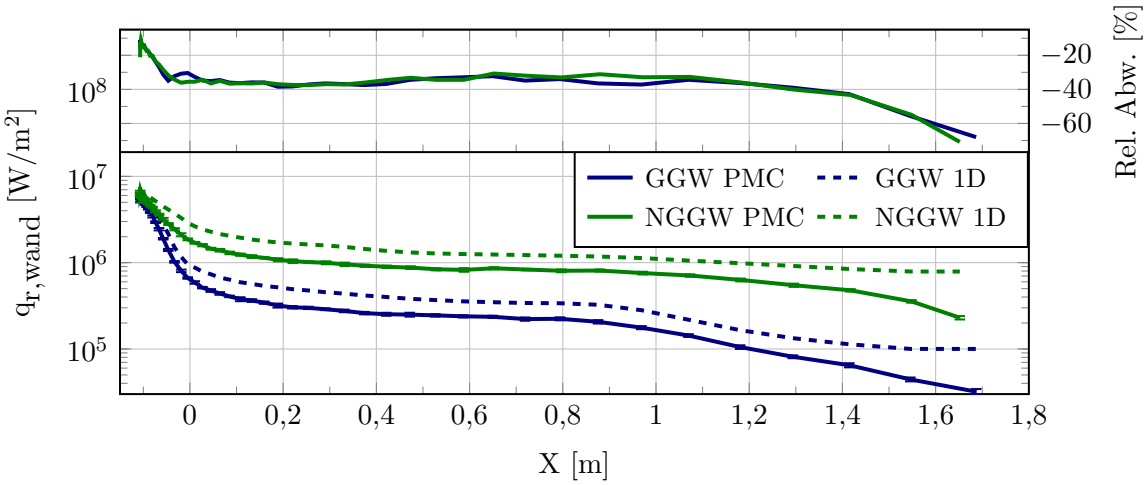


Abb. 4.9: Strahlungswärmestromdichte auf die Wand der freien Anströmung.

ten für beide Berechnungsmethoden zum Vergleich mit dem relativen Fehler dargestellt. Hierbei ist die relative Abweichung für die jeweiligen Vergleichswerte W_1 und W_2 wie folgt berechnet:

$$\text{Relative Abweichung} = (W_1 - W_2)/max(abs(W_1), abs(W_2)) \quad . \tag{4.1}$$

Bei den Ergebnissen fällt auf, dass es zu ganz ähnlichen Verhältnissen, wie schon beim Fire II Experiment kommt. Der relative Fehler des Wandwärmestroms liegt im Bereich der Nase bei 10-30 % und steigt zur Schulter des Flugkörpers deutlich an. Weiter fällt auf, dass die Werte der Wärmeströme für beide Wände mehrere Dekaden durchschreiten. Die Wärmestromdichte vom Körper weg ist deutlich größer als die Wärmestromdichte zum

Körper hin. Dies ist ein Unterschied zu der Berechnung des Fire II Experiments und liegt an der deutlich höheren Wandtemperatur durch die Annahme einer strahlungsadiabaten Wand. Die Festkörperstrahlung von der Flugkörperwand erzeugt die große Differenz der beiden Wandwärmestromdichten. Im Bereich zwischen 0 m und 0,2 m kommt es für die Nichtgleichgewichtsberechnung zu großen Abweichungen zwischen den beiden Berechnungsmethoden. Dieser Bereich liegt im Expansionsgebiet, wo sich die Strömung abkühlt und die eindimensionale Approximation zu kleineren Werten kommt. In der dreidimensionalen Berechnung verteilt sich der Wärmestrom über das Expansionsgebiet hinweg, woraus größere Werte resultieren. Am Ende des Flugkörpers kommt es für alle Berechnungen zu kleineren Werten durch die dreidimensionale Berechnung. Auf diesen Effekt wurde schon in der Beschreibung des Fire II Experiments hingewiesen.
Bemerkenswert ist weiter, dass die Strahlungswärmestromdichte auf die Wände für alle Bereiche durch die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht zu größeren Werten führt als durch die Berechnung im chemischen Gleichgewicht mit einer Ausnahme. Im Bereich zwischen 0,1 m und 1,1 m kommt es für die Wandwärmestromdichte auf die Flugkörperwand zu größeren Werten durch die Berechnung im chemischen Gleichgewicht. Die Strömungsberechnung im chemischen Gleichgewicht kommt in diesem Bereich zu höheren Temperaturen und die Temperaturüberhöhung am Stoß durch die Berechnung im chemischen Nichtgleichgewicht ist in diesem Bereich nicht mehr existent.
Durch die unterschiedlichen Berechnungsmethoden kommt es zu quantitativen Unterschieden, qualitativ kommt es jedoch zu einer erstaunlich guten Übereinstimmung zwischen der eindimensionalen Approximation und der voll dreidimensionalen Berechnung. Insbesondere im Hinblick auf die Unterschiede im Berechnungsaufwand sei die gute qualitative Abbildung durch die eindimensionale Approximation noch einmal hervorgehoben.

In den Abbildungen 4.10 und 4.11 ist die divergente Strahlungswärmestromdichte für die Staustromlinie und die letzte Gitterlinie im Berechnungsfeld für beide Berechnungsmethoden zusammen mit der relativen Abweichung dargestellt. Hierbei sind die Darstellungen um große Werte beschnitten, um den Großteil der Darstellung zu verbessern. Für die Staustromlinie steigen die Werte der NGGW Berechnung zum Stoß hin bis auf $4{,}4\times10^9\,\mathrm{W/m^3}$ und für die letzte Linie im Berechnungsfeld steigen die Werte in der Grenzschicht bis auf $821\,\mathrm{W/m^3}$ an. Für die Staustromlinie ist die relative Abweichung nach Gleichung 4.1 berechnet, für die letzte Linie ist jedoch die Differenz durch die jeweiligen Maximalwerte geteilt dargestellt. Dies ist nötig, da sich die Werte in der Nähe von Null befinden und so zu einer nicht sinnvollen Darstellung führen, wie sich anhand der Staustromlinie bereits erahnen lässt.
Für alle vier Vergleiche kommt es zu einer qualitativ sehr guten Übereinstimmung der Verläufe zwischen der eindimensionalen Approximation und der Photon-Monte-Carlo Methode. Die teils größeren relativen Abweichungen für die Staustromlinie werden für viele Werte durch die kleinen Grundwerte in der Berechnung der relativen Abweichung hervorgerufen. Insbesondere im Hinblick auf die enormen Gradienten und mehrerer Nullstellen ist die Übereinstimmung auch für die divergente Strahlungswärmestromdichte gut. Durch

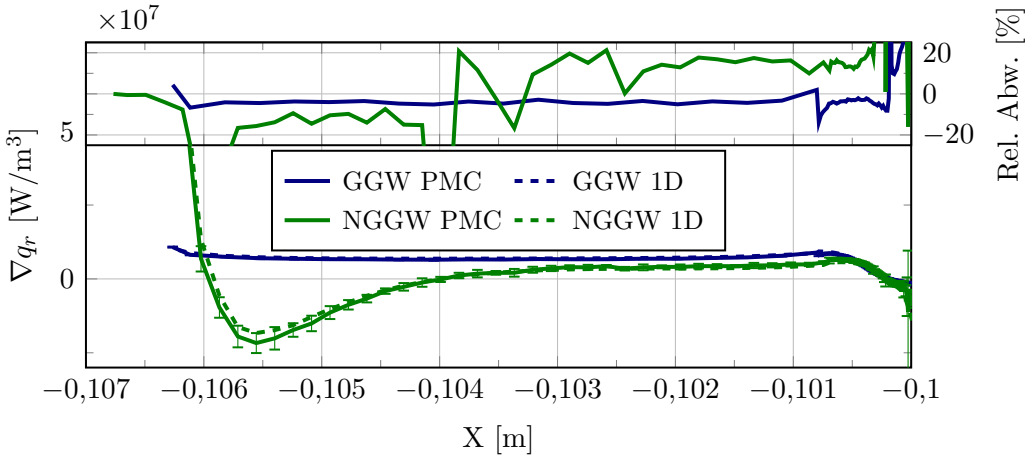


Abb. 4.10: Divergente Strahlungswärmestromdichte entlang der Staustromlinie.

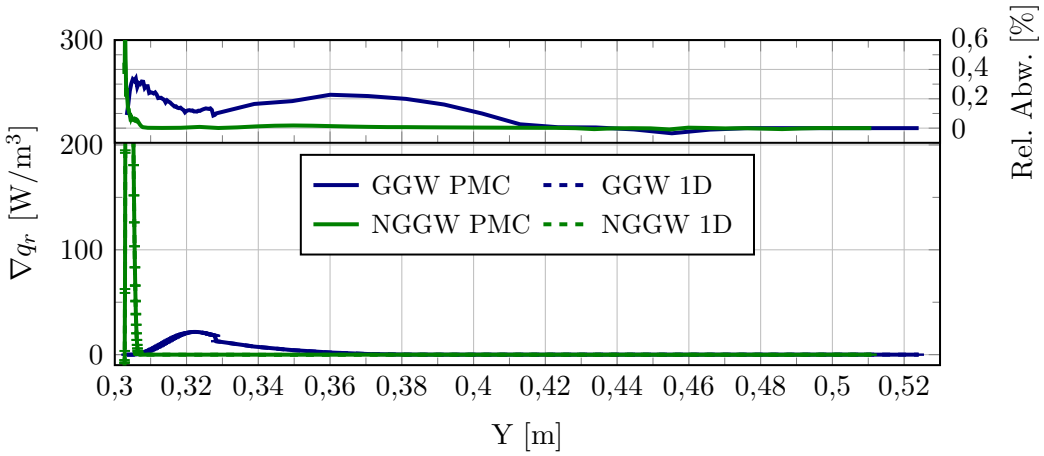


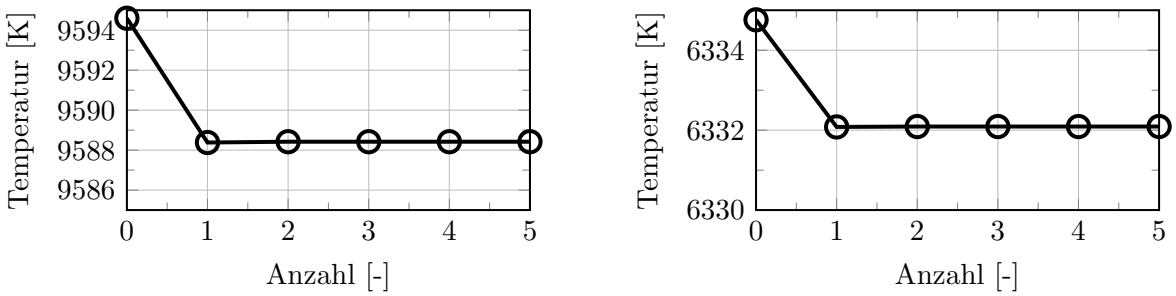
Abb. 4.11: Divergente Strahlungswärmestromdichte entlang der letzten Linie.

die Nullstellen und den negativen Bereich wird deutlich, dass die Strömung Energie durch Strahlung abgibt und auch aufnimmt. Für die letzte Linie im Berechnungsfeld ist die divergente Strahlungswärmestromdichte für einen großen Bereich sehr klein. Dies ist so zu erklären, dass die Festkörperstrahlung hier dominant ist und das Fluid durchstrahlt wird. Relativ wird immer gleich viel Strahlung absorbiert, absolut führt eine größere Quelle dazu, dass mehr Strahlungsenergie absorbiert wird.

4.2.3 Kopplung zwischen Strömungs- und Strahlungsberechnung

Im Folgenden wird die Kopplung zwischen Strömung und Strahlung für diesen Flugpunkt in analoger Weise zum Fire II Experiment analysiert. Für die Kopplung sind jeweils fünf Kopplungsschnitte mit der 1D Approximation für die divergente Strahlungswärmestrom-

dichte berechnet worden. Im letzten Kopplungsschritt wird, wie schon für das Fire II Experiment, ebenfalls die Photon-Monte-Carlo Methode eingesetzt, um die Strahlungswärmestromdichte auf die Wände zu berechnen.
Aufgrund des sehr geringen Einflusses der Kopplung auf die Strömungssimulation sind hier nur die Temperaturen von zwei einzelnen Stellen auf der Staustromlinie über die Kopplungsschritte dargestellt. Es kommt zu einer Reduktion von wenigen Kelvin durch die Berücksichtigung der divergenten Strahlungswärmestromdichte, wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist. Auf eine Darstellung der Wandwärmestromdichten ohne und mit Kopplung



(a) Stoßtemperatur (b) Plateautemperatur

Abb. 4.12: Stoß- und Plateautemperatur für verschiedene Anzahlen an Kopplungsschritten im chemischen Nichtgleichgewicht.

wird aufgrund der geringen Änderung durch die Kopplung verzichtet. Um den geringen Einfluss der Kopplung zu erklären, sei noch einmal Bezug auf das Fire II Experiment genommen. Hier sind die Temperaturen im Strömungsfeld einige Tausend Kelvin höher und es kommt zu Änderungen in der Temperatur im Bereich von 100 K . Die divergente Strahlungswärmestromdichte ist hier mit einem Maximum in der Größenordnung $10^{11}\,\mathrm{W/m^3}$ deutlich höher.

In diesem exemplarischen Beispiel ist der Einfluss der Kopplung vernachlässigbar gering. Dies ist ein wichtiges Ergebnis dieser Untersuchung. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, dass der Flugpunkt aufgrund seines exemplarischen Charakters und nicht etwa zur Demonstration der Kopplung ausgewählt worden ist.

4.2.4 Abstrahlung

Die Abstrahlung des Flugkörpers kann mit StaRad und dem Berechnungswerkzeug NIRATAM [33] bestimmt werden. NIRATAM ist das Softwarewerkzeug, welches üblicherweise von der NATO für Signaturberechnungen von Flugkörpern und Abgasstrahlen eingesetzt wird. Es ist ebenfalls Teil des Berechnungswerkzeuges MissCon. Für die Berechnung wird hier nur die Festkörperstrahlung berücksichtigt. In Abbildung 4.13 ist die Abstrahlung

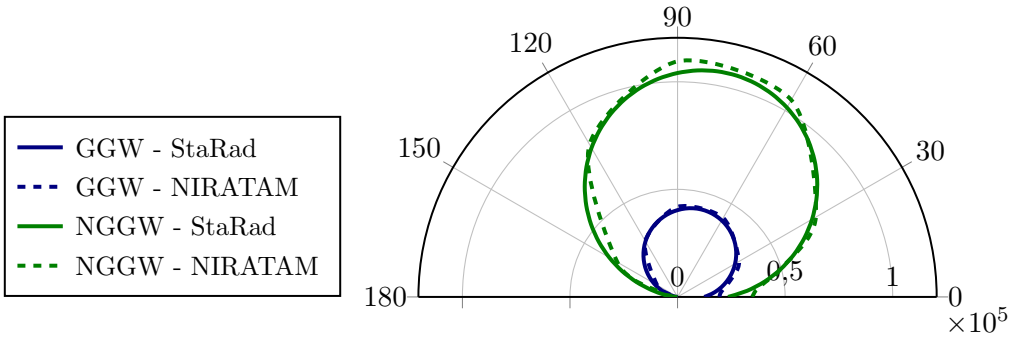


Abb. 4.13: Intrinsische Abstrahlung des Flugkörpers in [W/sr].

in Abhängigkeit der Raumrichtung dargestellt. Der Winkel reicht von 0 ° bis 180 °, weil der Körper rotationssymmetrisch ist. Der Spektralbereich ist für die Berechnung auf das Intervall zwischen 2-5 µm gesetzt. Zwischen den beiden Berechnungswerkzeugen kommt es zu einer guten Übereinstimmung. Zunächst fällt auf, dass die Abstrahlung zur Seite hin deutlich größer ist als zum Beispiel nach vorn (Winkel: 0°). Hier ergeben sich ebenfalls die größten Unterschiede zwischen der GGW und der NGGW Berechnung. Die Abstrahlung direkt nach vorn ist kleiner und der Unterschied ist nicht mehr so groß. Dies liegt daran, dass die Temperaturen im Bereich des Staupunktes näherungsweise gleich sind. An der Seite des Flugkörpers ergibt sich in der NGGW Berechnung jedoch eine höhere Wandtemperatur, sodass hier die Abstrahlung größer ist. Weiter fällt auf, dass der Flugkörper keine Strahlung nach hinten abgibt. Dies liegt daran, dass das Rückströmgebiet nicht modelliert wird und somit in der Berechnung, an der Rückseite eine kalte Wand angenommen wird.

Wie bereits beschrieben, wird die Abstrahlung des Flugkörpers ebenfalls durch die Strahlungsberechnung ermittelt, welche ebenfalls zur Kopplung genutzt wird. Der Strahlungswärmestrom, welcher auf die äußere Wand trifft, kann als Abstrahlung interpretiert werden, siehe Abschnitt 2.5. In Abbildung 4.14 ist der Strahlungswärmestrom auf die Wand dargestellt. Hierbei ist die Strahlungswärmestromdichte, in Abbildung 4.9 dargestellt, mit der Fläche der jeweiligen Zelle multipliziert. Durch diese Darstellung wird deutlich, dass nicht der Nasenbereich sondern der Seitenbereich durch die größere Fläche zu großer Abstrahlung führt. Durch Abbildung 4.14 lässt sich die Abstrahlung über den Raumwinkel in Abbildung 4.13 besser nachvollziehen. Zusätzlich ist die Abstrahlung der Wand des Flugkörpers in gleicher Weise dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Abstrahlung im Wesentlichen der Abstrahlung der Wand des Flugkörpers entspricht. Hierbei ist zu beachten, dass die Wandtemperatur des Flugkörpers durch die Annahme der strahlungsadiabaten Wand verhältnismäßig hoch ist, jedoch die Temperaturen bei einer rein adiabaten Wand noch höher wären.

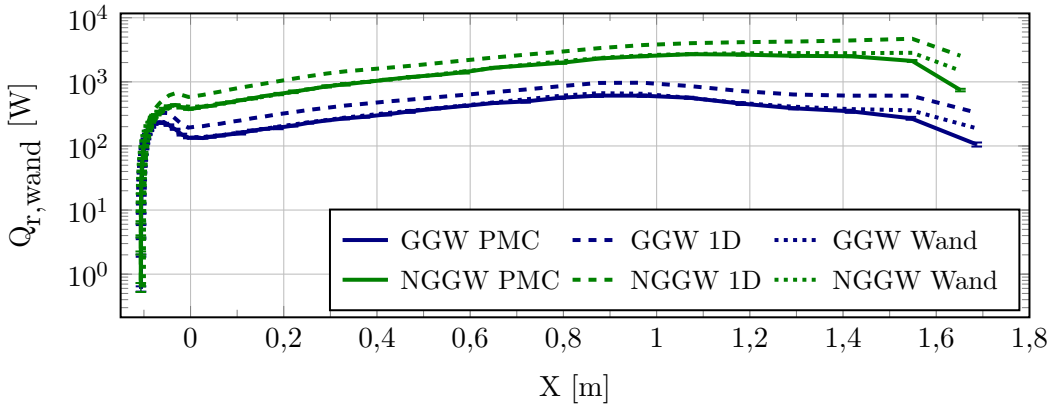
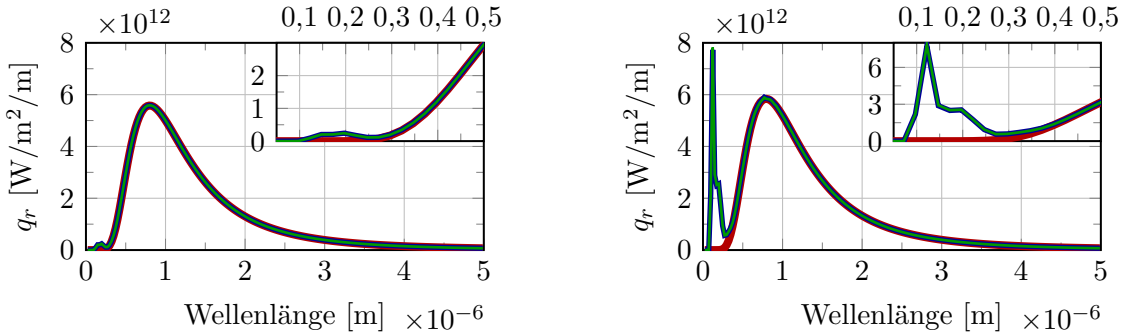


Abb. 4.14: Strahlungswärmestrom auf die Wand der freien Anströmung.



(a) GGW (b) NGGW

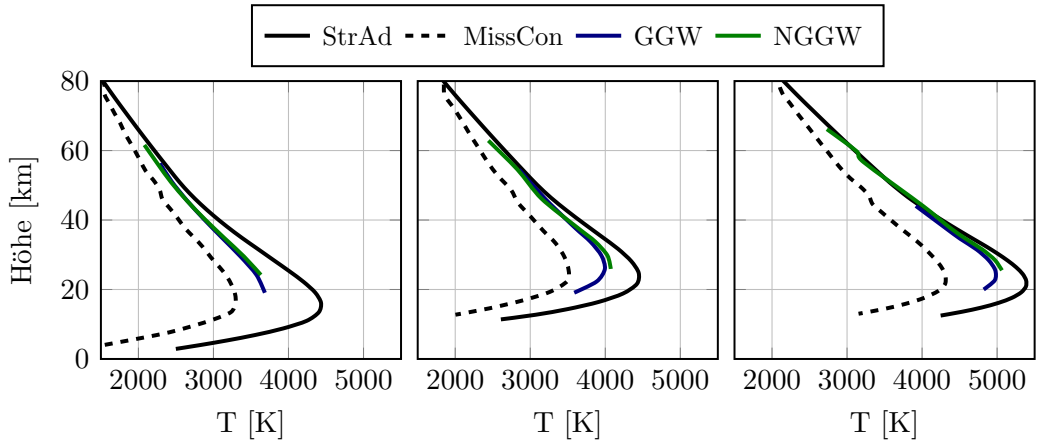
Abb. 4.15: Spektrale Wandwärmestromdichte auf die Wand der Anströmung für den Staupunkt, ohne Kopplung in Blau, mit Kopplung in Grün und in Rot ist die Emission der Wand zum Vergleich.

Die spektrale Abhängigkeit der Abstrahlung wird aufgrund der hohen Temperatur und der Symmetrie im Staupunkt diskutiert. In Abbildung 4.15 ist die Wandwärmestromdichte auf die Wand der Anströmung am Stoß zusammen mit der Festkörperemission der Flugkörperwand dargestellt. Hier fällt unmittelbar auf, dass die Festkörperstrahlung einen großen Teil der Abstrahlung ausmacht und im infraroten Bereich liegt. Für die NGGW Berechnung ist ebenfalls zu erkennen, dass die Gasstrahlung einen großen Einfluss im UV-Bereich des Spektrums hat. Hiermit kann gezeigt werden, dass die Temperaturüberhöhung am Stoß der NGGW Berechnung zu einer Abstrahlung im UV-Bereich führt und dass der infrarote Bereich dennoch, von der Festkörperstrahlung dominiert, zu hohen Werten führt.

4.3 Untersuchung der Flugbahnen

In diesem Abschnitt wird der Verlauf der Abstrahlung über eine gesamte Flugbahn hinweg untersucht, um Aussagen darüber treffen zu können, welche der untersuchten Effekte für Bereiche der Flugbahn vernachlässigt werden können oder berücksichtigt werden müssen. Hierbei geht es im Wesentlichen um die Strahlungs-Strömungs-Kopplung und die Beachtung des chemischen Nichtgleichgewichts. Die Flugbahnen wurden im Abschnitt 4.1 vorgestellt. Für die Untersuchung wird zunächst auf die Temperatur entlang der Flugbahn eingegangen. Dies verdeutlicht die prinzipiellen Effekte und hilft die Ergebnisse der Abstrahlung besser nachvollziehen zu können. Im Hauptteil der Untersuchung stehen die Vergleiche zur Abstrahlung des Testkörpers entlang der Flugbahnen.

Für die Berechnungen entlang der Flugbahn ist dasselbe Berechnungsgitter, welches in Abschnitt 4.2 vorgestellt worden ist, benutzt. Eine Anpassung ist nur für Berechnungen in größeren Höhen bei der Genauigkeit am äußeren Grenzschichtrand nötig. Der Emissionsgrad für die strahlungsadiabate Wand ist ebenfalls 0,7 .
In Abbildung 4.16 ist die Wandtemperatur im Bereich des Staupunktes entlang der Flugbahn für die drei Trajektorien dargestellt. Hierbei sind zusätzlich zu den mit KEGS berechneten Werten zum Vergleich die Temperatur nach Sutton und Graves [93] strahlungsadiabat [77] (StrAd) und die mit MissCon berechnete Temperatur ausgeführt. Hierbei ist zu beachten, dass mit MissCon keine adiabate oder strahlungsadiabate Wand berechnet werden kann. Es wird immer ein eindimensionaler Wärmefluss in die Struktur betrachtet. Um dennoch vergleichbare Werte zu erhalten, ist die Struktur sehr dünn modelliert worden. Außerdem sind die Materialeigenschaften Wärmekapazität und Wärmeleitung auf einen Bruchteil der Eigenschaften von Eisen gesetzt. Die mit MissCon berechnete Temperatur liegt deutlich unterhalb derer, welche strahlungsadiabat ermittelt worden sind. In großen Höhen ist die Differenz gering, da die Struktur sich langsam erwärmt. Das Temperaturmaximum ist deutlich geringer und leicht nach unten verschoben. Der qualitative Verlauf wird jedoch gut wiedergegeben.
Die nach dem strahlungsadiabaten Modell berechnete Temperatur befindet sich oberhalb von 40 km Höhe für die 3000 km und 5000 km Trajektorie und für die 10000 km Trajektorie oberhalb von 30 km Höhe in guter Übereinstimmung mit den durch KEGS berechneten Werten. Insbesondere für das Temperaturmaximum kommt es zu großen Differenzen. Der konvektive Wärmestrom nach Sutton und Graves [93] ist der Kern des strahlungsadiabaten Modells und ist für zivile atmosphärische Eintritte entwickelt worden. Hier sind die Eintrittswinkel in der Regel geringer als bei den ballistischen Flugkörpern. Die Differenzen könnten durch die größeren Eintrittswinkel, insbesondere für kleine Reichweiten, entstehen.
Die KEGS Berechnungen im chemischen Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht befinden sich für den Staupunktsbereich in guter Übereinstimmung miteinander. Die Differenzen der Temperatur im Bereich des Staupunktes durch die Kopplung sind sehr klein.

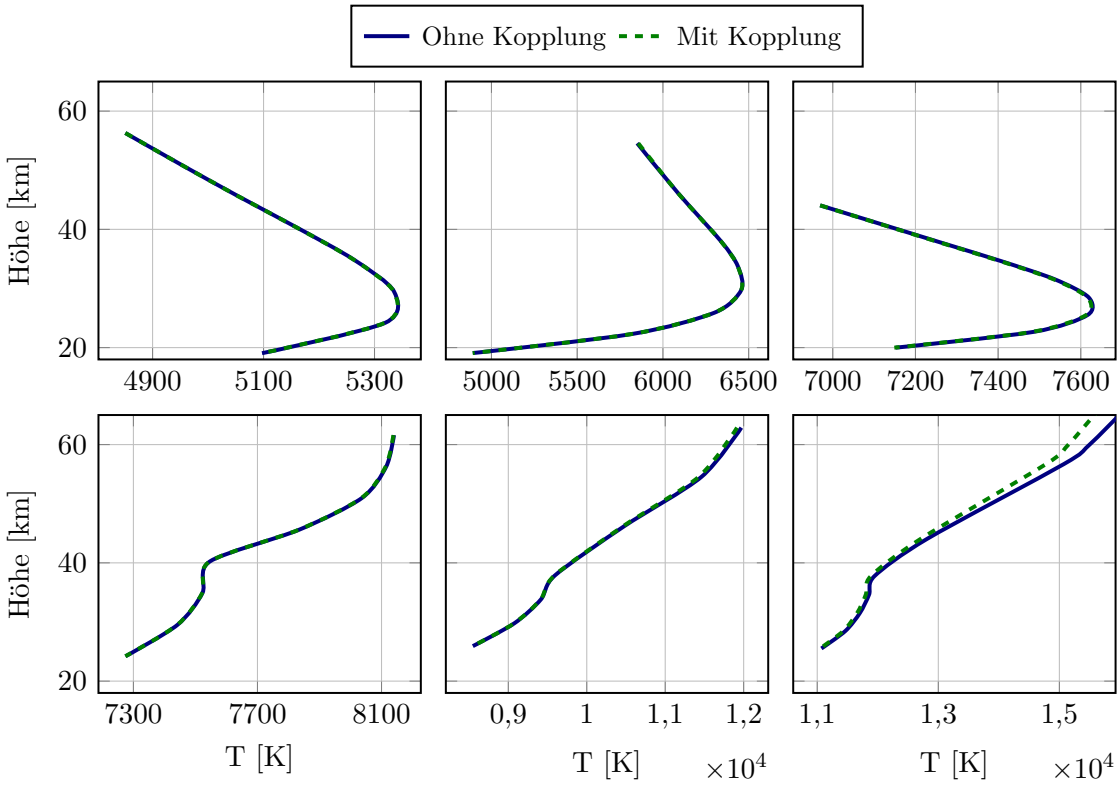


(a) 3000 km (b) 5000 km (c) 10000 km

Abb. 4.16: Staupunkt Temperatur in Abhängigkeit der Höhe für unterschiedliche Trajektorien.

Im Folgenden wird die maximale Temperatur im Strömungsfeld betrachtet. Da die Differenzen zwischen Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsberechnung deutlich größer sind als die Differenzen durch die Kopplung, ist die Abbildung der maximalen Temperatur im Strömungsfeld entlang der Flugbahn in Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht unterteilt. In Abbildung 4.17 ist die maximale Temperatur in der oberen Reihe für die Gleichgewichtsberechnung und in der unteren Reihe für die Nichtgleichgewichtsberechnung abgebildet. Die Differenz zwischen den Werten aus der GGW und der NGGW Berechnung unterscheiden sich qualitativ und quantitativ. Die Gleichgewichtstemperatur durchläuft ein Maximum ähnlich wie die Wandtemperatur. Die Nichtgleichgewichtstemperatur steigt bei größeren Höhen an.
Der Einfluss der Kopplung ist für die Gleichgewichtstemperatur nicht zu erkennen. Lediglich im Bereich des Maximums für die 10000 km Flugbahn lässt sich eine leichte Verschiebung erahnen. Bei der Nichtgleichgewichtstemperatur sind die Unterschiede deutlicher. Hier ist die Differenz bei der 5000 km Flugbahn im Bereich von 60 km Höhe und bei der 10000 km Flugbahn ab 40-50 km Höhe zu erkennen.

Im Folgenden wird die Abstrahlung des Flugkörpers in Anlehnung an Abschnitt 4.2.4 entlang der Flugbahn untersucht. In Abbildung 4.18 ist der maximale Wert der Abstrahlung entlang der Flugbahn dargestellt. Hierbei ist oben die GGW und unten die NGGW Berechnung aufgeführt. Der Spektralbereich reicht von 0,01-5 µm . Für den Wert der maximalen Abstrahlung kommt es bei allen drei Flugbahnen zu deutlichen Unterschieden zwischen der GGW und der NGGW Berechnung. Bei der GGW Berechnung wird für die 5000 km und die 10000 km Flugbahn ein Maximum durchschritten, dies ist bei den anderen Berechnungen nicht der Fall. Dies liegt wahrscheinlich an dem Höhenbereich, so deutet sich das Einstellen eines Maximum außerhalb der Bereichsgrenzen für die NGGW Berechnung der 5000 km Flugbahn im unteren Bereich an. Der Verlauf der Abstrahlung



(a) 3000 km (b) 5000 km (c) 10000 km

Abb. 4.17: Die maximale Temperatur im Strömungsfeld entlang der Flugbahn, oben GGW, unten NGGW.

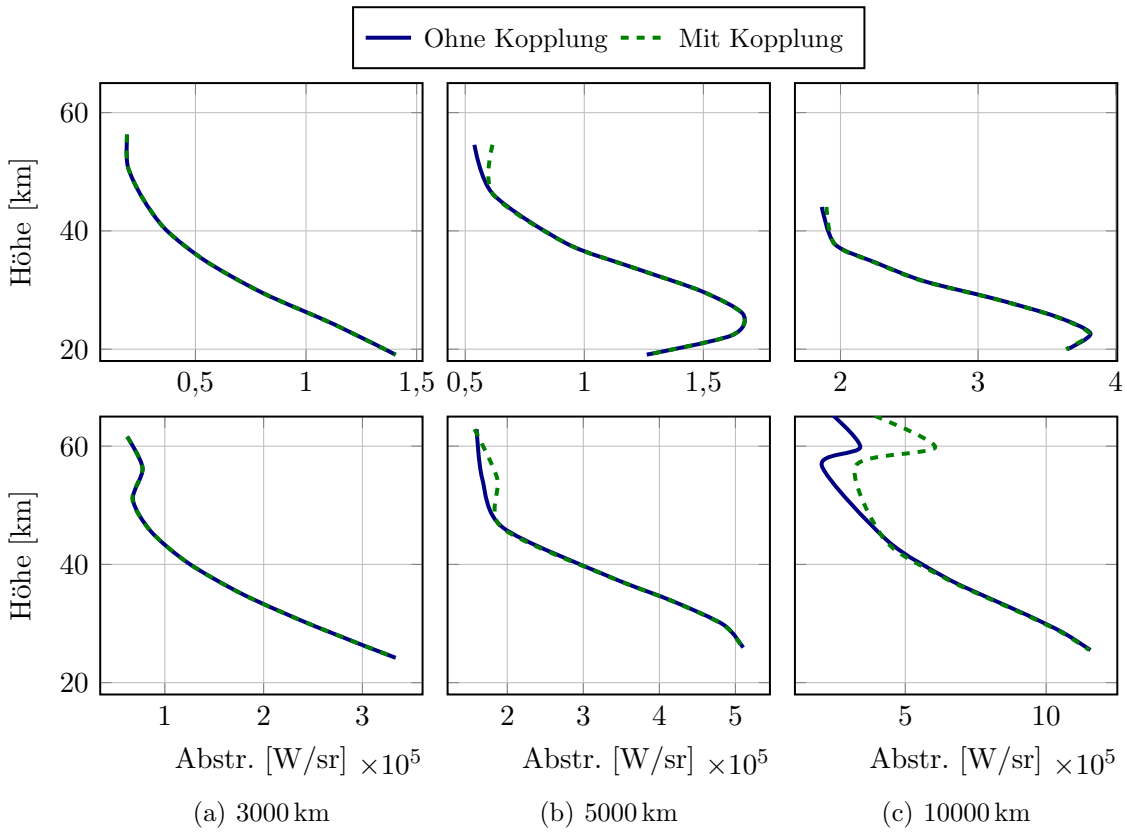


Abb. 4.18: Maximale Abstrahlung entlang der Flugbahn, oben GGW, unten NGGW.

ist qualitativ ähnlich zu dem der Staupunktstemperatur. Dies bestätigt die Dominanz der Festkörperstrahlung. Unterschiede ergeben sich bei diesem Vergleich für die NGGW Berechnungen in größeren Höhen. Hier stellen sich lokale Extrema im Verlauf ein.
Unterschiede durch die Kopplung ergeben sich im Wesentlichen nur für die NGGW Berechnung bei der 5000 km und der 10000 km Flugbahn im oberen Höhenbereich. Bemerkenswert ist hierbei, dass der Verlauf mit Kopplung größere Werte annimmt als der Verlauf ohne Kopplung, obwohl die maximale Temperatur durch die Kopplung abnimmt. Eventuell kann dies dadurch erklärt werden, dass durch eine Reduktion der Gastemperatur in der Stoßschicht ebenfalls der Absorptionskoeffizient abnimmt und somit weniger Strahlung in der Stoßschicht absorbiert wird. In Abbildung 4.19 ist das direktionale Abstrahlverhalten für ausgewählte Höhen der 10000 km Flugbahn für die NGGW Berechnung dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass das jeweilige Maximum bei einem Winkel von ca. 80° liegt und es nur zu kleinen Verschiebungen in der Richtungsabhängigkeit kommt.

Im vorigen Abschnitt ist in Abbildung 4.14 der Wärmestrom entlang der äußeren Stoßschichtwand aufgetragen. In Anlehnung an diese Betrachtung ist in diesem Abschnitt in Abbildung 4.20 der maximale Wert des Wärmestromes entlang der Flugbahn dargestellt. Für die 3000 km Flugbahn und in geringeren Höhen treten kaum Unterschiede zwischen der gekoppelten und der nicht gekoppelten Berechnung auf. Größere Differenzen entste-

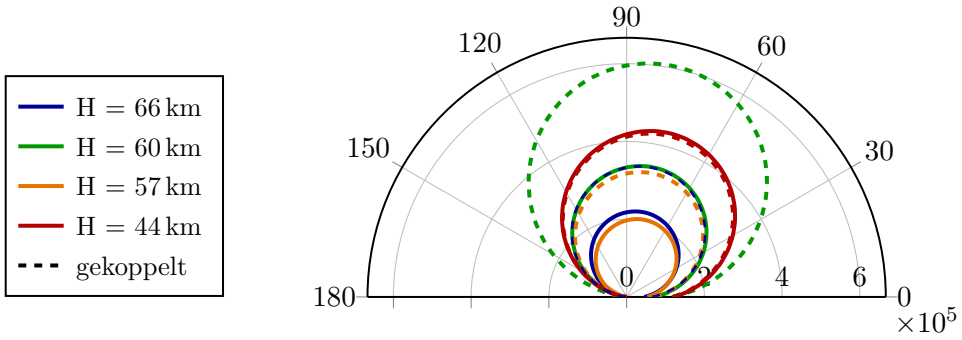


Abb. 4.19: Intrinsische Abstrahlung des Flugkörpers für einige Flugpunkte im NGGW der 10000 km Flugbahn, in [W/sr].

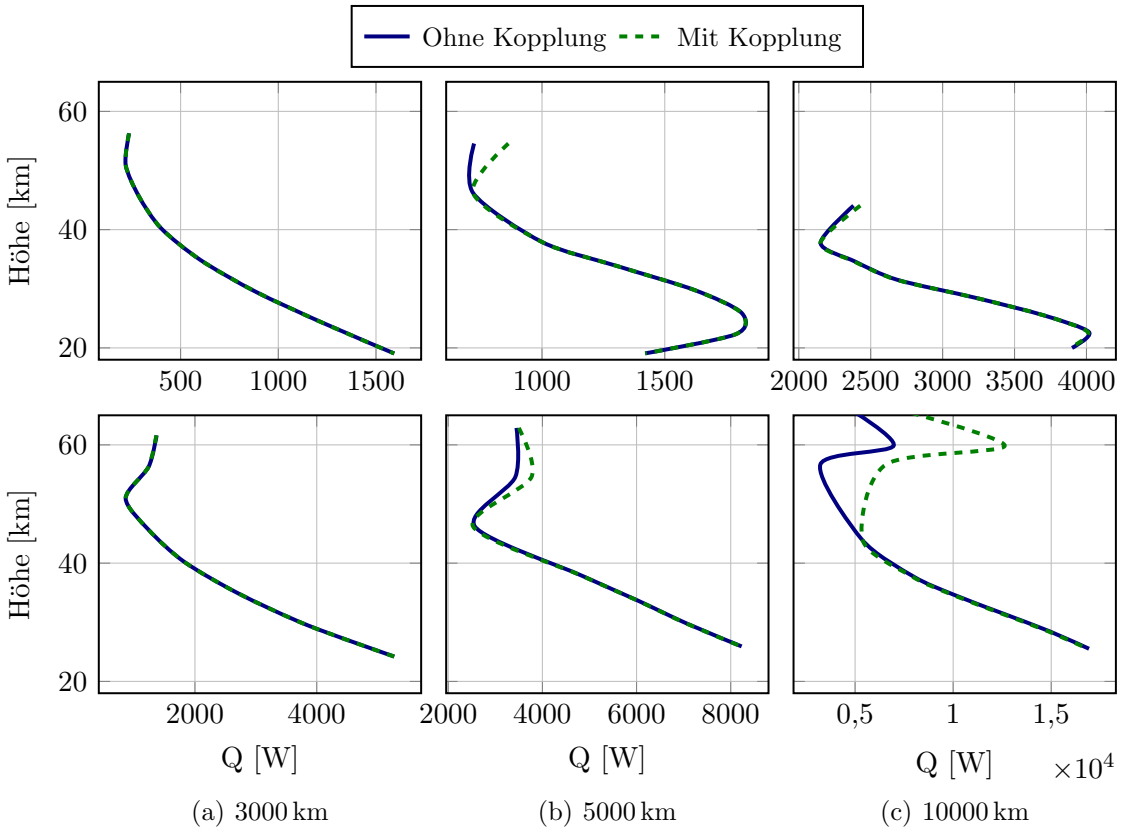


Abb. 4.20: Maximaler Wärmestrom entlang der Flugbahn, oben GGW, unten NGGW.

hen bei der 10000 km Flugbahn in großen Höhen bei der NGGW Berechnung. Außerdem kommt es zu größeren Differenzen zwischen der GGW und der NGGW Berechnung. Insgesamt ergibt sich ein ähnliches Bild wie bereits in Abbildung 4.18, in der der maximale Wert der Winkelabhängigkeit betrachtet worden ist.

Im Anhang A sind die Abbildungen 4.18 und 4.20 noch einmal in den Abbildungen A.1 und A.2 für den reduzierten Spektralbereich von 2-5 µm dargestellt. Dieser Spektralbereich

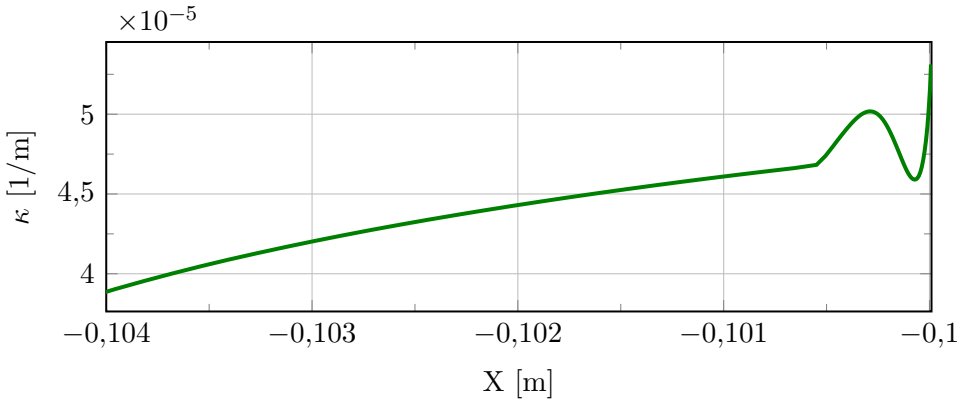


Abb. 4.21: Ausschnitt des Absorptionskoeffizienten entlang der Staustromlinie.

umfasst gerade zwei durchlässige Fenster der Transmission durch die Atmosphäre, siehe Abbildung 2.8 und ist daher häufig von Interesse.

4.4 Lokale Strahlungsextrema

Im Zuge dieser Forschungsarbeit sind ebenfalls Strahlungsberechnungen für Untersuchungen des atmosphärischen Eintrittes in die Mars Atmosphäre durchgeführt worden. Durch diese Untersuchungen ist aufgefallen, dass es zu lokalen Extrema der Strahlungseigenschaften innerhalb der Stoßschicht kommen kann [94]. Weiter konnte festgestellt werden, dass es zu einem lokalen Maximum des Emissionskoeffizienten bei ca. 2000 Kelvin durch das Kohlenstoffdioxidmolekül in der Marsatmosphäre kommt [95]. Dabei steigt der Koeffizient mit steigender Temperatur an. Gegenläufig dazu ist die Dissoziation von Kohlenstoffdioxid mit steigender Temperatur. Das dabei entstehende Kohlenstoffmonoxid führt erst bei sehr viel höheren Temperaturen zu einem starken Anstieg des Emissionskoeffizienten.

Bei Wiedereintrittssimulationen in die Erdatmosphäre wird der geringe Anteil des Kohlenstoffdioxids vernachlässigt. Das Phänomen kann jedoch ebenfalls für die Erdatmosphäre mit Stickstoff beobachtet werden. In Abbildung 4.21 ist ein Ausschnitt des Absorptionskoeffizientens entlang der Staustromlinie für den Flugpunkt vier der 10000 km Flugbahn in ca. 44 km Höhe dargestellt. Dabei sind zwei lokale Extrema in der Grenzschicht zu erkennen. Die Grenzschicht befindet sich im chemischen Gleichgewicht.

In Anlehnung an die Darstellung für die Marsatmosphäre in [95] ist der Emissions- und Absorptionskoeffizient für einen ausgewählten Bereich aus Temperatur und Dichte bzw. Druck in Abbildung 4.22 dargestellt. In diesem Beispiel ist ein Gas aus den fünf Spezies N_2, O_2, N, O und NO im chemischen Gleichgewicht berechnet. Für die Strahlungseigenschaften ist PARADE genutzt worden. Der Spektralbereich reicht von 0,1µm bis 5µm und

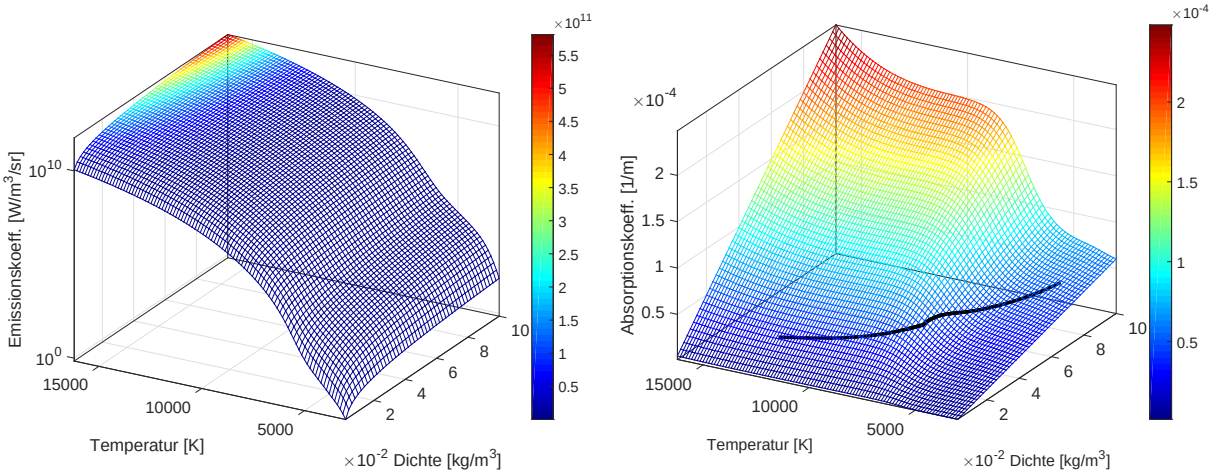


Abb. 4.22: Emissions- und Absorptionskoeffizient für ein Feld aus Temperatur und Dichte bzw. Druck.

umfasst 2000 Datenpunkte. Der Temperaturbereich geht von 3000 K bis 16200 K und der Dichtebereich von 0,002 kg/m^3 bis 0,1 kg/m^3 . Damit wird ein weiter Bereich für die Werte der hier gemachten Untersuchungen abgedeckt und die Nachvollziehbarkeit ist gegeben. In der Darstellung des Absorptionskoeffizienten in Abbildung 4.22 rechts ist zusätzlich in schwarz die Staustromlinie aus Abbildung 4.21 mit aufgeführt. Dadurch ist gut zu erkennen wie es zu den lokalen Extrema kommt. Der hintere Bereich ist bei kleinen Temperaturen in Abbildung 4.22 sehr lang, weil die Dichte zum Staupunkt hin stark ansteigt und in Abbildung 4.21 sehr kurz, weil hier die geometrische Länge dargestellt ist. Weiter ist zu erkennen, dass die Werte der Staustromlinie für kleine Temperaturen auf der Zustandsfläche liegen. Für den Bereich hoher Temperaturen liegen die Werte unterhalb der Zustandsfläche. Dies resultiert aus der Nichtgleichgewichtsberechnung. Für Temperaturen zwischen 5000 K und 10000 K steigt der Absorptionskoeffizient im chemischen Gleichgewicht stark an. In diesem Bereich befinden sich große Teile der Stoßschicht ballistischer Flugkörper, so wie dies von der Staustromlinie gut repräsentiert wird.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Kopplungseffekte zwischen der Strömungs- und Strahlungssimulation auf die optische Signatur von ballistischen Flugkörpern beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre unter Berücksichtigung des chemischen Nichtgleichgewichtes. Für die Strahlungssimulation sind neue Algorithmen entstanden und Methoden weiterentwickelt worden. Hierbei liegt der Fokus auf dem Strahlungstransport mit der eindimensionalen Approximation und der Photon-Monte-Carlo Methode sowie der Kopplung mit den Strömungslösern KEGSEC und KEGNI.

5.1 Methodenentwicklung

Die Recherche im Bereich der ballistischen Raketenabwehr ist für die wissenschaftliche Bearbeitung nicht zielführend. Deshalb ist auf ähnliche Fachbereiche des Themas zurückgegriffen worden. Diese Arbeit orientiert sich an der Literatur, den Softwarewerkzeugen und den Testfällen hauptsächlich an dem Fachgebiet der Auslegung von Hitzeschilden für den zivilen atmosphärischen Eintritt. Hierbei macht man sich zunutze, dass die Strahlungsberechnung zur Berechnung des Wärmestromes auf das Hitzeschild ebenfalls für die Kopplung und die Abstrahlung genutzt werden kann.

Für die Strömungsberechnung werden die Berechnungswerkzeuge KEGSEC und KEGNI verwendet. Somit stehen zwei Strömungslöser, einer für Berechnungen im chemischen Gleichgewicht und einer für Berechnungen im chemischen Nichtgleichgewicht zur Verfügung. Die Grenzschichtberechnung im chemischen Gleichgewicht ist in die Berechnungsumgebung für chemisches Nichtgleichgewicht mitaufgenommen worden. Das eingesetzte Euler-Grenzschichtverfahren berechnet die äußere, vordere Umströmung glatter Körper besonders effizient.

Bei der Strahlungsberechnung wird für die Spektralberechnung auf das bestehende Softwarewerkzeug PARADE zurückgegriffen. Dies ist ein gut etabliertes Softwarewerkzeug, welches für den Aufgabenbereich entwickelt wurde. Der Funktionsumfang trifft die Anforderungen und geht sogar mit der Berücksichtigung des thermischen Nichtgleichgewichts über den Anforderungsbereich hinaus. Der Berechnungsumfang mit einer größeren Auswahl an Spezies kann durch den Einsatz von HITRAN/HITEMP erweitert werden.

Vergleiche der Datenbanken sind durchgeführt und dargestellt worden. Für die Strahlungstransportberechnung ist die Photon-Monte-Carlo Methode ausgewählt worden. Sie besitzt als einzige Strahlungstransportmethode die Fähigkeit, den Strahlungstransport exakt zu berechnen. Der numerisch hohe Berechnungsaufwand wird durch den Einsatz moderner Computerarchitekturen partiell kompensiert und bleibt dennoch ein Problem für den Einsatz der Methode. In einem ersten Schritt ist die Photon-Monte-Carlo Methode für ein eindimensionales Volumen bestehend aus mehreren Schichten entwickelt worden. Dabei sind sowohl vorwärts- und rückwärtsgerichtete Photon-Monte-Carlo Implementierungen jeweils mit und ohne Energy-Partitioning entstanden. Darüber hinaus ist auch Streuung berücksichtigt und damit kann Strahlungsgleichgewicht berechnet werden.
Weiter sind eindimensionale Berechnungsmethoden aus zwei Gründen implementiert worden. Zum einen können die Methoden zum Vergleich für die Verifikation benutzt werden und zum anderen entsteht durch eine eindimensionale Approximation ein sehr effizientes Berechnungswerkzeug für die Stoßschicht. Hierfür sind in einem ersten Schritt die eindimensionale exakte Methode für ein homogenes Volumen und die Schuster-Schwarzschild Methode für mehrere Schichten einer Ebene implementiert worden. In einem zweiten Schritt wurde die exakte Methode für eine Ebene aus mehreren Schichten implementiert. Zusammen mit der eindimensionalen Approximation ist das Berechnungswerkzeug damit vervollständigt. Die Wandwärmestromdichte und die divergente Strahlungswärmestromdichte, für die Kopplung, können durch eine eindimensionale Approximation berechnet werden. Die eindimensionale Approximation kann als sehr effiziente Möglichkeit betrachtet werden, den Strahlungstransport zu berechnen. Der Hauptteil der Methoden Entwicklung besteht in der Entwicklung der dreidimensionalen Photon-Monte-Carlo Methode. Hierbei steht insbesondere die Strahlverfolgung (ray tracing) im Fokus. Durch den Einsatz der Ebenen für die Strahlverfolgung sind eigens für den Code Algorithmen entstanden, die verschiedene Gitterstrukturen aus der CFD benutzen können. Es können beispielsweise Quader, Tetraeder oder Hexaeder mit demselben Code zur Strahlverfolgung berechnet werden, da nur der Polygon-Test angepasst werden muss. Doppelte Ebenen werden eliminiert und ein System aus Vorder- und Rückseite macht die Strahlverfolgung besonders effizient. Moderne Computerarchitekturen werden durch Parallelisierung und sogar den Einsatz der GPU genutzt. Die Steigerung der Berechnungsgeschwindigkeit durch den Einsatz der GPU wurde demonstriert. Hierfür ist der Code in einer besonderen Art modifiziert worden, sodass Aufgaben gleichzeitig bearbeitet werden können. Die Modellierung durch Zufallszahlrelationen wurde phänomenologisch erweitert. Im Zuge dieser Forschungsarbeit ist ein genereller Ansatz formuliert worden, der es ermöglicht, Zufallszahlrelationen nicht nur physikalisch, bestimmt durch die Strahlungswärme, zu benutzen, sondern auch unphysikalische Relationen durch zum Beispiel eine homogene Verteilung der Photonenbündel. Außerdem ist eine hybride Verteilung in dem Sinne zur Anwendung gekommen, dass Photonenbündel sowohl deterministisch, als auch nach Zufallszahlrelationen in dem Berechnungsfeld verteilt werden. Die Berücksichtigung der Energieerhaltung bei der Berechnung durch die Photon-Monte-Carlo Methode kann dadurch zur Anwendung kommen. Für ein- oder zweidimensionale Berechnungen ist eine Modifikation zur schnelleren Berechnung der

Berechnungsfeldgrenzen beschrieben und benutzt worden. Die Funktionalität wurde durch verschiedene Vergleiche mit dem Fire II Experiment bestätigt.

Die Kopplung wurde für beide Strömungslöser KEGSEC und KEGNI umgesetzt. Damit ist die Kopplung sowohl dimensionslos als auch dimensionsbehaftet implementiert. Das Berechnungsfeld des Euler-Grenzschicht Verfahrens wird zur Strahlungssimulation verschmolzen und für die Kopplung geteilt. Weitere Ansätze sind beschrieben, jedoch nicht zur Anwendung gebracht worden. Eine Möglichkeit zur Kopplungsdämpfung wurde ebenfalls diskutiert.

5.2 Ergebnisse

In der Untersuchung des ballistischen Fluges sind drei Flugbahnen mit exemplarischem Charakter ausgewählt worden. Die Trajektorien besitzen Reichweiten von 3000, 5000 und 10000 km. Hierbei treten aerothermodynamisch wichtige Unterschiede in der maximalen Geschwindigkeit und dem Eintrittswinkel auf. Die Aufheizung eines Flugkörpers ist über die gesamte Flugbahn hinweg abgeschätzt. Hiermit wird gezeigt, dass die maximale Temperatur in der Aufstiegsphase deutlich geringer ist als die Temperatur während des atmosphärischen Eintritts. Da aerothermodynamische Effekte untersucht werden, die bei hohen Temperaturen auftreten, liegt der Fokus auf dem Wiedereintritt.

Die optische Signatur eines generischen Testkörpers ist weiter mit numerischen Methoden analysiert worden. Zunächst wird dabei ein charakteristischer Flugpunkt exemplarisch untersucht und im zweiten Teil findet eine Untersuchung entlang der Flugbahn beim Wiedereintritt statt.
Am Temperaturverlauf entlang der Staustromlinie wird gezeigt, dass der Stoßabstand von beiden Versionen des Strömungslösers in guter Übereinstimmung berechnet wird. Die Temperaturüberhöhung in der Nichtgleichgewichtsberechnung stellt einen signifikanten Unterschied zwischen beiden Berechnungen für das Strömungsfeld dar. Für den betrachteten Fall kommt es zu einer Temperaturdifferenz am Stoß im Bereich von 3000 K. In der Strahlungsberechnung ist für die spektrale Berechnung die Diskretisierung und der Spektralbereich in drei Zellen exemplarisch verglichen worden. Hierbei hat sich herausgestellt, dass der mittlere Bereich mit 2×10^3 bis 2×10^4 Datenpunkten ein guter Kompromiss aus Genauigkeit und Datengröße ist. Durch die Strahlungstransportberechnung mit der eindimensionalen Approximation und der Photon-Monte-Carlo Methode konnte gezeigt werden, dass die eindimensionale Approximation Werte für die Wandwärmestromdichten in der richtigen Größenordnung liefert. Für den Testkörper sind jedoch relative Abweichungen von bis zu ca. 100% aufgetreten. Tendenziell sind die Abweichungen in der NGGW Berechnung größer als in der GGW Berechnung. Die divergente Strahlungswärmestromdichte wird durch beide Strahlungstransportberechnungen in guter Übereinstimmung be-

rechnet. Dies wird dadurch erklärt, dass die Emission für die divergente Strahlungswärmestromdichte dominant ist. Der Einfluss der Kopplung ist bei der Analyse des einzelnen Flugpunktes vernachlässigbar gering. Es kommt zu Temperaturänderungen von wenigen Kelvin. Die Abstrahlung ist für den Frequenzbereich von 2 µm bis 5 µm mit StaRad und zum Vergleich mit NIRATAM berechnet worden und beide zeigen eine gute Übereinstimmung. Für das direktionale Abstrahlverhalten ergibt sich ein Maximum bei einem Winkel von ca. 80°. Das direktionale Abstrahlverhalten ist durch den Bezug zur Fläche des Flugkörpers erklärt worden. Hierfür ist der Strahlungswärmestrom im Gegensatz zur Strahlungswärmestromdichte dargestellt.

In der Untersuchung des Testkörpers entlang der Flugbahn wird zunächst die Temperatur und anschließend die Abstrahlung präsentiert. Die Temperatur im Staupunkt ist zusammen mit der durch MissCon und der durch das Modell der strahlungsadiabaten Wand berechneten Temperatur entlang der Flugbahnen dargestellt. Hierbei kommt es für große Teile der Flugbahn zu guten Übereinstimmungen. Insbesondere für den Bereich des jeweiligen Temperaturmaximums entstehen Unterschiede. Durch das Modell der strahlungsadiabaten Wand wird eine höhere Temperatur und durch MissCon eine niedrigere Temperatur berechnet. MissCon ermittelt für die gesamte Trajektorie niedrigere Temperaturen, da hier keine adiabate Wand modelliert werden kann und diese somit nur approximiert wird. Die Kopplung hat keinen nennenswerten Einfluss auf die Staupunktstemperatur. Weiter ist die maximale Temperatur im Strömungsfeld dargestellt. Hier kommt es zu deutlichen Unterschieden zwischen der GGW und der NGGW Berechnung. Eine Veränderung durch die Kopplung entsteht selbst hier nur für die Extrembereiche großer Geschwindigkeiten und großer Höhen. Für diese Untersuchung ist der Einfluss der Kopplung erst bei Temperaturen von über 11000 K sichtbar und erst bei über 15000 K signifikant. Die Flughöhe scheint einen geringeren Einfluss auf die Kopplung zu haben. Hier sind Temperaturdifferenzen von wenigen Kelvin bei Temperaturen von 11000-12000 K für die 5000 km Flugbahn im Bereich von 60 km Höhe und für die 10000 km Flugbahn im Bereich von 30 km Höhe zu sehen. Der Einfluss der Kopplung ist nichtlinear von der Geschwindigkeit abhängig. Für die 10000 km Flugbahn steigt die Geschwindigkeit zwischen 60 km und 30 km von ca. 6500 m/s zu ca. 7000 m/s an. Die maximale Temperatur und der Einfluss der Kopplung nehmen in diesem Bereich jedoch ab. Für diese Untersuchung gilt jedoch, dass der Einfluss der Kopplung für die Trajektorie, bei der eine Geschwindigkeit von mehr als 6000 m/s erreicht wird, in einzelnen Bereichen signifikant ist. Für den Wert der maximalen Abstrahlung sind die Ergebnisse ähnlich zu denen der maximalen Temperatur. Die Werte liegen im Bereich von 10^5 W/sr für 0,01-5 µm und 10^4-10^5 W/sr für 2-5 µm. Bei einer genaueren Berechnung durch Wärmebilder ist von geringeren Werten auszugehen. Es kommt zu großen Unterschieden zwischen der GGW- und der NGGW-Berechnung und der Einfluss der Kopplung ist im Bereich geringerer Höhen der 10000 km Flugbahn signifikant. Bemerkenswert ist, dass es hier sowohl für den Fall mit als auch ohne Kopplung zu zwei lokalen Extrema kommt.

5.3 Ausblick

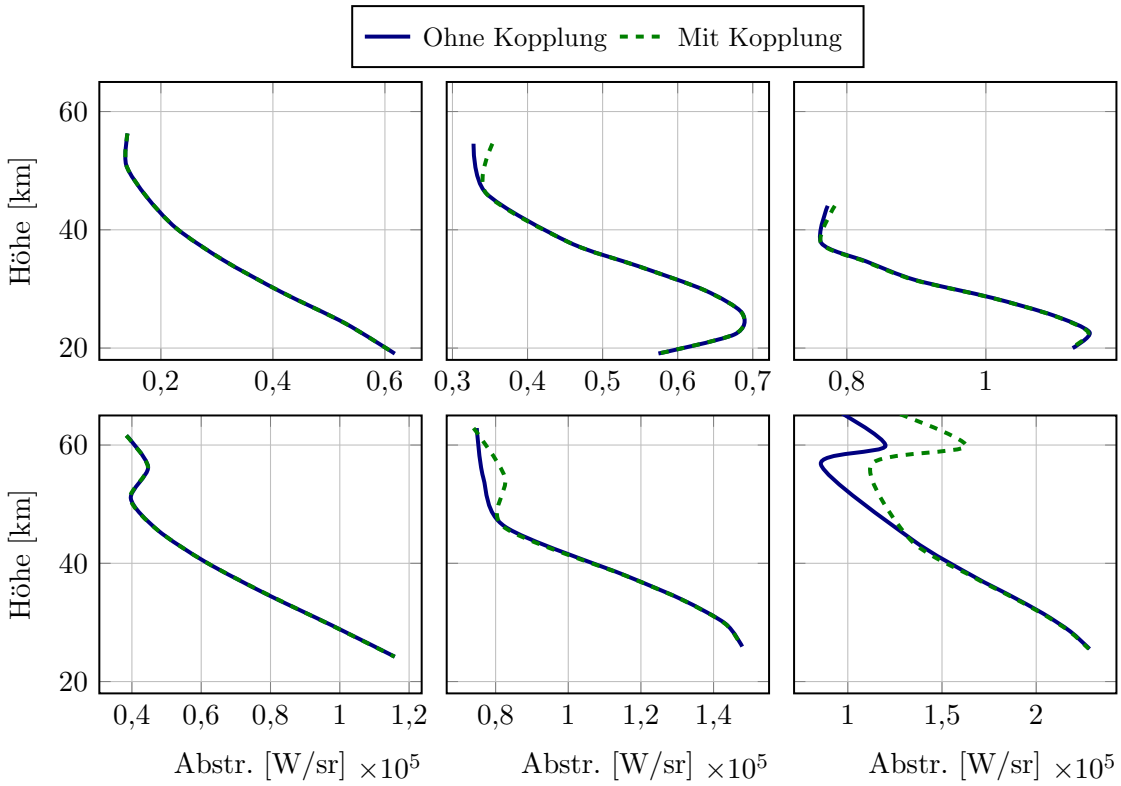
Ein wichtiger Aspekt für nachfolgende Untersuchungen ist die Berücksichtigung vom weiteren chemischen und thermischen Nichtgleichgewichtseffekten. Die Grenzschicht hat ein großes Potential, Veränderungen für die Strahlung zu erzeugen, da zum einen innerhalb der Grenzschicht ein großer Temperaturbereich mit einhergehenden Veränderungen der Dichte durchschritten und zum anderen die Wandtemperatur ermittelt wird.
Die NGGW Berechnung sollte um die Spezies der Ionen erweitert werden, weil die Ionen zum einen einen großen Einfluss auf die Strahlung haben und zum anderen die Energien der Reaktionen mit Ionen teilweise sehr groß sind. Bei dem Fire II Experiment in 54 km Höhe (Flugpunkt 1642 s) entstehen zum Beispiel nur geringe Mengen N^+ und O^+, diese führen jedoch zu einer Reduktion der Temperatur, in der Mitte der Staustromlinie, von mehreren Tausend Kelvin ($\approx$3000 K). So deutlich werden die Änderungen aufgrund der geringeren Temperaturen bei den hier untersuchten Trajektorien nicht ausfallen, jedoch kann es zu wichtigen Unterschieden kommen.
Für die Flugpunkte in größeren Höhen befindet sich das hier eingesetzte Euler-Grenzschicht Verfahren aufgrund der kleinen Referenzlänge (Nasenradius) am Rande des Gültigkeitsbereiches. Es ist gezeigt worden, dass bei diesen Flugpunkten der Einfluss der Kopplung größer ist als bei Flugpunkten in geringeren Höhen, sodass eine genauere Untersuchung der Flugpunkte oder eine Ausdehnung der Flugpunkte zu noch größeren Höhen mit einem VSL Verfahren oder einem Navier-Stokes Verfahren durchgeführt werden könnte.
Für die Berechnung des Strahlungstransportes sind verschiede Verbesserungen der Photon-Monte-Carlo Methode bzw. der eindimensionalen Approximation sowie bei dem Berechnungsprozess denkbar. Hierzu zählen eine besondere Form des Spectral-Binning, bei dem die ursprüngliche spektrale Auflösung wieder hergestellt werden kann, eine Auswahl der Anzahl der Gitterzellen für das Ray-Tracing und eine Korrektur der geometrischen Approximation für die eindimensionale Approximation bzw. das Nutzen von rotationssymmetrischen Koordinaten. Eine Verbesserung des Berechnungsprozesses, in dem die Grenzschicht eindimensional und der nichtviskose Teil mit der Photon-Monte-Carlo Methode berechnet wird, ist bereits beschrieben worden.

In der Darstellung lokaler Extrema der Strahlungseigenschaften sind Zustandsflächen der Strahlungseigenschaften im chemischen Gleichgewicht präsentiert worden. Diese Zustandsflächen könnten als eine Art Datenbank für die Strahlungsberechnung genutzt werden, ähnlich wie dies bereits für die Zustandsflächen der Strömungsberechnung gemacht wird. Dies ist nur für Wärmeberechnungen sinnvoll, da die spektrale Breite und Diskretisierung festgelegt werden würde. Die spektrale Berechnung kann dadurch auf zwei Interpolationen reduziert werden, weil im chemischen Gleichgewicht die Zusammensetzung eindeutig über die Temperatur und den Druck definiert ist. Im chemischen Nichtgleichgewicht müsste dies für jede Spezies durchgeführt werden.

In dieser Untersuchung wurde gezeigt, dass die Abstrahlung der Körperwand dominant für die optische Signatur eines ballistischen Flugkörpers ist. Es ist naheliegend, die Berechnung der Wandtemperatur genauer zu modellieren. Hierbei sind zwei Aspekte in dieser Arbeit vernachlässigt worden. Zum einen entsteht durch die Modellierung einer nichtadiabaten Wand eine Wärmesenke, da Wärme in die Struktur des Flugkörpers übergeht. Zum anderen entsteht durch die Berücksichtigung des Strahlungswärmestromes auf die Wand für die Berechnung der strahlungsadiabaten Wand eine zusätzliche Wärmequelle. Die Berücksichtigung des thermischen Nichtgleichgewichts könnte für Analysen von ballistischen Flugkörpern mit noch höheren Geschwindigkeiten von Bedeutung sein. In dieser Untersuchung ist das Rückstromgebiet vernachlässigt worden. Hier ist kein großer Einfluss durch die Kopplung zu erwarten, da die Temperaturen gering sind. Für die Abstrahlung könnten sich jedoch kleinere Unterschiede durch die Berücksichtigung ergeben, weil das Volumen verhältnismäßig groß ist. Die optische Signatur eines ballistischen Testkörpers ist in dieser Arbeit durch den Wandwärmestrom auf die Systemgrenze berechnet worden. Ein verbessertes Verfahren hierfür ist die Berechnung eines Wärmebildes durch zum Beispiel die rückwärts gerichtete Photon-Monte-Carlo Methode. Hierdurch könnten dreidimensionale Bilder entstehen, welche Reflexionen der Strömung und anderer Körper beinhalten.

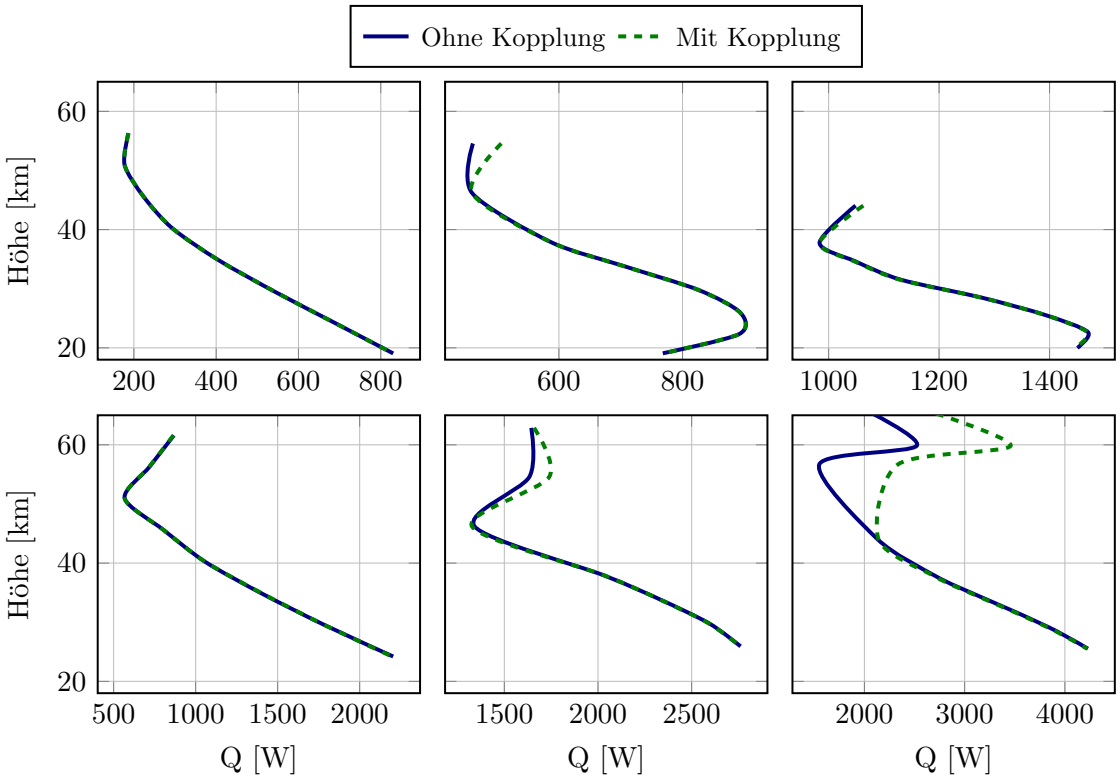
A Anhang

In Abbildung A.1 und A.2 sind die maximale Abstrahlung und der maximale Wärmestrom des Testkörpers entlang der Flugbahn für die Trajektorien mit 3000 km, 5000 km und 10000 km Reichweite dargestellt. Es ist sowohl das Ergebnis der gekoppelten als auch der nichtgekoppelten Berechnung abgebildet. Die obere Reihe zeigt die Ergebnisse im chemischen Gleichgewicht und die untere im chemischen Nichtgleichgewicht. Der Spektralbereich reicht von 2 µm bis 5 µm.



(a) 3000 km (b) 5000 km (c) 10000 km

Abb. A.1: Maximale Abstrahlung für 2-5 µm.



(a) 3000 km (b) 5000 km (c) 10000 km

Abb. A.2: Maximaler Wärmestrom entlang der Flugbahn für 2-5 µm.

Literatur

[1] R. Seibert. "Luftgestützte Überwachung & Verfolgung von ballistischen Flugkörpern". In: *Carl-Cranz-Gesellschaft e.V. - Air and Missle Defence*. 2015.

[2] L. LaCroix und S. Kurzius. "Peeling the Onion: An Heuristic Overview of Hit-to-Kill Missle Defence in the 21st Century". In: *Proceedings of SPIE 5732, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices II* Jahrg. 5732 (2005), S. 225–250.

[3] R. H. Schmucker und M. Schiller. *Raketenbedrohung 2.0, Technische und politische Grundlagen*. E.S. Mittler & Sohn, Hamburg, Bonn, 2015.

[4] *RS-24 Yars - Wikipedia*. URL: `https://en.wikipedia.org/wiki/RS-24%7B%5C_%7DYars` (besucht am 04. 01. 2019).

[5] *RS-26 Rubezh - Wikipedia*. URL: `https://en.wikipedia.org/wiki/RS-26%7B%5C_%7DRubezh` (besucht am 04. 01. 2019).

[6] *Aufrüstung im Kreml: Russland testet neuen Raketentyp*. URL: `https://www.tagesschau.de/ausland/rakete-russland-105.html` (besucht am 04. 01. 2019).

[7] *RS-28 Sarmat - Wikipedia*. URL: `https://en.wikipedia.org/wiki/RS-28%7B%5C_%7DSarmat` (besucht am 04. 01. 2019).

[8] R. N. Gupta. "Aerothermodynamic Analysis of Stardust Sample Return Capsule with Coupled Radiation and Ablation". In: *Journal of Spacecraft and Rockets* Jahrg. 37.4 (2000), S. 507–514.

[9] C. Park. "Calculation of Stagnation-Point Heating Rates Associated with Stardust Vehicle". In: *Journal of Spacecraft and Rockets* Jahrg. 44.1 (2007), S. 24–32.

[10] D. Olynick, Y.-K. Chen und M. E. Tauber. "Aerothermodynamics of the Stardust Sample Return Capsule". In: *Journal of Spacecraft and Rockets* Jahrg. 36.3 (1999), S. 442–462.

[11] D. L. Cauchon. *Radiative Heating Results from the Fire II Flight Experiment at a Reentry velocity of 11.4 Kilometers per Second*. NASA Langley Research Center, 1967.

[12] C. O. Johnston. "Nonequilibrium Shock-Layer Radiative Heating for Earth and Titan Entry". Dissertation. Virginia Polytechnic Institute und State University, 2006.

[13] S. Karl, D. Potter, M. Lambert und K. Hannemann. "Computational Analysis of Radiative Heat Loading on Hypervelocity Reentry Vehicles". In: *Journal of Spacecraft and Rockets* Jahrg. 52.1 (2015), S. 63–75.

[14] I. Sohn, Z. Li, D. A. Levin und M. F. Modest. “Coupled DSMC - PMC Radiation Simulations of a Hypersonic Reentry”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 26.1 (2012).

[15] J. Bonin und Ch. Mundt. “Full Three-Dimensional Monte Carlo Radiative Transport for Hypersonic Entry Vehicles”. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* Jahrg. 56.1 (2019), S. 44–52.

[16] A. J. Smith, A. Wood, J. Dubois, M. Fertig, B. Pfeiffer und L. Marrafa. *Plasma Radiation Database, PARADE V2.2*. Nr. 3. Fluid Gravity Engineering, 2006.

[17] A. M. Brandis und B. A. Cruden. *NEQAIR v14.0 Release Notes*. 2014.

[18] B. A. Cruden und A. M. Brandis. *Updates to the NEQAIR Radiation Solver*. 2014.

[19] L. C. Hartung und H. A. Hassan. “Radiation Transport Around Axisymmetric Blunt Body Vehicles Using a Modified Differential Approximation”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 7.2 (1993), S. 220–227.

[20] D. Hash, J. Olejniczak, M. Wright, D. Prabhu, M. Pulsonetti, B. Hollis, P. Gnoffo, M. Barnhardt, I. Nompelis und G. Candler. “FIRE II Calculations for Hypersonic Nonequilibrium Aerothermodynamics Code Verification: DPLR, LAURA, and US3D”. In: *45th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*. 2007.

[21] M. F. Modest. “Modified Differential Approximation for Radiative Transfer in General Three-Dimensional Media”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 3.3 (1989), S. 283–288.

[22] G. J. Elbert und P. Cinnella. “Truly Two-Dimensional Algorithms for Radiative Heat Transfer Calculations in Reactive Flows”. In: *Computer & Fluids* Jahrg. 24.5 (1995), S. 523–552.

[23] G. J. Elbert und P. Cinnella. “Two-Dimensional Radiative Heat-Transfer Calculations for Nonequilibrium Flows”. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* Jahrg. 32.2 (1995), S. 231–240.

[24] A. M. Feldick, M. F. Modest und D. A. Levin. “Closely Coupled Flow field - Radiation Interactions During Hypersonic Reentry”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 25.4 (2011).

[25] A. M. Feldick und M. F. Modest. “A Spectrally Accurate Two-Dimensional Axisymmetric, Tightly Coupled Photon Monte Carlo Radiative Transfer Equation Solver for Hypersonic Entry Flows”. In: *Journal of Heat Transfer* Jahrg. 134 (2012), S. 1–8.

[26] C. O. Johnston und A. Mazaheri. “Impact of Non-Tangent-Slab Radiative Transport on Flowfield-Radiation Coupling”. In: *55th AIAA Aerospace Science Meeting*. 2017.

[27] A. J. Erb, T. K. West und C. O. Johnston. “Investigation of Galileo Probe Entry Heating with Coupled Radiation and Ablation”. In: (2019).

[28] A. S. Kesten. “Radiant heat flux distribution in a cylindrically-symmetric nonisothermal gas with temperature-dependent absorption coefficient”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* Jahrg. 8.1 (1968), S. 419–433.

[29] T. Sakai, K. Sawada und M. Mitsuda. “Application of Planck-Rosseland-Gray Model for High-Enthalpy Arc Heaters”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 15.2 (2001), S. 176–183.

[30] D. A. Levin, G. V. Candler und C. C. Limbaugh. “Multispectral Shock-Layer Radiance from a Hypersonic Slender Body”. In: *Journal of thermophysics and heat transfer* Jahrg. 14.2 (2000), S. 237–243.

[31] P. D. Santos und A. Lani. “An object-oriented implementation of a parallel Monte Carlo code for radiation transport”. In: *Computer Physics Communications* Jahrg. 202 (2016), S. 233–261.

[32] A. Feldick. “Coupled Nonequlibrium Flow, Energy and Radiation Transport for Hypersonic Planetary Entry”. Diss. The Pennsylvania State University, 2013.

[33] NATO. *NIRATAM*. 1998.

[34] S. P. Mahulikar, H. R. Sonawane und G. A. Rao. “Infrared Signature Studies of Aerospace Vehicles”. In: *Progress in Aerospace Science* Jahrg. 43 (2007), S. 218–245.

[35] T. H. Gogel. “Numerische Modellierung von Hochenthalpieströmungen mit Strahlungsverlusten”. Diss. Universität Stuttgart, 1994.

[36] W.-J. Yang, H. Taniguchi und K. Kudo. *Radiative Heat Transfer by the Monte Carlo Method*. Bd. 27. Academic Press, 1995.

[37] J. D. Anderson Jr. *Fundamentals of Aerodynamics*. 2. Auflage. McGraw-Hill, 1991.

[38] J. D. Anderson Jr. *Hypersonic and High - Temperature Gas Dynamics*. AIAA Education Series, 2006.

[39] J. D. Anderson Jr. *Modern Compressible Flow With Historical Perspective*. McGraw-Hill, 1990.

[40] Ch. Mundt. “Rechnerische Simulation reibungsbehafteter Strömungen im chemischen Nichtgleichgewicht”. Diss. Technische Universität München, 1992, S. 1–127.

[41] E. H. Hirschel. *Basics of Aerothermodynamics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.

[42] W. Sutherland. “The Viscosity of Gasas and Molecular Farce”. In: *Philosophical Magazine Series 5* Jahrg. 36.223 (1893), S. 507–531.

[43] C. F. Hansen. *Approximations for the Thermodynamic and Transport Properties of High-Temperature Air*. 1959.

[44] M. Pfitzner. “A Shock-fitting Algorithm for the Simulation of Inviscid Flows in Chemical Non-Equilibrium”. In: *12th ICNMFD*. Oxford, 1990.

[45] J. D. Anderson Jr. *Computational Fluid Dynamics*. McGraw-Hill Education, 1995.

[46] G. Moretti und M. Abbett. "A Time-Dependent Computational Method for Blunt Body Flows". In: *AIAA Journal* Jahrg. 4.12 (1966), S. 2136–2141.

[47] R. T. Davis. "Numerical Solution of the Hypersonic Viscous Shock-Layer Equations". In: *AIAA Journal* Jahrg. 8.5 (1970), S. 843–851.

[48] M. Pfitzner und C. Weiland. *3-D Euler Solution for Hypersonic Mach Numbers*. Bristol: AGARD, 1987, S. 1–22.

[49] J. V. Rakich und J. W. Cleary. "Theoretical and Experimental Study of Supersonic Steady Flow around Inclined Bodies of Revolution". In: *AIAA Journal* Jahrg. 8.3 (1970), S. 511–518.

[50] H. Schlichting und E. Truckenbrodt. *Aerodynamik des Flugzeuges, 1. Band*. 3. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2001.

[51] L. Prandtl. *Über Flüssigkeitsbewegungen bei sehr kleiner Reibung*. Leipzig: Teubner, 1905, S. 484–941.

[52] H. Schlichting und K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. 9. Auflage. Springer-Verlag berlin Heidelberg GmbH, 1997.

[53] Ch. Mundt, M. Pfitzner und M. A. Schmatz. "Calculation of Viscous Hypersonic Flows using a Coupled Euler / Second Order Boundary Layer Method". In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics* Jahrg. 29 (1990), S. 419–429.

[54] M. F. Modest. *Radiative Heat Transfer*. Third Edit. Academic Press, 2013.

[55] R. Siegel und J. Howell. *Thermal Radiation Heat Transfer*. 4th. Taylor & Francis, 2002.

[56] E. Sutter. *Schutz vor optischer Strahlung*. 3. Auflage. VDE Verlag GmbH, 2008.

[57] R. Siegel, J. R. Howell und J. Lohrengel. *Wärmeübertragung durch Strahlung, 1.-3. Band*. Hrsg. von U. Grigull. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1988.

[58] R. Stephan. "Untersuchung des Brechnungsindex in Abhängigkeit der Stoff- und Elektronendichte in der Hochenthalpieströmung vor einem ballistischen Flugkörper beim Wiedereintritt in die Erdatmosphäre". Abschlussarbeit, M. Sc. RWTH Aachen & Universität der Bundeswehr, 2018.

[59] L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. C. Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, K. Chance, E. A. Cohen, L. H. Coudert, V. M. Devi, B. J. Drouin, A. Fayt, J. Flaud, R. R. Gamache, J. J. Harrison, J. Hartmann, C. Hill, J. T. Hodges, D. Jacquemart, A. Jolly, J. Lamouroux, R. J. L. Roy, G. Li, D. A. Long, O. M. Lyulin, C. J. Mackie, S. T. Massie, S. Mikhailenko, H. S. P. Müller, O. V. Naumenko, A. V. Nikitin, J. Orphal, V. Perevalov, S. Tashkun, J. Tennyson, G. C. Toon, V. G. Tyuterev und G. Wagner. "The HITRAN 2012 Molecular Spectroscopic Database". In: *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* Jahrg. 130 (2013), S. 4–50.

[60] F. Göbel. “Investigation of Gas Radiation in High Enthalpy Flows”. Dissertation. Universität der Bundeswehr, 2013.

[61] A. Sventitskiy. “Numerical Simulation of Infrared Radiation from Aircraft Engine Exhaust Plumes”. Dissertation. Universität der Bundeswehr, 2017.

[62] A. A. Wray, J. F. Ripoll und D. Prabhu. “Investigation of the Opacity Binning Approach for Solving the Shock-Generated Radiation of the Apollo AS-501 re-entry”. In: *Center for Turbulence Research, Proceedings of the Summer Program*. 2006, S. 187–194.

[63] D. F. Potter. “Modelling of Radiating Shock Layers for Atmospheric Entry at Earth and Mars”. Diss. The University of Queensland, 2011, S. 398.

[64] O. Rouzaud, L. Tesse, T. Soubrie, A. Soufiani, P. Riviere und D. Zeitoun. “Influence of Radiative Heating on a Martian Orbiter”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 22.1 (2008), S. 10–19.

[65] *U. S. Standard Atmosphere 1976*. NASA, 1976.

[66] G. P. Anderson, S. A. Clough, F. X. Kneizys, J. H. Chetwynd und E. P. Shettle. *AFGL Atmospheric Constituent Profiles (0 - 120 km)*. Nr. 954. Air Force Geophysics Laboratory, 1986, S. 46.

[67] F. Kneizys, L. Abreu, G. Anderson, J. Chetwynd, E. Shettle, A. Berk, L. Bernstein, D. Robertson, P. Acharya, L. Rothman, J. Selby, W. Gallery und S. Clough. *The MODTRAN 2/3 Report and LOWTRAN-7 Model*. Phillips Laboratory, Geophysics Directorate, 1996.

[68] L. D. Wing. *Tangent Ogive Nose Aerodynamic Heating Program: NQLDW019*. 1971.

[69] *MissCon - Computer Programm*. IABG mbH.

[70] C. Weiland und M. Pfitzner. *3-D and 2-D Solutions of the Quasi-Conservative Euler Equations*. Bd. 264. 1986, S. 654–659.

[71] F. Monnoyer, Ch. Mundt und M. Pfitzner. “Calculation of the Hypersonic Viscous Flow Past Reentry Vehicles with an Euler-Boundary Layer Coupling Method”. In: *28th Aerospace Sciences Meeting*. 1990, S. 1–10.

[72] M. Pfitzner. “A 3-D Non-Equilibrium Shock-Fitting Algorithm Using Effective Rankine-Hugoniot Relations”. In: *AIAA 22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics & Lasers Conference*. 1991.

[73] Ch. Mundt. “Calculation of Hypersonic Viscous , Non-Equilibrium Flows Around Reentry Bodies Using a Coupled Boundary Layer / Euler Method”. In: *AlAA 27th Thermophysics Conference*. 1992.

[74] M. Pfitzner. “Runge-Kutta Split-Matrix Method for the Simulation of Real Gas Hypersonic Flows”. In: *Notes on Numerical Fluid Mechanics* Jahrg. 24 (1988), S. 489–498.

[75] Ch. Mundt, R. Keraus und J. Fischer. “New, Accurate, Vectorized Approximations of State Surfaces for the Thermodynamic and Transport Properties of Equilibrium Air”. In: *Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung* Jahrg. 15 (1991), S. 179–184.

[76] E. H. Hirschel. *Shear Flow in Surface-Oriented Coordinate.* Vieweg+Teubner Verlag, 1891.

[77] Ch. Mundt und H. Griebel. “Venus Balloon Mission Archimedes-V with Emphasis on Surface and Gas Radiation Phenomena”. In: *1st. International ARA Conference.* 2006.

[78] D. Kliche. “Multidisziplinäre Analyse und Bewertung von Staustrahlantrieben mit Überschallverbrennung”. Diss. Universität der Bundeswehr München, 2012.

[79] H. Oertel. *Aerothermodynamik.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994.

[80] L. S. Rothman, I. E. Gordon, R. J. Barber, H. Dothe, R. R. Gamache, A. Goldman, V. I. Perevalov, S. A. Tashkun und J. Tennyson. “HITEMP, the High-Temperature Molecular Spectroscopic Database”. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* Jahrg. 111.15 (2010), S. 2139–2150.

[81] A. Schuster. “Radiation Through a Foggy Atmosphere”. In: *Astrophysical Journal* Jahrg. 21 (1905), S. 1–22.

[82] K. Schwarzschild. “Ueber das Gleichgewicht der Sonnenatmosphäre”. In: *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse* (1906), S. 41–53.

[83] H. C. Hottel und A. F. Sarofim. *Radiative Transfer.* McGraw-Hill, 1967.

[84] L. A. Carlson und T. A. Gally. “Effect of Electron Temperature and Impact Ionization on Martian Return AOTV Flowfields”. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* Jahrg. 5.1 (1991), S. 9–20.

[85] I. N. Bronštejn, H. Mühlig, K. A. Semendjajew und G. Musiol. *Taschenbuch der Mathematik (Bronstein).* Edition Harri Deutsch. Frankfurt am Main: Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, 2008.

[86] F. Mazoué und M. Fertig. *Radiation of High Temperature Gases, Fire II Radiation Heat Flux Computation, Test Case 6, Fifth Radiation Workshop.* ESA, 2012, S. 1–9.

[87] A. Glassner. *An Introduction to Ray Tracing.* Academic Press, 1989.

[88] D. V. Walters und R. O. Buckius. “Monte Carlo Methods for Radiative Heat Transfer in Scattering Media”. In: *Annual Review of Heat Transfer* Jahrg. 5 (1994), S. 131–176.

[89] F. Mazoue und L. Marraffa. “Determination of the Radiation Emission During the Fire II Entry”. In: *RHTG 2ed.* 2006.

[90] H. H. Koelle. *Handbook of Astronautical Engineering.* 1. Auflage. McGraw-Hill, 1961.

[91] W. Wolff. *Raketen und Reketenballistik*. 4. Auflage. Militärverlag, 1976.

[92] *MITHRAS - Missle Threat Analysis and Simulation*. IABG mbH, 2015.

[93] K. Sutton und R. A. Graves. "A General Stagnation-Point Convective-Heating Equation for Arbitrary Gas Mixtures". In: NASA TRR-376 (1971).

[94] J. Bonin und Ch. Mundt. "3D Monte Carlo Radiative Transport Computation for Low Ballistic Coefficient Martian Entry". In: *8th International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry*. Madrid, 2019.

[95] J. Bonin und Ch. Mundt. "Radiation Coupling to an Euler-Boundary-Layer Method on Entry Shock Layers". In: *32nd International Symposium on Shock Waves*. 2019.