

Methode zur Messung von atomarem Sauerstoff mittels katalytischem Prinzip

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

Vorgelegt von

Andreas Steinbeck

aus Nürnberg

Hauptberichter:	Prof. Dr.-Ing. Stefanos Fasoulas
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. Klaus Hannemann
Tag der mündlichen Prüfung:	31.05.2016

Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart

2016

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	iii
Abkürzungsverzeichnis	v
Kurzfassung	ix
Abstract	xi
1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Stand der Forschung	3
1.3. Zielsetzung der Arbeit	6
2. Theoretische Grundlagen	9
2.1. Heterogene Katalyse	9
2.1.1. Globale Katalysemodelle	10
2.1.2. Detaillierte Katalysemodelle	13
2.2. Hyperschallströmung	17
2.3. Viskose Stoßschichtgleichungen	20
2.3.1. Allgemein	20
2.3.2. Örtlich selbstähnliche Grenzschichtgleichungen	21
2.3.3. Erweiterung auf viskose Stoßschichtgleichungen	24
2.4. Transportgrößen	26
2.4.1. Viskosität	27
2.4.2. Wärmeleitung	28
2.4.3. Diffusion	29
2.5. VSL1D - Numerische Berechnung der VSL-Gleichungen	30
2.5.1. Berechnung der gewöhnlichen Differentialgleichungen	31
2.5.2. Verifikation	34
3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung	37
3.1. PWK3	37
3.2. Emissionsgradmessstand	40
3.3. Messtechnik	42
3.3.1. Wärmestrom-Pitotdruck-Doppelsonde	42

3.3.2.	Enthalpiesonde	44
3.3.3.	Fabry-Pérot-Interferometrie	47
3.3.4.	Materialsonde	51
3.4.	Materialauswahl und Probenvorbereitung	58
3.4.1.	Siliziumkarbid	60
3.4.2.	PM1000®	61
3.4.3.	Wolfram	63
4.	Messergebnisse und Diskussion	67
4.1.	Freistrahlscharakterisierung am IPG3	67
4.1.1.	Totaldrücke	67
4.1.2.	Wärmestromdichten	69
4.1.3.	Enthalpie	71
4.1.4.	Plasmatemperatur und -geschwindigkeit	73
4.1.5.	Plasmazusammensetzung	81
4.1.6.	Effektiver Nasenradius	83
4.2.	Auswertung der katalytischen Materialeigenschaften	84
4.2.1.	Materialtests	85
4.2.2.	Katalytische Oberflächenreaktionsraten	88
4.2.3.	Rekombinationsmodell und -koeffizienten	91
5.	Nutzlastentwicklung	95
5.1.	Messung von atomarem Sauerstoff in hypersonischen Strömungen - EXPERT	95
5.1.1.	PHLUX	98
5.1.2.	Kalibrierung	107
5.1.3.	Flugqualifizierung	109
5.1.4.	Numerische Simulation der Umströmung der EXPERT Kapsel	116
5.2.	Messung atomaren Sauerstoffs in hochverdünnten Strömungen - WADIS	122
5.2.1.	Abschätzung des Messsignals	123
5.2.2.	(P)HLUX	124
5.2.3.	Auswertung der Flugdaten	127
6.	Zusammenfassung und Ausblick	133
A.	Bilder der Materialprobentests	139
	Literaturverzeichnis	141

Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Formelzeichen

A	Fläche /m ²
A_{Ad}	Adsorptionsenergie Reaktionsgeschwindigkeit /kJ/(mol K)
B	Massenadditionsfaktor /-
\bar{c}	mittlere Geschwindigkeit /m/s
C	Wärmekapazität /J/K
c	Reaktionsgeschwindigkeitskonstante / $(\text{m}^3/\text{mol})^{m-1}\text{s}^{-1}$, Lichtgeschwindigkeit /m/s
c_i	Massenbruch der Spezies i /-
c_p	spezifische Wärmekapazität /J/(kg K)
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen /J/(kg K)
c_{pf}	eingefrorene spezifische Wärmekapazität /J/(kg K)
d	Plattenabstand /m, dimensionsloser Parameter /-, Länge /m
D^T	Thermodiffusionskoeffizient /kg/(m s)
D_{Des}	Desorptionsenergie /kJ/(mol K)
D_{im}	binärer Diffusionskoeffizient /m ² /s
E_A	Aktivierungsenergie /kJ/(mol K)
F	Finesse /-
f	normierte Geschwindigkeit /-, Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung /1/m ³
f_g	Gauss'sche Halbwertsbreite /nm
F_{12}	Sichtfaktor /-
g	normierte Enthalpie /-
H	Höhe /m
h	Planckkonstante /J s, Abstand /m, spezifische Enthalpie /J/kg
$h_{f,0}$	Bindungsenthalpie /J/kg
I	Gauss'sche Intensitätsverteilung /W/m ²
k	Reaktionsgeschwindigkeit / $(\text{m}^3/\text{mol})^{m-1}\text{s}^{-1}$, Boltzmannkonstante /J/K
l	normiertes Viskositätsverhältnis /-
L_λ	Intensitätsverteilung der Planckstrahlung /W/m ²
Le	Lewis-Zahl /-
\dot{m}	Massenstrom /kg/s
M	Molmasse /kg/mol, Wärmestrahlungsdichte /W/m ²

INHALTSVERZEICHNIS

m	Reaktionsordnung /-, Interferenzordnung /-
Ma	Machzahl /-
\dot{n}	Teilchenstrom /1/s
\tilde{n}	Gesamtzahl der aktiven Zentren /-
n	Stoffmenge /mol, Brechungsindex /-
N_A	Avogadrokonstante /1/mol
P	Leistung /W
p_i	Partialdruck /Pa
P_{Ster}	sterische Korrekturfaktor /-
Pr	Prandtl-Zahl /-
\dot{Q}	Wärmestrom /W
\dot{q}	Wärmestromdichte /W/m ² s
\mathcal{R}	allgemeine Gaskonstante /J/(mol K)
R	spez. Gaskonstante /J/(kg K)
r	Radius /m
R_N	Nasenradius /m
R_S	Stoßradius /m
Re	Reynolds-Zahl /-
s	Exponent /-
s_{Ad}	Haftungskoeffizient /-
St	Stanton-Zahl /-
T	Temperatur /K
t	Zeit /s
U	innere Energie /J, Spannung /V
u	Geschwindigkeit in x-Richtung /m/s, Geschwindigkeit parallel zur Oberfläche /m/s
V	Volumen /m ³
v	Geschwindigkeit in y-Richtung /m/s, Geschwindigkeit senkrecht zur Oberfläche /m/s
v_D	Diffusionsgeschwindigkeit /m/s
w	Geschwindigkeit in z-Richtung /m/s
x	x-Koordinate /m
y	y-Koordinate /m
Z	Zustandssumme /-

Griechische Formelzeichen

β	Energieakkomodationsfaktor /-, Winkel /°, Strömungsgeschwindigkeitsgradient /1/s
γ	Rekombinationskoeffizient /-
γ'	eff. Rekombinationskoeffizient /-
Δ	Stoßabstand /m, Dissoziationsgrad /-

Δ_{ij}	red. Stoßintegral /-
η	transformierte Koordinate /-
ε	totaler hemisphärischer Emissionsgrad /-
Θ	normierte Temperatur /-
Θ_Z	Oberflächenzentren /-
κ	Krümmungsradius /m, Isentropenexponent /-
λ	Wärmeleitungskoeffizient /J/(m K), Wellenlänge /nm
μ	Viskositätskoeffizient /kg/(m s)
ν	Frequenz /Hz
ν_{eff}	Hüpfrequenz /1/s
ξ	transformierte Koordinate /-
Φ	Störfunktion /-
ρ	Dichte /kg/m ³
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante /W/(m ² K ⁴)
σ_S	Impulsakkomodationskoeffizient /-
σ_T	Thermalakkomodationskoeffizient /-
σ_{Ad}	Adsorptionsradius /m
τ	Spannungstensor /N/mm ² , Transmissionskoeffizient /-
Ψ_i	Molenbruch der Spezies i /-
$\dot{\omega}$	Reaktionsgeschwindigkeit /mol/(m ² s)
Ω	Stoßintegral /-

Indizes

0	Anfangszustand
1	Zustand vor dem Stoß
2	Zustand nach dem Stoß
∞	Freistrah
<i>A</i>	Anschluss
<i>AD</i>	A/D-Wandler
<i>Ad</i>	Adsorption
<i>chem</i>	chemisch
<i>CuO</i>	Kupferoxid
<i>D</i>	Brechung
<i>Des</i>	Desorption
<i>e</i>	Grenzschichtrand
<i>ER</i>	Eley-Rideal
<i>eff</i>	effektiv
<i>F</i>	Ebenheit
<i>f</i>	flüssig
<i>G</i>	Gauss
<i>g</i>	Gas, gasförmig

INHALTSVERZEICHNIS

<i>K</i>	Körper
<i>konv</i>	konvektiv
<i>L</i>	Lorentz
<i>LH</i>	Langmuir-Hinshelwood
<i>N</i>	Nutzbar
<i>p</i>	parabolisch
PM1000	Nickel-Chrom-Superlegierung
<i>Q</i>	Aktivierungsenergie
<i>R</i>	Reflexion
<i>s</i>	Stoß
<i>SiC</i>	Siliziumkarbid
<i>t</i>	total
<i>tot</i>	total
<i>V</i>	Voigt
<i>vib</i>	vibration
<i>W</i>	Wolfram
<i>w</i>	Wand

Kurzfassung

Ausgehend von dem katalytischen Prinzip, das heißt dem beschleunigten Einfluss eines Stoffes auf die Geschwindigkeit einer chemischen Reaktion, werden zwei Sensorsysteme namens PHLUX und (P)HLUX entwickelt. Das Messprinzip beruht auf dem Kenntnis, dass ein Katalysator durch die Beschleunigung einer exothermen Reaktion einen Wärmeeintrag erfährt, aus dem auf die chemische Reaktionsrate am Ort des Katalysators geschlossen werden kann. Kennt man den genauen Einfluss des Katalysators auf die Reaktion, kann aus der Reaktionsgeschwindigkeit die lokale Spezieskonzentration ermittelt werden.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf dem ersten Sensorsystem PHLUX und dissoziierten Sauerstoffströmungen, wobei der Sensor durch die Wahl anderer Katalysatoren auch für andere Fluide als Sauerstoffströmungen eingesetzt werden könnte. PHLUX eignet sich für Hochtemperaturanwendungen mit hohen Strömungsdichten, wie sie zum Beispiel bei atmosphärischen Eintritten von Raumflugkörpern herrschen. Für die Charakterisierung der Katalysatoren wird der induktive Plasmagenerator IPG3 verwendet, der hochenthalpe, dissoziierte Strömungen erzeugen kann. Damit können Bedingungen ähnlich eines wirklichen Eintritts in eine Atmosphäre hergestellt werden. Die Eigenschaften der Strömung werden mittels verschiedener Messverfahren bestimmt.

Als hochtemperaturbeständige Katalysatoren werden PM1000, Wolfram, Siliziumkarbid sowie Siliziumdioxid untersucht. Diese werden zur besseren Beständigkeit im Sauerstoffplasma in einem Hochtemperaturofen voroxidiert, wobei besonderer Wert auf eine möglichst stabile Oxidschicht gelegt wird. Des Weiteren werden die Emissionsgrade der untersuchten Werkstoffe je nach materialspezifischem Schmelzpunkt bis zu Temperaturen von 2000°C bestimmt. Mittels thermisch gut isolierter Materialsonde werden die Katalysatoren dem Plasma an charakterisierten Positionen im Freistrahlgang ausgesetzt und deren Temperatur erfasst. Durch die unterschiedlichen Wärmeeinträge, je nach Größe der katalytischen Wechselwirkung, weichen die gemessenen Oberflächentemperaturen deutlich voneinander ab.

Die Auswertung der katalytischen Effizienz erfolgt mit einem numerischen Programm, das die eindimensionalen, reaktiven, viskosen Stoßschicht-Strömungsgleichungen mit der katalytischen Eigenschaft als Randbedingung iterativ löst. Die Ergebnisse lassen sich anschließend auf ein detailliertes Katalysemodell übertragen, aus dem die Temperatur- und Druckabhängigkeit des Katalysators hervorgeht. Diese Vorgehensweise erhöht die Genauigkeit der Katalysatorcharakterisierung im Vergleich zu früheren Verfahren deutlich.

Darauf aufbauend wird der Sensor PHLUX, der ein Teil des Hitzeschutzschilds einer experimentellen Kapsel der ESA namens EXPERT bildet, für die Wiedereintrittsmission qualifiziert sowie der Aufbau der Sensorköpfe und Elektroniken erläutert. Erste numerische

Untersuchungen der Wiedereintrittskapsel mit dem Sensorsystem PHLUX werden mittels zweidimensionalem Nichtgleichgewichtsverfahren namens URANUS2D durchgeführt. Mit dem selbem Messprinzip, jedoch ausgelegt für stark verdünnte Strömungen und niedrige Temperaturen, wird ein weiteres Sensorsystem namens (P)HLUX entwickelt. Im Gegensatz zu PHLUX verwendet es eine andere Art der Bestimmung des Wärmestroms auf den Katalysator. Auf Grund des nun deutlich geringeren Wärmeeintrags in den Katalysator, wird das Sensordesign stark an die neuen Anforderungen angepasst. Dadurch wird aber auch der große Einsatzbereich des Messprinzips zur Bestimmung von Teilchenkonzentrationen deutlich.

Abstract

Originating from the catalytic principle, which means the influence on the chemical reaction rate caused by an additional substance, the catalyst, two different sensor systems named PHLUX and (P)HLUX are developed. The measuring principle is based on the knowledge that a catalyst obtains a heat input caused by the acceleration of the reaction. If the detailed effects of the catalyst on the reaction are known, the local species concentration can be determined from the added and measured amount of heat.

The present thesis focuses mainly on the sensor system PHLUX and dissociated high enthalpy oxygen flows. However, PHLUX can also be utilized via different catalysts for other media than oxygen. The sensor system PHLUX is suitable for high temperature applications and high densities as found for example during atmospheric entries of spacecrafts. For the characterizations of the catalysts the inductive plasma generator IPG3 was used. The generator is capable of generating high enthalpy flows in order to simulate conditions similar to real atmospheric re-entries. The characteristics of the flow are determined using various measurement methods.

Suitable for high temperature regimes the catalysts PM1000, tungsten, silicon carbide and silica are examined. In order to improve the resistance against the oxygen plasma, the catalysts were pre-oxidized in a high temperature furnace, with special emphasis on the creation of stable oxide layers. Furthermore, the emissivity of the investigated materials are determined for temperatures up to 2000 °C, depending on the material-specific melting points. By means of a thermally well-insulated material probe, the catalysts are exposed to the plasma at characterized positions in the free jet while their surface temperature is measured. Because of the different heat fluxes onto these materials, depending on the catalytic interaction, the measured surface temperatures vary significantly from one to another catalyst under the same flow conditions.

The evaluation of the catalytic efficiency was performed with a newly written and highly automatical program which solves the one-dimensional reactive and viscous shock layer equations. The solution is obtained iteratively based on the catalytic efficiency as one of the boundary conditions. The obtained results can then be transferred to a detailed catalysis model which reveals the temperature and pressure dependence of the catalyst. The newly developed methodology significantly increases the accuracy of the material characterization compared to previous methods.

Based on this, the re-entry sensor system PHLUX which is a part of the heat shield of the experimental re-entry capsule called EXPERT, is qualified for the ESA mission. The detailed design and setup of the sensor heads as well as the electronics are presented in detail. First

numerical investigations of the re-entry capsule together with the sensor system PHLUX were performed by means of the two-dimensional non-equilibrium Navier-Stokes solver called URANUS2D. With the same measurement principle but designed for very dilute gases and low temperatures another sensor system called (P) HLUX is developed. In contrast to PHLUX, it uses another method of determining the heat flow onto a catalyst. Due to the significantly lower heat input to the catalyst in comparison to an atmospheric re-entry, the sensor design is highly adapted to meet the new requirements. This underlines the large application range of the catalytic measurement principle for determining species concentrations.

1

Kapitel 1.

Einleitung

1.1. Motivation

Trotz der Erfahrung aus über 50 Jahren bemannter Weltraumflüge bleibt die Entwicklung von wiedereintrittsfähigen Raumfahrzeugen auch heute noch eine große Herausforderung. Zwar sind die prinzipiellen Phänomene der Hyperschallumströmung von Körpern und dem dabei entstehenden Verdichtungsstoß verstanden, jedoch ist die Berechnung der physikalischen Strömungsgrößen und deren gegenseitige Wechselwirkung sowie der Wechselwirkung mit der Fahrzeugoberfläche noch erheblichen Unsicherheiten unterlegen. Das liegt zum einen an der Komplexität der zugrunde liegenden mathematischen Gleichungen und zum anderen an der komplexen Verknüpfung verschiedener einzelner Phänomene. Am Beispiel des Wiedereintritts eines Space Shuttle Orbiters werden die Anforderungen eines modernen Hitzeschutzsystems deutlich. So entspricht die Bewegungsenergie, die das Space Shuttle bei der Rückkehr bewältigen muss, dem 600 000-fachen der Energie, die ein moderner Sportwagen mit einer Geschwindigkeit von 300 km/h oder dem 2000-fachen der Energie, die ein ICE 3 aus 300 km/h beim Bremsen in Hitze umwandelt.

Mikroskopisch, aus Sicht der ruhenden Luftmoleküle betrachtet, werden diese durch den schnellen Wiedereintrittskörper mit einer typischen Geschwindigkeit von 7-14 km/s spontan mit der Kapsel mitgerissen. Die Moleküle der Atmosphäre erfahren dadurch eine Zunahme der Bewegungsgeschwindigkeit, zunächst der translatorischen Bewegung im Raum. Da im gaskinetischen Sinne die Geschwindigkeit von Teilchen mit der Temperatur, einem Maß für die Energie der Teilchen, zusammenhängt, bedeutet dies ebenso eine Zunahme der Temperaturen. So kann durch im Stoß die Translations-temperatur auf mehrere 10000 K ansteigen. Moleküle können jedoch Energie auch in Form von Vibration und Rotation speichern. Diese Energien sind jedoch nicht kontinuierlich verteilt, sondern diskret. Rotatorische Energieniveaus liegen nahe beieinander und benötigen nur geringe Energiebeiträge, um auf ein nächsthöheres Niveau gebracht zu werden. Dadurch folgt die Rotationstemperatur der Moleküle der Translations-temperatur sehr schnell, welche dadurch wiederum leicht abnimmt. Im Gegensatz dazu sind vibratorische Energieniveaus weit voneinander entfernt und benötigen hochenergetischere Teilchenstöße, um auf ein höheres Niveau gebracht zu werden. Mit zunehmender Anzahl an Teilchenkollisionen finden jedoch genügend hochenergetische Kollisionen statt, so dass sich schließlich ein Gleichgewicht zwischen allen drei Energien einstellt. Die charakteristische Zeit, in der sich diese Vorgänge abspielen, kann aber im Vergleich zur charakteristischen Zeit der Strömung lang sein, wodurch sich der größte Teil des Strömungsgebiets um ein

1. Einleitung

Wiedereintrittsfahrzeug im thermischen Nichtgleichgewicht befinden kann.

Eng an die eben beschriebenen Vorgänge gekoppelt, können bei hohen Energien auch chemische Reaktionen stattfinden. Die diatomaren Moleküle der Atmosphäre N_2 und O_2 können durch Stöße soweit vibratorisch angeregt werden, dass die Vibrationsenergie des Moleküls die Bindungsenergie übersteigt. Das Molekül zerfällt dabei in seine atomaren Bestandteile N und O. Diese Art der chemischen Reaktion wird Dissoziation genannt. Ein hoher Anteil der Energie im Gas wird so durch das Aufbrechen chemischer Bindungen „aufgebraucht“ und die Temperaturen sinken. Thermische und chemische Vorgänge sind somit stark miteinander gekoppelte Prozesse.

Die entstandenen Atome, wie im Falle der Erdatmosphäre N und O, sind hochreaktiv und verbinden sich in der Strömung teilweise wieder zu Molekülen wie N_2 , O_2 und NO_x . Sie reagieren jedoch auch mit dem Oberflächenmaterial des Hitzeschutzschilds und können dort zu einem zusätzlichen Energieeintrag führen. Unterschiedliche Materialien können dabei erhebliche Auswirkungen haben. Sie können mit der Strömung direkt reagieren oder wie Katalysatoren die ablaufenden Reaktionen beschleunigen. Der Wärmestrom auf hochkatalytische Werkstoffe kann z.B. um den Faktor 2-3 größer sein als auf niederkatalytische Materialien. Es wäre deswegen von Vorteil Hitzeschutzmaterialien mit niederkatalytischen Eigenschaften zu verwenden. Dadurch verbleibt die in der Chemie gespeicherte Energie in der Strömung und wird nicht an den Wiedereintrittskörper abgegeben.

Diese Materialerwärmung chemischen Ursprungs, die von der katalytischen Wirkung des Materials abhängt, kann jedoch auch dazu verwendet werden, die Gaszusammensetzung in Oberflächennähe zu bestimmen, indem man versucht, den darauf zurückzuführenden Wärmestromeintrag zu bestimmen. Aufbauend auf diesem Messprinzip wird das Sensorsystem PHLUX auf EXPERT, einer Wiedereintrittsmission der europäischen Raumfahrtbehörde ESA, entwickelt.

Im Gegensatz zu optischen Messverfahren, wie z.B. der Spektroskopie, bei denen stets eine Integration des Messsignals entlang des Sichtfelds durchgeführt wird, kann bei diesem Messverfahren die Konzentration lokal in Oberflächennähe gemessen werden. Die Kenntnis der lokalen Speziesverteilung kann anschließend zur Validierung und Verifizierung numerischer Strömungssimulationen herangezogen werden, die bei der Auslegung von Hitzeschutzsystemen eine entscheidende Rolle spielen.

Sehr schnelle Wiedereintritte aus hyperbolischen Flugbahnen führen neben den bisher beschriebenen Phänomenen zusätzlich zu elektronischer Anregung und Ionisation der Atome und Moleküle. Der Grund dafür liegt in Teilchenkollisionen, deren Energien im Bereich der Ionisierungsenergie der Atome und Moleküle liegen. Die Ionisierungsenergie von Molekülen liegt deutlich oberhalb ihrer Dissoziationsenergie. So beginnt molekularer Sauerstoff ab ca. 2500K zu dissoziieren und ab ca. 9000K zu ionisieren. Zum Vergleich: Die vibratorische Anregung von O_2 beginnt bei ungefähr 800K.

Bei einer ionisierten Strömung spricht man von einem Plasma. Damit wird der elektrisch leitfähige Aggregatzustand von gasförmigen Stoffen bezeichnet. In Folge der Anregung und

Ionisierung der Teilchen tritt zudem Gasstrahlung auf, die Energie durch den Übergang von höher energetischen Niveaus auf niedrigere in Form von Strahlung emittiert. Die Strahlung kann zu einem erheblichen Anteil des Gesamtwärmestroms auf das Wiedereintrittsfahrzeug beitragen. Typischerweise ist dieser Anteil bei Wiedereintrittsgeschwindigkeiten über 10km/s nicht mehr zu vernachlässigen. Dieser Aggregatzustand tritt jedoch nicht nur bei Wiedereintritten mit hoher Geschwindigkeit auf, sondern kann auch in bodengebundenen Anlagen erzeugt werden. In ihnen werden Plasmen durch elektromagnetische Felder oder Elektronen mit großer kinetischer Energie erzeugt. Mit Hilfe dieser Anlagen können Effekte des hochenergetischen Wiedereintritts simuliert werden. Des Weiteren ermöglicht die Teilchenstrahlung, die thermophysikalischen Eigenschaften des Plasmas zu bestimmen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung und Nutzung der katalytischen Wechselwirkung von Werkstoffen auf dissoziierten Sauerstoffströmungen. Dazu werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen der Gas-Oberflächenwechselwirkung und der hypersonischen Strömung erläutert sowie die dazugehörigen Gleichungen dargelegt. Weiterhin wird ein numerisches Programm beschrieben, das im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist und mit dem diese Gleichungen gelöst werden können. Das Programm ermöglicht damit die Bestimmung der katalytischen Eigenschaften eines Materials. In Kapitel 3 werden die verwendeten Testanlagen und Messtechniken beschrieben. Anschließend erfolgt in Kapitel 4 die Auswertung und Diskussion der gewonnen Messergebnisse. Darauf aufbauend wird im nachfolgenden Kapitel 5 die Entwicklung des Sensorsystems PHLUX für Wiedereintrittsmissionen dargestellt. Darüber hinaus stellte sich im Zuge dieser Entwicklung die Atmosphärenforschung als ein mögliches neues Einsatzgebiet für dieses Messprinzip heraus. Das ebenfalls entwickelte Sensorsystem (P)HLUX, das in leichter Abgrenzung zu dem ersten Sensorsystem das erste P eingeklammert hat, wird im Rahmen des WADIS (WellenAusbreitung und DISsipation in der Mittleren Atmosphäre) Projekts auf zwei Höhenforschungsraketen eingesetzt und ebenfalls in diesem Kapitel beschrieben

1.2. Stand der Forschung

Die gezielte Verwendung von Katalysatoren zur Beschleunigung chemischer Vorgänge ist bereits seit über 8000 Jahren dokumentiert [101]. Die genauen Abläufe waren zu dieser Zeit jedoch noch unbekannt. Erst 1894 erfolgte durch Wilhelm Ostwald [93] eine erste Definition: "Katalyse ist die Beschleunigung eines langsam verlaufenden chemischen Vorgangs durch die Gegenwart eines fremden Stoffes". Der detaillierten Wirkungsweise katalytischer Stoffe kam man jedoch erst viele Jahre später Schritt für Schritt näher. So reicht die Katalysatorforschung auch noch bis in die heutige Zeit und ist immer noch ein aktives wissenschaftliches Betätigungsfeld, wie die Nobelpreise für Chemie 2005 an Chauvin, Schrock und Grubbs sowie 2007 an Ertl zeigen.

Erste Versuche, die entdeckten Vorgänge quantitativ zu erfassen, begannen erst in der ersten Hälfte des letzten Jahrhunderts. Eine der ersten Apparaturen, die diesem Zwecke

1. Einleitung

dienten, waren die sogenannten Seitenarmreaktoren von Smith [110] 1943, die in den 50er und 60er Jahren breite Anwendung fanden [24, 37, 38] und auch heute noch eine wichtige Rolle spielen [58, 82, 83, 113, 94]. In diesen Reaktoren wird auf verschiedenen Wegen, z.B. durch induktive Entladungen, ein Plasma oder ein dissoziiertes Gas erzeugt. Von der entstehenden Kernströmung im Haupttank wird ein seitliches, meist rechtwinklig angeordnetes Gefäß angebracht, welches dem Reaktor auch seinen Namen Seitenarm verleiht und in dem sich der zu untersuchende Katalysator befindet. Der Seitenarmreaktor besitzt ein hohes Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis, wodurch eine direkte Durchströmung des Behälters verhindert werden soll. Ein Gasteilchenaustausch der Strömung mit diesem Behälter findet dann nur noch über Diffusion statt. Der Katalysator verändert die Zusammensetzung des Gasgemischs und sorgt so für den nötigen Konzentrationsgradienten. Über den Diffusionskoeffizienten und die gemessene Konzentration an zwei Stellen innerhalb des Seitenarms kann der Anteil der in den Behälter diffundierenden Teilchen bestimmt werden. Aus Massenerhaltungsgründen muss diese Teilchenmenge auch der Anzahl der reagierenden Teilchen am Katalysator entsprechen, solange keine Reaktionen im Gas an sich erfolgen. Dafür muss der Druck im Seitenarm möglichst klein sein, was diese Methode auf gewisse Einsatzbereiche beschränkt. Auch die Oberfläche des Gefäßes darf keinen katalytischen Einfluss auf den Reaktionsablauf haben.

Mit der Effusionsmethode nach May und Linnett [52, 87] wurde die Abhängigkeit vom Diffusionskoeffizienten umgangen. Bei dieser Methode muss die Kernströmung erst eine Blende passieren, um zum Katalysator zu gelangen. Mit Hilfe der Effusionsgleichung kann der Teilchenstrom durch die Blende auf das zu untersuchende Material berechnet werden. Über die Messung der Temperaturerhöhung kann indirekt die Reaktionsrate ermittelt werden und so die Effektivität des Katalysators bestimmt werden. Auch dieses Verfahren ist auf niedrige Drücke limitiert und konnte sich gegenüber der Seitenarm-Methode nicht durchsetzen.

1991 wurde von Wickramanayaka et al. [127] ein Verfahren getestet, in dem der Katalysator direkt in der Hauptströmung einer dissoziierten Sauerstoffströmung installiert wird. Über eine differentielle Konzentrationsmessung entlang der Materialprobe kann so auf den Einfluss des katalytischen Materials auf die Strömung geschlossen werden. Zur Teilchendichtenbestimmung wurde die Methode der Chemolumineszenz verwendet. Das in geringen Mengen eingeblasene Stickstoffmonoxid reagiert mit atomarem Sauerstoff zu angeregtem Stickstoffdioxid, welches in Folge durch Abstrahlung wieder in den Grundzustand zurückfällt. Die gemessene Strahlung ist proportional zur Menge des atomaren Sauerstoffs, woraus sich die Effektivität des Katalysators auf die Rekombination von Sauerstoff ableiten lässt. Nachteilig wirkt sich die Kontamination der Strömung mit Stickstoffmonoxid und -dioxid und der damit möglichen Beeinflussung des Katalysators aus.

Eine vielbeachtete Apparatur, genannt MESOX, wurde 1997 von Balat et al. [19] vorgestellt. Sie kombiniert einen Plasmagenerator zur Erzeugung der reaktiven Strömung mit einem solar beheizten Ofen, der der Erwärmung des Katalysators dient. Der Vorteil dieses Aufbaus ist, dass unterschiedliche Materialien und Oberflächentemperaturen bei denselben Strömungszuständen untersucht werden können. So kann die Temperaturabhängigkeit der

Wechselwirkung getrennt von anderen Einflüssen untersucht werden. Die Anlage deckt einen Druckbereich von 100 Pa bis 10000 Pa und Temperaturen bis 2500 K ab. Die katalytischen Eigenschaften der untersuchten Materialproben können qualitativ über eine Gesamtenergiebilanz aller Wärmeströme bestimmt werden. Quantitative Aussagen lassen sich über eine zusätzliche Messung des Konzentrationsgradienten hin zur Katalysatoroberfläche treffen. Für die Bestimmung der Konzentrationen kommt in diesem Aufbau die Aktinometrie zur Anwendung [5, 6, 7, 8, 14].

Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen statischen und diffusionsbasierten Systemen existieren auch dynamische Anlagen mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten, die ebenfalls für Materialtests verwendet werden. Dazu gehören unter anderem Stoßkanäle, wie die LENS Stoß- und Expansionskanäle des CUBRC[81]. Mit Strömungsgeschwindigkeiten von bis zu 12 km/s wird das Plasma um eine Sonde durch den entstehenden Verdichtungsstoß erzeugt, vergleichbar mit einem realen Wiedereintritt. Der große Nachteil dabei ist die kurze Messdauer, die typischerweise im Millisekundenbereich liegt, so dass die Wandtemperatur kaum eine Änderung erfährt. Die nur raumtemperaturwarme Oberfläche ist jedoch nicht vergleichbar mit einem heißen Hitzeschutzsystem bei einem realen Wiedereintritt. Die Instationarität stellt auch hohe Anforderungen an die eingesetzte Messtechnik. Gemessen wird in dieser Anlage der Wärmestrom auf die Wand, der anschließend numerisch mittels Parameterstudie unter Variation der Oberflächenreaktionsrate nachgebildet wird, um so den Einfluss des Katalysators auf die Reaktionsgeschwindigkeit zu reproduzieren [107]. Eine häufiger durchgeführte Methode mit hohen Strömungsgeschwindigkeiten ist die Untersuchung von Materialien in Plasmawindkanälen, wie sie am VKI in Belgien [15, 16], am IPM in Moskau [61, 105] und auch am IRS der Universität Stuttgart eingesetzt wird [3]. Die durch Lichtbogen- oder induktive Plasmageneratoren aufgeheizte Strömung umströmt eine zentral im Strahl befindliche Sonde (Staupunktskonfiguration), die als Halterung des eigentlichen Katalysators dient. Damit eine Analyse des Materials möglich wird, muss zuvor der Plasmastrahl bezüglich Zusammensetzung, Enthalpie, Geschwindigkeit, Druck und Temperatur charakterisiert werden. Nach der Messung des Wärmestroms auf die Sonde im Plasmastrahl werden die katalytischen Eigenschaften des Materials entweder numerisch reproduziert [15, 16] oder analytisch nach der Theorie von Goulard [36] berechnet. Bei letzterem wird unter Annahme einer eingefrorenen Grenzschicht der Wärmestrom auf ein katalytisches Material mit dem Wärmestrom auf ein hypothetisches Material, auf dem die Reaktionsrate unendlich schnell abläuft, ins Verhältnis gesetzt. Als Ersatz für diese hypothetische Substanz wird näherungsweise, wegen seines hochkatalytischen Verhaltens, Kupfer bzw. Kupferoxid herangezogen. Das Verhältnis beider Wärmeströme lässt sich dann nach der werkstoffabhängigen Oberflächenreaktionsrate auflösen. Pidan et al. [96, 97, 98, 99] zeigen, dass dieser Vergleich, der mit Kupfer eine zusätzliche Unsicherheit mit sich bringt, unnötig ist und wendete die analytischen Gleichungen nach Goulard zur Berechnung des Staupunkt-Wärmestroms für das zu untersuchende Material direkt an, da sie bereits den katalytischen Faktor enthalten. Die Verhältnisbildung zweier Wärmeströme ist somit nicht notwendig.

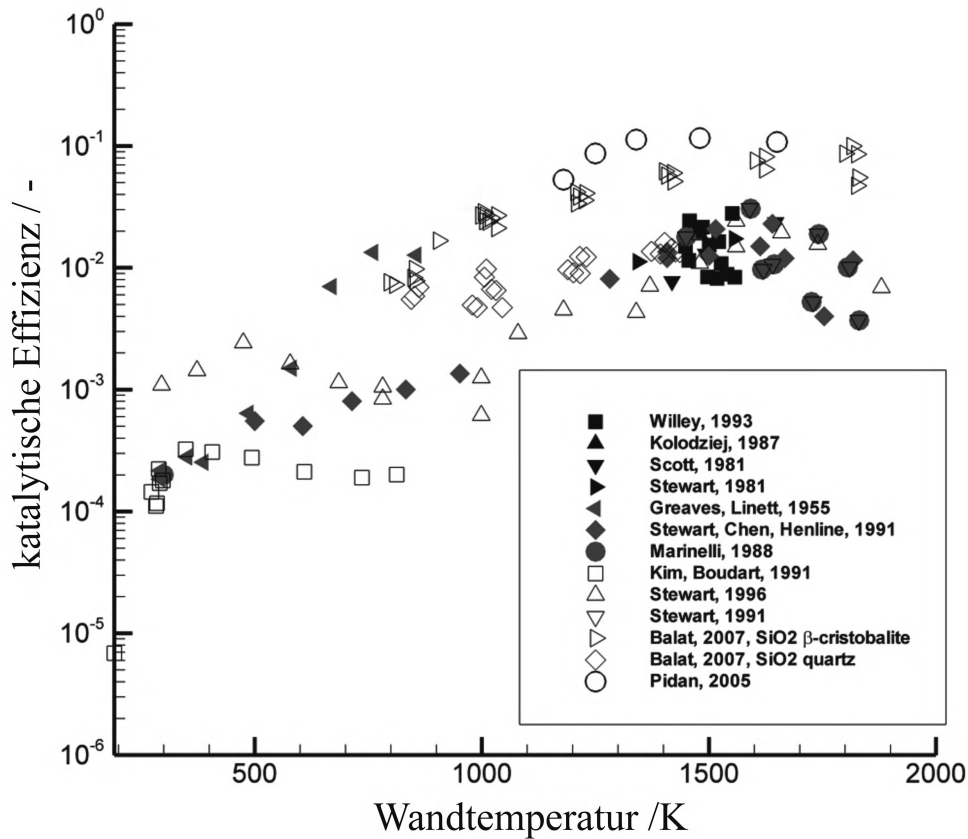


Abbildung 1.2.1.: Vergleich der Rekombinationskoeffizienten für SiO₂ [46]

In den letzten 60 Jahren wurden somit viele Anstrengung unternommen, um mit den verschiedenen Verfahren die Wirkung der Katalysatoren quantitativ zu beschreiben. Die Unsicherheiten in den Ergebnissen sind jedoch groß. In Abbildung 1.2.1 ist als Beispiel der temperaturabhängige Rekombinationskoeffizient für SiO₂, der ein Maß für die Höhe der katalytischen Effektivität eines Materials darstellt, zu sehen. Die darin sichtbaren Unterschiede reichen über mehrere Größenordnungen bei gleichen Temperaturen. Sie sind auch bei anderen Werkstoffen ähnlich stark ausgeprägt. Weiterführende Analysen, die die mittlerweile bekannte Druckabhängigkeit von Katalysatoren einschließen, sind für den Strömungsbereich eines Wiedereintrittfahrzeugs so gut wie nicht in der Literatur zu finden.

1.3. Zielsetzung der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Charakterisierung katalytischer Materialien sowie die Untersuchung ihrer Tauglichkeit zur Detektion atomaren Sauerstoffs in dissoziierten Strömungen. Dabei soll aufbauend auf vorangegangene Arbeiten die Methodik der Materialcharakterisierung im Hinblick auf ihre katalytischen Eigenschaften weiter verbessert werden. So ist bekannt, dass durch den Einsatz zweier unterschiedlich katalytischer Materialien der relative Verlauf von Konzentrationen in dissoziierten Strömungen bestimmt werden kann. Die Bestimmung absoluter Konzentrationen ist jedoch wesentlich komplizierter und großen Unsicherheiten

unterworfen. Hintergrund ist die hohe Streubreite katalytischer Materialdaten in Literaturangaben sowie die bekannte aber in der Regel vernachlässigte Druckabhängigkeit katalytischer Materialien auf chemische Reaktionen, insbesondere bei experimentell ermittelten Werten. Daraus entspringt eine hohe Unsicherheit in Bezug auf absolute Messungen. Zur Erzeugung der für die Untersuchung benötigten dissoziierten Strömung soll der induktive Plasmagenerator IPG3 verwendet werden, der ein breites Spektrum an verschiedenen Strömungszuständen ermöglicht. Die zur Charakterisierung der Strömung und der Materialien zum Einsatz kommenden Sonden, wie Enthalpie-, Pitotdruck-, Wärmestromdichte- und Materialsonde sollen weiter optimiert und mögliche Fehlerquellen reduziert werden. Zudem soll allgemein die Methodik zur Strömungscharakterisierung verbessert werden sowie bislang getroffene Annahmen soweit wie möglich vermieden werden. So gehen bisherige katalytische Auswertungen meist von einem chemischen Gleichgewicht der Strömungen aus, was im Falle von Nichtgleichgewichtsplasmen zu unbekanntem Fehlern führt. Mittels ermittelter genauerer Kenntnis der katalytischen Gas-Oberflächenwechselwirkung sollen anschließend zwei Sensorsysteme entwickelt werden, mit denen atomarer Sauerstoff in Oberflächennähe quantitativ detektiert werden kann. Eins der Sensorsysteme soll dabei zur Messung von atomarem Sauerstoff während eines atmosphärischen Wiedereintritts verwendet werden, das zweite System zur Messung natürlich vorkommendem atomarem Sauerstoffs in der oberen Erdatmosphäre während einer Höhenforschungsmission.

2 Kapitel 2.

Theoretische Grundlagen

Im Folgenden sollen nach dem Überblick über den aktuellen Stand zur Katalysforschung für Raumfahrtanwendungen zunächst die theoretische, physikalische Basis und deren mathematische Formulierung zur Bestimmung der katalytischen Eigenschaften dargelegt werden.

2.1. Heterogene Katalyse

Stoffe, die chemische Reaktionen initiieren oder beschleunigen, ohne dabei selbst verbraucht zu werden, werden Katalysatoren genannt. Im klassischen Sinne werden beide Effekte durch die Absenkung der für die chemische Reaktion notwendigen Aktivierungsenergie erklärt. Rekombinationsreaktionen von Sauerstoff- oder Stickstoffatomen zu deren Molekülen benötigen jedoch keine Aktivierungsenergie. Man geht davon aus, dass die Erhöhung der Reaktionswahrscheinlichkeit, durch die Zunahme an Teilchenkollisionen, bei diesen Prozessen die Reaktionsgeschwindigkeit ansteigen lässt. Im Allgemeinen wird die Geschwindigkeit chemischer Reaktionen durch die erweiterte Arrheniusgleichung beschrieben

$$k = cT^s e^{-\frac{E_A}{RT}}, \quad (2.1.1)$$

die mit zunehmender Temperatur exponentiell schneller verläuft. Der Vorfaktor c kann dabei selbst von der Temperatur abhängen, wobei die Temperaturabhängigkeit auch mit einem konstanten Vorfaktor c multipliziert mit der Temperatur und einem Exponenten s , wie in Gleichung (2.1.1), beschrieben werden kann.

Weiter unterscheidet man zwischen *homogener* und *heterogener* Katalyse. Erstere liegt vor, wenn sich sowohl die Edukte als auch der katalytisch wirkende Stoff im gleichen Aggregatzustand befinden. Diese können sowohl in der Gas- wie auch in der Flüssigphase vorliegen. Von *heterogener* Katalyse spricht man bei unterschiedlichen Aggregatzuständen, wobei der Katalysator hier hauptsächlich als Festkörper vorliegt. Repräsentanten dieser Form sind Abgaskatalysatoren, aber auch von einem dissoziierten Plasma umströmte Hitzeschutzmaterialien. Ein wichtiger Teil der katalytisch ablaufenden Reaktionen bei letzterem sind die bereits genannten Rekombinationsreaktionen.

Zur Beschreibung katalytischer Vorgänge in CFD-Programmen zur Simulation der Umströmung eines Wiedereintrittsfahrzeugs verwendet man verschiedene katalytische Modelle, die sich in ihrem Grad an Detaillierung deutlich unterscheiden. Die Art der Modellierung ist für die spätere Messdatenauswertung entscheidend. Die verschiedenen Ansätze werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.1.1. Globale Katalysemodelle

Zuerst soll hier auf das meistverwendete Modell, das globale Katalysemodell, eingegangen werden. Dabei werden die einzelnen mikroskopischen Vorgänge nicht näher betrachtet, sondern nur das Endresultat der Reaktionsbeschleunigung des verwendeten Katalysators. Dazu verwendet man den Rekombinationskoeffizienten γ , der durch den Quotienten aus reagierenden Teilchen zur Gesamtanzahl der auf die Oberfläche treffenden Teilchen definiert ist:

$$\gamma = \frac{\dot{n}_{rek}}{\dot{n}_i}. \quad (2.1.2)$$

Für $\gamma = 0$ ist die Festkörperoberfläche nichtkatalytisch, während $\gamma = 1$, bei dem alle auftreffenden Atome zu Molekülen rekombinieren, als vollkatalytisch bezeichnet wird. Neben den beiden theoretischen Extremfällen, gilt für reale Katalysatoren $0 < \gamma < 1$. Der Bereich lässt sich für $\gamma < 0,01$ weiter in niederkatalytisch und für $\gamma > 0,1$ in hochkatalytisch einordnen.

Die bei der Reaktion freigesetzte Energie ist jedoch nicht zwingend gleich der auf die Oberfläche übertragenen Energie. Die Energie kann teilweise auch in der Gasphase verbleiben und zu einem Aufheizen der Grenzschicht führen. So wird ein chemischer Energieakkommodationsfaktor

$$\beta = \frac{\dot{q}_w}{\dot{q}_{chem}} \quad (2.1.3)$$

aus dem Verhältnis des auf die Wand übergehenden Wärmestroms zum gesamten Wärmestrom, der durch die chemische Reaktion freigesetzt wird, definiert. Da beide Größen schwer separat voneinander zu messen sind, werden sie häufig zum effektiven Rekombinationskoeffizienten γ' zusammengefasst, der mit

$$\gamma' = \beta\gamma \quad (2.1.4)$$

berechnet wird [13]. In der Regel ist der Energieakkommodationsfaktor unbekannt und der in der Literatur angegebene Rekombinationskoeffizient steht oftmals stellvertretend für den effektiven Rekombinationskoeffizienten.

Die Daten für Rekombinationskoeffizienten werden aus experimentellen Messungen gewonnen, die stets eine Temperaturabhängigkeit zeigen. Aus den vorhandenen Daten werden dann entweder mathematische Funktionen abgeleitet oder die Rekombinationskoeffizienten mit einem Arrhenius-Ansatz

$$\gamma = ce^{-\frac{E_A}{RT}} \quad (2.1.5)$$

modelliert, bei dem der präexponentielle Faktor A und die Aktivierungsenergie E_A aus den Messdaten bestimmt werden.

Betrachtet man die Grenzschicht einer Kontinuumsströmung, bei der für gewöhnlich eine Haftbedingung an der Wand angenommen wird, d. h. die Strömungsgeschwindigkeit ist an der Wand gleich Null, folgt daraus, dass der Massenstrom der reaktiven Spezies zur Wand hin nur

durch Diffusion stattfinden kann. Aus dem 1. Fick'schen Gesetz lässt sich der Teilchenstrom einer Spezies i zur Wand aus

$$\dot{m}_i = -\rho D_{im} \frac{\partial c_i}{\partial y} \quad (2.1.6)$$

berechnen, wobei y die wandnormale Koordinate bezeichnet. Der Diffusionskoeffizient D_{im} gibt dabei den effektiven Diffusionskoeffizient einer Spezies i in einem Gasgemisch an. Diffusion kann auch auf Grund von Temperaturgradienten oder Druckgradienten entstehen, welche in Gleichung (2.1.6) vernachlässigt werden. Auf diese Mechanismen wird in Abschnitt 2.4 näher eingegangen. Im stationären Fall und unter Berücksichtigung der Massenerhaltung ist der Teilchenstrom an die Wand gleich dem Anteil der an der Wand reagierenden Teilchen. Mit k_w der Reaktionsgeschwindigkeit an der Wand und dem Massenanteil c_i gilt somit:

$$-\rho D_{im} \frac{\partial c_i}{\partial y} = k_w (c_{i,Wand} \rho_{Wand})^m . \quad (2.1.7)$$

Der Exponent $1 \leq m \leq 2$ bezeichnet dabei die Reaktionsordnung, die 1. oder 2. Ordnung sein kann bzw. ein Wert dazwischen besitzen kann, falls Reaktionen beider Ordnungen parallel ablaufen [36].

Nun muss noch ein Zusammenhang zwischen dem bekannten bzw. angenommenen Reaktionskoeffizienten γ und der Reaktionsgeschwindigkeitskonstante k_w , die für die Bestimmung der Reaktionsrate auf der Oberfläche benötigt wird, gefunden werden. Geht man von einem Prozess 1. Ordnung aus, erhält man nach [36] für die Anzahl der rekombinierenden Teilchen mit der Masse m_i

$$\dot{n}_r = \frac{k_w c_i \rho}{m_i} . \quad (2.1.8)$$

Aus dem Partialdruck p_i an der Oberfläche und der Annahme einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen treffen

$$\dot{n}_i = \frac{p_i}{\sqrt{2\pi m_i k T}} \quad (2.1.9)$$

Teilchen auf die Wand. Mit dem idealen Gasgesetz

$$p_i = n_i k T \quad (2.1.10)$$

ist der Partialdruck mit der Teilchendichte verknüpft. Setzt man nun die Gleichungen (2.1.8)-(2.1.10) in Gleichung (2.1.2) ein, folgt [36]

$$k_w = \gamma \sqrt{\frac{\Re T}{2\pi M_i}} . \quad (2.1.11)$$

In vielen Publikationen [17][96][105][115] findet man eine Korrektur der obigen Gleichung (2.1.11)

2. Theoretische Grundlagen

$$k_w = \frac{2\gamma}{2 - \gamma} \sqrt{\frac{\mathfrak{R}T}{2\pi M_i}}, \quad (2.1.12)$$

die mit Hinweis auf eine gestörte Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung hergeleitet wird. Leider erfolgte die Angabe dieser Gleichung stets ohne Herleitung. Da die Diffusion durch ihren Geschwindigkeitsbeitrag einen Einfluss auf die Verteilung hat, erscheint es merkwürdig, dass die Korrektur in Gleichung (2.1.12) nur von der Reaktionsrate k_w abhängt, jedoch nicht vom Diffusionskoeffizienten im Gas. In [28] wird ein Zusammenhang zwischen k_w und γ hergeleitet, der den Einfluss der Diffusionsgeschwindigkeit auf die ungestörte Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung berücksichtigt. Demnach berechnen sich die molaren Teilchenflüsse auf eine undurchlässige Oberfläche im Staupunkt mit der Diffusionsgeschwindigkeit v_D über die folgende Gleichung:

$$k_w = \gamma \sqrt{\frac{\mathfrak{R}T}{2\pi M_i}} \left(1 - \sqrt{\frac{\pi M_i}{2\mathfrak{R}T}} v_D \right). \quad (2.1.13)$$

Der Vorteil des globalen Modells unter Annahme von heterogenen Reaktionen 1. Ordnung ist die leichte Implementierung in vorhandene Programme und die leichte Anpassbarkeit an unterschiedliche Materialien. Als Nachteil steht dem gegenüber, dass wichtige mikroskopische Vorgänge, die stark von der Menge der reaktiven Spezies, d. h. dem Druck, oder dem Vorhandensein einer anderen Spezies abhängen, nicht berücksichtigt werden können. Dadurch kann der globale, temperaturabhängige Rekombinationskoeffizient, der eine Summierung aller Vorgänge repräsentiert, je nach Anwendungsfall stark fehlerbehaftet sein. So können experimentell ermittelte Werte stark vom katalytischen Verhalten des Materials bei einem realen Wiedereintritt abweichen. Mit dem globalen Katalysemodell bestimmte Wärmeströme sind deswegen nur Näherungen, können durch konservative Abschätzungen des Rekombinationskoeffizienten jedoch für erste Hitzeschutzschildauslegungen herangezogen werden. Die hierbei vernachlässigten elementaren Vorgänge werden im Abschnitt 2.1.2 erläutert.

Komplizierter wird es, eine Umrechnung des Rekombinationskoeffizienten und der Reaktionsrate zu finden, wenn man nicht nur Reaktionen 1. Ordnung annimmt. Betrachtet man am Beispiel von Sauerstoff die Rekombinationsreaktion



wird ersichtlich, dass die Vorwärtsreaktion quadratisch von der atomaren Sauerstoffkonzentration abhängt, somit einer Reaktion 2. Ordnung entspricht. Eigentlich müssen beide Ordnungen gleichzeitig betrachtet werden, wodurch der lineare Zusammenhang 1. Ordnung

$$k_w c_i = \gamma \dot{n}_i \quad (2.1.15)$$

in

$$k_{w,1} c_i + k_{w,2} c_i^2 = \gamma \dot{n}_i \quad (2.1.16)$$

übergeht. Die Konsequenz daraus ist, dass aus dem Rekombinationskoeffizienten γ keine Reaktionsgeschwindigkeitskonstante k_w an der Wand bestimmt werden kann, da Gleichung (2.1.16) nun zwei Unbekannte enthält. Eine allgemeingültige Umrechnung zwischen beiden Größen existiert somit nicht. Wird das Reaktionsschema auf Reaktionen 1. Ordnung eingeschränkt, entsteht eine nicht geringfügige Fehlerquelle.

2.1.2. Detaillierte Katalysemodelle

Um die Nachteile des globalen Modells zu umgehen, ist es erforderlich, die elementaren Prozesse der Gas-Oberflächenwechselwirkung einzeln zu beschreiben. Derartige Modelle werden detaillierte Katalysemodelle genannt. Aus ihnen ergibt sich die Reaktionsordnung, da jedem elementaren Schritt eine eindeutige Reaktionsordnung zugewiesen werden kann. Auch die Proportionalität der Reaktionsraten zum Druck erhält man durch viele detaillierte Modelle mittels direkter Beschreibung einzelner Vorgänge auf Teilchenebene. Die elementaren Oberflächenprozesse sollen im folgenden am Beispiel des Modells von Fertig [28, 31] beschrieben werden, welches eines der ausführlichsten verfügbaren Modelle ist. Die für dieses Modell benötigten physikalischen Größen, werden anhand der Ratengleichungen des Modells erläutert.

Nach heutigem Stand sind bei der heterogenen Katalyse sieben elementare Vorgänge zu beschreiben:

1. Diffusion der Gasteilchen zur Wand
2. Adsorption
3. Eley-Rideal-Mechanismus
4. Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus
5. Mars-van-Krevelen-Mechanismus
6. Desorption
7. Abtransport/Diffusion in die Strömung

Für eine katalytisch beschleunigte chemische Reaktion müssen die Ausgangsstoffe (Edukte) zunächst zur Oberfläche transportiert werden, was auf Diffusionsvorgänge in der Grenzschicht hin zur Wand zurückzuführen ist. Danach muss das Teilchen auf der Oberfläche anhaften bzw. adsorbiert werden. Es kann zum einen durch Van-der-Waals-Kräfte gebunden werden, man spricht dann von *Physisorption*, oder zum anderen über *Chemisorption* eine chemische Bindung mit der Oberfläche eingehen. Während die physisorbierten Teilchen mit Energien zwischen 0 - 40 kJ/mol relativ schwach gebunden sind, sind chemisorbierte Partikel mit Bindungsenergien von 40-400 kJ/mol [18, 28] etwa zehnmal stärker gebunden. Daraus folgt, dass die Physisorption nur bei niedrigen Temperaturen eine Rolle spielt, da in einer heißen Strömung die kinetische Energie der Teilchen zu groß ist, um auf der Oberfläche gebunden zu

2. Theoretische Grundlagen

werden. Somit herrscht bei atmosphärischen Wiedereintritten hauptsächlich die Chemisorption vor. Nach [28] ist die Rekombination unter 500K durch Physisorption determiniert. Zudem treten niedrige Temperaturen bei einem Wiedereintritt nur zu Beginn der Trajektorie in großen Höhen auf. Da Teilchendichten und der Dissoziationsgrad dort sehr gering sind, führt der Teilchenfluss und damit die Reaktionsrate an der Oberfläche zu kaum relevanten chemischen Wärmeströmen. Allerdings führt die Chemisorption wegen der chemischen Bindung des adsorbierten Teilchens mit dem Adsorbanten zu einer Materialänderung des Katalysators an der Oberfläche.

Nach Fertig kann die Adsorptionsrate über

$$\dot{\omega}_{Ad} = \tilde{n}_0 \pi \sigma_{Ad}^2 \Theta_Z \dot{n}_A \left(e^{-\frac{A_{Ad}}{\mathfrak{R}T}} - e^{-\frac{A_{Ad,max}}{\mathfrak{R}T}} \right) \quad (2.1.17)$$

berechnet werden [31]. \tilde{n}_0 beschreibt die Gesamtanzahl der möglichen Positionen, auf denen ein Teilchen adsorbiert werden kann. Diese auch aktive Zentren genannten Stellen kann man sich als Oberflächendefekte einer Gitterstruktur vorstellen. Die Fläche eines aktiven Zentrums $\pi \sigma_{Ad}^2$ multipliziert mit der Anzahl der aktiven Zentren, ergibt die Gesamtfläche der aktiven Oberflächenzentren. Θ_Z kennzeichnet den Bedeckungsgrad an freien aktiven Zentren. Der Teilchenfluss \dot{n}_A wird über die gestörte Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, analog zur Gleichung (2.1.13), bestimmt mit

$$\dot{n}_A = \sqrt{\frac{\mathfrak{R}T}{2\pi M_i}} \left(1 - \sqrt{\frac{\pi M_i}{2\mathfrak{R}T}} v_D \right). \quad (2.1.18)$$

Der exponentielle Teil der Gleichung (2.1.17) ergibt sich unter der Annahme, dass die kinetischen Teilchen mindestens die Adsorptionsenergie A_{Ad} aufbringen müssen, um das Oberflächenpotential zu überwinden. Nach oben hin ist diese Energie durch $A_{Ad,max}$ limitiert [53], da die Teilchen bei noch höheren kinetischen Energien elastisch wieder zurück gestreut werden.

Den umgekehrten Mechanismus der Adsorption bezeichnet man als *Desorption*. Die Desorptionsrate wird auf Basis des chemischen Potentials über die Gleichgewichtskonstante und der Adsorptionsrate bestimmt [28]. Unter Verwendung der Langmuirschen Adsorptionsisotherme erhält man

$$\dot{\omega}_{Des} = P_{Ster,Des} s_{Ad} \frac{1}{1 - \Theta_A} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \frac{Z_A}{Z_{Ad}} \frac{\tilde{n}_0}{N_A} e^{-\frac{D_{Des}}{\mathfrak{R}T}}, \quad (2.1.19)$$

mit $\Theta_A = 1 - \Theta_Z$, dem sterischen Korrekturfaktor $P_{Ster,Des}$, dem Haftkoeffizienten s_{Ad} und der Aktivierungsenergie D_{Des} . Z_A bezeichnet die Zustandssumme der Gasteilchen und Z_{Ad} die Zustandssumme der Adsorbate. Das Verhältnis der Zustandssummen beschreibt den Austausch eines Translationsfreiheitsgrads in der Gasphase an der Wand mit einem Vibrationsfreiheitsgrad der Partikel auf der Oberfläche. Anders ausgedrückt, geht die Bewegung der Gasteilchen senkrecht zur Wand im Falle einer Adsorption in einen Vibrationszustand auf der

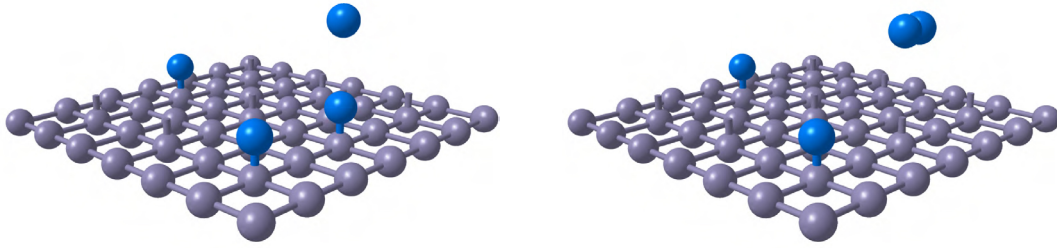


Abbildung 2.1.1.: Eley-Rideal Mechanismus - Gasförmige Spezies rekombiniert mit adsorbiertem Teilchen

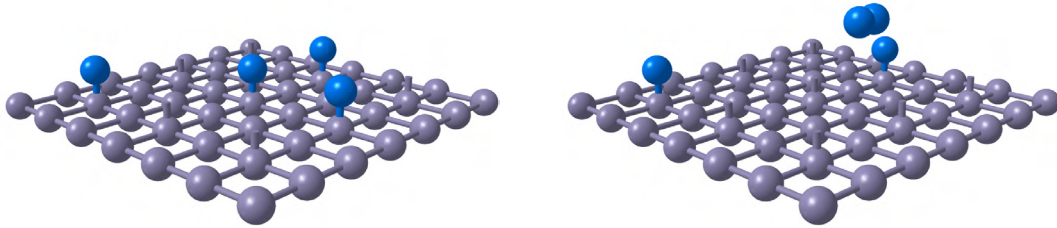


Abbildung 2.1.2.: Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus

Oberfläche über. Da die Desorptionsrate oft auch über einen allgemeinen Arrheniusansatz mit der Hüpfrequenz ν_{eff}

$$\dot{\omega}_{Des} = \nu_{eff} e^{-\frac{E}{kT}} \quad (2.1.20)$$

angegeben wird, erkennt man durch einen Vergleich beider Gleichungen, dass die Größen vor der Exponentialfunktion in Gleichung (2.1.19) die Hüpfrequenz ν_{eff} darstellen.

Liegen die Edukte adsorbiert am Katalysator vor, kann die eigentliche Reaktion beginnen. Dabei unterscheidet man zwischen drei verschiedenen Mechanismen. Beim *Eley-Rideal-Mechanismus* (ER), siehe Abbildung (2.1.1), liegt ein Teilchen gebunden auf der Oberfläche vor, während sich das zweite Teilchen noch in der Gasphase befindet und dann auf das Adsorbierte trifft. Dafür muss jedoch die kinetische Energie des Partikels hoch genug sein, um die Potentialbarriere des oberflächlich gebundenen Teilchens zu überwinden und dann mit diesem reagieren zu können

$$\dot{\omega}_{ER} = \tilde{n}_0 \pi \sigma_{Ad}^2 \Theta_A \dot{n}_A \left(e^{-\frac{A_{ER}}{RT}} - e^{-\frac{A_{ER,max}}{RT}} \right). \quad (2.1.21)$$

Die ER-Ratengleichung ist der Adsorptionsratengleichung sehr ähnlich. Sie hängt jedoch nicht vom Bedeckungsgrad freier aktiver Zentren ab, sondern vom Bedeckungsgrad bereits adsorbierter Teilchen Θ_A . Geht man davon aus, dass die Adsorption von Teilchen keinen Einfluss auf noch freie aktive Zentren hat, hängen beide Größen linear voneinander ab. Für den ER-Mechanismus muss die kinetische Energie der Partikel über der Aktivierungsenergie A_{ER} aber unter $A_{ER,max}$ liegen.

Einen weiteren katalytischen Rekombinationsmechanismus bezeichnet man als *Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus* (LH), der ebenfalls nach seinen Entdeckern benannt ist. In der

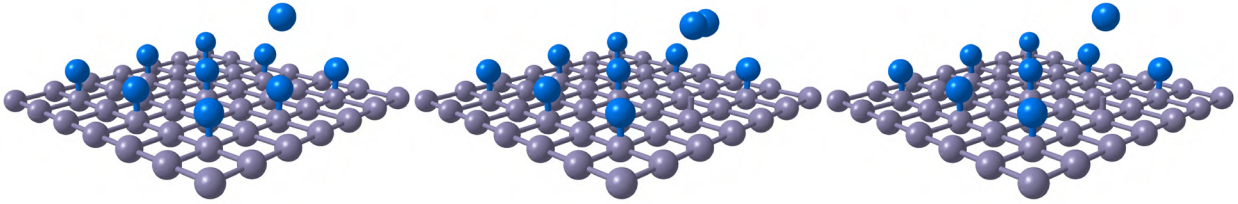


Abbildung 2.1.3.: Mars-van-Krevelen-Mechanismus

Modellvorstellung geht man davon aus, dass zwei Teilchen auf der Oberfläche adsorbieren und dann von einem zum anderen freien aktiven Zentrum wandern. Man spricht dann von nicht lokaler Adsorption bzw. Oberflächendiffusion der Adsorbate. Verfügen zwei sich nähernde Atome über ausreichend Energie, um die Aktivierungsenergie zu überwinden, kommt es, wie in Abbildung (2.1.2) dargestellt, zu einer Rekombination mit anschließender Desorption des entstandenen Moleküls von der Oberfläche.

Setzt man das Zustandssummenverhältnis aus Gleichung (2.1.19) in die Hüpfrequenz ein, multipliziert diese mit der Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen A auf ein Teilchen B trifft und setzt für die Aktivierungsenergie der Reaktion A_{LH} ein, lautet die Ratengleichung für den Langmuir Hinshelwood-Mechanismus

$$\dot{\omega}_{LH} = P_{Ster,LH} \frac{kT}{h} \frac{1}{Z_v^{D_{diff}}} \frac{\tilde{n}_0}{N_A} e^{-\frac{A_{LH}}{RT}} \Theta_A \Theta_B. \quad (2.1.22)$$

Als dritter Rekombinationsmechanismus ist der *Mars-van-Krevelen* (*MvK*) Mechanismus, siehe Abbildung 2.1.3, zu nennen. Im Unterschied zu den vorangegangenen zwei Modellen, werden bei diesem nicht zwei Teilchen ursprünglich aus der Gasphase kommend zur Rekombination gebracht, sondern ein adsorbiertes Partikel der Gasphase reagiert mit einem Teilchen des Oberflächengitters. Nach der Desorption des rekombinierten Moleküls entsteht auf der Oberfläche eine Leerstelle, die von einem freien Atom aus dem Gas wieder aufgefüllt wird.

Dieser Mechanismus wird jedoch nicht weiter betrachtet, da im hypersonischen Fall nur Chemisorption berücksichtigt wird. Chemisorbierte Atome gehen mit der Oberfläche Atombindungen ein, die dadurch von Teilchen des Oberflächengitters nicht mehr unterschieden werden können. Anders wäre das im Fall von zusätzlicher Physisorption, bei der die Adsorbate nur über Van-der-Waals-Kräfte an der Oberfläche haften. Da keine Unterscheidung mehr getroffen werden kann, findet die Rekombination beim MvK-Mechanismus über die Kollision mit einem Gasteilchen oder mit einem auf der Oberfläche diffundierenden Teilchen statt. Diese Vorgänge werden jedoch von den vorangegangenen ER- und LH-Mechanismen beschrieben. Somit kann der MvK-Mechanismus durch diese beiden ersetzt werden.

Um die Raten der Gleichungen (2.1.17) - (2.1.22) bestimmen zu können, benötigt man die einzelnen Bedeckungsgrade der adsorbierten Teilchen. Diese erhält man, in dem man die Bilanzsumme einer Spezies erstellt, die auf Grund der Spezieserhaltung im stationären Zustand gleich Null sein muss

$$\dot{\omega}_{Ad} - \dot{\omega}_{Des} - \dot{\omega}_{ER} - 2\dot{\omega}_{LH} = 0. \quad (2.1.23)$$

Fasst man in den Ratengleichungen (2.1.17) - (2.1.22) alle Größen bis auf den Bedeckungsgrad zu je einer Variablen v zusammen, geht Gleichung (2.1.23) über in

$$v_{Ad}(1 - \Theta_A) - v_{Des}\Theta_A - v_{ER}\Theta_A - 2v_{LH}\Theta_A^2 = 0. \quad (2.1.24)$$

Geht man im einfachen Fall von einer Strömung mit nur einer Spezies A aus und löst dann nach dem Bedeckungsgrad Θ_A auf, ergibt sich

$$\Theta_A = -\frac{(v_{Ad} + v_{Des} + v_{ER}) - \sqrt{(v_{Ad} + v_{Des} + v_{ER})^2 + 4(v_{LH}v_{Ad})}}{4v_{LH}}. \quad (2.1.25)$$

Ist der Bedeckungsgrad bekannt, kann der Rekombinationskoeffizient über

$$\gamma_A = 2\frac{\dot{\omega}_{ER} + \dot{\omega}_{LH}}{\dot{n}_A} \quad (2.1.26)$$

mit dem Teilchenfluss \dot{n}_A der Spezies A auf die Wand berechnet werden.

2.2. Hyperschallströmung

Maßgeblich für den Zustand der Strömung um einen Körper beim Wiedereintritt ist dessen Geschwindigkeit und Form. Die Strömung wird dabei in drei Bereiche eingeteilt: Unterschall, Überschall und Hyperschall. Während die ersten beiden Felder sehr leicht durch die Grenze $Ma = 1$ eingeteilt werden können, beginnt eine Hyperschallströmung bei Geschwindigkeiten von etwa $Ma > 5$. Die Definition wird jedoch nicht vollkommen willkürlich festgesetzt. Vielmehr ist das ungefähr der Bereich, ab dem vibratorische Anregungen der Moleküle beginnen und die aerodynamischen Strömungsbeiwerte unabhängig von der Machzahl werden [1], d.h. eine Hyperschallströmung wird in der Regel mit Hochtemperatureffekten wie dem Einsetzen von Schwingungsanregungen molekularer Spezies in Verbindung gebracht. Das alleinige Erhöhen der Machzahl auf Werte über 5 durch ein starkes Absenken der Gastemperatur reicht nicht aus um eine Hyperschallströmung zu erhalten. Durch die vibratorische Anregung werden die spezifischen Wärmekapazitäten c_p und c_v sowie der Isentropenkoeffizient κ Funktionen der Temperatur. Diese Vorgänge sind jedoch auch von der jeweiligen Gaszusammensetzung und der Dichte des Fluids abhängig, weshalb die Hyperschallgrenze keine exakte Barriere darstellt, an der unterschiedliche Phänomene voneinander getrennt werden können [1].

Ebenso ist die Geometrie des Fahrzeugs wesentlich für die Form des Verdichtungsstoßes verantwortlich. Bei stumpfen Körpern, siehe Abbildung 2.2.1, bildet sich eine abgehobene, hyperbelförmige Stoßwelle aus. Der Stoßabstand Δ ist neben den bereits erwähnten Größen Geschwindigkeit und Gasart auch vom Nasenradius des Fahrzeugs abhängig. Mit zunehmender Entfernung des Stoßes von der Oberfläche reduziert sich in der Regel der Wärmestrom, da $\dot{q} \sim \frac{1}{\sqrt{R_N}}$ ist [64]. Im Staupunktbereich wird die Strömung auf Unterschall abgebremst und

2. Theoretische Grundlagen

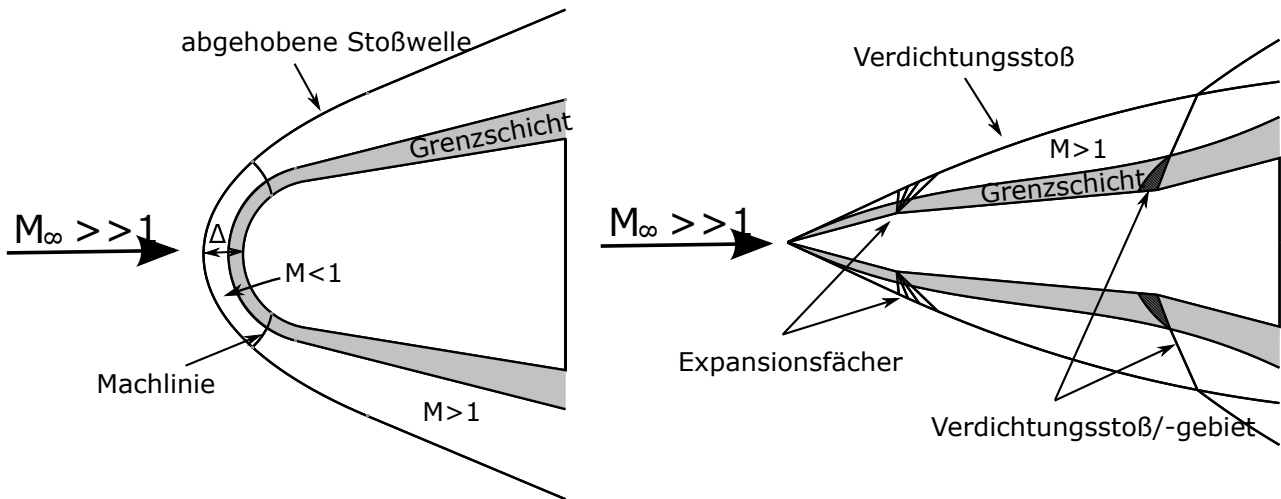


Abbildung 2.2.1.: Schematische Darstellung der Hyperschallströmung um stumpfe und spitze Fahrzeuge

beschleunigt anschließend erneut in den Überschall. In Abbildung 2.2.1 ist der Übergang durch die Machlinie gekennzeichnet, die beide Bereiche voneinander trennt. In Oberflächennähe bildet sich eine Grenzschicht aus, die sich durch eine starke Änderung der physikalischen Strömungsgrößen kennzeichnet, siehe dazu Kapitel 2.3.

Bei einem spitzen Körper mit einem Nasenradius $R_N \rightarrow 0$ liegt die Kopfwelle eng am Körper an. Dadurch liegt der Ort der dichten, heißen Strömung nahe der Fahrzeugoberfläche. Resultierend ergibt sich eine sehr hohe Wärmelast auf den Körper.

Für die Beschreibung einer viskosen, kompressiblen Strömung im Kontinuumsbereich werden die Navier-Stokes Gleichungen herangezogen. Traditionell gesehen ist nur die Impulserhaltungsgleichung die Navier-Stokes Gleichung, der Begriff wird aber auf alle Erhaltungsgleichungen, wie Energie-, Massen- und Teilchenerhaltung, erweitert. Zur Beschreibung einer hypersonischen, chemisch reaktiven Strömung müssen die Gleichungen noch um Massenquellterme und diffusive Terme erweitert werden [1]:

Massenerhaltung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (2.2.1)$$

Spezieserhaltung

$$\rho \frac{Dc_i}{Dt} = \nabla \cdot (\rho D_{im} \nabla c_i) + \dot{w}_i \quad (2.2.2)$$

Impulserhaltungen (x-, y-, z-Richtung)

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \quad (2.2.3)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \quad (2.2.4)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad (2.2.5)$$

Energieerhaltung

$$\begin{aligned} \rho \frac{Dh_0}{Dt} = & \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot \mathbf{q} + \frac{\partial (u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial (u\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial (u\tau_{zx})}{\partial z} + \frac{\partial (v\tau_{xy})}{\partial x} \\ & + \frac{\partial (v\tau_{yy})}{\partial y} + \frac{\partial (v\tau_{zy})}{\partial z} + \frac{\partial (w\tau_{xz})}{\partial x} + \frac{\partial (w\tau_{yz})}{\partial y} + \frac{\partial (w\tau_{zz})}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

mit dem Wärmestromdichtevektor

$$\dot{q} = -k\nabla T + \sum \rho_i U_i h_i + \dot{q}_R. \quad (2.2.7)$$

Die erwähnten Änderungen ergeben sich in den Gleichungen (2.2.2), (2.2.6) und (2.2.7). Zur vollständigen Beschreibung der Strömung unter Anwendung der globalen Massenerhaltungsgleichung reicht es die Spezieserhaltungsgleichungen nur bis $n - 1$ auszuführen, da das Gleichungssystem sonst überbestimmt wäre. Die Stoßschicht einer hypersonischen Anströmung induziert chemische Reaktionen, die durch die teilchenspezifische Reaktionsrate \dot{w}_i ausgedrückt werden. Resultierend aus dem fortschreitenden Reaktionsverlauf ergeben sich Konzentrationsänderungen in der Strömung, die zu Diffusionseffekten führen, die bestrebt sind, Unterschiede in der Gaszusammensetzung auszugleichen. Der diffusive Teilchenstrom auf Grund von Konzentrationsgradienten ist zwar der wichtigste Diffusionseffekt, jedoch nicht der einzige. Durch den starken Verdichtungsstoß und der damit einhergehenden starken Druck- und Temperaturänderung, entstehen auch hohe Druck- und Temperaturgradienten. Temperaturgradienten führen zur Thermodiffusion, auch Soret-Effekt genannt, und Druckgradienten zur Druckdiffusion. Diese Phänomene treten zusätzlich zu der durch Konzentrationsgradienten herbeigeführten Diffusion auf, werden in der Regel jedoch bei Strömungssimulationen vereinfachend vernachlässigt. Auf Grund der hohen Temperaturgradienten, die bei Wiedereintritten auftreten können, werden in dieser Arbeit die Effekte der Thermodiffusion berücksichtigt.

Weiterhin wird angenommen, dass die Strömung einer Mischung aus idealen Gasen entspricht, so dass mit dem Gesetz von Dalton für den Gesamtdruck

$$p = \sum \rho_i R_i T \quad (2.2.8)$$

gilt.

2.3. Viskose Stoßschichtgleichungen

Legt man den Navier-Stokes Gleichungen die Haftbedingung an der Wand zugrunde und führt zusätzlich eine Dimensionsanalyse der Einflussgrößen durch, lassen sich die Gleichungen deutlich vereinfachen; man erhält durch Weglassen der kleinsten Einflussfaktoren die sogenannten Grenzschichtgleichungen [106]. Ursprünglich gehen diese Annahmen auf Prandtl zurück [106]. Durch eine anschließende Koordinatentransformation und die Annahme der Selbstähnlichkeit der Grenzschicht, vereinfachen sich die partiellen Differentialgleichungen weiter zu gewöhnlichen Differentialgleichungen, da Ableitungen nach der Körperkoordinate wegen der Ähnlichkeit wegfallen. Für den Staupunkt ist diese Vorgehensweise ohne Einschränkung exakt, denn die Staupunktsströmung ist stets selbstähnlich. Darauf aufbauend wird die Erweiterung der Grenzschichtgleichungen zu den viskosen Stoßschichtgleichungen erläutert, die die Interaktionen der Grenzschicht mit der viskosen Stoßschicht beschreiben und näherungsweise die gesamte Stoßschicht erfassen können.

Anhand der eben geschilderten Vorgehensweise werden in diesem Abschnitt die dazugehörigen Gleichungen beschrieben. Man erhält so die Herleitung der in dieser Arbeit verwendeten selbstähnlichen, viskosen Stoßschichtgleichungen.

2.3.1. Allgemein

Mit den bereits erwähnten Vereinfachungen lauten die Grenzschichtgleichungen, mit x der Körperkoordinate und y der Koordinate in Richtung der Wandnormalen, wie folgt [26, 106]:

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial(\rho ur^j)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho vr^j)}{\partial y} = 0 \quad (2.3.1)$$

Teilchenerhaltung

$$\rho u \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial c_i}{\partial y} + \rho \frac{D_{12}^T}{T} c_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \dot{w}_i \quad (2.3.2)$$

Impulserhaltung (x-, y-Richtung)

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.3.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.3.4)$$

Energieerhaltung

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \sum_i h_i \frac{\partial c_i}{\partial y} + \rho \frac{D_{12}^T}{T} \sum_i h_i \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (2.3.5)$$

Der Index j in Gleichung (2.3.1) ist 0 für zweidimensionale und 1 für achsensymmetrische Strömungen. Die Verwendung des binären Diffusionskoeffizienten in den Gleichungen (2.3.2) und (2.3.5) gilt streng genommen nur für binäre Gasgemische, stellt für Plasmen wie reine Stickstoff- bzw. Sauerstoffplasmen jedoch keine Einschränkung dar, da es sich dabei um Moleküle und Atome eines chemischen Elements handelt. Zur Charakterisierung der katalytischen Eigenschaften von Materialien bezüglich der Sauerstoffrekombination werden in dieser Arbeit nur reine Sauerstoffplasmen erzeugt. Für Gasgemische wie Luft wäre die Anwendung des Multikomponentendiffusionskoeffizienten genauer, welcher aber eine deutliche Zunahme der Komplexität obiger Gleichungen darstellen würde.

Die Enthalpie in Gleichung (2.3.5) lässt sich auch durch die eingefrorene, spezifische Wärmekapazität c_{pf} und die Temperatur T ausdrücken. Mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{\partial h}{\partial x} = c_{pf} \frac{\partial T}{\partial x} + \sum_i h_i \frac{\partial c_i}{\partial x} \quad (2.3.6)$$

bzw.

$$\frac{\partial h}{\partial y} = c_{pf} \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_i h_i \frac{\partial c_i}{\partial y} \quad (2.3.7)$$

und der Spezieserhaltungsgleichung (2.2.2) erhält man schließlich [1]

$$\begin{aligned} & \rho u c_{pf} \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_{pf} \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_i h_i \left[\dot{w} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) \right] \\ & = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D_{12} \sum_i c_{pi} T \frac{\partial c_i}{\partial y} + \rho D_{12}^T \sum_i c_{pi} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + u \frac{\partial p}{\partial x}. \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

Diese Darstellung hat einige Vorteile, da man die Temperatur direkt zur Berechnung der chemischen Reaktionsraten verwenden kann und diese nicht erst indirekt über die Enthalpie bestimmen muss.

2.3.2. Örtlich selbstähnliche Grenzschichtgleichungen

Als eleganter Trick in der Berechnung der Grenzschichtströmungen hat sich die Lees-Dorodnitsyn [1, 26, 64, 84, 85, 100] oder auch Howarth-Mangler [132] genannte Koordinatentransformation herausgestellt. Die Transformationsgleichungen lauten

$$\eta = \frac{r u_e}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy \quad (2.3.9)$$

$$\xi = \int_0^x \rho_w \mu_w u_e r^2 dx. \quad (2.3.10)$$

Die Indizes e bzw. w bezeichnen dabei den Grenzschichttrand bzw. die Wand. Zu beachten ist hierbei Gleichung (2.3.10). Die Dichte ρ_w und die Viskosität μ_w beziehen sich in diesem Fall auf

2. Theoretische Grundlagen

die Wand, während in anderen Literaturangaben die Werte häufig auf den Grenzschichttrand bezogen werden. Dies führt zu kleinen Unterschieden in den folgenden Gleichungen und bei Nichtbeachtung der Ausgangstransformation zu Fehlern in der Berechnung.

Zusätzlich zur Koordinatentransformation werden die physikalischen Größen dimensionslos gemacht

$$\frac{\partial f}{\partial \eta} = \frac{u}{u_e}; \quad g = \frac{h}{h_s}; \quad \Theta = \frac{T}{T_e}, \quad (2.3.11)$$

wobei sich der Index e wieder auf den Grenzschichttrand bezieht, während der Index s den Wert im Staupunkt meint. Die so transformierten Grenzschichtgleichungen lauten dann [26]:

Kontinuitätsgleichung

$$\rho v = -\frac{1}{r} \left[\left(\sqrt{2\xi} \frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{f}{\sqrt{2\xi}} \right) \frac{\partial \xi}{\partial x} + \sqrt{2\xi} \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial x} \right] \quad (2.3.12)$$

Teilchenerhaltung

$$\begin{aligned} & \frac{l}{Pr} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(Le_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + Le_i^T \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \left[\frac{2\xi w_i}{\rho u_e c_{ie}} \left(\frac{d\xi}{dx} \right) \right] \\ & = 2\xi \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial c_i}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \right) + 2 \frac{\partial f}{\partial \eta} c_i \left[\left(\frac{d(\ln c_{ie})}{d(\ln \xi)} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.3.13)$$

Impulserhaltung

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right) + f \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} + 2 \left[\frac{d(\ln u_e)}{d(\ln \xi)} \right] \left[\left(\frac{\rho_e}{\rho} \right) - \frac{\partial f^2}{\partial \eta} \right] = 2\xi \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial^2 f}{\partial \eta \partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right) \quad (2.3.14)$$

Energieerhaltung

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{c_p l}{Pr} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} \right) + c_p f \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \sum_i \left(\frac{2\xi w_i}{\rho u_e} \frac{d\xi}{dx} \frac{h_i}{T_e} \right) + \left[\frac{u_e^2}{T_e} l \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right)^2 \right] \\ & + \sum_i \frac{c_{pi} c_{ie} l}{Pr} \left(Le_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \frac{Le_i^T c_i}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \\ & = \frac{\partial f}{\partial \eta} \left\{ 2c_p \theta \frac{d(\ln T_e)}{d(\ln \xi)} + \frac{2u_e^2}{T_e} \frac{\rho_e}{\rho} \left[\frac{d(\ln u_e)}{d(\ln \xi)} \right] \right\} + 2c_p \xi \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) \end{aligned} \quad (2.3.15)$$

Pr bzw. Le stehen für die dimensionslosen Kennzahlen Prandtl- bzw. Lewiszahl

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad Le = \frac{\lambda}{D_i \rho c_p}, \quad (2.3.16)$$

l ist durch Gleichung

$$l = \frac{\rho \mu}{\rho_e \mu_e} \quad (2.3.17)$$

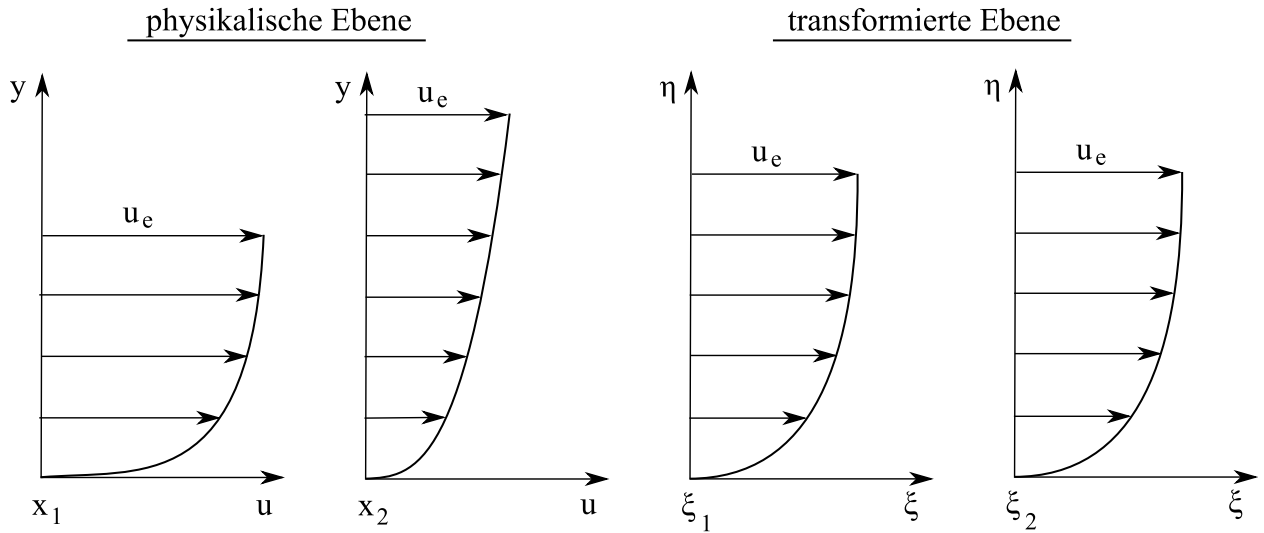


Abbildung 2.3.1.: Veranschaulichung des Selbstähnlichkeitsprinzips

definiert.

Die Gleichungen (2.3.12) bis (2.3.15) stellen eine rein mathematische Koordinatentransformation dar und sind genauso universell gültig, wie die Grenzschichtgleichungen in Kapitel 2.3.1.

Die nun folgenden lokal selbstähnlichen Grenzschichtgleichungen setzen eine zu sich selbst ähnliche Grenzschichtströmung entlang der Körperoberfläche voraus. Dies bedeutet, dass sie unabhängig von der Koordinate ξ sind und Terme mit partiellen Ableitungen nach ξ vernachlässigt werden können. In Abbildung 2.3.1 ist anhand des Geschwindigkeitsprofils einer Grenzschicht dargestellt, wie durch die Koordinatentransformation das Geschwindigkeitsprofil konstant bleibt. Die veränderlichen Strömungsgrößen sind Teil der Koordinaten geworden. Dies gilt jedoch nicht uneingeschränkt für alle Grenzschichten. Vielmehr stellt die Annahme der Selbstähnlichkeit für Strömungen im chemischen und thermischen Nichtgleichgewicht, mit Ausnahme der Staupunktsströmung, eine Vereinfachung dar. Für alle anderen Strömungen ist diese Annahme nur für Gleichgewichtsströmungen oder eingefrorene Strömungen ohne Oberflächenreaktionen gültig, da durch die sich stetig ändernde Gaszusammensetzung der Strömung die Unabhängigkeit zu ξ zerstört wird.

Teilchenerhaltung

$$\frac{l}{Pr} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(Le_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + Le_i^T \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \left(\frac{1}{2} \frac{du_e}{dx} \frac{w_i}{\rho c_i} \right) = 0 \quad (2.3.18)$$

Impulserhaltung

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right) + f \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} + \beta \left[\left(\frac{\rho_e}{\rho} \right) - \frac{\partial f^2}{\partial \eta} \right] = 0 \quad (2.3.19)$$

Energieerhaltung

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{c_p l}{Pr} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} \right) + c_p f \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \frac{u_e^2}{T_e} \left[l \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right)^2 - \frac{\beta \rho_e}{\rho} \frac{\partial f}{\partial \eta} \Theta \right] + \\ & + \frac{1}{2} \frac{du_e}{dx} \sum_i \frac{w_i h_i}{\rho T_e} + \sum_i \frac{c_{pi} c_{ie} l}{Pr} \left(Le_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \frac{Le_i^T c_i}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = 0 \end{aligned} \quad (2.3.20)$$

mit

$$\beta = \frac{1}{1 + j}. \quad (2.3.21)$$

Die Kontinuitätsgleichung wird im weiteren Verlauf nicht mehr benötigt und deswegen nicht weiter aufgeführt.

Vorteile der Gleichungen (2.3.18) - (2.3.20) gegenüber den untransformierten Gleichungen sind, dass es sich nun einerseits um gewöhnliche Differentialgleichungen handelt und andererseits die Grenzschichtprofile einen glatteren Verlauf haben, was größere Schrittweiten bei der numerischen Berechnung erlaubt [106].

Obwohl diese Koordinatentransformation bereits in den 50er und 60er Jahren entstanden ist, wird sie auch heute noch häufig für die Untersuchung von Grenzschichtströmungen herangezogen, jedoch selten in ihrer vollständigen Ausführung wie in den Gleichungen (2.3.18) - (2.3.20) angegeben [61, 105]. In der Regel werden jedoch Thermaldiffusionseffekte und Terme höherer Ordnung, siehe letzter Term in Gleichung (2.3.19), vernachlässigt oder Prandtl- und Schmidtzahlen sowie das Viskositätsverhältnis l vereinfachend gleich 1 gesetzt.

2.3.3. Erweiterung auf viskose Stoßschichtgleichungen

Für die Auswertung einer Grenzschichtströmung wären die Gleichungen im vorherigen Kapitel völlig ausreichend. Es bleibt jedoch schwierig, die Bedingungen am Grenzschichtrand zu ermitteln, die man als Randbedingung benötigt, um anschließend den Verlauf der Grenzschichtgrößen bis zur Wand zu berechnen. Bekannt sind in der Regel die Anströmbedingungen, wobei auch diese in Plasmawindkanalanlagen nicht leicht zu bestimmen sind. Sind diese jedoch vermessen, können aus den Stoßbeziehungen die Zustände hinter dem Verdichtungsstoß bestimmt werden. Zum Schließen der Lücke zwischen der Bedingung hinter dem Stoß und dem Grenzschichtrand eignen sich die viskosen Stoßschichtgleichungen (Viscous Shock Layer), die eine Erweiterung der Grenzschichtgleichungen darstellen. Erstmals vorgestellt von Ho und Probstein [50] und Cheng [17] ergänzen sie die Grenzschichtgleichungen um eine zusätzliche Impulserhaltungsgleichung in Normalenrichtung

$$\frac{dp}{dy} + \kappa \rho u^2 = 0, \quad (2.3.22)$$

wobei κ den lokalen Krümmungsradius bezeichnet. Mit Gleichung (2.3.22) einhergehend, ergibt sich nun ein Druckgradient senkrecht zur Wand, der in den sonstigen Grenzschichtbetrachtungen nicht vorkommt. Im Vergleich zu den vollständigen Navier-Stokes Gleichungen geht dieser Gleichung die Annahme einer dünnen Stoßschicht (Thin Shock Layer Theory)

voraus, d. h. die Winkeländerung der Strömung um einen stumpfen Körper erfolgt nach dem Stoß sehr schnell. Im Bereich der Nase erfährt sie dann eine Zentrifugalkraft, die den Druck mit zunehmendem Abstand zur Körperoberfläche reduziert. Dadurch wächst der Druck vom Stoß bis zur Wand leicht an.

Die im vorangegangenen Abschnitt angegebenen Erhaltungsgleichungen in der transformierten Schreibweise lauten nun:

Teilchenerhaltung

$$\frac{l}{Pr} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(Le_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + Le_i^T \frac{\partial c_i}{\partial \eta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) + f \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \left(\frac{1}{2} \frac{du_e}{dx} \frac{w_i}{\rho c_i} \right) = 0 \quad (2.3.23)$$

Impulserhaltung in tangentialer Richtung

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left(l \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right) + f \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} - \beta \left[\frac{1}{e} \left(\frac{\rho_e}{\rho} \right) + \frac{\partial f^2}{\partial \eta} \right] = 0 \quad (2.3.24)$$

Impulserhaltung in normalen Richtung

$$\frac{\partial p}{\partial \eta} + \frac{\kappa u^2 \sqrt{2\xi}}{u_e r_b^j} = 0 \quad (2.3.25)$$

Energieerhaltung

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{c_p l}{Pr} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} \right) + c_p f \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} + \frac{u_e^2}{T_e} \left[l \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right)^2 + \frac{\beta \rho_e}{e \rho} \frac{\partial f}{\partial \eta} \Theta \right] + \\ & + \frac{1}{2} \frac{du_e}{dx} \sum_i \frac{w_i h_i}{\rho T_e} + \sum_i \frac{c_{pi} c_{ie} l}{Pr} \left(Le_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \frac{Le_i^T c_i}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial \eta} = 0 \end{aligned} \quad (2.3.26)$$

Neben der zusätzlichen Erhaltungsgleichung zur Berechnung des Druckgradienten in Normalenrichtung, ergeben sich zwei Änderungen. In der Impulserhaltung in tangentialer Richtung sowie in der Energieerhaltung taucht eine weitere Variable e auf, die sich aus Gleichung (2.3.25) nach [9] bestimmen lässt. Für den in der Arbeit relevanten Staupunktbereich gilt nach [9]

$$e = -\frac{1}{2\epsilon} \left\{ \frac{1 - \epsilon}{\left[1 - \epsilon \left(1 - \frac{1}{s} \right) \right]^2} + \frac{\int_{\eta}^{\eta_s} \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \right)^2 d\eta}{\{(1+j) Re_s \epsilon [s(1-\epsilon) + \epsilon]\}^{\frac{1}{2}}} \right\}^{-1} \quad (2.3.27)$$

mit

$$s = \frac{R_N}{R_s} \left(1 + \frac{\Delta}{R_N} \right). \quad (2.3.28)$$

Die Gleichungen (2.3.23) - (2.3.26) lassen sich wieder in die Grenzschichtgleichungen überführen, indem man $e = -1$ setzt. R_N und R_s bezeichnen den Nasenradius bzw. den Stoßradius und Δ den Stoßabstand, der sich aus der Differenz der beiden Radien ergibt. Für den Fall einer senkrechten, konzentrischen Anströmung wird $s = 1$.

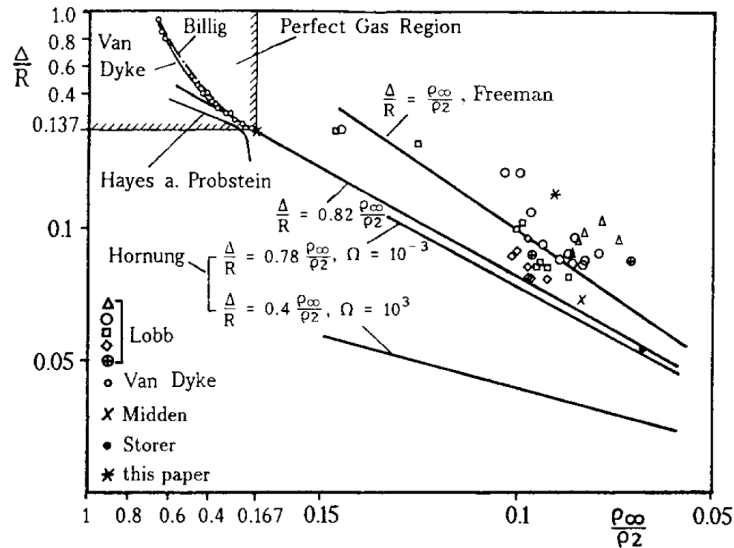


Abbildung 2.3.2.: Vergleich der verschiedenen Stoßabstandsmodellen für Kugeln [92]

Mit der beschriebenen Vorgehensweise lassen sich die Grenzschichtgleichungen über einen einzigen Faktor auf die viskosen Stoßschichtgleichungen erweitern, mit denen nun die Strömung über den Stoß bis hin zur Wand über ein System von gewöhnlichen Differentialgleichungen berechnet werden kann.

Die aus verschiedenen Theorien hergeleiteten Formeln zur Berechnung des Stoßabstands, welcher für Gleichung (2.3.28) benötigt wird, wurden von [92] verglichen, siehe Abbildung 2.3.2, wobei die Gleichung nach Billig

$$\frac{\Delta}{R_N} = 0,143e^{3,24/Ma^2} \quad (2.3.29)$$

für reale Gase und für den Bereich kleiner Dichteunterschiede vor und nach dem Stoß die beste Übereinstimmung mit den Testergebnissen lieferte. Die Strömungen in PWKs weisen in der Regel nur geringe Machzahlen auf, weshalb von einem schwachen Verdichtungsstoß ausgegangen werden kann.

2.4. Transportgrößen

Zur Lösung der Differentialgleichungen ist noch die Berechnung der Transportkoeffizienten der Strömung wie Wärmeleitungs- und Diffusionskoeffizienten und der Viskosität des Gasgemischs notwendig, die in den dimensionslosen Kenngrößen Pr , Le und l zusammengefasst sind. Neben den einfacheren Modellen nach Gupta und Yos [41, 42], verwenden moderne numerische Codes wie URANUS [30, 55, 116] die Chapman-Enskog Methode, um aus der Boltzmann-Gleichung die Transportgrößen zu bestimmen [49]. Zur Lösung der Boltzmann-Gleichung verwendete Enskog ein Näherungsverfahren, das die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Teilchen durch eine Störfunktionenreihenentwicklung löst. Als Lösung des ersten Reihenglieds, auch nullte Näherung bezeichnet, erhält man die Maxwell-Verteilung

$$f \approx f^{(0)} = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}. \quad (2.4.1)$$

Aus der Maxwell-Verteilung und der Boltzmann-Gleichung gehen die Euler-Gleichungen hervor. Sie beschreiben reibungsfreie Strömungen im thermodynamischen Gleichgewicht. Mit der Störfunktion Φ_1 lautet die zweite Approximation oder Näherung 1. Ordnung

$$f \approx f^{(0)} (1 + \Phi_1). \quad (2.4.2)$$

Die Terme der Störfunktion Φ_1 werden nun in Sonine-Polynome entwickelt [49], mit denen die Störfunktion gelöst werden kann. Aus der Verteilungsfunktion lassen sich dann die Transportkoeffizienten bestimmen. Zudem lassen sich aus der Boltzmann-Gleichung die Navier-Stokes-Gleichungen ableiten. Die Genauigkeit der Transportgrößen wird durch die Anzahl der Terme der Sonine-Polynomexpansion angegeben. Der Vorteil der Sonine-Polynome ist ihr gutes Konvergenzverhalten, da nur wenige Reihenglieder für eine gute Näherung notwendig sind. Bereits der 1. Term reicht in der Regel für eine gute Näherung der Viskosität, Diffusion und Wärmeleitfähigkeit. Höhere Reihenglieder tragen nur wenige Prozent zu den Koeffizienten bei. Für den Thermodiffusionskoeffizienten werden jedoch mindestens zwei Terme benötigt. Man spricht dann von Transportkoeffizienten 2. Ordnung. Lösungen n-ter Ordnung binärer Gemische wurden in [80, 120, 121, 122, 123] angegeben und werden in dieser Arbeit für die Bestimmung der Koeffizienten 2. Ordnung verwendet.

Für die Bestimmung der Koeffizienten werden noch Stoßmodelle der miteinander interagierenden Teilchen in einem Gas benötigt. Das einfachste Modell ist das Starrkugelmodell. Gängiger sind heute jedoch Modelle mit Interaktionspotentialen, wie z.B. den Lennard-Jones-Potenzialen, aus denen die Stoßintegrale der intermolekularen Wechselwirkung berechnet werden. Eine Übersicht und Empfehlung für die Stoßintegrale für O_2 und O sind in [129, 130] zu finden und werden von dort übernommen.

2.4.1. Viskosität

Für ein binäres Gasmisch berechnet sich die Viskosität μ in 2. Ordnung nach [120] über

$$\mu = p(\psi_1 b_1 + \psi_2 b_{-1}) \quad (2.4.3)$$

mit den Molbrüchen ψ_1 und ψ_2 und dem Druck p . Für die Größen b_1 und b_{-1} muss folgendes Gleichungssystem gelöst werden:

$$\begin{bmatrix} b_{-1-1} & b_{-11} \\ b_{1-1} & b_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{-1} \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta_{-1} \\ \beta_1 \end{bmatrix} \quad (2.4.4)$$

$$\begin{bmatrix} b_{-1} \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{-1-1} & b_{-11} \\ b_{1-1} & b_{11} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \beta_{-1} \\ \beta_1 \end{bmatrix} \quad (2.4.5)$$

mit den Koeffizienten b_{pq}

2. Theoretische Grundlagen

$$b_{-1-1} = \psi_2^2 \left[4\Omega_2^2(2) \right] + \psi_1\psi_2 \left[\frac{80}{3} M_1 M_2 \Omega_{12}^1(1) + 8M_1^2 \Omega_{12}^2(2) \right] \quad (2.4.6)$$

$$b_{-11} = \psi_1\psi_2 \left[-\frac{80}{3} M_1 M_2 \Omega_{12}^1(1) + 8M_{1M_2} \Omega_{12}^2(2) \right] \quad (2.4.7)$$

$$b_{1-1} = \psi_1\psi_2 \left[-\frac{80}{3} M_1 M_2 \Omega_{12}^1(1) + 8M_{1M_2} \Omega_{12}^2(2) \right] \quad (2.4.8)$$

$$b_{11} = \psi_1^2 \left[4\Omega_1^2(2) \right] + \psi_1\psi_2 \left[\frac{80}{3} M_1 M_2 \Omega_{12}^1(1) + 8M_2^2 \Omega_{12}^2(2) \right] \quad (2.4.9)$$

und

$$\beta_{-1} = \frac{5n_2}{2n^2} \quad (2.4.10)$$

$$\beta_1 = \frac{5n_1}{2n^2} \quad (2.4.11)$$

mit n als Stoffmenge der Teilchen und $\Omega_i^n(m)$ den jeweiligen Stoßintegralen. Da die Matrix symmetrisch ist, sind die diagonalen Matrixelemente b_{-11} und b_{1-1} identisch.

2.4.2. Wärmeleitung

Die Gleichung für den Wärmeleitungskoeffizienten $\lambda_{trans,m}$ in 2. Ordnung nach [121] lautet

$$\lambda_{trans,m} = -\frac{5}{4} kn \sqrt{\frac{2kT}{m_1 + m_2}} \left(\psi_1 M_1^{-\frac{1}{2}} a_1 + \psi_2 M_2^{-\frac{1}{2}} a_{-1} \right) \quad (2.4.12)$$

mit dem zu lösenden Gleichungssystem

$$\begin{bmatrix} a_{-1-1} & a_{-11} \\ a_{1-1} & a_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{-1} \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_{-1} \\ \alpha_1 \end{bmatrix} \quad (2.4.13)$$

und den Matrixelementen

$$a_{-1-1} = \psi_2^2 \left(4\Omega_2^2(2) \right) + \psi_1\psi_2 \left[\left(50M_1^3 + 60M_1M_2^2 \right) \Omega_{12}^1(1) - 40M_1^3 \Omega_{12}^1(2) + 8M_1^3 \Omega_{12}^1(3) + 16M_1^2 M_2 \Omega_{12}^2(2) \right] \quad (2.4.14)$$

$$a_{-11} = \psi_1\psi_2 \left(-110M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^1(1) + 40M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^1(2) - 8M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^1(3) + 16M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^2(2) \right) \quad (2.4.15)$$

$$a_{1-1} = \psi_1 \psi_2 \left(-110 M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^1(1) + 40 M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^1(2) - 8 M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^1(3) + 16 M_1^{\frac{3}{2}} M_2^{\frac{3}{2}} \Omega_{12}^2(2) \right) \quad (2.4.16)$$

$$a_{11} = \psi_1^2 \left(4 \Omega_1^2(2) \right) + \psi_1 \psi_2 \left[\left(60 M_1^2 M_2 + 50 M_2^3 \right) \Omega_{12}^1(1) - 40 M_2^3 \Omega_{12}^1(2) + 8 M_2^3 \Omega_{12}^1(3) + 16 M_1 M_2^2 \Omega_{12}^2(2) \right]. \quad (2.4.17)$$

Die rechte Seite der Gleichung (2.4.13) ergibt sich aus

$$\alpha_{-1} = -\frac{15 n_2}{4 n^2} \sqrt{\frac{2kT}{m_2}} \quad (2.4.18)$$

$$\alpha_1 = -\frac{15 n_1}{4 n^2} \sqrt{\frac{2kT}{m_1}}. \quad (2.4.19)$$

Auch in diesem Fall gilt, dass die diagonalen Elemente in der Matrix identisch sind.

Der Wärmeleitungskoeffizient aus Gleichung (2.4.12) berücksichtigt jedoch nur einen Energietransport auf Grund von Teilchenstößen, die sich aus translativen Bewegung ergeben. Der Transport innerer Energie wird durch eine Näherungsformel nach Brokaw [12] berechnet.

$$\lambda_{int,m} = k \sum_i \frac{\left(\frac{c_{v,int,i}}{R_i} \right) \frac{5}{6} \frac{\psi_i}{\Omega_{12}^2(2)}}{\sum_j \Delta_{ij}^{(1)} \psi_j} \quad (2.4.20)$$

mit dem reduzierten Stoßintegral

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2 \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}}{\pi k T}} \Omega_{12}^1(1) \quad (2.4.21)$$

Der gesamte Wärmeleitungskoeffizient ergibt sich aus der Addition des translativen Anteils und dem Anteil resultierend aus der Energieübertragung innerer Freiheitsgrade.

$$\lambda_{ges} = \lambda_{trans,m} + \lambda_{int,m} \quad (2.4.22)$$

2.4.3. Diffusion

Die beiden Diffusionskoeffizienten lassen sich nach [121] aus

$$D_{12} = \frac{1}{2} \psi_1 \psi_2 \sqrt{\frac{2kT}{m_1 + m_2}} d_0 \quad (2.4.23)$$

und

2. Theoretische Grundlagen

$$D_T = -\frac{5}{4}\psi_1\psi_2\sqrt{\frac{2kT}{m_1+m_2}}\left(\psi_1M_1^{-\frac{1}{2}}d_1 + \psi_2M_2^{-\frac{1}{2}}d_{-1}\right) \quad (2.4.24)$$

durch das Lösen des Gleichungssystems

$$\begin{bmatrix} a_{-1-1} & a_{-10} & a_{-11} \\ a_{0-1} & a_{00} & a_{01} \\ a_{1-1} & a_{10} & a_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d_{-1} \\ d_0 \\ d_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \delta_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.4.25)$$

berechnen. M_i gibt nach

$$M_i = \frac{m_i}{m_1 + m_2} \quad (2.4.26)$$

das Teilchenmasseverhältnis des binären Gemischs an. Die äußersten Matrixelemente a_{pq} entsprechen den Gleichungen (2.4.14) - (2.4.17). Die zusätzlichen Elemente werden über die Gleichungen

$$a_{-10} = \psi_1\psi_2\left(-20M_1^2M_2^{\frac{1}{2}}\Omega_{12}^1(1) + 8M_1^2M_2^{\frac{1}{2}}\Omega_{12}^1(2)\right) \quad (2.4.27)$$

$$a_{00} = \psi_1\psi_2\left(8M_1M_2\Omega_{12}^1(1)\right) \quad (2.4.28)$$

$$a_{01} = \psi_1\psi_2\left(20M_1^{\frac{1}{2}}M_2^2\Omega_{12}^1(1) - 8M_1^{\frac{1}{2}}M_2^2\Omega_{12}^1(2)\right) \quad (2.4.29)$$

bestimmt. Die diagonalen Elemente a_{0-1} bzw. a_{10} entsprechen wieder den Werten für a_{-10} bzw. a_{01} . Die rechte Seite der Gleichung (2.4.25) ist durch

$$\delta_0 = \frac{3}{2n}\sqrt{\frac{2kT}{m_1+m_2}} \quad (2.4.30)$$

gegeben.

2.5. VSL1D - Numerische Berechnung der VSL-Gleichungen

Um die Erhaltungsgleichungen aus Abschnitt 2.3.3 mit den Transportkoeffizienten aus 2.4 zu lösen, müssen noch Randbedingungen für die Grenzen des zu berechnenden Strömungsgebiets aufgestellt werden. Zu den insgesamt acht Unbekannten werden ebenso viele Randbedingungen benötigt, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden. Anschließend erfolgt eine kurze Skizzierung des Programms VSL1D, dass mit Matlab dieses Differentialgleichungssystem für eine Staupunktströmung löst. VSL steht dabei für Viscous Shock Layer. Im letzten Abschnitt wird zur Verifikation des Programms ein Vergleich mit URANUS gemacht, dessen Entwicklung vor über 20 Jahren begonnen und bereits in zahlreichen Veröffentlichungen beschrieben wurde [20, 29, 33].

2.5.1. Berechnung der gewöhnlichen Differentialgleichungen

Das Differentialgleichungssystem (2.3.23) - (2.3.26) wird mit dem in Matlab integrierten Randwertproblemlöser „bvp5c“ berechnet, der mit einem impliziten Runge-Kutta Verfahren arbeitet und über eine Genauigkeit 5. Ordnung verfügt. Die gewöhnlichen Differentialgleichungen (2.3.23) - (2.3.26) werden dazu als Randwertproblem in ein System von Differentialgleichungen 1. Ordnung überführt.

Die Randbedingungen auf der einen Seite, dem Stoß, können aus den Eigenschaften des ungestörten Freistrahls bestimmt werden. Über die Rankine-Hugoniot-Beziehungen werden daraus die totale Enthalpie, die Geschwindigkeit sowie die Temperatur nach dem Stoß berechnet. Die Gleichungen lauten [9]

$$p_s = p_\infty + \rho_\infty v_\infty^2 \left(1 - \frac{v_s}{v_\infty}\right) \quad (2.5.1)$$

$$h_s = h_\infty + \frac{1}{2} v_\infty^2 \left[1 - \left(\frac{v_s}{v_\infty}\right)^2\right] \quad (2.5.2)$$

$$T_s = f(h_s, c_s) \quad (2.5.3)$$

$$\rho_s = \frac{p_s}{RT_s} \quad (2.5.4)$$

$$\rho_\infty = \rho_s \frac{p_\infty T_s}{p_s T_\infty} \quad (2.5.5)$$

$$v_s = \frac{\rho_\infty}{\rho_s} v_\infty. \quad (2.5.6)$$

Die Berechnung erfolgt iterativ mit einem geschätzten Anfangswert v_s , bis die Änderung Δv_s den Wert 10^{-6} unterschreitet. In Kapitel 3 wird die verwendete experimentelle Vorgehensweise der Strömungscharakterisierung erläutert, mit der die Werte vor dem Stoß ermittelt werden.

Somit ergeben sich für den Einstromrand, unmittelbar nach dem Stoß, folgende 3 Randbedingungen:

$$f'(\eta_S) = 1 \quad (2.5.7)$$

$$\theta(\eta_S) = \theta_S \quad (2.5.8)$$

$$c(\eta_S) = c_S = c_\infty \quad (2.5.9)$$

und auf der anderen Seite die gemessene Temperatur der Materialprobe. An der Wand kann sowohl die Haftbedingung

2. Theoretische Grundlagen

$$u(0) = 0 \quad (2.5.10)$$

$$T(0) = T_w, \quad (2.5.11)$$

d. h. die Geschwindigkeit der Strömung kommt an der Wand vollständig zum Erliegen und die Temperatur des Gases an der Wand befindet sich im Gleichgewicht mit der Wand, als auch ein Gleitrand nach Maxwell [68]

$$u(0) = \frac{2 - \sigma_S}{\sigma_S} \lambda \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_w \quad (2.5.12)$$

$$T_0 - T_w = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{(\gamma + 1) Pr} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_w \quad (2.5.13)$$

angenommen werden. σ_S und σ_T bezeichnen dabei den Impuls- bzw. Thermalakkomodationsfaktor, die Werte zwischen 0 und 1 annehmen können. Die drei weiteren transformierten Randbedingungen an der Wand für $\eta = 0$ ergeben

$$f(0) = 0 \quad (2.5.14)$$

$$f'(0) = \frac{u_w}{u_e} \quad (2.5.15)$$

$$\theta(0) = \frac{T_g}{T_w}. \quad (2.5.16)$$

Aus Gründen der Massenerhaltung muss der atomare Teilchenfluss zur Wand, bestehend aus den diffusiven Massenflüssen auf Grund von Konzentrationsgradienten j_c und Temperaturgradienten j_T gleich der Anzahl der rekombinierenden Teilchen $\dot{\omega}_b$ an der Wand sein.

$$\dot{\omega}_b = j_c + j_T \quad (2.5.17)$$

Formuliert in den transformierten Koordinaten nach Lees-Dorodnitsyn erhält man aus der Oberflächenreaktionsratengleichung

$$\dot{\omega}_b = \rho_w D_{12} \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}} \frac{\partial c}{\partial \eta} + T_s \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}} \rho_w \frac{D_T}{T_w} c \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \quad (2.5.18)$$

die 7. Randbedingung c'

$$c' = \frac{\partial c}{\partial \eta} = \frac{\dot{\omega}_b - T_s \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}} \rho_w \frac{D_T}{T_w} c \frac{\partial \theta}{\partial \eta}}{\rho_w D_{12} \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}}}. \quad (2.5.19)$$

Für die letzte Randbedingung muss ein Teil aus dem späteren Kapitel 3, in dem die

experimentelle Vorgehensweise zur Bestimmung der katalytischen Eigenschaften beschrieben wird, vorweggenommen werden. Zur Charakterisierung der in dieser Arbeit verwendeten Materialien wird die Wärmestromdichte auf die Oberfläche bestimmt. Die mit VSL1D errechnete Wärmestromdichte auf die Wand muss genau dieser entsprechen, d. h. der Unterschied zwischen beiden Größen muss verschwindend gering sein. Die Randbedingung lautet somit

$$\dot{q}_{Mess} - \dot{q}_{calc} = 0. \quad (2.5.20)$$

\dot{q}_{calc} ergibt sich aus einem Wärmeleitungs- und Diffusionsanteil

$$\dot{q} = \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right]_w + \left[\sum \rho h_i \left(D_i \frac{\partial c_i}{\partial y} + \frac{D_i^T c_i}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right]_w = \dot{q}_{calc} \quad (2.5.21)$$

und lautet in der transformierten Schreibweise

$$\dot{q}_{calc} = kT_s \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \rho_w D_{12} \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}} \sum h_i \frac{\partial c_i}{\partial \eta} + \frac{T_s}{T_w} \sqrt{\frac{2\beta\rho_w}{\mu_w}} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \rho_w \sum h_i c_i D_{T,i}. \quad (2.5.22)$$

Somit können die acht Unbekannten f , f' , f'' , θ , θ' , c , c' und \dot{q}_{calc} mit den acht Randbedingungen (2.5.18), (2.5.20) und (2.5.9) - (2.5.14) gelöst werden. Als Iterationsparameter dient die Oberflächenreaktionsrate $\dot{\omega}_b$, die solange angepasst wird, bis jede Komponente des Residuenvektors, bestehend aus den 8 Randbedingungen, einen absoluten Fehler kleiner 10^{-6} aufweist.

Im Gegensatz zu den gewöhnlichen transformierten Grenzschichtgleichungen (2.3.18) - (2.3.20) nach [26] werden die VSL-Gleichungen nicht bis ∞ integriert. Blottner [9] gibt als Integrationsgrenze die zu erfüllende Bedingung

$$f(\eta_s) = \left\{ \frac{\epsilon \text{Re}}{2} [s(1 - \epsilon) + \epsilon] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2.5.23)$$

an. Ausgehend von einem niedrigen Wert für η_s wird die Integrationsgrenze deshalb iterativ angepasst, bis die Bedingung hinreichend genau erfüllt wird. Dafür wird eine Fehlertoleranz von 0,05 % gewählt. Zusätzliche Iterationen erhöhen zwar die Rechendauer, führen jedoch kaum zu einer Änderung der Lösung.

Um auch chemische Reaktionen in der Gasphase zu berücksichtigen, wird das Reaktionsmodell für Luft von Park [95] gewählt und implementiert. In reinen Sauerstoffströmungen werden alle Reaktionsgleichungen mit Stickstoff vernachlässigt und nur die drei Reaktionsschemas mit Sauerstoff berücksichtigt. Zwar findet man in der Literatur verschiedene Reaktionsmodelle für Luft, jedoch ist das Modell von Park für Hyperschallanwendungen gut etabliert sowie typische Strömungen in dem in dieser Arbeit verwendeten Plasmawindkanal in der Regel ausreichend dünn. Dadurch ist die chemische Reaktionsrate in der Gasphase vergleichsweise gering ist und es sind keine größeren Abweichungen auf Grund von alternativen Reaktionsmodellen zu erwarten.

2. Theoretische Grundlagen

Testfall	h_{tot} / MJ/kg	u / m/s	T / K	T_w / K	p_∞ / Pa
T1	10,1	2767,0	1860,9	700	40
T2	10,1	1080,2	920,3	300	40

Tabelle 2.1.: Für URANUS 2D und VSL1D gewählte Anströmbedingung

Über einen Schalter im Programm kann das VSL-Modell deaktiviert werden, was dazu führt, dass dann nur die selbstähnlichen Grenzschichtgleichungen (2.3.18) - (2.3.20) berechnet werden.

Des Weiteren wird eine Randbedingung implementiert, mit der man optional einen Massenadditionsterm an der Wand hinzufügen kann. Für diesen Fall muss die Randbedingung (2.5.14) durch

$$f(0) = \frac{\dot{m}}{\sqrt{2\rho_w\mu_w\beta}} \quad (2.5.24)$$

geändert werden. Damit lassen sich auch Effekte von effusionsgekühlten oder ablativen Hitzeschutzmaterialien simulieren.

VSL1D iteriert nun die Reaktionsrate an der Oberfläche, bis die berechnete Wärmestromdichte der gemessenen Wärmestromdichte entspricht. Die Änderung der Konzentration in Wandnähe hat jedoch auch einen Einfluss auf die restliche Strömung, weshalb viele Iterationsschritte bis zur Konvergenz der Lösung notwendig sind. Die typische Dauer der Lösung einer 1D-Strömung auf einem normalen Desktop-Rechner liegt jedoch im Bereich von wenigen Minuten und ist damit im Vergleich zu 2D oder 3D Verfahren vergleichsweise schnell.

Einen Sonderfall stellen die voll- und nichtkatalytische Simulationen mit VSL1D dar. Hierbei wird die Wärmestromdichte an der Wand gesucht, während die katalytische Eigenschaft an der Wand vorgegeben ist. Die Anzahl an Gleichungen, Randbedingungen und Unbekannten bleibt jedoch konstant und kann analog durchgeführt werden.

2.5.2. Verifikation

Leider sind in der Literatur keine Testfälle für reine Sauerstoffströmungen zu finden, um einen Vergleich zu VSL1D ziehen zu können. Zur Verifikation der numerischen Implementierung obiger Gleichungen, Randbedingungen und Modelle werden Vergleichsrechnungen mit URANUS 2D durchgeführt und die Lösung anschließend mit den Ergebnissen aus VSL1D verglichen.

Für die Simulationen werden auf Basis früherer Messungen jeweils zwei typische Enthalpien, Temperaturen, Geschwindigkeiten und Drücke als Testfälle ausgewählt, die in Tabelle 2.1 angegeben sind. Die Zusammensetzung der Anströmung wird ebenfalls aus diesen Werten bestimmt.

Bei URANUS 2D wird für jeden Fall ein Rekombinationskoeffizient $\gamma = 0,1$ vorgewählt und dann der Wärmestrom auf die Oberfläche berechnet. Mit VSL1D, das zur Bestimmung der katalytischen Eigenschaften dient, wird anschließend ein Rekombinationskoeffizient so

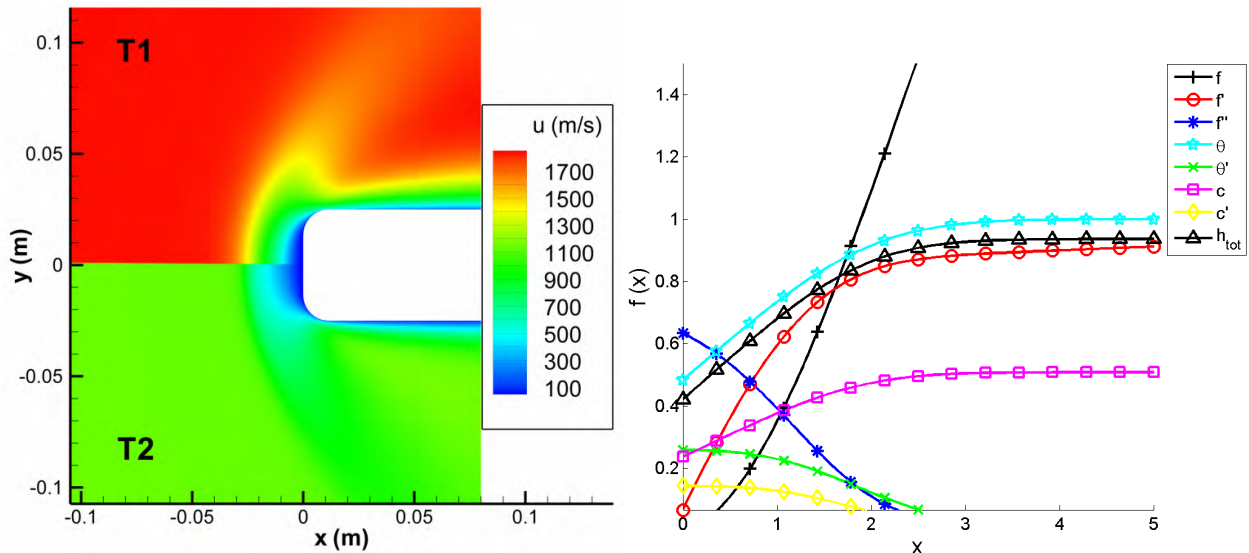


Abbildung 2.5.1.: Mit URANUS 2D errechnete Geschwindigkeit in x-Richtung für Testfälle T1 und T2 (links) und simulierter Verlauf der Strömungsgrößen mit VSL1D im transformierten Koordinatensystem für T1 (rechts)

bestimmt, dass sich ein zu URANUS 2D, bei gleicher Oberflächentemperatur, analoger Wärmestrom ergibt.

Die aus beiden Testfällen ermittelten Werte betragen $\gamma_{T1} = 0,15699$ und $\gamma_{T2} = 0,09543$. Das dabei mit URANUS 2D simulierte Strömungsfeld um die Sonde für beide Testfälle ist in Abbildung 2.5.1 dargestellt. Zum Vergleich dazu ist in Abbildung 2.5.1 ein typisches Ergebnis des eindimensionalen Verlaufs der Strömungsgrößen aufgetragen, das VSL1D ermittelt. Während das Ergebnis im 2. Testfall eine gute Übereinstimmung liefert, ist die Abweichung in T1 deutlicher. Da URANUS 2D nur über Transportgrößen 1. Ordnung verfügt, d. h. Thermodiffusionsprozesse nicht berücksichtigt, werden diese in VSL1D ebenfalls abgeschaltet. Eine Überprüfung der Analyse mit deaktivierter Thermodiffusion ($D_t = 0$) ergab mit VSL1D Rekombinationskoeffizienten von $\gamma_{T1} = 0,11008$ und $\gamma_{T2} = 0,08503$. Insofern zeigt sich, dass für beide Testfälle die Werte der Referenzsimulation mit Abweichungen von unter 15%, trotz der Unterschiede in den Programmen, erreicht werden. Die größte Ursache befindet sich in den zu Grunde liegenden numerischen Verfahren. Während VSL1D nur die Staupunktlinie im thermischen Gleichgewicht berechnet, verfügt URANUS über ein rotationssymmetrisches 2D-Nichtgleichgewichtsverfahren. Zudem wird URANUS zur Simulation von Luftströmungen entwickelt und benötigt aus Stabilitätsgründen stets einen minimalen Anteil an Stickstoff. Aus diesem Grund wird in dieser Simulation 4% Stickstoff hinzugefügt, welches zur Bildung von dissoziiertem Stickstoff und Stickstoffoxid NO führt und bei gleicher Enthalpie einen kleineren Anteil atomaren Sauerstoffs bedingt. Zusätzlich verwendet VSL1D ein Rechenetz von ca. 500-1000 Gitterzellen zwischen Wand und Stoß, auf dem die Erhaltungsgleichungen mit dem Matlab internen Löser bvp5c mittels Runge-Kutta-Verfahren 5. Ordnung gelöst werden. Im Vergleich dazu verwendet URANUS auf Grund des wesentlich größeren 2D-Rechengebiets deutlich weniger Zellen entlang der Symmetrielinie. Standardmäßig wird für eine derartige Simulation eine Auflösung von ca. 80 Zellen verwendet. Die Genauigkeit des numerischen

2. Theoretische Grundlagen

Verfahrens 2. Ordnung führt, im Vergleich zu VSL1D, zu einem größeren numerischen Fehler, selbst bei gleicher Zellenanzahl.

Bei der Betrachtung der VSL1D Lösungen zeigt sich, dass ohne Thermodiffusion ein kleinerer Rekombinationskoeffizient als mit Thermodiffusion ermittelt wird. Gründe hierfür sind einerseits, dass durch die Thermodiffusion schwere Teilchen wie Moleküle zur kalten Wand und leichte Teilchen wie Atome zur heißen Seite diffundieren. Dadurch gelangen weniger Atome zur Oberfläche. Da leichte Teilchen zudem Wärme besser leiten, sinkt der Wärmeleitkoeffizient λ ebenfalls, wodurch auch der Anteil des konvektiven Wärmestroms reduziert wird. Um denselben Wärmestrom zu erreichen, müssen demnach mehr Atome auf der Oberfläche rekombinieren, als ohne Thermodiffusion. Im Testfall T1 ist die Abweichung durch den höheren Temperaturgradienten wesentlich stärker als im Testfall T2 ausgeprägt, da die schnellere und heißere Anströmung im Stoß eine deutlich stärkere Aufheizung erfährt.

Im direkten Vergleich zeigt sich somit eine sehr gute Übereinstimmung des sehr schnellen eindimensionalen Lösungsverfahrens VSL1D mit dem komplexeren aber auch wesentlich langsameren zweidimensionalen Strömungslöser URANUS2D, so dass für die zahlreichen Plasmawindkanalversuche ersteres für die Auswertung der Strömungen eingesetzt wird.

3 Kapitel 3.

3 Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

In diesem Kapitel wird die experimentelle Vorgehensweise zur Messung der katalytischen Gas-Wand-Wechselwirkung erläutert. Diese beinhaltet die Beschreibung des Plasmawindkanals PWK 3, in dem die Versuche durchgeführt werden und dem Emissionsgradmesstand, mit dem die Emissionsgrade von Materialien bei hohen Temperaturen bestimmt werden können. Diese werden für die Bestimmung des Wärmestroms auf die untersuchten Materialien benötigt. Des Weiteren wird die eingesetzte Messtechnik zur Charakterisierung der Strömung und der untersuchten Materialien sowie die Methodik der Auswertung beschrieben.

3.1. PWK3

Am IRS stehen mehrere Anlagen zur Erzeugung hochenthalper Strömungen zur Verfügung [2]. Für die Erzeugung von verunreinigungsfreien Plasmen und Sauerstoffplasmen eignet sich die induktive Plasmaquelle IPG3 des PWK3, die im Gegensatz zu den magnetoplasmadynamischen oder thermischen Lichtbogengeneratoren ohne metallische Elektroden auskommt. Für Sauerstoffplasmen sind diese Art von Generatoren ungeeignet, da der bei der Plasmaerzeugung entstehende atomare Sauerstoff direkt mit der metallischen Elektrode reagieren und zu ihrer schnellen Zerstörung führen würde.

Neben den reinen Sauerstoffplasmen lässt sich die induktive Anlage auch mit Kohlendioxid, Stickstoff, Luft, Argon und Wasserstoff betreiben, wobei dies lediglich die Auflistung der bislang verwendeten Betriebsgase angibt. Prinzipiell kann aus jedem Gas mit diesem Generator ein Plasma erzeugt werden. Nach Sauerstoff ist jedoch Kohlenstoffdioxid das zweitwichtigste Betriebsgas, da es durch den hohen Anteil an Sauerstoff chemisch vergleichbar aggressiv wie reiner Sauerstoff ist. Durch die international steigende Anzahl an Marsmissionen steigt zudem die Notwendigkeit von Tests in marsähnlichen Atmosphären in denen der planetare Eintritt untersucht werden kann.

Der IPG3, der in Abbildung 3.1.1 im Betrieb dargestellt ist, besteht aus einem Injektorkopf mit tangential angeordneten Bohrungen, durch die das eingeblasene Gas einen Drall erfährt, einem Quarzglas, welches den elektrischen Entladungsraum bildet und einer umliegenden Kupferspule. Die Spule wird mit Wechselstrom betrieben. Mit ihren 5,5 Spulenwindungen, einer Gesamtinduktivität von $2,55 \mu\text{H}$ und den angeschlossenen vier Kondensatoren mit je $6 \text{nF} \pm 20\%$ ergibt sich eine elektrische Schwingkreisfrequenz $f \approx 640 \text{kHz}$. Die maximale

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

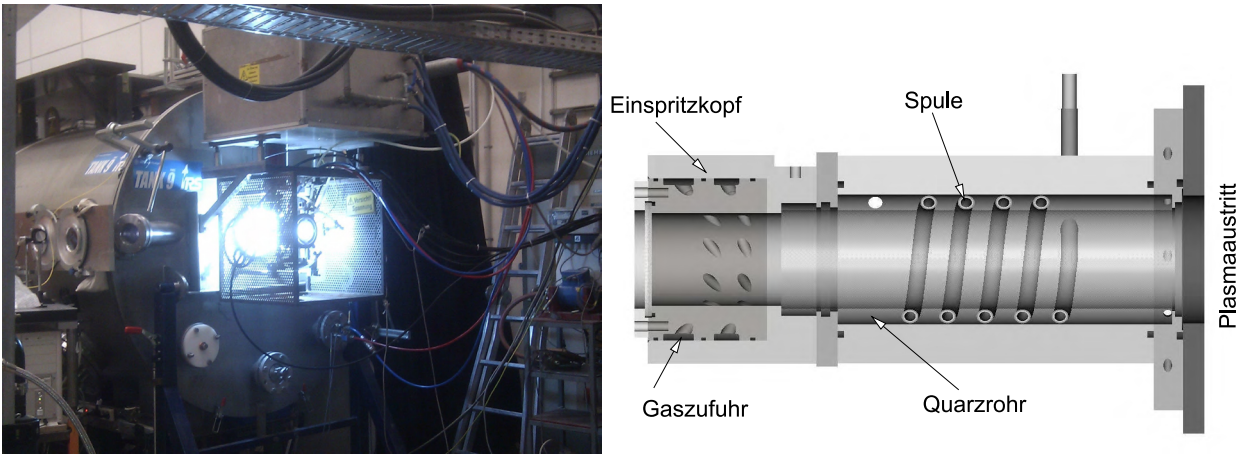


Abbildung 3.1.1.: Plasmawindkanal PWK3 im Betrieb und Schnittbild des IPG3 Generators [69]

Anschlussleistung beträgt 375 kW [45]. Das Glasrohr ($D_{Rohr} = 88$ mm) wird radial mit Wasser gekühlt, welches auch gleichzeitig die teflumantelnde Spule kühlt. Zusätzlich wird die hohl ausgeführte Kupferspule auch innen mit Wasser gekühlt. Der Aufbau des IPG3 ist auf der rechten Seite in Abbildung 3.1.1 im Querschnitt dargestellt.

Im Zuge der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tests wurden auch einige Verbesserungen am bisherigen Design des Generators durchgeführt. So hat sich bei längeren Testphasen der ungekühlte Injektorkopf aus Messing stark aufgeheizt. Durch zusätzliche Kühlwasserkanäle im Injektor kann die Temperatur des Injektors nun annähernd konstant bei Raumtemperatur gehalten werden. Dadurch wird auch die Wärmebelastung des Plexiglasgehäuses reduziert, das an der Kontaktstelle zum Injektorkopf zu Aufschmelzungen neigte.

Der IPG3 ist an einem Vakuumtank mit einem Durchmesser von 1,6 m und einer Länge von 2 m angebracht. Der hintere Bereich des Edelmetalltanks ist wassergekühlt. Des Weiteren befindet sich in ihm ein computergesteuerter Tisch, auf dem die Messsonden installiert werden. Während der Versuche können diese axial und radial durch den Plasmastrahl bewegt werden. Die variabel einstellbaren Vakuumpumpen haben eine Saugleistung von 6000 m³/h bei Umgebungsdruck und 250000 m³/h bei 10 Pa. Der damit erreichbare minimale Tankdruck beträgt ca. 20 Pa [45, 69]. Je nach Tankdruck und elektrischer Leistung lassen sich sowohl Über- als auch Unterschallströmungen erzeugen.

Die Plasmaerzeugung erfolgt durch das Anlegen eines hochfrequenten Wechselstroms an der Spule, welche daraufhin ein elektromagnetisches Feld erzeugt. Das wechselnde Feld verursacht eine Beschleunigung freier Elektronen des eingeblasenen Gases. Die beschleunigten Elektronen erzeugen durch Stoßprozesse mit Neutralteilchen weitere freie Elektronen und Ionen. Man spricht dann von Stoßionisation, welche sich im optimalen Fall lawinenartig verstärken kann. Der Ort bzw. die Art der Entladung ist jedoch bei diesem Generatortyp sehr unterschiedlich; in den unteren Leistungsbereichen überwiegt die kapazitive Entladung der Spule, die durch die Potentialdifferenz der Spulenden hervorgerufen wird, in den oberen Bereichen die induktive Entladung, die sich aus dem umfangsgerichteten, elektrischen Feld

Bed.	Gas	$U_A /$ V	$P_A /$ kW	p_{Tank} / Pa	$\dot{m} /$ g/s	Bemerkung
3g	O ₂	5850	120	30	3	hochenthalpe Sauerstoffreferenz- bedingung des IPG3
6g	O ₂	5850	120	60	6	neu-charakterisierte Bedingung niedrige Enthalpie, hoher Druck
U3g	O ₂	5880	120	2000	3	Unterschallbedingung mit hohen Totaldrücken

Tabelle 3.1.: Übersicht der Plasmabedingungen

ergibt [45]. Obwohl stets beide Entladungsarten vorliegen, erfolgt der Umschlag von dem hauptsächlich kapazitiven zum induktiven Betriebszustand sprunghaft. Gekennzeichnet ist der Übergang durch die schlagartig verbesserte Einkopplung der Energie in das Plasma. Dies zeigt sich zum einen durch die Reduktion der durch das Kühlwasser abgeführten Wärme und zum anderen durch die stark erhöhte Strahlungsintensität des Plasmas. Der Punkt des Umschlages ist jedoch von verschiedenen Parametern wie dem Gasmassenstrom, der Gasart, der Schwingkreisfrequenz und dem Tankdruck abhängig. Diese Größen sowie die angelegte elektrische Leistung beschreiben die jeweilige Plasmabedingung. Für die in dieser Arbeit dargestellten Versuche im PWK3 werden drei Bedingungen ausgewählt, die in Tabelle 3.1 angegeben sind.

Die 3g-Bedingung ist die Sauerstoffreferenzbedingung des PWK3 und aus diesem Grund die am besten charakterisierte Strömung. Um eine größtmögliche Variation im Druck- bzw. Enthalpieprofil im Plasmastrahl zu erhalten, wird eine zweite Überschallbedingung (6g) charakterisiert, die durch einen höheren Tankdruck und Massenstrom bei gleicher elektrischer Anschlussleistung gekennzeichnet ist. Dadurch sollte die Enthalpie bei ungefähr gleichem Druck reduziert werden. Die Variation der Strahleigenschaft ist wichtig, um eine möglichst breite Datenbasis, im Bezug auf Druck- und Temperaturvarianz, für die Kalibrierung des im Kapitel 2.1 beschriebenen Katalysemodells zu erhalten.

Obwohl der IPG3 über keine geometrische Düse verfügt, rufen sowohl die 3g- als auch die 6g-Bedingung, wie bereits erwähnt, eine Überschallströmung hervor. Dies wird durch die Entstehung einer magnetischen Düse erklärt. Die geladenen Ionen werden durch das sich bildende elektrische Feld zur Rohrmitte hin gedrückt. Dies bewirkt eine Strömungseinschnürung und bildet in Folge einen Bereich des engsten Querschnitts aus. Anschließend beschleunigt die Strömung in den Überschallbereich.

Zu den beiden Überschallbedingungen wird noch eine 3. Bedingung gewählt, die einen deutlich höheren Tankdruck aufweist. Der höhere Gegendruck bremst die Strömung auf Geschwindigkeiten von $Ma < 1$ ab. Der Vorteil der Unterschallbedingung ist, dass sich das axiale Druckprofil mit zunehmender Entfernung zum Generator nur wenig ändert, da die dynamischen Druckanteile in der Strömung klein sind. Die mittlere Enthalpie der Strömung hingegen verringert sich durch Strahlung und mit zunehmender turbulenter Beimischung von zuvor ruhenden, kalten Teilchen am Rand der Strömung in die Kernzone des Strahls mit

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

zunehmendem Abstand zum Generator.

Praktisch wird die Druckerhöhung im Tank durch die Öffnung eines Bypassventils vor den Vakuumpumpen erreicht. Diese saugen in Folge Luft aus der Umgebung an. Dadurch reduziert sich die effektive Saugleistung der Pumpen und der Druck im Tank steigt an. Bei ca. 600 - 700 Pa schlägt die anfängliche Überschallströmung in den Unterschall um. Sowohl die 6g, als auch die U3g-Bedingung werden erst angefahren, nachdem das Plasma gezündet und alle Parameter der 3g-Bedingung eingestellt werden. Eine direkte Zündung des Plasmas bei den anderen Bedingungen ist nicht möglich. Nachteilig wirkt sich die „Bypass“-Methode jedoch auf den Stickstoffanteil im Tank aus, der sich durch die geringere Saugleistung der Pumpen und die vorhandene Leckrate des PWK3 erhöht. Die leichte Stickstoffverunreinigung führt bei Untersuchungen der Sauerstoff-Hitzeschutzmaterialwechselwirkung zu einer gewissen Unsicherheit. Zur Verringerung dieser Unsicherheit sollten Hochdruckbedingungen deswegen einen möglichst geringen Tankdruck und einen möglichst großen Sauerstoffmassenstrom besitzen. Ausgewählt wird ein Tankdruck von 2000 Pa, da bei diesem Druck der Staupunktärmestrom in etwa auf Höhe der beiden Überschallbedingungen liegt [96]. Bei geringeren Tankdrücken ist für die meisten Materialien der Wärmestrom durch die Einschnürung der Strömung zu hoch. Erst ab einem Tankdruck von 1000 Pa reduziert sich der Staupunktärmestrom wieder. Die elektrische Leistung von 120 kW sowie der Massenstrom von 3 g/s werden im Vergleich zur 3g-Referenzbedingung bei der Unterschallbedingung beibehalten.

3.2. Emissionsgradmessstand

Der Emissionsgradmessstand wird zum Messen des Emissionsgrades von metallischen und keramischen Werkstoffen bei hohen Temperaturen entwickelt [108]. Dieser besteht aus einem zylindrischem Tank, der wahlweise in Vakuum oder einer inerten Argon Überdruckatmosphäre betrieben werden kann. Im Tank befindet sich ein über Kupferelektroden elektrisch beheizter Graphitstab, der einen Hohlraumstrahler bildet und in sehr guter Näherung als schwarzer Strahler mit $\varepsilon = 1$ angenommen werden kann. Graphit bietet sich wegen der elektrischen Leitfähigkeit, des hohen thermischen Schmelzpunkts und des hohen Emissionsgrads $\varepsilon_{\text{Graphit}} \approx 0,9$ an. Mittig innerhalb des Graphitstabs befindet sich ein Probenhalter, der ebenfalls aus Graphit besteht und die Installation von Materialproben mit Standardgeometrie [40, 73] ermöglicht. Die Materialprobe wird indirekt über die Strahlung im Hohlraum geheizt. Damit sich im gesamten Hohlraum eine homogene Strahlungstemperatur ausbildet, muss die Probenhalterung thermisch gut isolieren. Dies erfolgt zum einen über drei Zirkoniumdioxidstifte, mit denen die Probe in die Halterung gedrückt wird und zum anderen über den dahinterliegenden Federmechanismus, der den Anpressdruck auf die Zirkoniumdioxidstifte über einen 0,5 m langen Zirkoniumdioxidstab aufbringt. Die geringe Wärmeleitfähigkeit von ZrO_2 ($\lambda_{\text{ZrO}_2} = 2 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$) und der große Abstand zur gekühlten Struktur der Anlage ermöglichen die Annahme einer adiabaten Wandtemperatur. Der Messstand eignet sich, Emissionsgrade von Materialien zwischen 500 °C und 2000 °C zu vermessen.

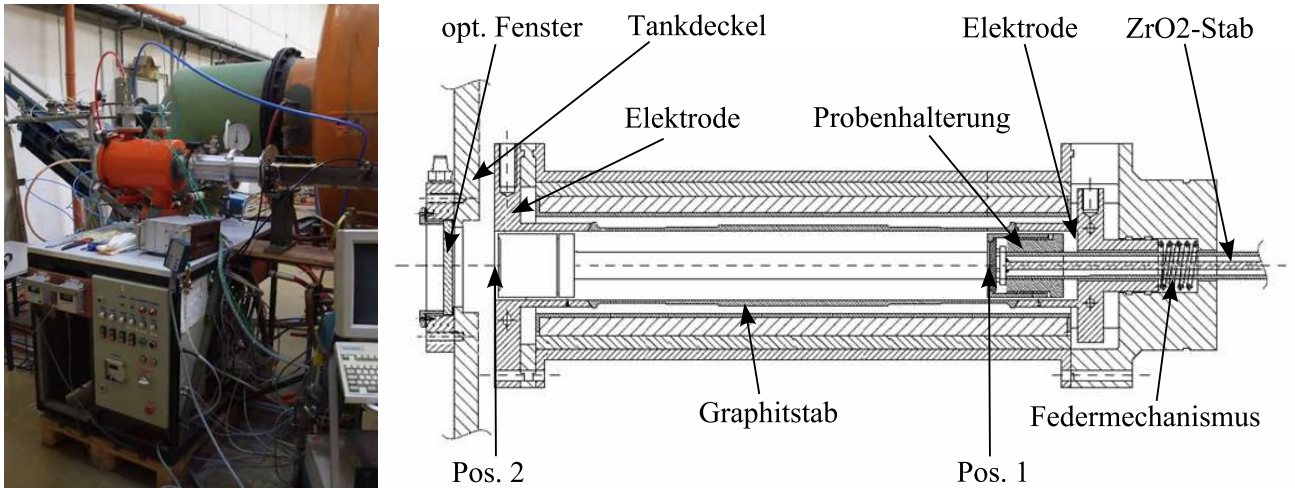


Abbildung 3.2.1.: Foto (links) und Schnittbild mit Bezeichnung der EMS-Anlage (rechts)

Auf der einen Seite des Tanks befindet sich ein optisches Fenster und eine Halterung, an der verschiedene Pyrometer angebracht werden können. Standardmäßig werden Gesamtstrahlungsthermometer (PB-Messtechnik, GIRL IRM-5 / CaF_2) verwendet. Auf der anderen Tankseite befindet sich ein beweglicher pneumatischer Mechanismus, der in ca. 150 ms die Probe aus dem Bereich des Hohlraumstrahlers (Pos. 1), siehe Abbildung 3.2.1, bis kurz vor das Fenster (Pos. 2) schießt. Das Pyrometer erfasst dabei zwei Temperaturen, wobei $T_1 > T_2$. Auf Position 1 misst das Pyrometer die Hohlraumstrahlung, die sich durch

$$M_1 = \varepsilon_1 \sigma T_1^4 = \sigma T_1^4 \quad (3.2.1)$$

mit σ der Stefan-Boltzmann-Konstante, berechnen lässt, da $\varepsilon_1 = 1$ ist. Auf Position 2 ändert sich die gemessene Strahlungsintensität gemäß

$$M_2 = \varepsilon_2 \sigma T_2^4. \quad (3.2.2)$$

Durch die schnelle Vorwärtsbewegung kann die Oberflächentemperatur mit guter Näherung als isotherm angenommen werden. Das bedeutet, dass die beiden unterschiedlich gemessenen Temperaturen keine Änderung erfahren. Nur die Verringerung des Emissionsgrades von $\varepsilon_1 = 1$ auf den materialabhängigen Emissionsgrad $\varepsilon_2 < 1$ verursacht die Reduktion der Strahlung, die mittels Pyrometer erfasst und durch die Temperatur als Maß angegeben wird. Durch Gleichsetzen der Temperaturen erhält man somit

$$\left(\frac{M_1}{\sigma}\right)^{\frac{1}{4}} = \left(\frac{M_2}{\varepsilon_2 \sigma}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.2.3)$$

Für Gesamtstrahlungspyrometer mit linearer Sensitivität, wie im Falle der verwendeten Pyrometer gilt $M \sim T^4$. Eingesetzt in Gleichung (3.2.3) und nach ε_2 aufgelöst, lässt sich nun der hemisphärische Gesamtemissionsgrad aus

$$\varepsilon_2 = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^4 \quad (3.2.4)$$

berechnen.

3.3. Messtechnik

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Sonden beschrieben, die einerseits zur Charakterisierung der Anströmung und andererseits zur Messung der Temperatur und Wärmeströme auf die verschiedenen Materialproben eingesetzt werden. Die experimentellen Daten werden für die Randbedingung der Strömungssimulation, die mit VSL1D durchgeführt werden, zur Berechnung der katalytischen Materialeigenschaften benötigt.

3.3.1. Wärmestrom-Pitotdruck-Doppelsonde

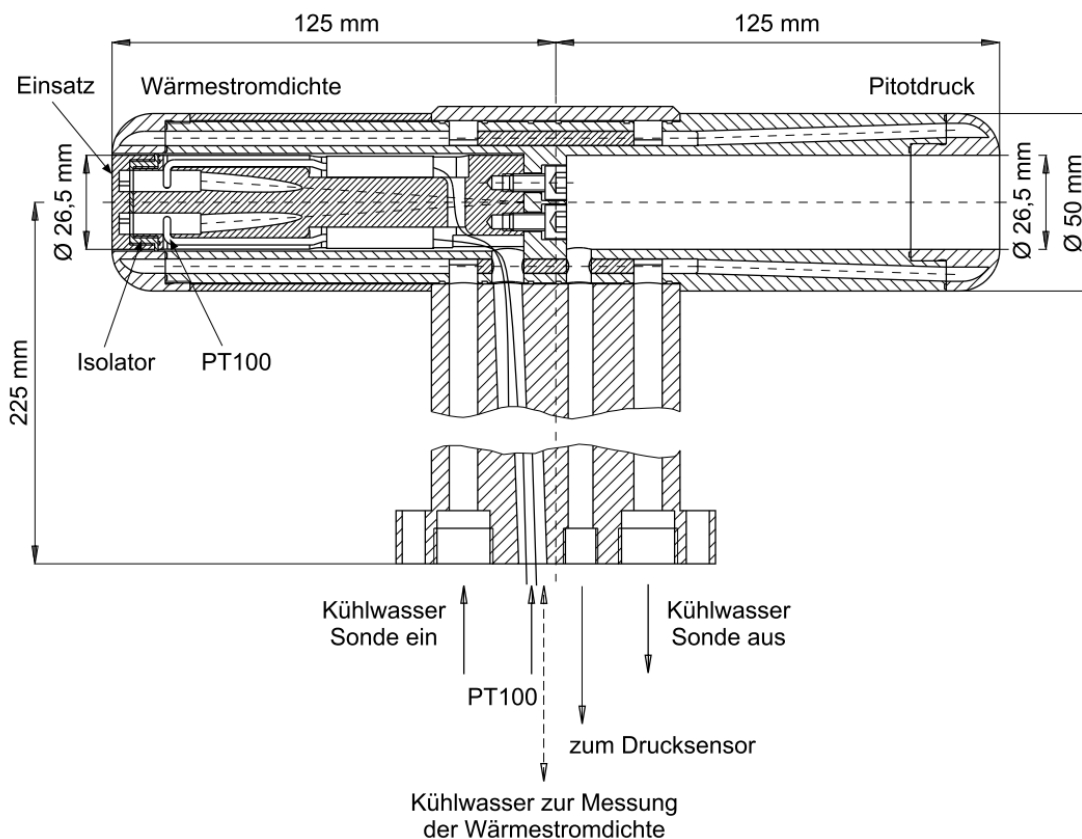


Abbildung 3.3.1.: Schnitt durch Wärmestrom-Pitotdruck-Doppelsonde [63]

Die Standardsonde mit der Plasmaströmungen charakterisiert werden ist die Wärmestrom-Pitotdruck-Doppelsonde [63], die in Abbildung 3.3.1 dargestellt ist. Auf der linken Seite befindet sich ein Kalorimeter, das über zwei Pt100 Widerstandsthermometer die Wasserein- und -ausgangstemperatur misst. Über den zusätzlich gemessenen Wassermassenstrom \dot{m}_K wird der Wärmestrom \dot{Q} auf die sensitive Messfläche A mit einem Durchmesser von $D = 26,5$ mm bestimmt. Die gängigere Größe, die flächenspezifische Wärmestromdichte \dot{q} , erhält man durch Division des Wärmestroms durch diese Fläche

$$\dot{q}_{CuO} = \frac{\dot{m}_K c_p (T_{aus} - T_{ein})}{A}. \quad (3.3.1)$$

Der Index CuO steht für Kupferoxid, das sich in Sauerstoffplasmen sehr schnell auf der Oberfläche der kupferner Sonden ausbildet.

Um den Fehler bei der kalorimetrischen Messmethode so klein wie möglich zu halten, wird bei den verwendeten Pt100 Thermometer eine Vierleiterschaltung zum Messen der Widerstände verwendet. Dabei wird der Widerstand von einer Konstantstromquelle gespeist, während der Potentialunterschied an selbigem über zwei zusätzliche Leitungen durch ein hochohmiges Spannungsmessgerät abgegriffen wird. Da der Messstrom in diesen Leitungen sehr gering ist, können Leitungs- und Kontaktverluste vernachlässigt werden. Bei niederohmigen Widerständen, sehr langen Leitungslängen oder hochpräzisen Messungen ist die Vierleitermessung gegenüber der einfachen Zweileitermessung zu bevorzugen. Fehlerrechnungen haben außerdem gezeigt [63], dass im optimalen Fall Temperaturdifferenzen $\Delta T > 5K$ erreicht werden müssen, um den Gesamtfehler der Messung möglichst klein zu halten. Die dazugehörige Kühlwassermenge der Sonde wird dementsprechend angepasst, wobei auch darauf geachtet wird, dass der Massenstrommesser nicht unter 10 % des maximalen Massendurchsatzes operiert. Unter diesem Wert steigt die prozentuale Messunsicherheit erheblich an.

Die Position der Sonde im Plasmawindkanal, die auf dieser einen Wärmestrom liefert, der mittels vollkatalytischer Auslegungsrechnung ermittelt wird, wird für die Qualifikation des Hitzeschutzmaterials in der Plasmaströmung herangezogen. Da der vollkatalytische Wärmestrom eigentlich größer als der Wärmestrom auf Kupferoxid ist, stellt das Gleichsetzen beider Wärmeströme eine konservative Abschätzung des Wärmestroms dar. Problematisch ist dabei jedoch, dass je nach Literaturangabe der Rekombinationskoeffizient für oxidiertes Kupfer γ_{CuO} zwischen 0,05 und 0,15 variiert [96, 115]. Somit ist der Sicherheitsfaktor, der durch diese Herangehensweise implementiert wird, nicht genau bekannt und kann je nach Missionsprofil zu konservativ sein. Dies wiederum führt zu einem unnötigem Zusatzgewicht des Wiedereintrittfahrzeugs. Genauer wäre eine Berechnung des eigentlich auftretenden Wärmestroms durch Berücksichtigung des verwendeten Materials. Dafür ist jedoch die Kenntnis der Anströmung inklusive der Strömungszusammensetzung notwendig. Zudem muss das Programm, mit dem die Auslegungsrechnung, unter Berücksichtigung eines detaillierten Katalysemodells, durchgeführt wird, hinreichend validiert sein.

Auf der anderen Seite der Sonde befindet sich eine Pitotdrucksonde. In der 26,5 mm großen Öffnung wird die ankommende Strömung aufgestaut. Der sich einstellende Pitotdruck wird über eine Tankdurchführung nach außen an die dort installierten Druckmessdosen geführt. Der Pitotdruck wird im nachfolgenden auch Totaldruck genannt, wobei dies lediglich den Totaldruck der Strömung nach dem Stoß beschreibt, da der Verdichtungsstoß vor Sonden mit einem Totaldruckverlust verbunden ist und der Totaldruck der ungestörten Anströmung somit größer ist. Auf Grund der Größe der Öffnung erhält man einen mittleren Druck, der auch auf die zu untersuchenden, gleich großen Materialproben aufgeprägt wird.

3.3.2. Enthalpiesonde

Die lokale spezifische Enthalpie einer Strömung ist eine der wichtigsten Kenngrößen eines Plasmas. Sie ist ein Maß für den massenspezifischen Energieinhalt in einem kleinen Kontrollvolumen innerhalb der Strömung. Sie kann durch die Summe des kinetischen, thermischen und chemischen Energieanteils ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} h_{tot} &= \frac{1}{2}v^2 + h_\infty = \frac{1}{2}v^2 + u + pV = \frac{1}{2}v^2 + u + R_{ges}T \\ &= \frac{1}{2}v^2 + \sum_i \xi_i \left[\frac{3}{2}R_iT + R_iT + \frac{\frac{h\nu}{kT}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} R_iT + h_{f,0} \right] + R_{ges}T. \end{aligned} \quad (3.3.2)$$

Die Totalenthalpie h_{tot} setzt sich aus dem kinetischen Anteil $v^2/2$ und dem statischen Anteil h_∞ der ungestörten Anströmung zusammen. Der statische Anteil h_∞ wiederum setzt sich aus der inneren Energie u und der Volumenarbeit pV zusammen, die sich für ein ideales Gas durch RT ausdrücken lässt. Die innere Energie in einem Molekül wird in der Anregung translatorischer, rotatorischer und vibratorischer Freiheitsgrade gespeichert. Die jeweiligen Anteile lassen sich aus $3/2RT$ für die Translationsenergie, RT für die Rotationsenergie und $\frac{h\nu}{kT} R_iT / e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1$ für die Vibrationsenergie bestimmen. Letztere Größe wird über die Herleitung der Schwingungsenergie eines harmonischen Oszillators gewonnen. Die chemischen Energieanteile teilen sich in die jeweiligen Bildungsenergien. Für volldissoziierte Strömungen mit lediglich atomaren Spezies entfallen die rotatorischen und vibratorischen Terme und es bleiben nur Translations- und Bildungsenergie übrig.

Neben den optischen Verfahren, wie der laserinduzierten Fluoreszenz (LIF) oder der Laserabsorptionsspektroskopie (LAS), mit denen die Bestimmung der spezifischen Enthalpie indirekt möglich ist, steht eine Sonde zur Verfügung, die mittels Ausblasung eines Kühlgases eine Bestimmung der lokalen Enthalpie ermöglicht. Die sogenannte Enthalpiesonde [25, 39, 69, 75, 79] wird in dieser Arbeit zu diesem Zwecke eingesetzt. Die zu Grunde liegende Methodik wird ebenfalls weiter untersucht. Sie basiert auf dem Ansatz, dass die Kühleffizienz, d. h. die Höhe der Wandtemperaturreduktion durch das Ausblasen eines Kühlgases an der Wand, ein Maß für die Enthalpie in der Strömung darstellt. Hierfür wird ein Massenadditionsfaktor B

$$B = \frac{\varrho_w v_w}{\varrho_\infty v_\infty St_0} \quad (3.3.3)$$

eingeführt, der aus dem Verhältnis des ankommenden zum ausgeblasenen, flächenspezifischen Massenstrom und einem dimensionslosen Wärmeübergangskoeffizienten, der Stantonzahl St besteht, die durch

$$St = \frac{\dot{q}}{(h_{tot} - h_w) \rho_\infty u_\infty} \quad (3.3.4)$$

definiert wird. St_0 in Gleichung (3.3.3) bezeichnet dabei den Zustand ohne Ausblasen. Setzt man Gleichung (3.3.4) in Gleichung (3.3.3) ein, erhält man

$$B = \dot{m}_w \left(\frac{h_{tot} - h_w}{\dot{q}_0} \right). \quad (3.3.5)$$

Der Zusammenhang zwischen der Wärmestromreduktion durch Ausblasen und dem Massenadditionsfaktor B ist jedoch nicht eindeutig. In der Literatur sind mehrere Korrelationsfunktionen zu finden. Eine weit verbreitete Gleichung geht auf Swann [117, 118, 119] zurück und wurde auch von Marvin [84, 85] und in neuerer Zeit auch von Yakushin [131] verwendet. Sie wird aus numerischen Berechnungen des konvektiven Wärmestroms unter Berücksichtigung der Ausblasung ermittelt.

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 0,13B^2 - 0,724B + 1 \quad (3.3.6)$$

Zur Berücksichtigung unterschiedlicher Kühlgase wird eine zusätzliche Korrektur eingeführt, die sich über den Quotienten der Molmassen der Anströmung M_∞ zur Ausblasung an der Wand M_w und einem Exponenten n bestimmen lässt. n kann dabei Werte zwischen 0,25 und 0,4 annehmen [84]:

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 0,13 \left(\frac{M_\infty}{M_w} \right)^{2n} B^2 - 0,724 \left(\frac{M_\infty}{M_w} \right)^n B + 1. \quad (3.3.7)$$

Für eine Luftausblasung in einem Luftplasma wird $n = 0,25$ ermittelt. Für andere Gas-kombinationen wie reine Sauerstoff- oder Stickstoffplasmen können sich jedoch auch andere Werte ergeben.

Eine andere Funktion wird allgemein durch Integration der Energiegleichung analytisch hergeleitet [79]. Dabei werden ebenfalls diffusive Einflüsse und Oberflächenchemie vernachlässigt. Der Zusammenhang zwischen dem Wärmestrom mit und ohne Ausblasen ergibt sich hierbei aus der Gleichung

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = \frac{B}{e^B - 1}. \quad (3.3.8)$$

Auch diese Gleichung wird häufig für die Ausblaseeffizienz, z.B. für Transpirationskühlungen in Raketenbrennkammern [57, 103, 124] aber ebenfalls für Sondenkühlungen in Plasmaströmungen [44] verwendet. In [56, 57] wird auch eine Anpassung für unterschiedliche Kühlgase mit abweichenden Wärmekapazitäten im Vergleich zur ankommenden Strömung angegeben:

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = \frac{B \left(\frac{c_{p,t}}{c_{p,\infty}} \right)^{1/3}}{e^{B \left(\frac{c_{p,t}}{c_{p,\infty}} \right)^{1/3}} - 1}. \quad (3.3.9)$$

Sowohl der Korrekturfaktor in Gleichung (3.3.7) als auch der in Gleichung (3.3.9) berücksichtigen die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit durch Teilchen mit geringen Molmassen und umgekehrt.

Zur besseren Vergleichbarkeit kann man Gleichung (3.3.9) durch eine Taylor-Reihe um den Nullpunkt entwickeln und erhält

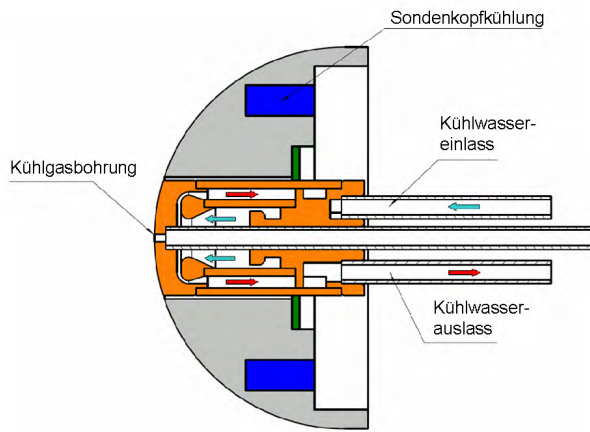


Abbildung 3.3.2.: Schnittansicht des Enthalpiesondenkopfs[59] und Versuchsaufbau im PWK3

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 0,083B^2 - 0,5B + 1. \quad (3.3.10)$$

Interessanterweise wird von Yakushin für B in Gleichung (3.3.6) ein zusätzlicher Korrekturfaktor von 0,75 gewählt, so dass die gemessenen Daten besser dem theoretischen Verlauf folgen. Multipliziert man diesen in Gleichung (3.3.6) hinein, ergibt sich

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} = 0,073B^2 - 0,543 + 1, \quad (3.3.11)$$

was deutlich näher an Gleichung (3.3.10) liegt. Auf Grund der physikalischen Basis der Herleitung und der guten Übereinstimmung mit anderen Korrelationsfunktionen, wird in dieser Arbeit Gleichung (3.3.8) zur Bestimmung der Enthalpie verwendet.

Die in Abbildung 3.3.2 dargestellte Sonde besteht aus einem Kugelkopf mit 25 mm Radius und zentral liegender Bohrung zum Ausblasen des Kühlgases. Umliegend um diese Bohrung befindet sich ein kalorimetrischer Einsatz mit einem Außendurchmesser von 10 mm. Der Einsatz ist durch einen Spalt von der restlichen Kugeloberfläche getrennt. Im hinteren Bereich ist er thermisch isoliert durch eine Hülse aus PEEK zentriert. Die Sonde lässt sich an Stelle der Wärmestromsonde auf die im Abschnitt 3.3.1 beschriebene Doppelsonde montieren.

Gemessen wird der Kühlwasserdurchsatz sowie die Einlass- und Auslasstemperatur des Kühlwassers. Der Kühlgasmassenstrom wird über einen Tylan Massenflussmesser für geringe Massenströme im Milligrammbereich gemessen. Zunächst werden an jeder Position im Strahl zuerst die Wärmestromdichte ohne Ausblasung \dot{q}_0 gemessen und anschließend verschiedene Kühlgasmassenströme eingestellt und die jeweils dazugehörigen flächenspezifischen Wärmestromdichten \dot{q}_i aufgezeichnet. Als letzter Schritt wird eine der Gleichungen (3.3.6) - (3.3.9) gewählt und über ein Fehlerminimierungsverfahren, z.B. der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, an den gemessenen Verlauf \dot{q}_i/\dot{q}_0 angepasst. Dadurch erhält man ein B , aus dem sich die lokale spezifische Totalenthalpie h_{tot} aus Gleichung (3.3.5) berechnen lässt. Da h_w im Vergleich zu h_{tot} sehr klein ist, wird diese Größe in der Regel vernachlässigt.

3.3.3. Fabry-Pérot-Interferometrie

Zur Charakterisierung von Plasmafreistrahlen sind optische Messverfahren ideal, da sie die Strömung nicht störend beeinflussen. Für eine Untersuchung eignen sich angeregte Atome besonders, da diese Strahlung auf sehr schmalen und bekannten Wellenlängen emittieren. Veränderungen der bekannten Wellenlängenprofile, wie zum Beispiel Linienverbreiterungen oder -verschiebungen, geben Aufschlüsse über die Eigenschaften des Atoms. Da zu der Bestimmung dieser schmalen Emissionsbanden eine sehr hohe Auflösung erreicht werden muss, wird im Rahmen dieser Arbeit, ein Fabry-Pérot-Interferometer (FPI, Burleigh RC110) verwendet. Das bereits vor über 100 Jahren entwickelte Prinzip ist auch heute noch eines der gängigsten Verfahren der hochauflösenden optischen Spektroskopie, das den Effekt der konstruktiven und destruktiven Interferenz von Lichtwellen nutzt.

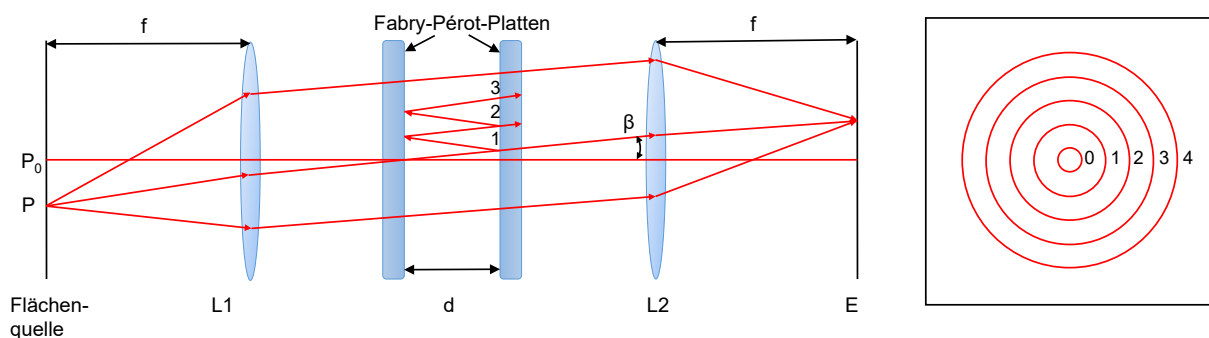


Abbildung 3.3.3.: (a) Abbildung einer Flächenquelle durch ein FPI auf Ebene E. (b) Ringsystem in Ebene E [22]

Dazu werden beim FPI zwei planparallele, auf der Innenseite verspiegelte Quarzplatten verwendet, die in einem Abstand d voneinander angeordnet sind. Durch die erste Linse L_1 werden die ankommenden Lichtstrahlen zu einem parallelen Lichtbündel gesammelt. Nach dem Passieren der Spiegel des FPI wird das Lichtbündel auf die Bildebene E projiziert, woraufhin sich das in Abbildung 3.3.3(b) gezeigte Ringmuster ergibt. Daraus ergibt sich folgende Interferenzbedingung [22]

$$m\lambda = 2nd \cos \beta_i \quad (i = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.3.12)$$

mit n dem Brechungsindex des Mediums zwischen den Platten und m der Interferenzordnung. Durch die Verwendung einer kleinen Lochblende gelangt nur paralleles Licht durch die Spiegel, wodurch nur der innerste Ring D_0 sichtbar bleibt. Die Bedingung vereinfacht sich zu

$$m\lambda = 2nd. \quad (3.3.13)$$

Ein definierter Wellenlängenbereich kann abgetastet werden, in dem entweder der Brechungsindex n oder der Plattenabstand d variiert wird. Bei dem für diese Arbeit verwendeten Aufbau wird letztere Variante gewählt. Der Brechungsindex ergibt sich für Luft zu $n_{Luft} = 1,000276$ und ist ungefähr gleich dem Brechungsindex im Vakuum $n_{vak} = 1$. Landolt-

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

Börnstein [62] geben einen wellenlängenabhängigen Brechungsindex von Luft an

$$n_\lambda = 1 + \frac{0,05791817}{[238,0185 - (1000\lambda_0)^2]} + \frac{0,00167909}{[57,362 - (1000\lambda_0)^2]}, \quad (3.3.14)$$

wobei die Wellenlänge λ_0 in Meter eingesetzt werden muss. Die Unterschiede zu dem konstanten Wert $n_{Luft} = 1,000276$ sind jedoch marginal und vernachlässigbar, solange man nicht die atomare Hyperfeinstruktur der Spezies untersuchen möchte. Durch die Bewegung des Spiegels wird ein kleiner Wellenlängenbereich durchfahren, der sich durch die Änderung der Intensität des mittleren Rings D_0 kennzeichnet und sich durch das Linienprofil der emittierenden Spezies ergibt. Je nach Plattenabstand lassen sich auch größere Wellenlängenbereiche erfassen, so dass auch Duplets oder Triplets erfasst werden können.

Da jedoch nicht nur eine konstruktiv interferierende Wellenlänge die FPI-Platten passieren kann, sondern alle Wellenlängen, deren ganzzahliges Vielfaches zwischen den Plattenabstand passen, werden häufig schmalbandige Interferenzfilter verwendet, die nur den zu untersuchenden Wellenlängenbereich durchlassen. Eine kürzlich vorgenommene Erweiterung des Aufbaus [72, 76, 77, 78] nutzt an Stelle des Interferenzfilters ein Spektrometer, das über ein optisches Gitter das Lichtbündel aufspaltet und anschließend die in unterschiedliche Wellenlängen aufgeteilte Strahlung auf verschiedene Bereiche eines lichtempfindlichen CCD-Chips lenkt. So können gleichzeitig bei einem Messvorgang mehrere spektrale Bereiche untersucht werden.

Eine wichtige Kenngröße eines FPI ist die instrumentelle Finesse und bezeichnet die Güte des Interferometers. Sie errechnet sich aus den einzelnen Finessen des Reflektionsgrades F_R der beiden Spiegel und der Ebenheit F_F über

$$\frac{1}{F^2} = \frac{1}{F_R^2} + \frac{1}{F_F^2}. \quad (3.3.15)$$

Zusätzlich müssen noch die Finessen der verwendeten Lochblenden berücksichtigt werden. Auch diese setzen sich aus zwei Anteilen zusammen: Die Lochblendenfinesse F_P , die den Anteil der durchgelassenen jedoch nicht parallelen Strahlung durch das FPI erfasst und die Brechungsfinesse F_D . Daraus ergibt sich die sogenannte nutzbare Finesse F_N [22]

$$\frac{1}{F_N^2} = \frac{1}{F^2} + \frac{1}{F_P^2} + \frac{1}{F_D^2}. \quad (3.3.16)$$

Mit der nutzbaren Finesse lässt sich die mit dem Aufbau erreichbare Auflösung angeben. Dazu dividiert man den freien Spektralbereich λ_F , der durch

$$\lambda_F = \frac{\lambda_0}{nd} \quad (3.3.17)$$

definiert ist. Die erreichbare Auflösung $\Delta\lambda_A$ kann somit über

$$\Delta\lambda_A = \frac{\lambda_F}{F_N} = \frac{\lambda_0^2}{2ndF_N} \quad (3.3.18)$$

berechnet werden. Häufig geht man jedoch den umgekehrten Weg und bestimmt zwei

aufeinanderfolgende Ordnungen einer Emissionslinie. Aus dem daraus folgenden freien Spektralbereich kann die Finesse F_N berechnet werden.

Aus Gleichung (3.3.17) ist auch ersichtlich, dass nicht der Verfahrenweg der Spiegel, sondern der absolute Plattenabstand entscheidend für den auflösbaren Spektralbereich ist. Je größer der Abstand, desto kleiner ist der freie Spektralbereich. So lässt sich auch durch eine hinreichend große Entfernung der Platten eine Auflösung im Submikrometerbereich erzielen.

Um aus den hochaufgelösten Messungen der Emissionslinien atomarer Spezies auf die Eigenschaften im Plasma zu schließen, müssen die absoluten Positionen der Emissionslinien sowie die Verbreiterungsmechanismen der Linien bekannt sein. Die absolute Position wird benötigt, um die Emissionslinien den Literaturangaben richtig zuzuordnen zu können. Aus der Verbreiterung lässt sich die Schwerteilchentemperatur des Plasmas bestimmen. Eine nicht der Atomstrahlung zuzuordnende Linienverbreiterung ist die instrumentelle Apparateverbreiterung λ_A . Die daraus resultierende Halbwertsbreite entspricht einem Lorentzprofil [34]. Die weiteren Verbreiterungsmechanismen lassen sich der Plasmastrahlung direkt zuzuordnen. Dazu gehören:

1. Natürliche Linienbreite
2. Doppler-Verbreiterung
3. Stoßverbreiterung

Die *natürliche Linienbreite* ist die minimale Linienbreite, die eine Emissionslinie haben kann. Sie ist durch die Heisenbergsche Unschärferelation des energetischen Übergangs und durch die Lebensdauer des angeregten Zustands gegeben. Die Form der Linienverbreiterung entspricht, wie die Apparateverbreiterung, einem Lorentzprofil. Da die natürliche Linienbreite sehr klein ist, kann sie experimentell nur sehr aufwendig quantifiziert werden und wird von den übrigen Verbreiterungsmechanismen in der Regel vollständig überdeckt.

Ein dominanter Verbreiterungsmechanismus in heißen Gasen und Plasmen ist die *Doppler-Verbreiterung*. Betrachtet man ein kleines Kontrollvolumen in einem heißen Medium, sieht man wegen der thermischen, d. h. ungerichteten Bewegung der Teilchen, dass sich einige Partikel auf den Beobachter zu und andere von ihm fort bewegen. Die auf den Betrachter zufliegenden Teilchen verursachen eine Stauchung der Frequenz, während die sich entfernenden Teilchen eine Frequenzvergrößerung bewirken. Der Doppler-Effekt auf die Frequenz ist nach [22] gegeben durch

$$f = f_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right). \quad (3.3.19)$$

Berücksichtigt man den Doppler-Effekt unter Annahme einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung im Gas oder Plasma, ergibt sich eine Gauß'sche Intensitätsverteilung [125]

$$I(f) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{2}{\Delta f_G} I_0 \exp \left\{ - \left[\frac{4 (\ln 2) (f - f_0)^2}{\Delta f_G^2} \right] \right\}, \quad (3.3.20)$$

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

mit I_0 der Gesamtintensität des betrachteten Übergangs und der dazugehörigen Halbwertsbreite

$$\Delta f_G = 2 \frac{f_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \ln 2. \quad (3.3.21)$$

Rechnet man die Frequenz in eine Wellenlänge um, erhält man

$$\Delta \lambda_G = \sqrt{\frac{8kT\lambda_0}{mc^2}} \ln 2. \quad (3.3.22)$$

Die *Stoßverbreiterung* oder Druckverbreiterung wird als Überbegriff für eine Vielzahl an Phänomenen herangezogen. Zum einen wird sie durch elastische und inelastische Stöße zwischen Teilchen hervorgerufen, die eine Reduktion der Lebensdauer angeregter Zustände bewirken. Dabei führen erstere nach [21] sowohl zu einer Linienverbreiterung als auch zu einer Linienverschiebung, inelastische Stöße nur zu einer Verbreiterung. Stoßen gleichartige Teilchen zusammen nennt man das Eigendruck- oder Resonanzverbreiterung. Die Druckverbreiterung ist in Strömungen mit niedrigem Druck und hohen Temperaturen, wie sie typischerweise in den Anlagen des IRS erzeugt werden, um Größenordnungen kleiner als die Doppler-Verbreiterung [60] und kann somit vernachlässigt werden. In Plasmen mit hohen Ionisationsgraden kommt es auf Grund der elektrischen Ladung zusätzlich zu fernwirkenden Abstoßungs- und Anziehungskräften, bzw. zu einer Aufspaltung der Emissionslinien durch den Einfluss eines elektrischen Feldes, was ebenfalls zu einer Verbreiterung führt. Diese unter dem Begriff Stark-Effekt bekannten Phänomene können linear oder auch quadratisch proportionale Verschiebungen der Energieniveaus zur elektrischen Feldstärke verursachen. Die in dieser Arbeit verwendeten Plasmabedingungen, deren mittlere spezifische Enthalpien um den Faktor 5 kleiner als die Enthalpien sind, die man benötigt, um ein Gleichgewichtsplasma zu ionisieren, erlauben diesen Effekt zu vernachlässigen.

Somit resultiert die gesamte Linienverbreiterung aus einer mathematischen Faltung eines durch die Doppler-Verbreiterung hervorgerufenen Gauß-Profil mit einem Lorentz-Profil, das sich auf Grund der instrumentellen Apparateverbreiterung einstellt. Man erhält damit ein nach Liu [67] angenähertes Voigt-Profil der Form

$$I_V(f - f_0, \Delta f_L, \Delta f_G) = c_L \frac{1}{\pi} \frac{\Delta f_V}{(f - f_0)^2 + \Delta f_V^2} + c_G \frac{\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta f_V} \exp\left(\frac{-\ln 2 (f - f_0)^2}{\Delta f_V^2}\right) \quad (3.3.23)$$

mit den Koeffizienten

$$c_L = 0,68188(17) + 0,61293(31)d - 0,18384(39)d^2 - 0,11568(44)d^3, \quad (3.3.24)$$

$$c_G = 0,32460(17) - 0,61825(31)d + 0,17681(39)d^2 + 0,12109(44)d^3 \quad (3.3.25)$$

und dem dimensionslosen Parameter d definiert durch

$$d = \frac{\Delta f_L - \Delta f_G}{\Delta f_L + \Delta f_G}. \quad (3.3.26)$$

$\Delta\nu_V$, $\Delta\nu_L$ und $\Delta\nu_G$ bezeichnen darin die halben Halbwertsbreiten des Voigt-, Lorentz- bzw. Gauß-Profiles. Sie müssen iterativ so angepasst werden, dass das Voigt-Profil dem mit dem FPI gemessenen Profil entspricht. Nach [91] kann $\Delta\nu_V$ näherungsweise über

$$\Delta\nu_V \approx \left(0,5346\nu_L + \sqrt{0,2166(\nu_L)^2 + (\nu_G)^2} \right)^{-1} \quad (3.3.27)$$

mit einer maximalen Abweichung von 0,02% berechnet werden. Somit reduziert sich das Problem auf die beiden Variablen $\Delta\nu_L$ und $\Delta\nu_G$.

Über den Doppler-Effekt lässt sich neben der Doppler-Verbreiterung auch die Doppler-Verschiebung nutzen, um die Schwerteilchengeschwindigkeit in der Strömung zu bestimmen. Führt man eine Messung senkrecht und unter einem gewissen Winkel zur Strömungsrichtung durch, erhält man einen Versatz der Intensitätsverteilung um $\Delta\lambda_D$. Die Verschiebung ergibt sich aus

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha}. \quad (3.3.28)$$

Umformuliert ergibt Gleichung (3.3.28) eingesetzt in eine gemessene Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda_D$

$$\Delta\lambda_D = \lambda - \lambda_0 = \lambda_0 \left(\frac{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}{1 - \frac{v}{c} \cos \alpha} - 1 \right). \quad (3.3.29)$$

Bei bekanntem Winkel α und gemessener Doppler-Verschiebung kann die Strömungsgeschwindigkeit v iterativ gelöst oder über folgende Näherungsformel ermittelt werden

$$v \approx \frac{\Delta\lambda_D c}{\lambda_0 \cos \alpha}. \quad (3.3.30)$$

Der durch die Näherungsformel gemachte Fehler liegt für typische Strömungsgeschwindigkeiten in den PWKs von unter 10 000 m/s und einem Winkel von 45° liegt deutlich unter 0,01%.

3.3.4. Materialsonde

Zur Untersuchung von metallischen und keramischen Werkstoffen für Hochtemperaturanwendungen steht am IRS eine Materialsonde zur Verfügung [63]. In Abbildung 3.3.4 ist sie im Schnitt in der Variante mit innerem pyrometrischen Sensorkopf dargestellt. Sie ermöglicht eine thermisch isolierte Installation von Materialproben. Nach der Montage der Materialsonde auf dem Sondentisch, können die Materialien unter verschiedenen Strömungsbedingungen untersucht werden.

Die Materialsonde ist bis auf den wassergekühlten Messingadapter nicht aktiv gekühlt.

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

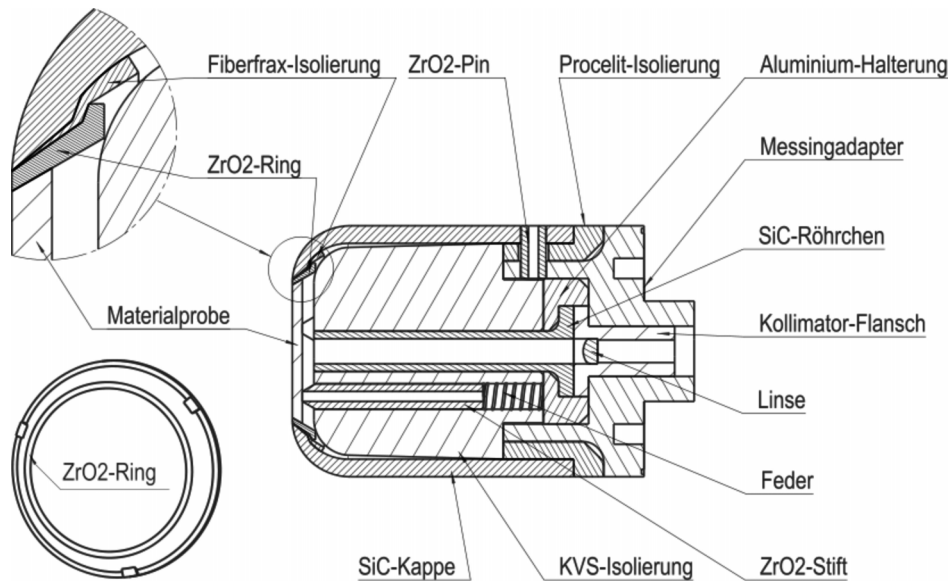


Abbildung 3.3.4.: Aufbau der Materialsonde mit neuem ZrO_2 -Ring

Direkt an den Adapter ist eine faserige, ringförmige Hochtemperaturisolierung aus Procelit™ angebracht. Sie trennt die vordere Siliziumkarbid-Kappe vom gekühlten Sondenkern, um Probleme durch Temperatursausdehnungen zu vermeiden. Über drei radial angebrachte Pins aus Zirkoniumdioxid wird die Kappe befestigt. In Abbildung 3.3.4 ist nur einer der drei ZrO_2 -Pins in der Schnittebene zu sehen. Sie werden durch Aussparungen in der Kappe, der Procelit-Isolierung und dem Messingadapter gesteckt. Der Hohlraum, der durch die SiC-Kappe gebildet wird, wird durch ein Vakuumformteil aus Aluminiumoxid (Markenname KVS) gefüllt. Dieses verhindert die Entstehung einer Strömung im inneren Bereich der Sonde. Da das Formteil zudem eine geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt, heizt es sich rasch an der Oberfläche auf. Dadurch kommt die Materialprobe schnell in ein Strahlungsgleichgewicht mit dem Vakuumformteil im Inneren der Sonde. Dadurch kann die Rückseite der Probe als adiabatisch angenommen werden.

Für eine einfache Bestimmung der im Versuch auftretenden Wärmeströme sollten auch radiale Wärmeströme in die Materialsonde so klein wie möglich sein. Dies ist mit dem alten Sondendesign nicht gegeben, da die Materialprobe im gesamten Umfang mit der SiC-Kappe Kontakt hat. Bereits anhand der fotografischen Aufnahmen mit dem alten Sondendesign, siehe linke Seite in Abbildung 3.3.5, kann man deutliche Helligkeitsunterschiede entlang der Kontur der SiC-Kappe erkennen. Da Oberflächen mit höherer Temperatur stärker strahlen, kann man aus den Helligkeitsunterschieden direkt die Existenz von Temperaturgradienten auf der SiC-Kappe ableiten. Mit einem Wärmeleitkoeffizienten von $\lambda_{SiC} = 130 \frac{W}{mK}$ ist Siliziumkarbid ein hervorragender Wärmeleiter und führt deshalb einen Großteil des Wärmestroms entlang der Gradienten ab und emittiert sie auch dort, wenn auch in geringerem Maße, in Form von Wärmestrahlung. Somit führt die SiC-Kappe zu einer gewissen Kühlung der Materialprobe.

Aus diesem Grund wird ein Zwischenring aus ZrO_2 , dessen Wärmeleitkoeffizient mit $\lambda_{ZrO_2} = 2 \frac{W}{mK}$ nur ein Bruchteil von dem von SiC beträgt, zwischen Materialprobe und Kappe eingesetzt. Dafür wird das Design der SiC-Kappe leicht geändert, so dass die Standardgeo-

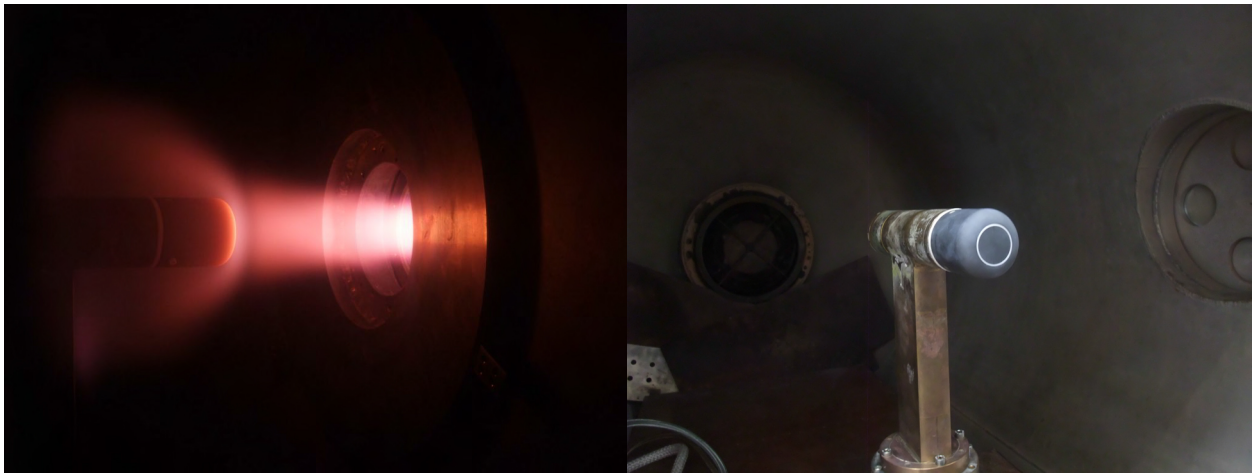


Abbildung 3.3.5.: Foto der Materialsonde während eines Tests (links) und Materialsonde mit neuem ZrO_2 -Ring (rechts)

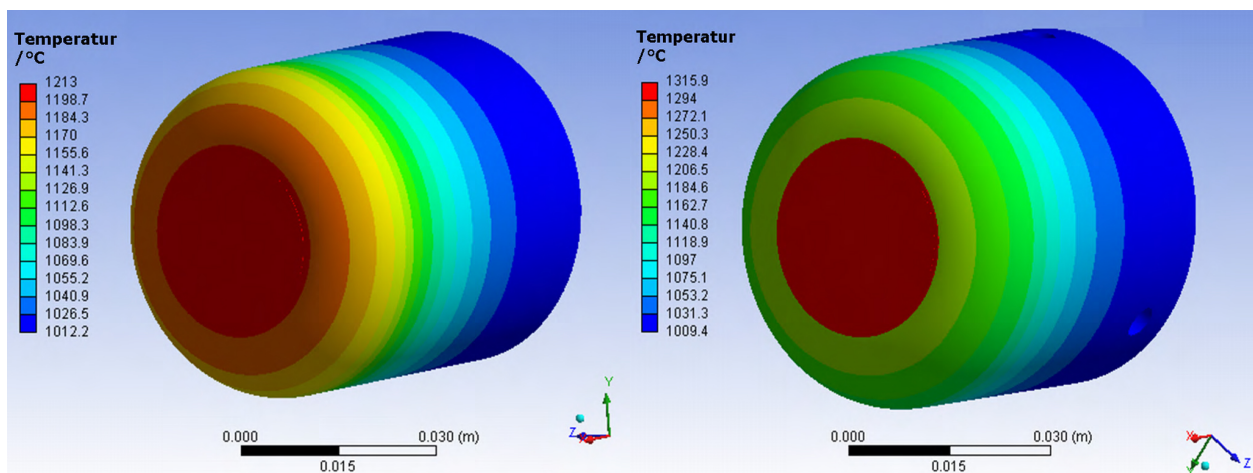


Abbildung 3.3.6.: Vergleich des Temperaturverlaufs bei gleicher Wärmestromverteilung auf alter Materialsonde (links) und neuer Materialsonde mit ZrO_2 -Ring (rechts)

metrie der Materialproben nicht angepasst werden muss. Wie in der Detailvergrößerung in Abbildung 3.3.4 zu sehen ist, liegt der Ring zudem nicht flächig auf der Kappe auf. Beide Bauteile weisen einen leicht unterschiedlichen Winkel auf und haben nur an der Spitze eine minimale Kontaktstelle. Damit dennoch eine definierte Befestigung der Probe gewährleistet werden kann, sind auf dem unteren Absatz des Rings drei Erhebungen vorgesehen, die auf der hinteren angeschrägten Fläche der SiC-Kappe aufliegen. Durch diese Bauweise wird die Gesamtkontaktfläche zur SiC-Kappe um mehrere Größenordnungen verringert.

Um das neue Sondenlayout zu untersuchen, wird eine Sondenumströmung mit URANUS 2D unter Annahme einer homogenen Anströmung simuliert. In Abbildung 3.3.7 sieht man den berechneten Wärmestrom- und Temperaturverlauf, der sich auf der Materialprobensonde ergibt. Der Bereich des höchsten Wärmestroms liegt nicht im Staupunkt bei $s = 0$, sondern bei ca. $s = 0,2$. An dieser Körperkoordinate beginnt der abgerundete Bereich, der anschließend in den hinteren, zylindrischen Teil der Sonde übergeht. Um diese sogenannte Schulter beschleunigt die vor der Stirnfläche aufgestaute Strömung wieder, was dazu führt, dass sich die heiße

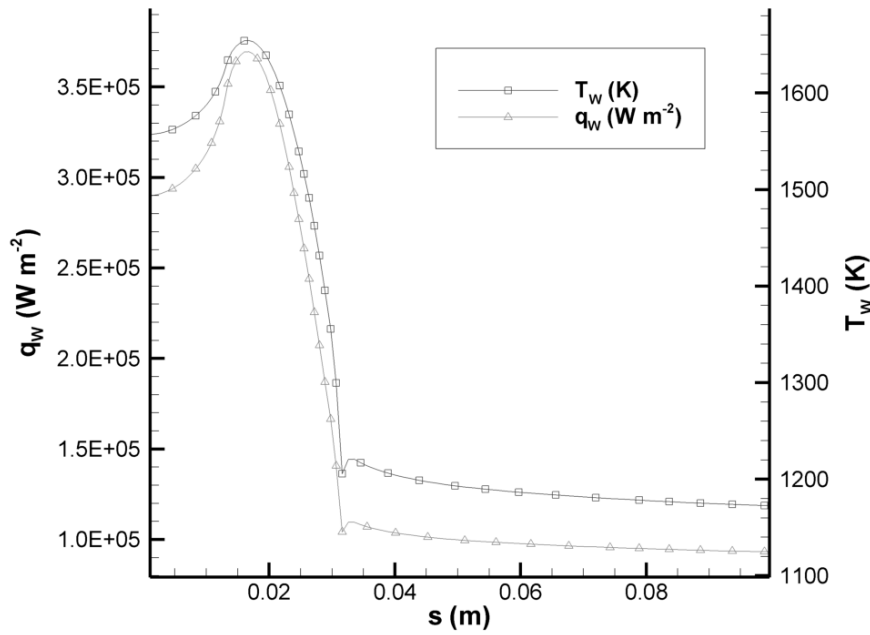


Abbildung 3.3.7.: Mit URANUS 2D berechneter Wärmestrom- und strahlungsadiabater Temperaturverlauf entlang der Oberfläche vom Staupunkt ausgehend.

Strömung wieder näher an den Körper anlegt und zu einer Erhöhung des Wärmestroms führt. Der ermittelte Temperaturverlauf ergibt sich aus der Annahme einer strahlungsadiabaten Oberfläche mit konstantem Emissionsgrad ($\varepsilon_{SiC} = 0,87$).

Im Zuge einer detaillierten Modellierung der Materialsonde wird der numerisch bestimmte Wärmestrom mit einem FEM-Simulationstool (ANSYS™) auf beide Sondengeometrien aufgeprägt, wobei der innere Bereich der Sonde, auf Grund der Isolation, als adiabat angenommen wird. Beim alten Sondendesign ergeben sich in der Mitte der Materialprobe maximale Temperaturen von 1213 °C, wie in Abbildung 3.3.6 dargestellt ist, während sich die Temperaturen der Materialprobe im neuen Design durchgängig oberhalb von 1294 °C befinden. Die Höchsttemperatur von 1315,9 °C befindet sich jedoch nicht in der Mitte sondern auf der Oberfläche des ZrO₂-Rings, was hauptsächlich auf den geringeren Emissionsgrad $\varepsilon_{ZrO_2} = 0,6$ und den Anstieg des Wärmestroms zur Schulter hin zurückzuführen ist. Geht man von einem durchschnittlichem Wärmestrom auf der Materialprobe von 300kW/m² aus, müsste sich eine Temperatur von 1297 °C ergeben. Im Vergleich zu den anderen beiden ermittelten Werten ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der Oberflächentemperatur beim neuen Sondendesign, während die alte Sonde eine deutliche Abweichung aufweist. Würde man den Wärmestrom auf die Materialprobe aus der Temperatur von 1213 °C ermitteln, käme man auf einen Wert von 240,6kW/m². Dies entspräche einem Fehler von ca. 20 % bei der Bestimmung der Wärmestromdichte auf die Werkstoffprobe.

Um den Fehler auch bei anderen Temperaturregionen bestimmen zu können, wird der Wärmestromverlauf aus Abbildung 2.5.1 um den Faktor 3 bzw. 1/3 vergrößert bzw. verkleinert. Mit diesen Verläufen ergaben sich bei der alten Sonde Abweichungen im Wärmestrom von 7 % bei höherem Wärmestrom und 41,1 % bei verkleinertem Wärmestrom. Dass der Fehler bei zunehmendem Wärmestrom und Temperaturniveau kleiner wird, liegt an dem Anteil

der abgestrahlten Wärme, der signifikant größer, als der radiale Wärmeleitungsanteil der Materialprobe in die SiC-Kappe, wird. Der Anteil des Verlustwärmestroms wird deswegen zunehmend kleiner. Die Variante mit ZrO₂-Ring ist im Vergleich mit Abweichungen von 2,2% bzw. 1,2% wesentlich näher an der idealen, strahlungsadiabaten Wärmestromdichte.

In früheren Untersuchungen [108] wurden für die Materialsonde Korrekturfunktionen mit Ansys berechnet, um die radialen Verluste rückwirkend wieder in der Wärmestrombilanz berücksichtigen zu können. Jedoch ist dieser Beitrag auch zu einem erheblichen Anteil von der Wärmeleitfähigkeit und der Emissivität der verwendeten Materialprobe abhängig. Daher ist die Vorgehensweise, die Proben besser vom restlichen Sondenkörper zu isolieren, zu bevorzugen.

Anhand des neuen Sondendesigns wird ein detailliertes Thermalmodell mit ANSYS erstellt, das auch alle inneren Komponenten und die Hohlraumstrahlung innerhalb der Sonde berücksichtigt. Hier wird nun wieder eine deutliche Verringerung der Materialprobentemperatur im Vergleich zu den idealen 1297 °C erkennbar. Bei der bisherigen Betrachtung wird davon ausgegangen, dass das gesamte Innere der Sonde vollständig isoliert und adiabat ist. Diese Annahme gilt jedoch nicht für den Bereich, in dem sich das SiC-Röhrchen befindet, welches Teil des inneren Strahlungsthermometers ist. Die sehr guten Wärmeleitungseigenschaften des Siliziumkarbids in Kombination mit der Befestigung des SiC-Röhrchens im gekühlten Bereich der Sonde führen zu einer Reduktion der Temperatur des Röhrchens. In dieser Region ist dann die Abstrahlung der Materialprobe größer als der Anteil der Strahlung im Hohlraum des Röhrchens. Der Bereich hinter der Probe kann daher als kalte Wand angesehen werden. Die geometrische Berechnung der Sichtfaktoren ergibt für zwei gegenüberliegende Kreisflächen mit gleicher Mittellinie folgende Beziehung:

$$F_{12} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\left[1 + \left(\frac{r_2}{h} \right)^2 \right]}{\frac{r_1}{h}} - \sqrt{\left(1 + \frac{\left[1 + \left(\frac{r_2}{h} \right)^2 \right]}{\frac{r_1}{h}} \right)^2 - 4 \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2} \right\}, \quad (3.3.31)$$

wobei r_1 und r_2 den Radius beider Flächen und h den Abstand dazwischen bezeichnen. Setzt man für die Materialprobe $r_{Probe} = 13,25$ mm und für das SiC-Röhrchen $r_{SiC} = 4$ mm sowie für den Abstand $h = 2,3$ mm ein, erhält man einen Sichtfaktor $F_{12} = 0,0882$. Das bedeutet,

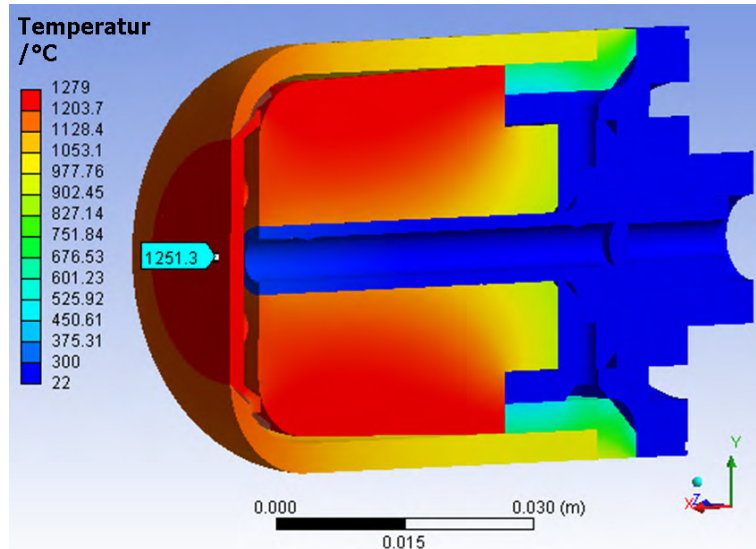


Abbildung 3.3.8.: Mit ANSYS berechnete Temperaturverteilung mit adaptierter Materialsonde und ZrO₂-Ring (rechts)

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

dass ca. 9 % der Strahlung im Röhrchen verloren geht. Diese Verluste können jedoch leicht wieder korrigiert werden und sind für alle Temperaturen und Probenwerkstoffe identisch, da es sich bei Sichtfaktoren lediglich um eine geometrische Betrachtung der Strahlungsverluste handelt. Korrigiert man in diesem erwähnten Beispiel die aus 1251,3 °C, siehe Abbildung 3.3.8, errechnete Wärmestromdichte um diesen Wert, erhält man einen Staupunktswärmestrom von 292,76 kW/m². Das bedeutet für die Wärmestrombestimmung einen Gesamtfehler von nur noch 2,4 %.

Kalibrierung

Bei früheren Kalibrierungen wurde der schwarze Strahler des IRS für das sich in der Materialsonde befindende Pyrometer verwendet. Dabei wird der gesamte Temperaturmessbereich des Pyrometers in 50 K Schritten durchlaufen und jeweils ein Messpunkt erfasst. Die Anlage braucht jedoch eine gewisse Zeit, um ein stationäres, homogenes Temperaturprofil entlang der Wand des Hohlraumstrahlers zu erreichen. Nur dann erhält man einen hinreichend guten schwarzen Strahler mit $\varepsilon \approx 1$ und kann anschließend der Strahlung eine Plancktemperatur zuweisen. Da der Messbereich des Pyrometers je nach verwendeter Photodiode und optischer Auslegung der Filter zwischen 600 K und 2500 K beträgt und für die komplette Temperaturspanne des schwarzen Strahlers verschiedene Graphitröhrchen verwendet werden, ergibt sich ein sehr hoher Aufwand. Diese hohe Anzahl an Datenpunkten ist jedoch erforderlich, damit die aus den Messdaten und mathematischem Fit ermittelte Kalibrierfunktion über den gesamten Bereich eine hohe Übereinstimmung mit den Messpunkten besitzt. Dies führt zu teilweise sehr komplexen Interpolationsgleichungen, da einfache Polynomfunktionen höherer Ordnung oft zu starken Schwingungen führen.

Durch einen Vergleich der Kalibrierung am schwarzen Strahler des IRS und einer parallel durchgeführten Kalibrierung bei der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) wird zudem ersichtlich, dass der Öffnungswinkel der Pyrometer deutlich größer ist, als die Öffnung des schwarzen Strahlers. So ist die gemessene Strahlungsintensität am IRS bei derselben Strahlungstemperatur ca. 50 % kleiner als bei der Vergleichsmessung bei der PTB. Dies lässt den Schluss zu, dass bei dem schwarzen Strahler des IRS durch den zu großen Öffnungswinkel auch kalte Außenbereiche mit erfasst werden, trotz einer Positionierung des Pyrometers direkt am Fenster des schwarzen Strahlers. Somit wird diese Kalibrierquelle nicht mehr weiter verwendet.

Eine alternative Möglichkeit ist jedoch wie folgt möglich. Kennt man den Emissionsgrad der Materialprobe in der Sonde, kann man die Probe direkt für die Kalibrierung verwenden. Da die Querschnittsfläche der Probe auch deutlich größer als die Eingangsöffnung des SiC-Röhrchens ist, wird zudem der Fehler, der am schwarzen Strahler des IRS durch den geringen Öffnungswinkel entsteht, vermieden. Die Probe strahlt somit die selbe Strahlungsintensität nach außen in den Halbraum ab, wie ins Innere der Sonde. Dadurch lässt sich das Pyrometer der Materialsonde mit einem Pyrometer von außen während eines PWK-Tests in-situ kalibrieren. Als Referenzpyrometer wird das Linearpyrometer LP3 verwendet, welches vom IKE (Insitut

für Kernenergetik, Universität Stuttgart) und der PTB entwickelt wurde. Es zeichnet sich durch eine hohe Genauigkeit und einem linearen Zusammenhang zwischen einfallender Strahlung und Photostrom aus. Dadurch ist es auch möglich, nachträglich Korrekturen wie Transmissions- und Emissionsgrade in die Auswertung der Temperatur einzubeziehen [112].

Auch die Vorgehensweise der Suche nach der Kalibrierfunktion des Pyrometers wird angepasst. Diese optimierte Methode nutzt die Kenntnis der einzelnen optischen Komponenten des Systems aus, um den Signalweg physikalisch nachzubilden. Der durch die Photodiode erzeugte Photostrom ist abhängig von der ankommenden Planckstrahlung L_λ , der Transmissivität τ aller optischen Filter und Linsen, der Sensitivität s der Photodiode, der im Strahlengang befindlichen Apertur bzw. Öffnungsblende A_1 , der Sehfeldblende A_2 und dem Abstand D dazwischen. Ein weiterer Faktor c_{AD} betrifft den Konversionsfaktor von analogen zu digitalen Signalen, der jeweils nur für einen Messbereich gültig ist. Somit erhält man als Signal i , das einem Photostrom oder dem dazugehörigen digitalen Signal entsprechen kann

$$i = c_{AD} \frac{A_1 A_2}{D^2} \int_0^\infty L_\lambda(\lambda, T) s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda. \quad (3.3.32)$$

Beim Wechsel von einem zum anderen Messbereich muss noch der jeweilige Faktor der Signalverstärkung berücksichtigt werden.

Die Planckstrahlung ist durch

$$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (3.3.33)$$

gegeben. Die Gesamttransmission τ ergibt sich aus den einzelnen τ_i gemäß

$$\tau(\lambda) = \prod \tau_i(\lambda). \quad (3.3.34)$$

Die Faktoren vor dem Integral in Gleichung (3.3.32) können zu einem Vorfaktor c zusammengefasst werden und direkt über eine einzige Kalibriermessung bestimmt werden, da er nun die einzige Unbekannte und selbst nicht wellenlängen- oder temperaturabhängig ist. Würde die Photodiode zudem über ein gutes lineares Ansprechverhalten im Hinblick auf die ankommende Strahlung verfügen, würde bereits ein einziger Messpunkt zur Kalibrierung des gesamten Temperaturmessbereichs genügen. Zur Überprüfung der Linearität der Diode und des gefundenen Vorfaktors c empfiehlt es sich jedoch, die Kalibrierung an mindestens zwei bis drei Temperaturen durchzuführen. Diese sollten möglichst weit auseinander liegen. Im Vergleich zur ersten Kalibriermethode, bei der im Abstand von je 50 K ein Messpunkt aufgenommen wird, bedeutet dies immer noch eine signifikante Reduktion des Kalibrieraufwands. Gleichzeitig erhöht sich die Genauigkeit der Kalibrierfunktion.

3.4. Materialauswahl und Probenvorbereitung

Für die Untersuchung katalytischer Materialeigenschaften wird eine Vorauswahl an Materialien getroffen, die entweder bei Hitzeschutzsystemen von Relevanz sind oder über besondere katalytische Eigenschaften bezüglich verschiedener Gasarten verfügen und sich somit für ein Sensorsystem zur Detektion unterschiedlicher Gase auf katalytischer Basis eignen. Darunter fielen Siliziumkarbid, eine moderne Hochtemperaturkeramik, die als Beschichtung und Matrixwerkstoff für kohlenstofffaserverstärkte Keramiken (C/C-SiC) für aktuelle Wiedereintrittsmissionen oder Studien wie EXPERT, SHEFEX II, SHEFEX III, REX-FreeFlyer oder IXV verwendet wird bzw. dafür geplant ist. Da für SiC und dessen Oxidationsprodukt Siliziumdioxid (SiO_2 , Quarz), ein Referenzmaterial für niederkatalytische Materialien, bereits viele Untersuchungen durchgeführt wurden [19, 28, 63, 107, 114, 115], eignen sich diese beiden Materialien zudem auch zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit denen früherer Autoren. Ein weiteres Material, siehe auch Kapitel 5.1, ist PM1000, eine metallische Superlegierung auf Nickel-Chrom-Basis, die auch im hinteren konischen Teil der EXPERT Kapsel verwendet wird. In vorangegangenen Arbeiten [7, 96] hat sich gezeigt, dass PM1000[®] besonders auf die Sauerstoffrekombination hochkatalytisch wirkt. Als vierter und letzter Werkstoff wird Wolfram ausgewählt, da es einen sehr hohen Schmelzpunkt hat, und vermutet wurde, dass sich Wolfram stark auf die Rekombination von atomarem Stickstoff auswirkt [43].

In den folgenden Unterabschnitten wird neben einer kurzen Beschreibung der Materialien deren Vorbehandlung beschrieben, die die Auswertung der katalytischen Eigenschaften der Werkstoffe so einfach wie möglich gestalten sollte. Dazu sollten die Substanzen über möglichst konstante Merkmale verfügen, wie z.B. über eine sich nicht ändernde chemische Zusammensetzung der Oberfläche. Würden die Materialien auch chemisch mit dem Plasma reagieren, würden die reinen Effekte der katalytischen Oberflächenreaktionen der gasförmigen Teilchen sich nicht mehr von den Redoxreaktionen unterscheiden lassen. Auch würde eine andere Oberflächenbeschaffenheit zu einem veränderten Emissionsgrad während der Tests führen, was ein großes Problem für die Bestimmung der Oberflächenwärmestromdichten darstellen würde. Das größte Problem stellt dabei die Oberflächenoxidation der Werkstoffe dar. Ziel ist es deswegen, bereits im Vorfeld eine stabile Oxidschicht herzustellen, die sich während der kurzen Tests in Plasmaströmungen so wenig wie möglich ändert.

Man unterscheidet dabei zwischen zwei verschiedenen Arten der Oxidation: aktive und passive Oxidation. Bei der passiven Oxidation bildet sich eine stabile Oxidschicht aus, die als Oxidationsbarriere bzw. als Oxidationsschutz für den darunter liegenden Werkstoff dient. Bei der aktiven Oxidation geht die passivierende Schicht verloren und es bilden sich vermehrt gasförmige oder flüssige Oxide aus, die von der Oberfläche abgetragen werden oder feste Oxide, die von der Oberfläche abplatzen und zu einem verstärkten Massenverlust führen. Ein wichtiger Vorgang bei der Oxidation ist der Umschlag von passiver zu aktiver Oxidation. Dieser ist von den Strömungseigenschaften des Fluids, wie Zusammensetzung, Druck, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit abhängig sowie von Werkstoff zu Werkstoff unterschiedlich [48, 63].

Der oxidative Schichtdickenaufbau kann durch drei Oxidationsgesetze beschrieben werden. Das logarithmische Oxidationsgesetz ist eher bei moderaten Temperaturen von Bedeutung und beschreibt dabei die Bildung einer sehr dünnen Oxidschicht, deren Wachstum nach dem Ausbilden der Oxidschicht rasch zum Erliegen kommt. Beispielsweise kann hierbei die Oxidation von Aluminium bei Raumtemperatur aufgeführt werden. Bei hohen Temperaturen kommen vor allem das lineare und das parabolische Oxidationsgesetz zum Tragen. Während beim linearen Verhalten des Schichtdickenwachstums die Geschwindigkeit lediglich vom Sauerstoffpartialdruck und dem Absorptionsvermögen des Grundmaterials abhängt, bildet im parabolischen Bereich die Oxidschicht eine geschwindigkeitsreduzierende Diffusionsbarriere, die die Oxidationsgeschwindigkeit verlangsamt. Es kommt dabei jedoch nicht zu einem Stillstand des Schichtdickenwachstums. Formulieren kann man das parabolische Oxidationsgesetz durch

$$\left(\frac{\Delta m}{A}\right)^2 = k_p(T) \cdot t \quad (3.4.1)$$

mit der flächenspezifischen Massenzunahme $\Delta m/A$, der parabolischen Wachstumsrate k_p und der Zeit t . Die Konstante k_p ist stark temperaturabhängig und kann durch einen Arrhenius-Ansatz

$$k_p(T) = k_{p,0} \cdot e^{-\frac{E_A}{\Re T}} \quad (3.4.2)$$

mit dem Vorfaktor $k_{p,0}$, der Aktivierungsenergie E_A , der allgemeinen Gaskonstante \Re und der Temperatur T beschrieben werden.

Für Hochtemperaturanwendungen wie atmosphärische Wiedereintritte und Tests in Plasmawindkanalanlagen sind Materialien mit parabolischen Wachstumsgesetzen zu bevorzugen. Hat sich bei ihnen eine ausreichend dicke Oxidschicht gebildet und sich die Oxidationsrate somit stark verlangsamt, werden katalytische Oberflächenreaktionen zum dominanten Anteil des chemisch freigesetzten Wärmeeintrags. Auch wegen der relativ kurzen Wiedereintrittszeit, die im Bereich von wenigen Minuten liegt, kann so der Anteil der Redox-Reaktionen vernachlässigt werden.

Eine weitere Schwierigkeit tritt mit der temperaturabhängigen Entstehung von Oxidationsprodukten mit unterschiedlichen Oxidationszahlen, wie z.B. SiO bzw. SiO₂ oder WO₂ bzw. WO₃, auf. Es wird deswegen versucht, die Proben bei möglichst hohen Temperaturen zu behandeln, so dass sich eine passivierende, stabile Oxidschicht nach dem parabolischen Oxidationsgesetz bildet. Dadurch sollte keine thermische Umbildung der Oxide bei noch höheren Temperaturen stattfinden und es wird davon ausgegangen, dass die bei hohen Temperaturen erzeugten Oxide bei niedrigeren Temperaturen ebenfalls stabil sind.

Des Weiteren wird angenommen, dass eine Oxidschichtdicke von 0,5 μm einen ausreichenden Schutz bilden sollte, da nach [54] für Elemente mit hoher Sauerstoffaffinität wie Fe, Cr, Al, Ti, Ni bereits Schichtdicken von 2-50 nm eine gute Passivierung erzeugen. Aus Sicherheitsgründen und der Vermeidung von Thermalspannungen, werden die Proben im kalten Zustand in den

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

Hochtemperaturofen gelegt und anschließend die Endtemperatur eingestellt. Zum Abkühlen wird die Ofentür geschlossen gehalten. Die Stoppuhr wird beim Erreichen der gewünschten Endtemperatur gestartet. Die Dauer der Voroxidation und die verwendeten Temperaturen sind bei den jeweiligen Werkstoffen angegeben. Auf Grund der geringen Schichtdickenzunahme von $0,5\mu\text{m}$ wird keine direkte Messung der Schichtdicke durchgeführt.

3.4.1. Siliziumkarbid

Die diamantähnliche Keramik besitzt eine große technische Bedeutung. Sie schmilzt erst bei $2300\text{ }^\circ\text{C}$, verfügt über einen sehr guten Oxidationsschutz, eine hohe Wärmeleitung bei niedriger Wärmeausdehnung und gute mechanische Eigenschaften, wie eine hohe Festigkeit und sehr hohe Härte. Je nach Herstellungsprozess werden mehrere SiC-Typen unterschieden. Für Materialuntersuchungen sind jedoch nur die besonders reinen SiC-Varianten interessant. Silikatisch gebundenes SiSiC, flüssigphasengesintertes LPSiC oder nitridgebundenes NSiC können mehr oder weniger Spuren von Eisen, Aluminium oder Stickstoff enthalten. Rekristallisiertes RSiC ist wegen der großen offenporigen Struktur auch nur bedingt geeignet. Sehr reine technische Siliziumkarbide sind das drucklos gesinterte SSiC und das heiß gepresste HPSiC. Zwar besitzt HPSiC noch leicht höhere mechanische Eigenschaften als SSiC und ist zudem nahezu porenfrei, jedoch ist die Herstellung deutlich aufwendiger und kostenintensiver. Somit werden für die Materialtests SSiC verwendet, welches im weiteren Verlauf stellvertretend auch einfach SiC genannt wird.

Neben den SiC-Proben werden zudem voroxidierte Exemplare verwendet, die eine SiO_2 -Oberfläche besitzen. Dazu werden SiC Proben in einem Hochtemperaturofen (Nabertherm HT1600) für drei Stunden mit $1300\text{ }^\circ\text{C}$ unter Atmosphärendruck vorbehandelt. Unter statischen Bedingungen laufen folgende passive Oxidationsreaktionen an der Oberfläche ab:



Das Silizium reagiert zunächst mit Sauerstoff und bildet entweder direkt Siliziumdioxid

oder Siliziummonoxid, welches mit Sauerstoff weiter zu Siliziumdioxid reagiert. Bei kurzer Oxidationsdauer unter Atmosphärendruck könnte jedoch auch SiO entstehen, da es unter diesen Bedingungen bis 1702 °C einen Feststoff bildet. SiO ist jedoch sehr sauerstoffaffin und oxidiert auch bei niedrigen Temperaturen weiter zu SiO₂. Ein weiterer SiO₂ bildender Prozess ist der Zerfall von SiO in Si und SiO₂, wobei das metallische Silizium wiederum rasch eine Oxidschicht aufbaut. Es wird davon ausgegangen, dass die Bildung von SiO keiner Aktivierungsenergie bedarf. Tests in Plasmawindkanalanlagen unter 10 mbar zeigten bislang jedoch stets einen Massenabtrag von SiC unter Sauerstoff- oder Luftplasma. Die Erklärung ist, dass SiO unter Vakuumbedingungen schon bei deutlich geringeren Temperaturen in den gasförmigen Aggregatzustand übergeht und durch die dynamische Umströmung der Sonde ständig abtransportiert wird. Das SiO steht dann nicht mehr für eine weitere Oxidation zur Verfügung. Durch den hohen Anteil atomaren Sauerstoffs O und dem damit fehlenden molekularen Sauerstoff O₂ in typischen PWK Strömungen, findet auch die direkte Reaktion von Si zu SiO₂ kaum statt [28, 32, 104].

Gleichzeitig reagiert der Kohlenstoff im Werkstoff zu Kohlenmonoxid CO und Kohlendioxid CO₂, die beide gasförmig und somit flüchtig sind. Zurück bleibt die stabile SiO₂-Schicht, die nun als Oxidationsbarriere für das darunterliegende SiC und SiO fungiert.

Man kann also davon ausgehen, dass die unter Atmosphärendruck im Hochtemperaturofen vorbehandelte Materialprobe eine sehr reine SiO₂-Oberfläche besitzt. Die gezeigten Oxidationsvorgänge stellen hier nur eine stark vereinfachte Beschreibung dar. Zu dem komplexen Schichtaufbau und -abbau, der Diffusion von atomarem, molekularem Sauerstoff und Kohlenmonoxid durch die SiO₂-Schutzschicht, dem in Abhängigkeit der Partialdrücke und der Temperatur stattfindenden Phasenwechsel von SiO und SiO₂ sowie des von Hilfer aufgestellten Reaktionsmechanismus von SiC an Luft mit 170 Redoxreaktionen, verdeutlichen die Komplexität der mikroskopischen Vorgänge. Detailliertere Untersuchungen der Oxidationsvorgänge von SiC sind bei Laux, Hilfer und Fertig [28, 47, 63] zu finden.

Um die gewünschte Oxidschichtdicke von ca. 0,5 µm zu erzeugen, werden die SiC-Proben schließlich 1,4 h bei 1300 °C oxidiert.

Zusätzlich werden die Proben mit einem hochauflösenden REM-EDX-Verfahren untersucht. Die durch den Elektronenstrahl erzeugte charakteristische Röntgenstrahlung kann den einzelnen Elementen des Periodensystems zugeordnet werden und erlaubt eine qualitative Aussage über die chemischen Elemente an der Oberfläche. Wie in Abbildung 3.4.1 zu sehen ist, kann damit nachgewiesen werden, dass sich nur Si und O, jedoch kein Kohlenstoff mehr auf der Oberfläche befinden. Es muss sich deshalb eine flächendeckende SiO₂ Schicht gebildet haben.

3.4.2. PM1000®

PM1000® ist eine Superlegierung auf Nickel-Chrom-Basis mit ca. 75 % Nickel und 20 % Chrom, die durch 0,6 % Yttriumoxid Y₂O₃ dispersionsverfestigt wird. Das an den Korngrenzen dispers ausgeschiedene Oxid dient vor allem der Erhöhung der Festigkeit, insbesondere der Warmfestigkeit. Weitere Legierungselemente sind 0,3 % Aluminium, 0,5 % Titan und 3,0 %

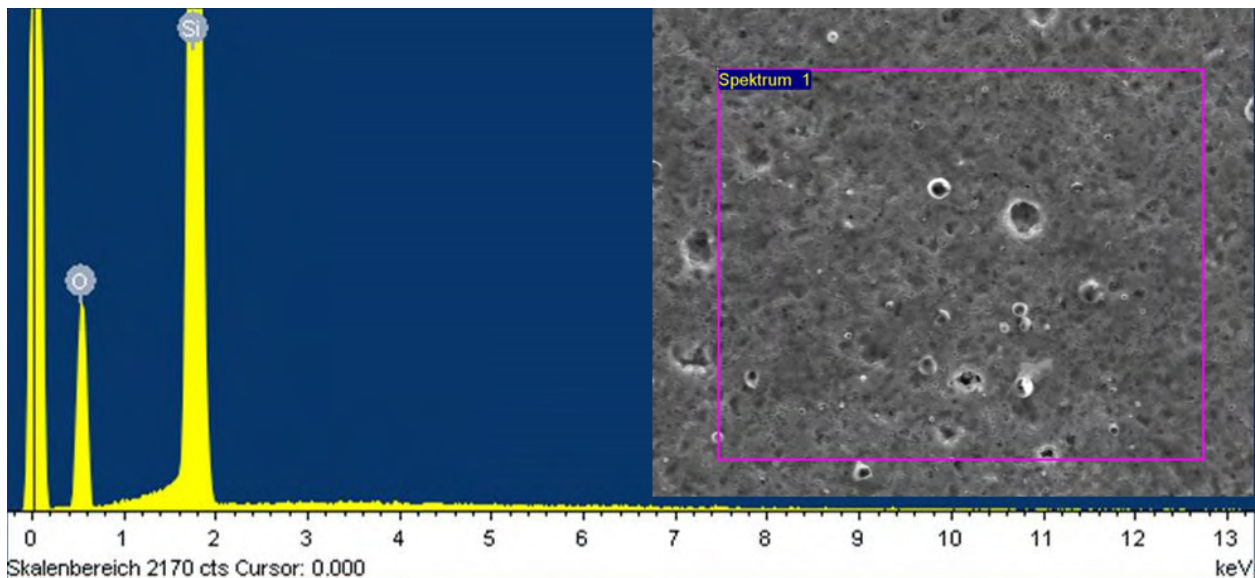
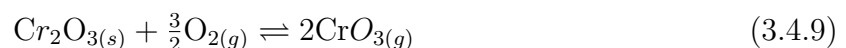


Abbildung 3.4.1.: Voroxidierte SiC-Materialprobe mit 1000facher Vergrößerung und EDX-Spektrum der Oberfläche

Eisen. Außerdem verfügt PM1000[®] bis 1100 °C über eine hervorragende Heißgasbeständigkeit. Dafür verantwortlich ist Yttriumoxid, das die Diffusion der Kationen aus dem Materialinneren unterbindet. So wird die Oxidation ausschließlich durch die Diffusion von Sauerstoff ins Material vorangetrieben.

Bei Nickel-Chromlegierungen bilden sich vor allem die Oxidationsprodukte NiO, NiCr₂O₄ und Cr₂O₃. Bei einem Chromgehalt von über 10 %, wie es bei PM1000[®] der Fall ist, bildet sich hauptsächlich Cr₂O₃ [11, 126]. Das bis 1000 °C stabile Oxid bildet eine gut haftende, dunkelgraue bis schwarze Oberfläche, die das darunterliegende Material durch den Aufbau einer Oxidationsbarriere vor weiterer Oxidation schützt. Über 1000 °C bildet sich nach folgender Reaktion



vermehrt gasförmiges CrO₃, wodurch die Massenabnahme ab 1000 °C begründet ist [126]. Zudem wird bei diesen Temperaturen die Oxidationsbeständigkeit durch die beginnende Diffusion von Yttrium an die Werkstoffoberfläche herabgesetzt, womit die Diffusion von Kationen in Richtung Oberfläche nicht mehr länger unterbunden wird. Bei Temperaturen unter 1000 °C ist Yttrium in PM1000[®] immobil und homogen im Material verteilt. Darüber steigt die Mobilität stetig an. Dieser Effekt wird jedoch erst bei mehreren Stunden über 1000 °C erkennbar. Zu beachten ist somit die Erzeugung einer passivierenden Oxidschicht unter 1000 °C, so dass der positive Effekt des Yttriums nicht verloren geht.

Für die Präparation der Materialproben wird somit eine Oxidationszeit im Hochtemperaturofen von 9 h bei 900 °C gewählt.

Bei der für die REM-EDX Untersuchung verwendeten PM1000[®] Probe wurden zwei unterschiedliche Bereiche entdeckt, die getrennt untersucht werden. Dabei zeigt sich, dass die rauhe Seite, siehe Abbildung 3.4.2, bei Ni einen größeren Ausschlag zeigt, als bei der glatten

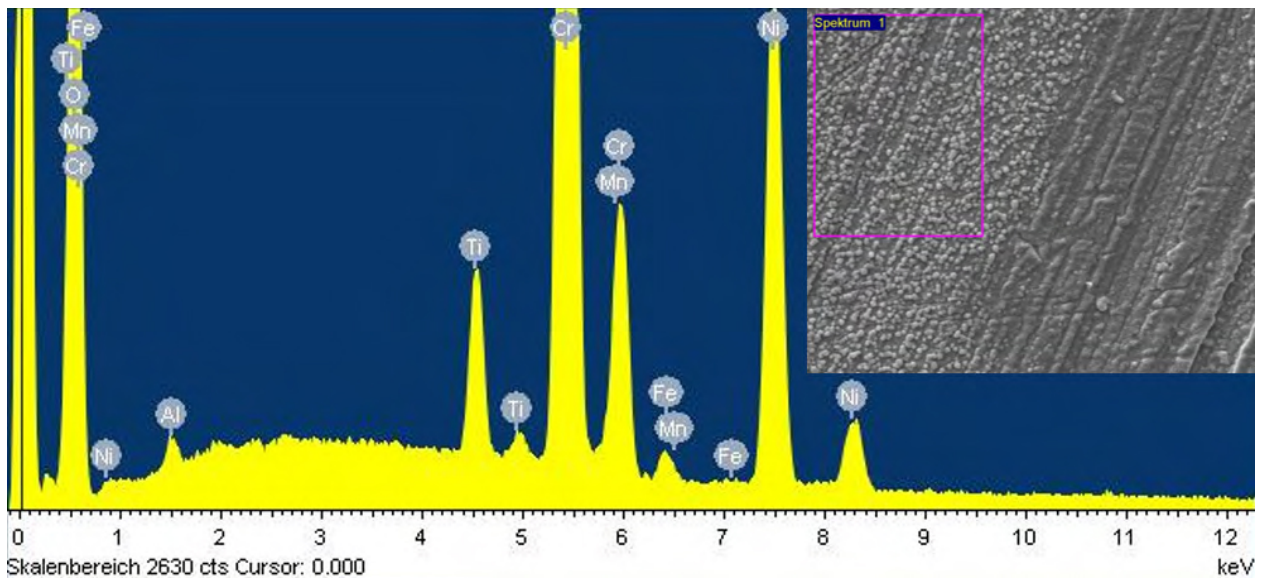


Abbildung 3.4.2.: Voroxidierte PM1000[®]-Materialprobe mit 1000facher Vergrößerung und EDX-Spektrum der Oberfläche (linke rauhe Seite des Bildausschnitts)

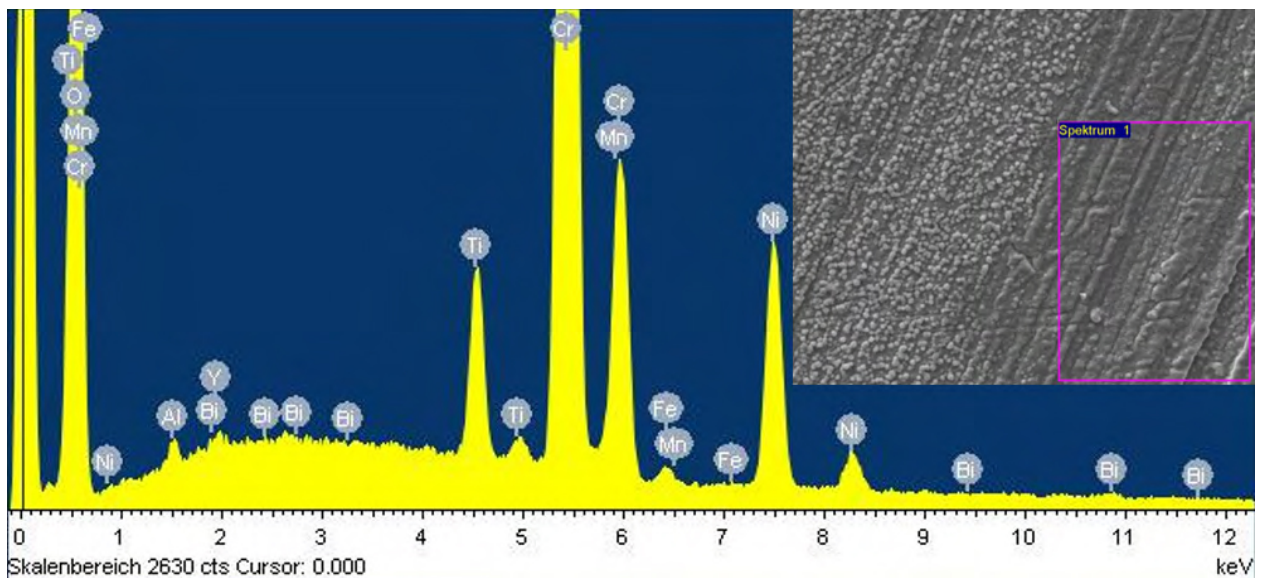


Abbildung 3.4.3.: Voroxidierte PM1000[®]-Materialprobe mit 1000facher Vergrößerung und EDX-Spektrum der Oberfläche (rechte glatte Seite des Bildausschnitts)

Seite in Abbildung 3.4.3, während sich der Chromausschlag genau umgekehrt verhält. Die Unterschiede sind jedoch geringer, als man durch die reine 1000-fache optische Vergrößerung vermuten würde. Gründe hierfür können jedoch nicht eindeutig angegeben werden. Der Temperaturunterschied in der 2 mm dünnen Materialprobe sollte während des Oxidierens vernachlässigbar klein sein. Zu vermuten sind Unregelmäßigkeiten im Material und die zufällige Auswahl der Werkstoffprobe.

3.4.3. Wolfram

Auch das hochtemperaturbeständige Element Wolfram (Schmelzpunkt 3422 °C) hat ein sehr komplexes Oxidationsverhalten. Bereits bei Raumtemperatur kann Wolfram geringe Mengen

3. Experimentelle Messtechnik und Materialvorbereitung

an Sauerstoff O_2 adsorbieren und oxidähnliche Strukturen bilden. Bis $327\text{ }^\circ\text{C}$ entsteht eine sehr dünne, kaum sichtbare Oxidschicht. Zwischen $327\text{ }^\circ\text{C}$ und $577\text{ }^\circ\text{C}$ bildet sich eine blauschwarze, gut haftende und stabile Oxidschicht, die als $WO_{2,75}$ identifiziert wird. Über $577\text{ }^\circ\text{C}$ beginnt sich langsam eine gelbe, poröse Oberfläche aus WO_3 auf der blauschwarzen Oxidschicht zu entwickeln. Letztere wird mit steigender Temperatur zunehmend brüchig und beginnt ab $750\text{ }^\circ\text{C}$ abzuplatzen. Über $1000\text{ }^\circ\text{C}$ bildet sich hauptsächlich eine Oxidschicht aus WO_3 , die stark druckabhängig ist. Unter 1 mbar bildet sich keine Oxidschicht mehr. Ab $1277\text{ }^\circ\text{C}$ bildet sich keine Oxidschicht mehr, da WO_3 im selben Maße verdampft, wie es sich neu bilden kann [35].

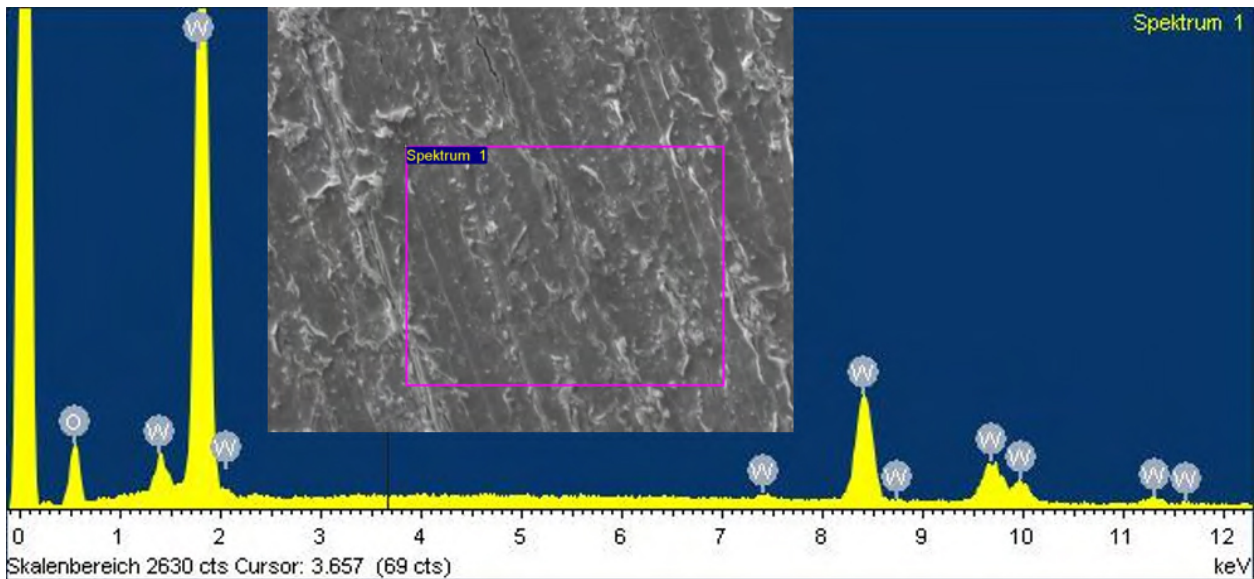


Abbildung 3.4.4.: Voroxidierte Wolfram-Materialprobe mit 1000facher Vergrößerung und EDX-Spektrum der Oberfläche

Für die Oxidationstemperatur der Wolframproben werden relativ moderate $550\text{ }^\circ\text{C}$ gewählt, da bei höheren Temperaturen die Gefahr des ständigen Wegbrechens der blauschwarzen Oxidschicht besteht. Da sich bei dieser Temperatur aber bereits das gelbliche WO_3 auf der Oberfläche bildet, das sonst erst bei Temperaturen $> 1000\text{ }^\circ\text{C}$ entsteht, reicht diese Oxidationstemperatur aus. Die bei dieser Temperatur nur sehr dünn gebildete WO_3 -Schicht ist auch deutlich fester als eine dicke WO_3 -Oxidschicht, da WO_3 an sich sehr spröde ist und einen beinahe pulverartigen Charakter besitzt. Durch die im Vergleich zu typischen Oxidationszeiten kurzen Tests in hochenthalpen Plasmaströmungen und den relativ niedrigen Sauerstoffpartialdrücken, wodurch weitere Oxidationsreaktionen verlangsamt werden, bietet die so gebildete Oxidschicht einen guten Schutz. Bei Temperaturen über $1250\text{ }^\circ\text{C}$, die im PWK oder beim atmosphärischen Wiedereintritt auftreten können, muss das Verhalten der Materialprobe genau beobachtet werden und nach dem Test untersucht werden. Abdampfungen der Oxidschicht, Oxidschichtumbildungen oder Bildungen unterschiedlicher Wolframoxide auf der Oberfläche würden ansonsten die Auswertung der katalytischen Effektivität des Materials verfälschen. Für die Oxidation von Wolfram wird eine Zeit von 2,55 h gewählt. Diese Zeit sollte nach [35] eine Schichtdicke von ca. $0,5\text{ }\mu\text{m}$ erzielen.

Die REM-EDX Analyse, deren Ergebnis in Abbildung 3.4.4 dargestellt ist, zeigt eine reine Oberfläche mit nur Anteilen an Wolfram und Sauerstoff. Verunreinigungen können somit ausgeschlossen werden.

4 Kapitel 4. Messergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse aus den Untersuchungen der 3g und 6g Überschall- sowie U3g-Unterschallsauerstoffbedingungen im PWK3 mit einer elektrischen Leistung von 120 kW dargestellt. Im Zuge der Vergleichbarkeit der gewählten Methode zur Charakterisierung der Plasmaströmung werden die Ergebnisse der 3g- und U3g-Bedingung, den früheren Messdaten der Referenzbedingung sowie der Unterschallbedingung bei 2000 Pa Tankdruck gegenübergestellt. Diese wurde zuletzt von Pidan [96] charakterisiert. Durch einen notwendigen Umbau der elektrischen Leistungsversorgung, bei der der Thyristor erneuert wird, muss die elektrische Leistung leicht von 110 kW auf 120 kW erhöht werden. Es zeigen sich jedoch deutliche Unterschiede im Vergleich zu vorherigen Messungen, obwohl die leicht erhöhte elektrische Leistung die gesamte ins Plasma eingekoppelte Energie, wie Messungen zeigen, kaum verändert. Die Ursachen dafür werden im Folgenden beschrieben und diskutiert.

4.1. Freistrahlscharakterisierung am IPG3

Die beiden wichtigsten Messgrößen sind der Totaldruck der Strömung und die Wärmestromdichte auf die gekühlte Kupfersonde, da sie ohne weitere Annahmen auskommen und einen direkten Vergleich der Werte erlauben.

4.1.1. Totaldrücke

Überschallbedingungen - 3g, 6g

In Abbildung 4.1.1 sind die Pitotdruckverläufe bzw. die sich nach dem Stoß ergebenden Totaldrücke der 3g-, 6g- und der Referenzbedingung, die zuletzt von Pidan [96] vermessen wurden, im Abstand von 50 mm bis 500 mm zum Plasmagenerator dargestellt. Die ermittelten Totaldruckwerte der 3g-Bedingung unterscheiden sich merklich von dem früher gemessenen Verlauf. Während beim Abstand zum Generator bei $x = 250$ mm der Totaldruck praktisch identisch ist, ergibt sich direkt vor dem Generator eine Abweichung von 166 Pa bzw. ein um 15,5 % erhöhter Totaldruck. Auf der hintersten Position bei $x = 350$ mm, die von Pidan noch untersucht wurde, liegen jedoch die neuen Werte um 45 Pa bzw. 27,7 % darunter.

Gründe hierfür könnte in den Gasmassenflussreglern liegen, die früher vertikal montiert wurden, während sie laut Herstellerangaben horizontal aufgestellt werden müssen. Die vertikale Lagerung führt zu einem konvektiven Massenstrom, der von dem im Regler eingebauten Sensor nicht erfasst wird. Somit ist der tatsächliche Massenfluss höher als der eingestellte. Bei einem

4. Messergebnisse und Diskussion

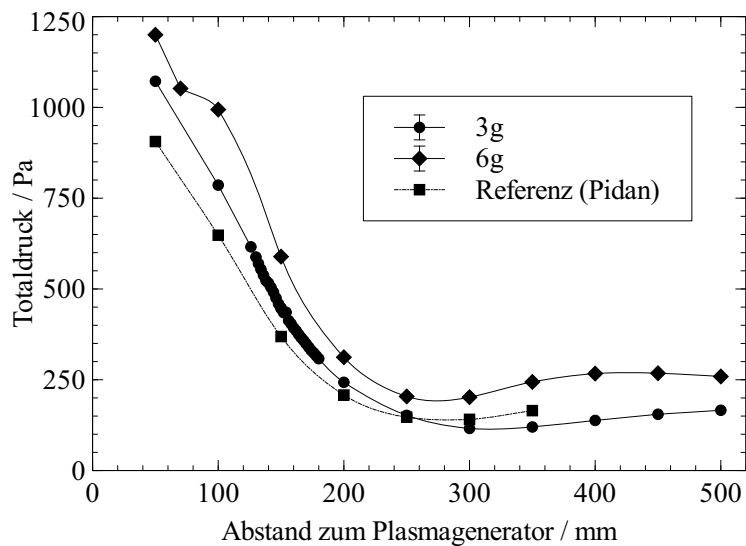


Abbildung 4.1.1.: Totaldruckverlauf am IPG3 nach durch Sonde hervorgerufenem Verdichtungsstoß im Vergleich zu Pidán [96]

Vergleich zu einem Coriolis-Durchflussmesser (Typ SITRANS) mit einer Messgenauigkeit von 0,1 % ergibt sich im vertikalen Zustand bei eingestellten 3 g/s ein Massenstrom von 3,55 g/s Sauerstoff. Nachdem die Massenflussregler horizontal positioniert wurden, entsprach der Massenfluss im Rahmen der Messgenauigkeit des Kontrollgeräts den eingestellten 3 g/s. Da der Fehler früh entdeckt wurde, werden alle neuen Messungen mit der horizontalen Anbringung durchgeführt. Die um 18,3 % erhöhten Massenflüsse in früheren Tests haben jedoch einen Einfluss auf alle Plasmaeigenschaften, nicht nur auf die hier gegenübergestellten Totaldrücke. So sind bei allen im weiteren Verlauf aufgeführten Messwerten nur noch vergleichende, qualitative Diskussionen mit früheren Messungen möglich.

Die Druckmessungen werden nach dem Einstellen des Druckdosennullpunkts durchgeführt. Der Nullpunkt hat einen Einfluss auf die lineare Proportionalität des Messsignals zum Druck. Da sich der Nullpunkt nach einigen Tagen bis Wochen leicht verschiebt, wird die Justierung vor jeder Messung durchgeführt. Da die Messgenauigkeit vom Hersteller der Druckmessdosen mit 0,5 % des Messwerts angegeben ist, sind die angegebenen Fehlerbalken sehr klein und in Abbildung 4.1.1 nicht zu erkennen.

Beim Vergleich der 3g- und 6g-Bedingung ergibt sich bei doppeltem Massenstrom ein Totaldruckniveau, das stets höher liegt. Der Grund für den niedrigeren Totaldruck bei der Referenzbedingung bis $x = 250$ mm, trotz leicht erhöhten Massenstroms, könnte an einer ungünstigeren Energieeinkopplung liegen, die den Totaldruck reduziert. Auch könnte eine Veränderung des Strömungsprofils dazu führen, dass der Totaldruck zwischen 3 und 4 g/s ein Minimum durchläuft und erst anschließend wieder ansteigt.

Der Knick bei der 6g-Bedingung bei einem Abstand von 70 mm könnte an der Stoßstruktur innerhalb des Freistrahls liegen. Auch im hinteren Bereich der Strömung lassen Druckminima mit anschließendem Anstieg Rückschlüsse auf eine Stoßstruktur zu.

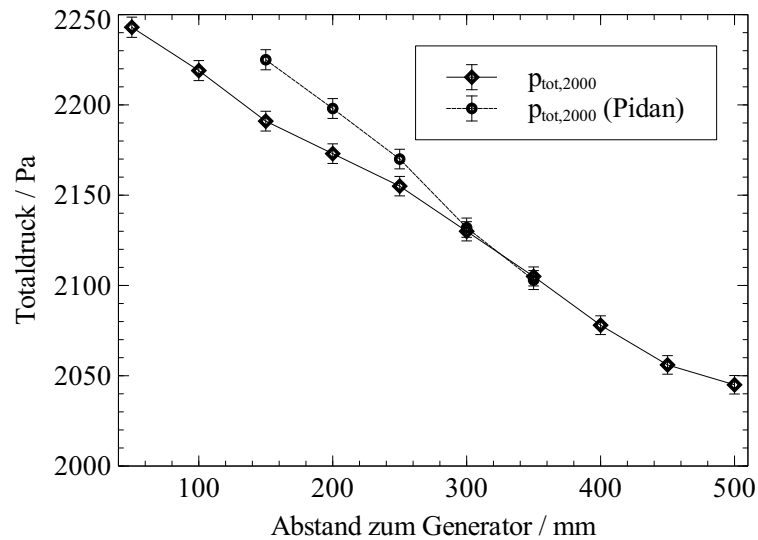


Abbildung 4.1.2.: Totaldruckverlauf bei 2000 Pa Tankdruck (U3g) im Vergleich zu Pidán [96]

Unterschallbedingung - U3g Bei 2000 Pa Tankdruck zeigt sich ein quasi-linearer Anstieg des Totaldrucks zum Generator hin. Der Druck im Injektor steigt bei der Erhöhung des Tankdrucks von 40 Pa auf 2000 Pa von 1700 Pa auf 2500 Pa. Die Druckzunahme im Strahl ist insgesamt gesehen jedoch gering. Die Strömungsgeschwindigkeit ist im Unterschallbereich, was man am geringen dynamischen Druckanteil erkennt. Der Vergleich zu Pidán [96] in Abbildung 4.1.2 zeigt eine gute Übereinstimmung der Messdaten, da selbst die zunehmende Spanne beider Messreihen für Abstände $x < 300$ mm weniger als 2% beträgt, wobei hier im Gegensatz zu der Überschallbedingung die Referenzdrücke über den neuen Werten liegen. Somit egalisieren sich die leicht unterschiedlichen Gasmassenflüsse bei hohen Tankdrücken.

4.1.2. Wärmestromdichten

Überschallbedingungen - 3g, 6g Die Wärmestromdichte auf gekühlte Kupferoberflächen wird sowohl mit der flachen Wärmestromsonde als auch mit dem runden Kopf der Enthaltensonde gemessen. Wie man erwarten würde, ist die Wärmestromdichte auf den runden Sondenkopf auf jeder Position höher, da die Abflachung des Kopfes zu einer Vergrößerung des effektiven Nasenradius führt, der den Stoßabstand vergrößert und den Temperaturgradienten zur Wand hin reduziert. Qualitativ verhalten sich die Wärmestromprofile, siehe Abbildung 4.1.3, zu den Verläufen der Totaldruckprofile gleich. Der doppelte Gasmassenstrom führt zu einer annähernden Verdopplung des Wärmestroms.

Der Vergleich zur Referenzbedingung, die ebenfalls mit der flachen Kupfer-sonde vermessen wird, zeigt jedoch erhebliche Unterschiede. Bei $x = 50$ mm ergibt sich ein um 53,3% erhöhter Wärmestrom, der nach hinten sogar noch weiter auf einen Unterschied von 63,4% ansteigt. Das kann nicht nur durch den zu hohen Sauerstoffmassenstrom oder die um 9,1% erhöhte elektrische Leistung erklärt werden.

Eine Untersuchung der Sonde zeigt einen konstruktiven Fehler auf. Im Bereich des Sondenkerns ist keine vollständige Trennung zwischen Wasserzu- und Wasserablauf gegeben. Das

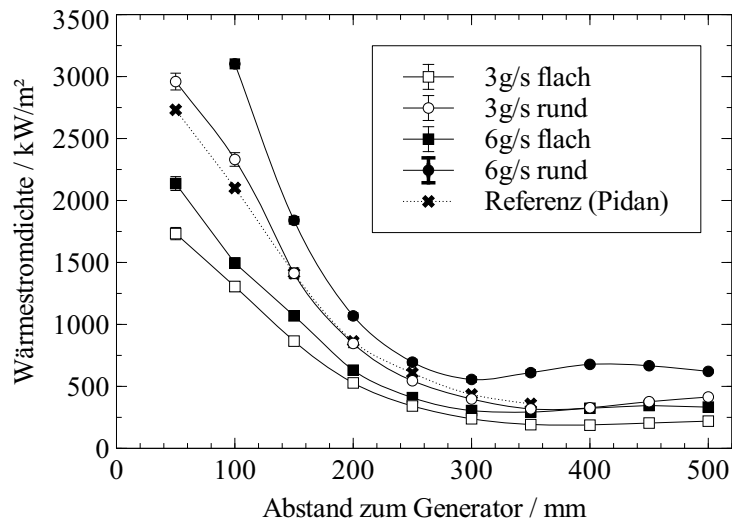


Abbildung 4.1.3.: Wärmestromdichtenverlauf am IPG3 und Vergleich zu Pidán [96]

Wasser kann nicht nur im Sondenfuß nach oben, dann im zylindrischen Sondenkern nach vorne durch den Messeinsatz und über den Ablauf im Fuß aus der Sonde fließen, siehe dazu Abbildung , sondern direkt im Sondenkern eine Abkürzung zum Ablauf nehmen. Der Grund ist, dass der für die Montage notwendige Spalt in der Sonde nicht durch eine entsprechende Dichtung versiegelt wurde. Dadurch ging ein gewisser Anteil des Kühlwassermassenstroms in die kalorimetrische Wärmestrombestimmung ein, der den Wärmestromeinsatz der Sonde jedoch nicht durchfließt. Die gemessenen Temperaturdifferenz passt somit nicht zum eingestellten Kühlwassermassenstrom. Demnach ergeben sich für frühere, mit dieser Sonde durchgeführte Messungen überhöhte Wärmestromdichten.

Der Anstieg der Differenz mit zunehmendem Abstand zum Generator zwischen der neuen Messung und der hier bezeichneten Referenzmessung, d. h. die zunehmende Abweichung von $x = 50$ mm bis $x = 350$ mm, liegt einerseits an der unterschiedlichen Anströmbedingung durch den vormals zu hohen Gasmassenstrom und andererseits an der stärkeren Erwärmung des Wassers im Kühleinsatz an den vorderen Positionen, der eine Verringerung der Viskosität und damit eine Reduzierung des Strömungswiderstandes zur Folge hat. Dadurch fließt mehr Wasser durch den Einsatz und der Bypassmassentrom geht minimal zurück. So verringert sich z.B. die Viskosität von Wassers bei 10 bar Druck und einer Erwärmung um 30 °C bereits um die Hälfte.

Unterschallbedingung - U3g

Auch der Verlauf der Wärmestromdichte bei dieser Bedingung zeigt in Abbildung 4.1.4 das selbe Verhalten und erklärt die niedrigeren Wärmestromdichten im Vergleich zu Pidán [96]. Das Wärmestromdichtenniveau liegt in etwa auf Höhe der 6g-Bedingung, wobei das Minimum nicht bei $x = 300$ mm erreicht wird, sondern weiter exponentiell mit zunehmendem Abstand zum Generator abklingt.

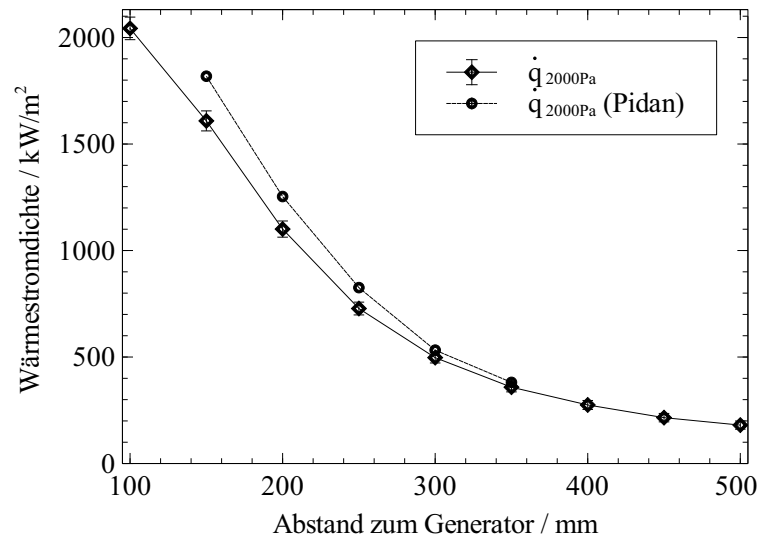


Abbildung 4.1.4.: Verlauf der Wärmestromdichte bei 2000 Pa Tankdruck (U3g) im Vergleich zu Pidán [96]

4.1.3. Enthalpie

Überschallbedingungen - 3g, 6g

In Abbildung 4.1.5 sind die Auswertungen der lokalen spezifischen Enthalpie der Enthalpiesonde nach Gleichung (3.3.6) und (3.3.8) aufgetragen. Letztere wird in Abbildung 4.1.5 mit 3g bezeichnet, da sie den Verlauf der in dieser Arbeit verwendeten Enthalpie für diese Bedingung beschreibt. Außerdem werden Vergleichswerte aus früheren Messungen bei $x = 140\text{ mm}$ mit LIF (27,4 MJ/kg) [74] und DLAS (33,7 MJ/kg) [86] sowie eine näherungsweise Berechnung der Enthalpie aus radialen Pitot- und Wärmestromprofilen [45, 96] mit aufgeführt.

Bei der LIF Methode werden Sauerstoffatome durch einen Laser aus dem Grundzustand angeregt. Die zeitlich sehr kurze Lebensdauer des angeregten Zustands führt zur Emission eines Photons bei einer für das Teilchen charakteristischen Wellenlänge. Aus der Messung der abgegebenen Strahlung können Teilchendichten, Temperaturen und Geschwindigkeiten ermittelt werden. Über diese drei bestimmten Werte wird anschließend eine lokale Enthalpie berechnet [74].

DLAS basiert auf einer spezies- und wellenlängenabhängigen Absorption eines Laserstrahls durch Teilchen, die den Strahl durchqueren. Aus der Messung des Absorptionsprofils lassen sich wie bei LIF Teilchendichten, Temperaturen und Geschwindigkeiten messen, jedoch mit dem Nachteil, dass das Signal stets eine Integration über den gesamten Strahlquerschnitt darstellt. Bei der LIF-Methode wird der Laser auf einen kleinen Punkt in der Mitte des Plasmastrahls fokussiert und die gemessene Fluoreszenzstrahlung wird somit nur aus diesem Messvolumen emittiert. Dadurch sind die LIF-Werte stets lokale Messgrößen.

Während die Auswertung der Messungen mit der Enthalpiesonde nach Gleichung (3.3.6) ($h_{x=140\text{mm}} = 18,2\text{ MJ/kg}$) stets zu niedrige Werte liefert, zeigt das Ergebnis aus Gleichung (3.3.8) $h_{x=140\text{mm}} = 27,6\text{ MJ/kg}$ eine gute Übereinstimmung mit der LIF-Messung. Berücksich-

4. Messergebnisse und Diskussion

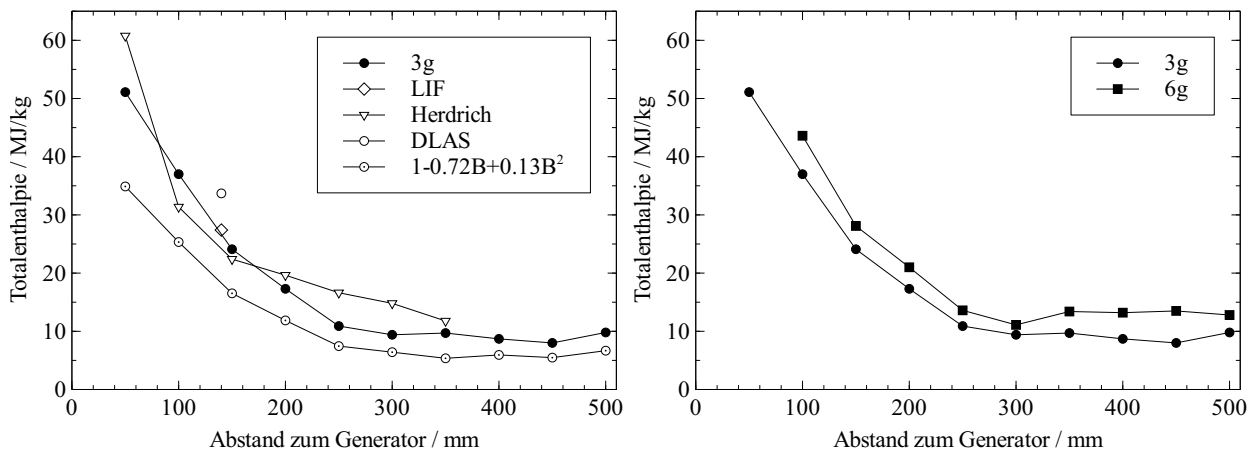


Abbildung 4.1.5.: Vergleich der Totalenthalpie bei der 3g-Bedingung mit anderen Methoden (links) und Verlauf der Totalenthalpie bei 3g- und 6g-Bedingungen (rechts)

tigt man die jeweiligen Fehlerbalken bzw. die Durchschnittswerte aus der Enthalpiemessung mit verschiedenen Ausblasraten, liefern sowohl LIF-, DLAS- als auch die Enthalpiesonde mit Gleichung (3.3.8) an dieser Position übereinstimmende Werte. Aus diesem Grund wird bei den weiteren Auswertungen, wie bereits erwähnt, diese Funktion für die Bestimmung der massenspezifischen Totalenthalpie verwendet. Durch Berücksichtigung des Korrekturfaktors aus Gleichung (3.3.9) könnten sich mit dieser Methode noch 10-15 % höhere Enthalpiewerte ergeben, da die Atome der Anströmung eine niedrigere Wärmekapazität als die ausgeblasenen kalten Sauerstoffmoleküle haben. Jedoch ist dafür zusätzlich noch die genaue Kenntnis über die Plasmazusammensetzung notwendig, die nicht ohne Weiteres bestimmt werden kann.

Auf der rechten Seite in Abbildung 4.1.5 sind die Verläufe der Enthalpien für beide Überschallbedingungen mit der Auswertung der Enthalpiesonde nach Gleichung (3.3.8) dargestellt. Die Verdopplung des Sauerstoffmassenstroms führt zu einer Erhöhung der Totalenthalpie im Strahlmittelpunkt um durchschnittlich 30 %, obwohl die mittlere Enthalpie des Plasmas im Vergleich zur 3g-Bedingung nur halb so hoch ist. Aus diesem Grund muss das radiale Enthalpieprofil bei höherem Massenstrom deutlich steiler nach außen hin abfallen, was bedeutet, dass der Strahl stärker zusammengeschnürt wird. Betrachtet man den statischen Druck im Tank, erkennt man einen Anstieg von 33 Pa auf 75 Pa, der eine Komprimierung des Strahldurchmessers zur Folge haben könnte.

Unterschallbedingung - U3g

Erwartungsgemäß ist die massenspezifische Enthalpie, verglichen mit der 3g-Bedingung, kleiner, da die selbe elektrische Leistung bei gleichzeitig dichterem Strömung angelegt wird. Die ermittelten Werte, siehe Abbildung 4.1.6, weisen einen relativ flachen Verlauf auf, der jedoch sehr deutlich von früheren Messungen abweicht. Diese Vergleichsdaten erscheinen jedoch auch im Hinblick auf die hohen Dichten unrealistisch, da hohe massenspezifische Enthalpien bei gleichzeitig hohen Dichten zu sehr großen Staupunktwärmeeströmen führen müssten, welche nicht beobachtet werden.

Unsicherheiten bei der Anwendung der Enthalpiesonde, die hier erstmals in einer Un-

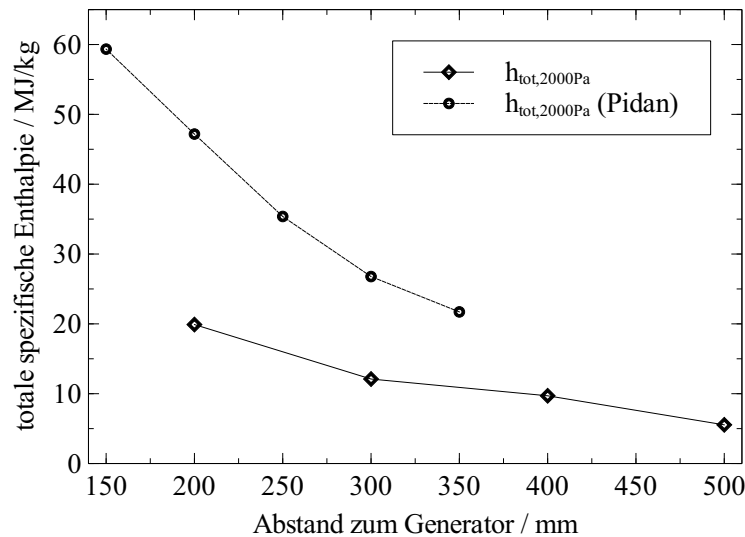


Abbildung 4.1.6.: Verlauf der Totalenthalpie bei 2000 Pa Tankdruck (U3g) im Vergleich zu Pidán in

terschallströmung eingesetzt wird, könnten in der Änderung der effektiven Austrittsfläche zwischen Über- und Unterschall liegen, die für die Bestimmung des flächenspezifischen Ausblasmassenstroms benötigt wird. Leider fehlen notwendige Vergleichswerte, um darüber eine konkrete Aussage treffen zu können.

4.1.4. Plasmatemperatur und -geschwindigkeit

Überschallbedingungen - 3g, 6g

Zur Bestimmung dieser beiden physikalischen Größen wird die Plasmastrahlung zwischen $x = 140$ mm und $x = 500$ mm mittels Fabry-Perot-Interferometer untersucht. Messungen für Abstände zum Generator für $x < 140$ mm, sind auf Grund der Größe der FPI-Sonde und den angebrachten Wasserkühlschläuchen am Tankdeckel im Inneren des PWK3 nicht möglich.

Die Auswertungen der Messdaten ergeben jedoch unerwartete Temperaturverläufe. Während das Niveau der Translationstemperatur atomaren Sauerstoffs bereits nahe des Generators bei $x = 140$ mm, siehe Abbildung 4.1.7, im Vergleich zur früheren Messung mittels LIF [69, 74], sehr hoch liegt, steigen die Temperaturen ab dem Minimum bei $x = 250 - 300$ mm weiter an und übersteigen auch die Werte im vorderen Bereich. So wird bei der 3g-Bedingung mit LIF bei $x = 140$ mm eine Temperatur von 3500 K ermittelt, während die Auswertung der FPI Messungen Werte von 6304 K beim ersten bzw. 6351 K beim zweiten Durchlauf ergibt. Die Temperaturen der 6g-Bedingung, für die es keine Vergleichswerte gibt, liegen im vorderen Bereich ca. 1000 K höher als bei der 3g-Bedingung und steigen ab $x = 250$ mm an und erreichen zwischenzeitlich Temperaturen von 18500 K. Auch die Temperaturen der 3g Bedingung steigen ab $x = 300$ mm an und übertreffen ebenfalls die Plasmatemperaturen in der Nähe des Generators. Da allein aus der Betrachtung der effektiven Enthalpie im Strahl solche hohen Temperaturen nicht möglich sind, zumal die massenspezifische Enthalpie mit zunehmender Entfernung zum Generator zurückgeht, lässt dies eigentlich nur den Schluss zu,

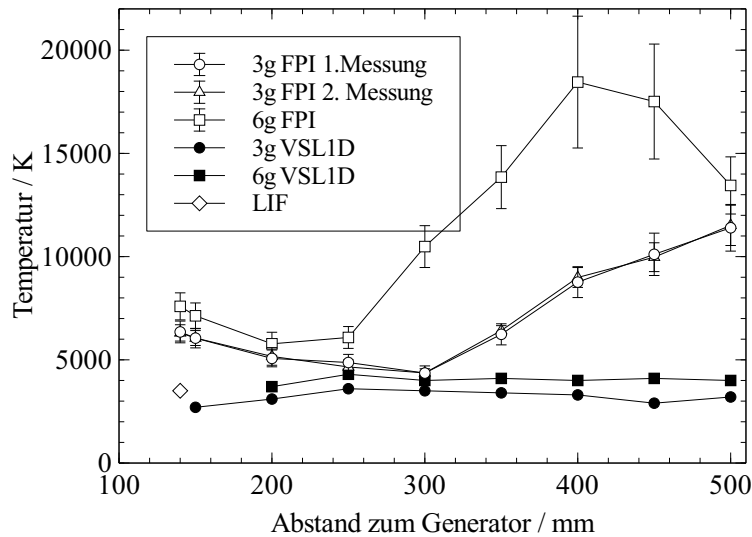


Abbildung 4.1.7.: Temperaturverlauf mittels FPI-Messung und mit VSL1D ermittelte Temperatur

dass neben der Doppler-Verbreiterung weitere Verbreiterungsmechanismen vorliegen müssen. Da die Linienbreite bei der in dieser Arbeit verwendeten Auswertungsmethode jedoch alleine der Doppler-Verschiebung zugeschrieben wird, könnte dies zu überhöhten Temperaturen führen.

Beim Verfahren der Spiegelplatten des FPI wird zum jeweiligen Plattenabstand diejenige Wellenlänge verstärkt, deren Vielfaches genau dem Abstand der Platten entspricht. Optisch erfasst wird bei dem hier verwendeten FPI-Aufbau die Strahlungsintensität des mittleren Punkts des ringförmigen FPI-Interferenzmusters, welcher mittels CCD-Kamera (Princeton Instruments PI-MAX) aufgenommen wird. Andere Wellenlängen, die in höheren Ordnungen ebenfalls auf dieser Wellenlänge durchgelassen werden, werden durch das nachgeschaltete Spektrometer wieder herausgefiltert. Dadurch kann ein gewisser, schmaler Wellenlängenbereich durch das Verfahren der Spiegel erfasst werden. In Abbildung 4.1.8 ist die Intensität der Strahlung über die Bildfolge der an das Spektrometer angeschlossenen Kamera aufgetragen. Bei der Messung des Sauerstofftriplets bei 777 nm muss darauf geachtet werden, dass der Verfahrweg der Spiegel so eingestellt wird, dass der damit erzielte freie Spektralbereich ca. doppelt so groß wie der zu untersuchende Wellenlängenabschnitt ist. Da die Kamera mit dem FPI nicht direkt synchronisiert ist, kann über die Wiederholung des Spektrums das Triplet leicht erkannt werden.

Um die Gründe der relativ hohen gemessenen Temperaturen näher zu ergründen, wird eine Variation der Parameter durchgeführt. Die Signalstärke im reinen Sauerstoffplasma ist sehr gut, weshalb eine Reduktion der Belichtungszeit der Kamera von 20 ms auf 10 ms möglich ist. Dadurch halbiert sich zwar einerseits die Signalstärke, andererseits verdoppelt sich dadurch die Anzahl der Messpunkte so, dass die Auflösung des Sauerstoff-Triplets bei 777 nm deutlich verbessert wird. Die Messdaten mit beiden Belichtungszeiten bei der 3g-Bedingung bei $x = 140$ mm sind in Abbildung 4.1.8 dargestellt. Bei der Auswertung der Temperatur

mit beiden Einstellungen ergeben sich beinahe identische Temperaturen, die Abweichungen von unter 100 K ergeben, siehe Abbildung 4.1.7. Somit sind die Temperaturen auch mit unterschiedlichen Einstellungen des FPIs reproduzierbar.

Da auch die Qualität des Voigt-Profil-Fits als sehr gut bezeichnet werden kann, scheint eine Dejustierung des optischen Aufbaus unwahrscheinlich zu sein. Da weitere Verbreiterungsmechanismen wie Druck- oder Starkverbreiterung, wie in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, vernachlässigt werden können, müssen andere Mechanismen, wie unberücksichtigte translative Schwerteilchenbewegungen, zu einer Linienaufweitung führen bzw. den Unterschied verursachen, der zwischen der Temperaturauswertung der FPI- und LIF-Messungen auftritt.

Eine Erklärung dafür könnten radiale Geschwindigkeiten im Plasma sein, die auf der einen Seite des Plasmastrahls in Richtung der FPI-Sonde und auf der anderen Seite entgegengesetzt dazu gerichtet sind. So könnte eine leichte Unterexpansion des Strahls zu einer internen Stoßstruktur führen, die lokale Expansionen und Verdichtungen zur Folge hat. Dies ist in Abbildung 4.1.9 illustriert. Der optische Aufbau des FPIs besteht aus Linsen, die so ausgerichtet sind, dass deren Fokus in der Mitte des Strahls liegt. Der optische Pfad, der sich daraus ergibt, entspricht einem Doppelkonus und die Messung somit einer Integration der Strahlung entlang des gesamten optischen Pfads.

Während es in der Strahlmitte keine radialen Geschwindigkeitsanteile gibt, können diese am Strahlrand, je nach Winkel, im Bereich der axialen Strömungsgeschwindigkeit liegen. An Stellen maximaler Strahlaufweitung oder -kompression existieren kurzzeitig keine lokalen radialen Geschwindigkeiten und die Unsicherheiten, die durch Vernachlässigung dieser Komponenten entstehen, verschwinden. Da hohe radiale Geschwindigkeiten zu einer starken Verzerrung der gemessenen Strahlung des Sauerstofftriplets führen würden, können diese im vorderen Bereich der Strömung nur gering sein. Im hinteren Bereich der Strömung, in der die Temperaturen sehr hohe Werte erreichen, müssten also deutliche Deformationen zu sehen sein, falls radiale Geschwindigkeiten zu zusätzlichen Linienverbreiterungen führen.

In Abbildung 4.1.12 sind die FPI-Daten an den Positionen mit den höchsten Temperaturen

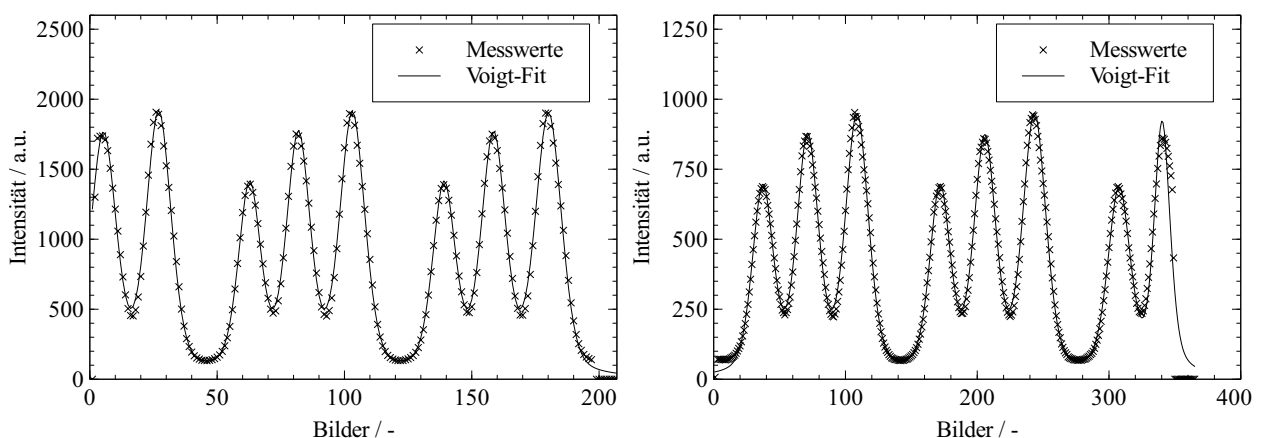


Abbildung 4.1.8.: FPI-Messung des Sauerstoff-Triplets mit Voigt-Profil bei $x = 140$ mit 20 ms Belichtungszeit (links) und 10 ms Belichtungszeit (rechts) bei 3g-Bedingung

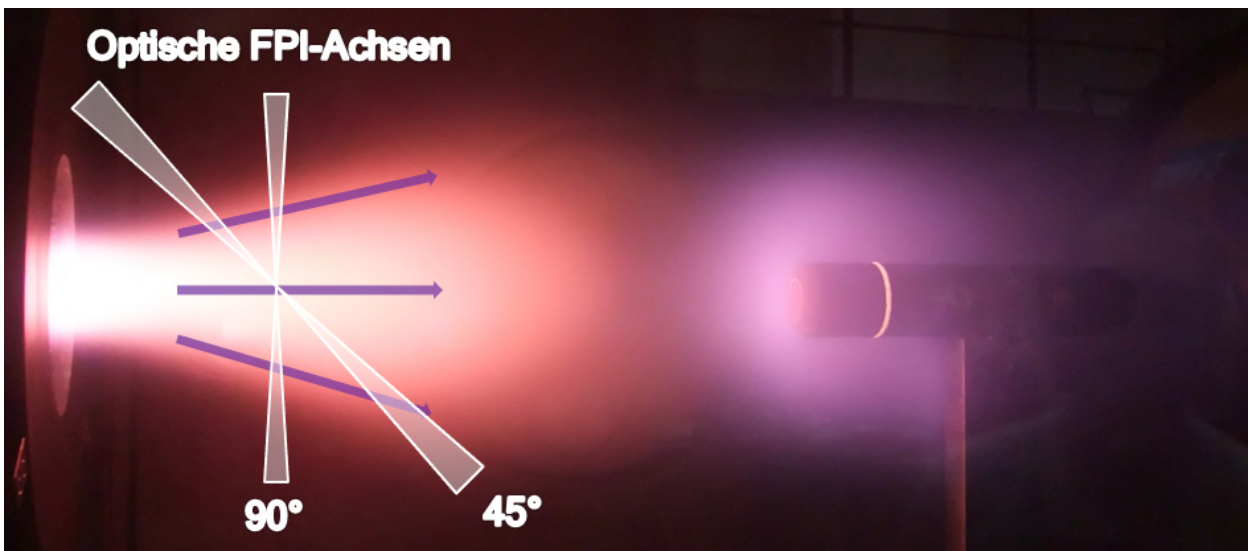


Abbildung 4.1.9.: Foto des Freistrahls der 3g-Bedingung mit beispielhafter Darstellung der optischen Achsen des FPIs und der Strahldivergenz auf einer der Messpositionen

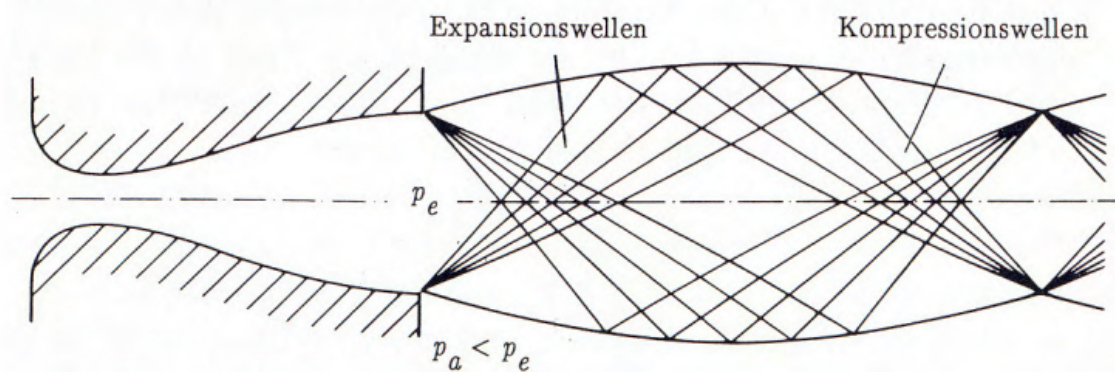


Abbildung 4.1.10.: Expansions- und Kompressionswellen in einer unterexpandierten Überschall-Strömung [111]

dargestellt. Bei der 3g-Bedingung auf der linken Seite erkennt man nur geringe Unterschiede im Verlauf des Spektrums. Es fällt auf, dass die einzelnen Messpunkte nicht mehr ganz so symmetrisch verlaufen wie in Abbildung 4.1.8. Die Minima sind schwächer ausgeprägt, da die Linien breiter sind und stärker überlappen. Auch häufen sich die Punkte im Bereich der Maxima, woraus man schließen kann, dass die Spitze abgeflacht ist. Eine Veranschaulichung des Einflusses verschiedener Radialgeschwindigkeiten auf die Form einer Linie wurde von Winter [128] untersucht und ist in Abbildung 4.1.11 zu sehen. Darin sieht man, dass mit zunehmender Radialgeschwindigkeit sich die Höhe des Maximums bis 3 km/s trotz Zunahme der Gesamtbreite der Linie verringert. Beide Faktoren zusammen haben einen deutlichen Einfluss auf die Halbwertsbreite des Linienprofils, da sich das Niveau der halben Höhe dadurch einerseits tiefer befindet, andererseits die Linie sogar breiter ist, als sie ohne Radialkomponente wäre. Ab 4 km/s kommt es sogar zu einer Ausbeulung des Linienprofils, bei dem die Flanken die Intensität des Mittelpunktes sogar übertreffen. Betrachtet man die rechte Seite in Abbildung 4.1.12, erkennt man am höchsten Peak des Triplets eine ähnliche Form. Die Einflüsse der

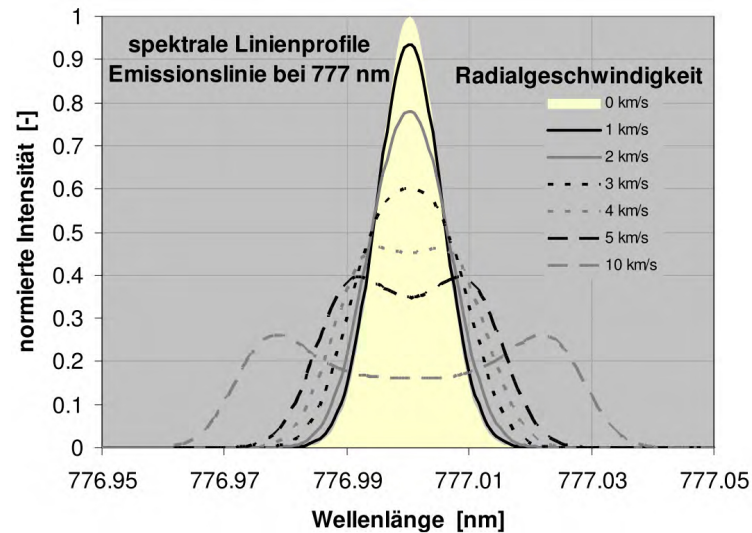


Abbildung 4.1.11.: Einfluss einer radialen Geschwindigkeitskomponente auf ein Gaußprofil [128]

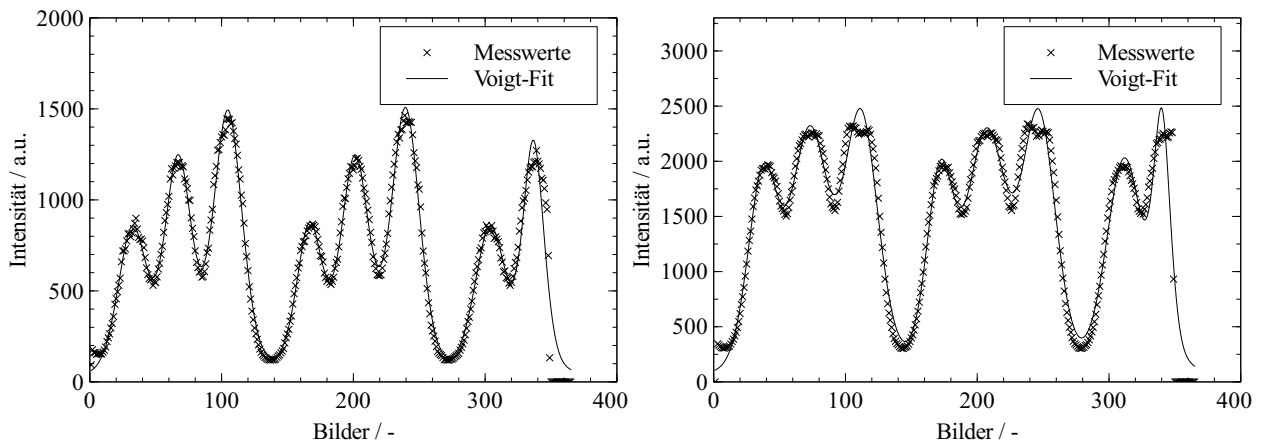


Abbildung 4.1.12.: FPI-Messung des Sauerstoff-Triplets bei $x = 500$ (3g) und $x = 400$ (6g)

Radialgeschwindigkeit in Abbildung 4.1.11 auf eine Dopplerverbreiterung ist am Beispiel einer 6000 K heißen Sauerstoffströmung aufgetragen. Bei niedrigeren Temperaturen, die vermutlich im hinteren Teil der Strömung herrschen, nimmt dieser Effekt einen dominanteren Anteil ein.

Leider lässt sich aus den FPI-Messungen kein radialer Geschwindigkeitsanteil bestimmen, da zum einen die Temperatur noch unbekannt ist und sich, auf Grund der über den gesamten Strahl integrierenden Messung, verschiedene radiale Geschwindigkeiten überlagern. In der Arbeit von Feigl [27] wurde eine radiale Geschwindigkeit ermittelt und diese quadratisch von der Gesamtlinienbreite abgezogen. Das setzt jedoch erstens voraus, dass es nur eine einzige radiale Geschwindigkeit gibt und zweitens, dass die radiale Geschwindigkeit zu einer gaußförmigen Verbreiterung führt, was nach [128] nicht der Fall ist.

Des Weiteren kann auch das Temperaturprofil über den Strahl stark variieren. Da gleiche Abstände entlang des doppelkonischen Sichtfeldes mit gleichen Anteilen in die Strahlungsmessung eingehen, könnten hohe Temperaturen am Strahlrand trotz kleiner werdender Strahlungsintensität zu einer Verfälschung der Temperaturmessung beitragen.

4. Messergebnisse und Diskussion

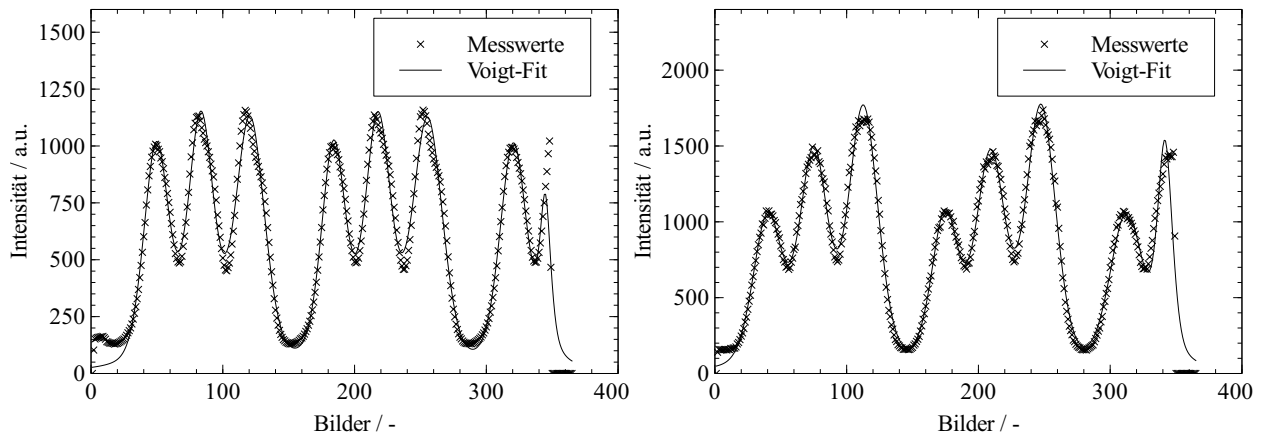


Abbildung 4.1.13.: 45° FPI-Geschwindigkeitsmessung bei $x = 140$ mm und $x = 500$ mm (3g-Bedingung)

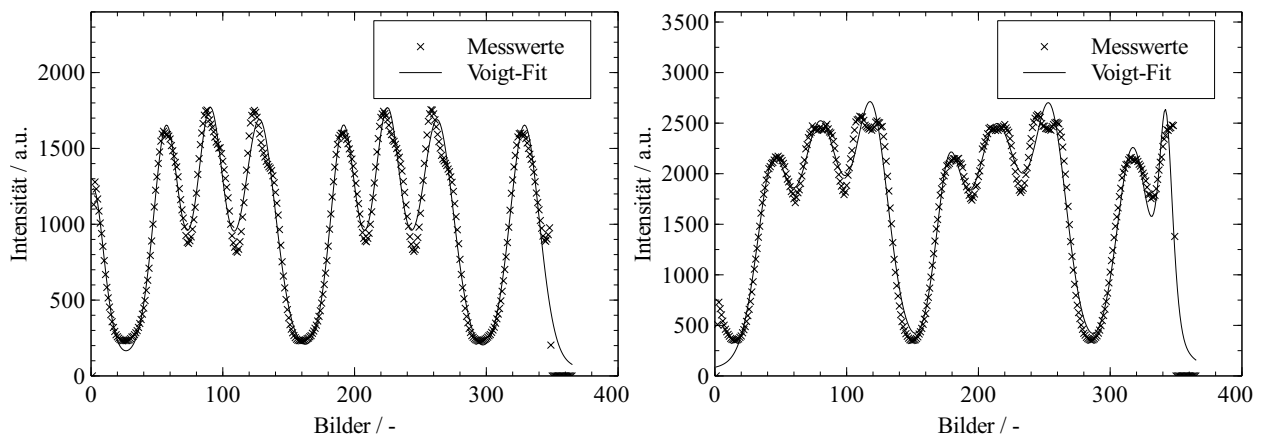


Abbildung 4.1.14.: 45° FPI-Geschwindigkeitsmessung bei $x = 140$ mm und $x = 400$ mm (6g-Bedingung)

Eine weitere Ursache könnte an der Funktionsweise des induktiven Plasmagenerators liegen. Neben der Schwingkreisfrequenz des Generators von 640 kHz werden mit einer Photodiode auch Intensitätsschwankungen der Plasmastrahlung mit einer Frequenz von 300 Hz gemessen, die aus der Gleichrichtung der dreiphasigen 50 Hz-Stromversorgung herrühren. Dabei liegt das Maximum der detektierten Intensität mehr als doppelt so hoch wie das Minimum. Daraus lässt sich unmittelbar ableiten, dass auch die Plasmatemperatur während der 3,3 ms dauernden Phase deutlich variiert. Um Variationen in diesem zeitlichen Rahmen auflösen zu können, müsste die Verfahrzeit des Spiegels deutlich unter diesem Wert liegen. Für eine gute Anpassung des Voigt-Profil an die Messwerte, sollten während dieser Verfahrdauer mindestens 100 Bilder aufgenommen werden. Geht man davon aus, dass man mindestens 10 Mal den Spiegel vollständig verfahren möchte, um wenigstens 10 Messpunkte auf einer Schwingung zu erhalten, müsste die Belichtungszeit eines einzelnen Bildes bei ca. $3 \mu\text{s}$ liegen. Das würde eine Reduktion der Signalstärke im Vergleich zu den gezeigten Messungen, die mit 10 ms und 20 ms Belichtungszeit durchgeführt werden, um mehr als das 3000-fache bedeuten, womit sich das Signal nicht mehr aus dem Rauschen herausheben würde.

Für die Bestimmung der Geschwindigkeit müssen neben den senkrechten Messungen des Strahls auch Messungen unter einem Winkel von 45° durchgeführt werden. Dabei sollten die Probleme, die durch nicht quantifizierbare Linienverbreiterungen entstehen, keine Rolle spielen, da lediglich die Verschiebung der Linien, im Vergleich zu ihrem nominalen Wert betrachtet wird. Theoretisch sollte das Linienprofil identisch zur senkrechten Messung sein, lediglich um einen Betrag $\Delta\lambda$ verschoben. Es zeigt sich jedoch, dass das Profil auf der linken Seite in Abbildung 4.1.13 bei $x = 140$ mm im Bereich der Maxima zu einer Seite hin verzerrt ist. Weiter hinten in der Strömung, zu sehen auf der rechten Seite, kann selbiges jedoch nicht beobachtet werden. Ein ähnliches Bild zeigt sich bei Betrachtung der Messung mit 6 g/s Massenstrom in Abbildung 4.1.14. So verschlechtert sich die mittlere Abweichung zu einem über die Messpunkte gelegten Voigt-Profiles. Die Liniendeformation weist wieder auf unterschiedliche Geschwindigkeitsanteile hin, die zu einer mehr oder weniger starken Verschiebung führen. Neben der bereits erwähnten zeitlich schnellen Oszillation des Plasmastrahls scheint auch in diesem Fall die Integration der Messwerte über den ganzen Strahlquerschnitt die Ursache dafür zu sein. In Abbildung 4.1.9 ist das optische Sichtfeld der 45° -Messung in der Fotografie eines Sauerstofffreistrahls skizziert. Entlang der Sichtlinien werden vom FPI sowohl Bereiche stromaufwärts des Messpunktes als auch stromabwärts erfasst. Wenn die Strahlgeschwindigkeit starke Gradienten aufweist, wie man zu Beginn des Freistrahls erwartet, können die Anteile vor dem Ort des Fokusses zu einer größeren, nach diesem Punkt zu einer geringeren Verschiebung führen. Dadurch kommt es zu seitlich verschobenen Profilen.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Interpretation der FPI-Daten am IPG3 schwierig ist und viele Unsicherheiten beinhaltet. Die sich ergebenden Werte sind zudem physikalisch nicht plausibel. Die für die Nutzung von VSL1D nötige Temperatur und Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung wird deshalb aus einer alternativen Methode bestimmt.

Aus der Messung des Totaldrucks und des statischen Drucks kann über die Rayleigh-Pitot-Gleichungen [1]

$$\frac{p_{t2}}{p_\infty} = \left[\frac{(\kappa + 1)^2 Ma^2}{4\kappa Ma^2 - 2(\kappa - 1)} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \left(\frac{1 - \kappa + 2\kappa Ma^2}{\kappa + 1} \right) \quad (4.1.1)$$

im Überschallfall und

$$\frac{p_{t2}}{p_\infty} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (4.1.2)$$

im Unterschall iterativ eine Machzahl ermittelt werden. Über die Machzahl hängen nun beide Größen, Geschwindigkeit und Temperatur, voneinander ab und das Problem reduziert sich auf eine Variable. Die so ermittelten Machzahlen können Abbildung 4.1.15 entnommen werden.

Wären die katalytischen Eigenschaften eines Werkstoffs genau bekannt, könnte durch Iteration der Temperatur solange der Wärmestrom mit VSL1D berechnet werden, bis er mit dem gemessenen Verlauf übereinstimmt. Da dies leider nicht der Fall ist, werden die mit der Enthalpiesonde gemessenen Wärmeströme zu den jeweiligen Kühlgasmassenströmen

4. Messergebnisse und Diskussion

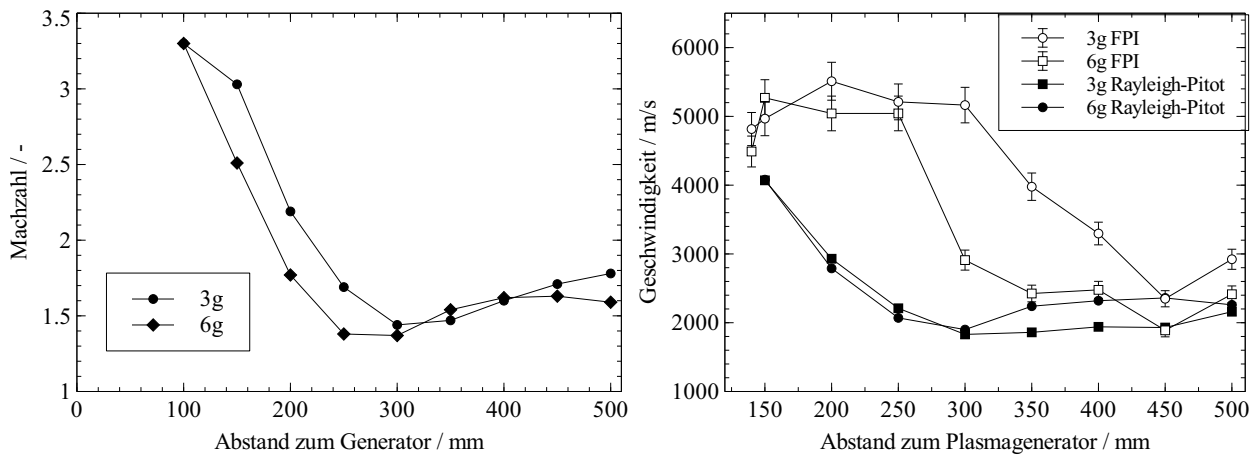


Abbildung 4.1.15.: Verlauf der Machzahl (links) und Geschwindigkeitsverlauf mittels FPI-Messung und Rayleigh-Pitot-Gleichung (rechts)

verwendet, um mit VSL1D die Plasmatemperatur zu ermitteln, in dem die gemessene Abkühlkurve der Enthalpiesonde numerisch nachgestellt wird. Unter der Annahme, dass die Ausblasung der gekühlten Sonde die katalytischen Eigenschaften der Oberfläche nicht verändert, kann unter konstanter Oberflächenreaktionsrate die Plasmatemperatur solange variiert werden, bis die gemessene Abkühlkurve, beim jeweiligen Kühlgasmassenstrom, dem berechneten Wärmestromrückgang entspricht. Eine steigende Temperatur führt zu einer schnelleren Strömung, die wiederum zu einer stärkeren Aufheizung des Plasmas über den Stoß führt. Dadurch steigen die Temperaturgradienten und konvektiven Wärmestromanteile stark an und führen so zu einer besseren Kühlungseffizienz des Kühlgases. Die daraus bestimmten Temperaturen sind in Abbildung 4.1.7 im Vergleich zu den FPI-Messungen dargestellt.

Eine Gegenüberstellung der Geschwindigkeiten kann Abbildung 4.1.15 entnommen werden. Die Abweichungen beider Methoden sind bei mittlerem Abstand zum Generator am größten. Zu Beginn sind die Abweichungen klein, werden dann größer und gleichen sich weiter hinten im Strahl wieder an. Dies könnte an abnehmenden axialen Geschwindigkeitsgradienten im Freistrahlfeld liegen.

Auf Grund der Problematik, die sich bei der Analyse der FPI-Daten gezeigt hat, werden zur Auswertung der Rekombinationskoeffizienten die mit VSL1D ermittelten Temperaturen und die mit Hilfe der Rayleigh-Pitot-Gleichung bestimmten Geschwindigkeiten verwendet.

Unterschallbedingung - U3g

Bei der Unterschallbedingung wird auf einen Versuch mittels FPI verzichtet und die Temperaturen ausschließlich mit Hilfe von VSL1D bestimmt. Durch die zusätzliche Unsicherheit bei der effektiven Fläche der Enthalpiesonde im Unterschallfall wird noch der thermochemische Gleichgewichtsfall untersucht. Das bedeutet, dass die Enthalpie und damit auch die Temperatur und die chemische Zusammensetzung in VSL1D solange iteriert werden, bis die berechnete Abkühlkurve dem gemessenen Verlauf entspricht. Durch den hohen Druck und die niedrige Strömungsgeschwindigkeit sollte die Gleichgewichtsannahme einen kleineren Fehler als in den beiden Überschallbedingungen verursachen. Der Vergleich beider Methoden

ist in Abbildung 4.1.16 dargestellt. Die Werte für die Messpositionen für $x = 250$ mm, 350 mm und 450 mm werden linear aus den Messdaten der Enthalpiesonde interpoliert.

Da die Wärmereduktion selbst bei geringen Ausblasraten sehr deutlich ausfällt, muss in dem Fall mit Temperaturanpassung die Temperatur sehr hoch gesetzt werden, um bei den verwendeten Ausblasraten im Experiment eine gleichstarke Verringerung des Wandwärmestroms in der Simulation zu erreichen. Im Falle der Enthalpieanpassung erhöht sich die Temperatur anfangs jedoch nur sehr langsam, da in diesem Temperaturbereich bei Sauerstoff sehr viel Energie in die Dissoziation der Sauerstoffmoleküle fließt. So führt eine deutliche Erhöhung der Enthalpie nur zu geringen Temperaturänderungen. Erst im vorderen Bereich der Strömung, wenn die Strömung bereits fast vollständig dissoziiert wird, steigt die Temperatur im thermochemischen Gleichgewicht ebenfalls stark an.

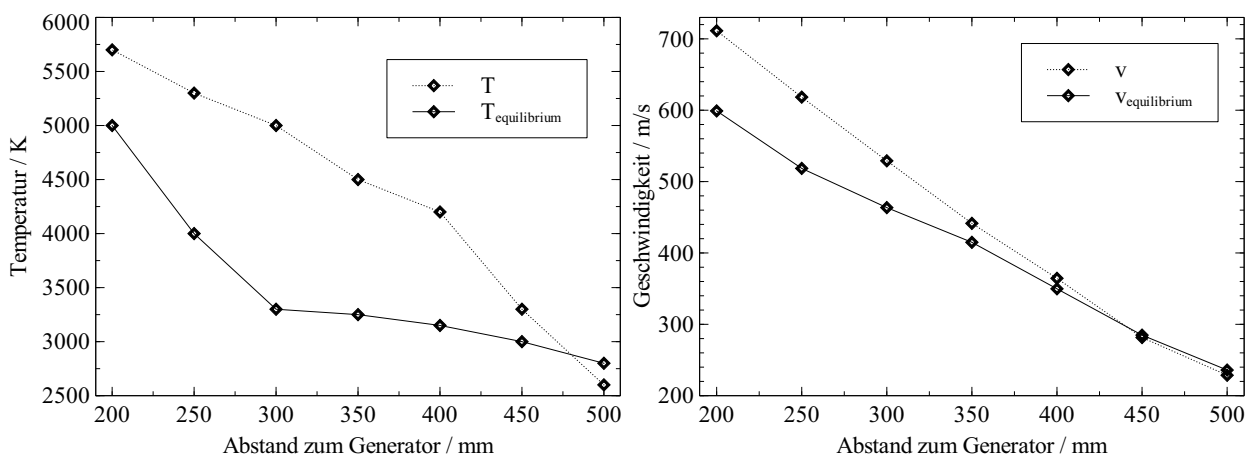


Abbildung 4.1.16.: Temperatur- (links) und Geschwindigkeitsverlauf (rechts) bei 2000 Pa Tankdruck

Daraus ergeben sich auch leichte Unterschiede in den Geschwindigkeiten, die in Abbildung 4.1.16 zu sehen sind. In beiden Fällen ergibt sich ein linearer Anstieg der Geschwindigkeit zum Generator hin, wobei unter der Gleichgewichtsannahme dieser Anstieg flacher erfolgt.

4.1.5. Plasmazusammensetzung

Überschallbedingungen - 3g, 6g

Aus der gemessenen massenspezifischen Totalenthalpie und der bestimmten Temperatur und Geschwindigkeit ergibt sich nach Gleichung (3.3.2) eindeutig die Zusammensetzung in einer binären Plasmaströmung. Der Verlauf des daraus bestimmten Dissoziationsgrads Δ mit dem Vergleich zu früheren Messungen ist in Abbildung 4.1.17 zu sehen. Der Dissoziationsgrad ist hier definiert als die Anzahl der dissoziierten Teilchen zur gesamten Anzahl an Teilchen in der Strömung. Da VSL1D mit Massenbrüchen c_i rechnet, werden diese über

$$\Delta = \psi_i = \frac{2c_i}{1 + c_i} \quad (4.1.3)$$

in Molbrüche ψ_i umgerechnet. Die angegebene Formel gilt nur für binäre Mischungen, bei

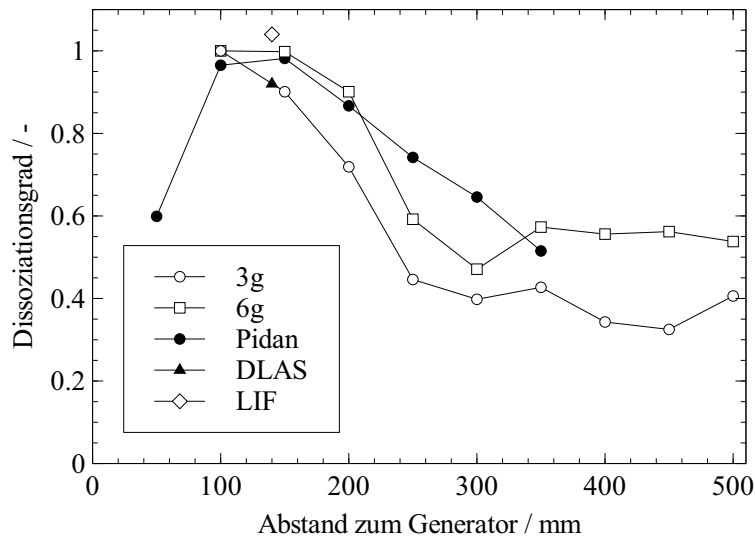


Abbildung 4.1.17.: Vergleich der Dissoziationsgradverläufe

denen die dissoziierten Spezies die Hälfte ihrer Ausgangsmoleküle wiegen, wie es bei reinen Sauerstoff- und Stickstoffplasmen der Fall ist.

Im vorderen Bereich liefern alle Verfahren in etwa gleiche Dissoziationsgrade. Zwischen $x = 100 - 150$ mm ist die Strömung voll dissoziiert. Bei $x = 50$ mm fällt bei Pidan [96] der Dissoziationsgrad ab, da es auf Grund der hohen lokalen Enthalpien zusätzlich zur Ionisation kommt, die an dieser Position ca. 40% O^+ -Teilchen beinhaltet. Dies kann jedoch nur dadurch erklärt werden, dass bei der Enthalpie am Strömungsrand nicht zwischen totaler und statischer Enthalpie unterschieden und der kinetische Anteil der Strömung nicht abgezogen wird. Würde man den Term $u^2/2$ von der eigentlich gemessenen Enthalpie abziehen, ergäbe sich ein Ionisationsgrad von unter 1%. Insofern müssten für einen Vergleich des Dissoziationsgrads der neuen Messungen mit früheren Ergebnissen die Enthalpien erst korrigiert werden, was auf Grund der bereits geschilderten Probleme beim Vergleich der ermittelten Plasmaeigenschaften nicht mehr durchgeführt wird.

Bei der 6g-Bedingung liegt der Dissoziationsgrad stets über der 3g-Bedingung und pendelt sich nach einem Abfall ab $x = 300$ mm bei knapp über 50% ein. Bei der 3g-Bedingung liegt dieser im hinteren Teil des Strahls bei ca. 40%.

Unterschallbedingung - U3g

Bei der U3g-Bedingung ergeben sich mit beiden beschriebenen Methoden der Temperaturbestimmung Dissoziationsgrade, wie sie in Abbildung 4.1.18 zu sehen sind. Im Gleichgewichtsfall wird ein großer Anteil der Enthalpie für das Lösen der Molekülbindungen benötigt, das bereits durch den langsamen Anstieg der Temperatur in Richtung Generator in Abbildung 4.1.16 ersichtlich wird. Beide Varianten zeigen jedoch, dass bei Entfernungen unter 200 mm zum Generator praktisch vollständige Dissoziation vorliegt.

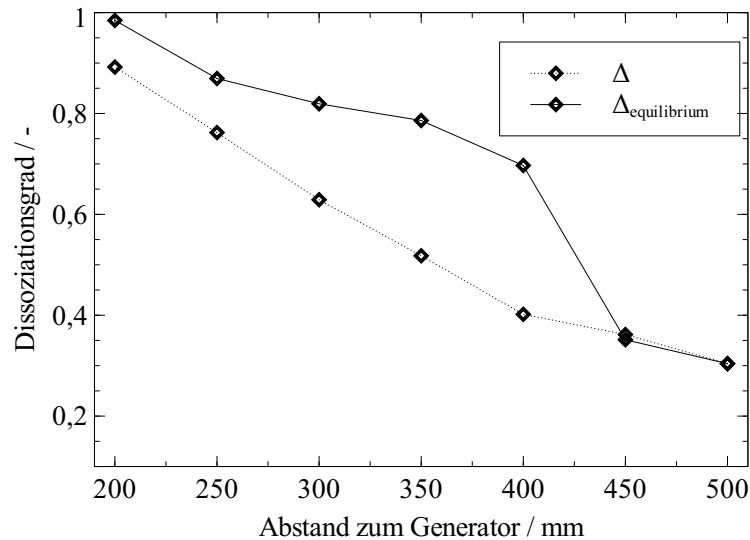


Abbildung 4.1.18.: Verlauf des Dissoziationsgrads bei 2000 Pa Tankdruck (U3g)

4.1.6. Effektiver Nasenradius

Für die Bestimmung des Stoßabstandes und der tangentialen Geschwindigkeitsgradienten im Staupunkt wird der effektive Nasenradius des angeströmten Körpers benötigt. Für eine kugelförmige Sonde ist der effektive Nasenradius gleich dem Sondenradius. Für abgeflachte Körper, wie im Falle der Materialsonden, vergrößert sich der effektive Nasenradius, da sich die Verdrängungswirkung der Sonde erhöht. Für die hier verwendete Sondengeometrie finden sich in der Literatur unterschiedliche Angaben. So geben Marvin et al. [84] bei flachen Sonden einen Wert für $R_{eff} = 2,3 \pm 0,3R_N$ an. Nach Boison und Curtiss [10] ergibt sich diese Größe aus $R_{eff} = 2,9R_N$.

Pidan untersuchte mittels URANUS2D verschiedene Umströmungen der flachen Sonde mit unterschiedlichen Machzahlen und stellte dabei den folgenden Zusammenhang fest [96]:

$$R_{eff} = (0,0149Ma^3 - 0,0394Ma^2 + 0,1177Ma + 2,2825)R_N. \quad (4.1.4)$$

In der Machzahl stecken bereits weitere Strömungsgrößen, wie die Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur und über den Isentropenexponenten die Plasmazusammensetzung, so dass über diese Gleichung weitere Effekte berücksichtigt werden können, statt nur über einen konstanten Vorfaktor. Jedoch ist nicht auszuschließen, dass weitere Plasmaeigenschaften einen Einfluss auf den Nasenradius haben könnten. Deswegen wird in dieser Arbeit versucht, den effektiven Nasenradius experimentell zu bestimmen.

Nach Lees [64] hängt die Wärmestromdichte auf einen Körper folgendermaßen mit dem Nasenradius zusammen:

$$\dot{q} \sim \frac{1}{\sqrt{R_N}}. \quad (4.1.5)$$

Bestimmt man die Wärmestromdichte auf eine kugelförmige Geometrie und auf die Geometrie, deren effektiver Nasenradius gesucht ist, kann aus

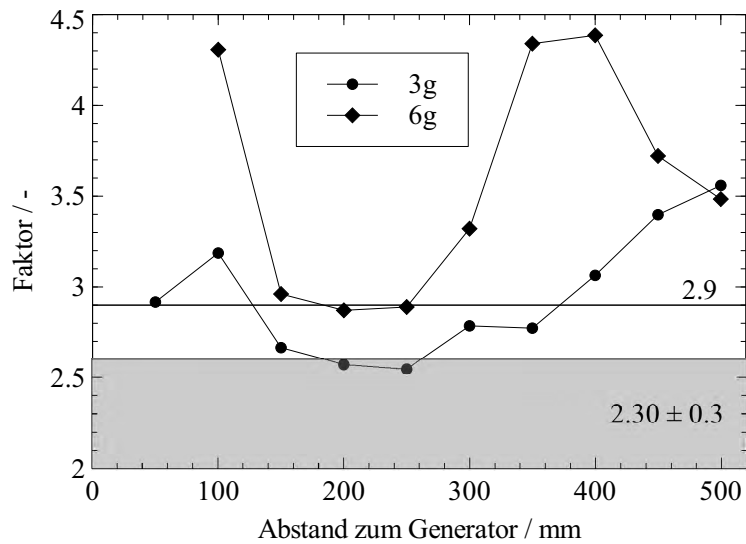


Abbildung 4.1.19.: Verlauf des Faktors zur Bestimmung des eff. Nasenradius für beide Bedingungen

$$R_{eff} = \left(\frac{\dot{q}_{Kugel}}{\dot{q}_{flach}} \right)^2 R_{Kugel} = Faktor * R_{Kugel} \quad (4.1.6)$$

der *Faktor* bestimmt werden, mit dem man den Kugelradius R_{Kugel} multiplizieren muss.

In Abbildung 4.1.19 ist der Verlauf des Multiplikators in Abhängigkeit der Position im Plasmastrahl dargestellt. Der schwankende Verlauf lässt darauf schließen, dass der Faktor von weiteren Größen, als nur von der Machzahl abhängen muss, da diese mit zunehmender Entfernung zum Generator tendenziell zurück geht. Im Hinblick auf die bereits erwähnte vermutete Stoßstruktur in der Strömung, könnte der Anstieg des Nasenradius nach dem Minimum bei $x = 250$ mm ebenfalls darauf zurückzuführen sein. So könnte eine zunehmende Dichte ebenfalls den Nasenradius erhöhen.

4.2. Auswertung der katalytischen Materialeigenschaften

Nach der Freistrahlarakterisierung erfolgt in diesem Kapitel die Darstellung der Messergebnisse der durchgeführten Materialuntersuchungen. Dies beinhaltet neben der Messung der Emissionsgrade, der wie im Abschnitt 3.2 beschriebenen vorbehandelten Proben und der Temperaturmessung, die daraus abgeleiteten Wärmestromdichten auf die unterschiedlichen Materialien. Aus den Wärmeströmen werden anschließend mit VSL1D die dazugehörigen Oberflächenreaktionsraten bestimmt. Zum Schluss werden die Rekombinationskoeffizienten ohne Annahme eines linearen Zusammenhangs bezüglich der Reaktionsgeschwindigkeit gewonnen, in dem das Modell nach Fertig [28] an diese Messwerte über einen mathematischen Fit angepasst wird.

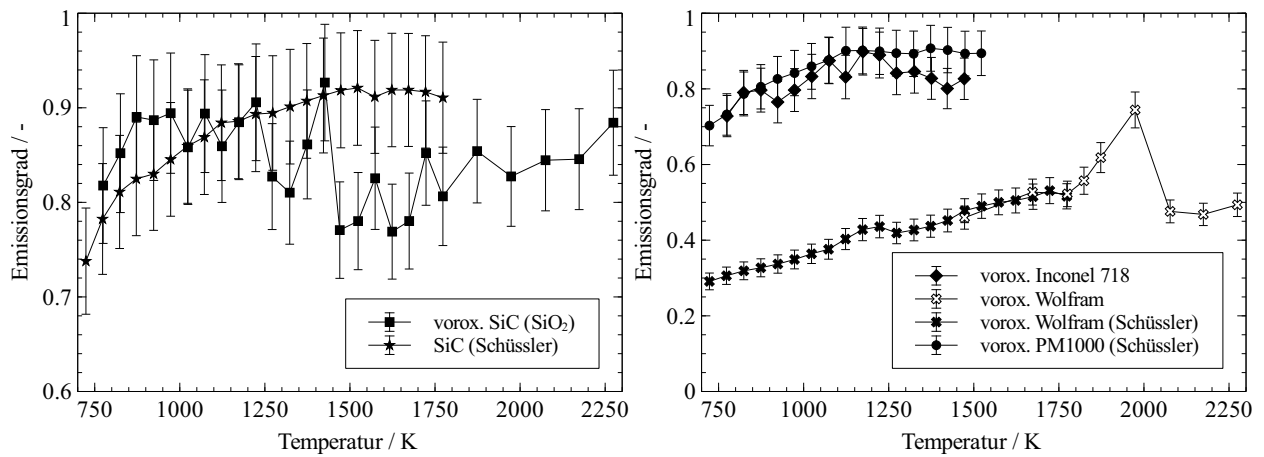


Abbildung 4.2.1.: Emissionsgrade für die ausgewählten Materialproben im Vergleich zu Schüssler [108] links: Keramiken rechts: Metalle

4.2.1. Materialtests

Die mit der EMF-Anlage gemessenen Gesamtemissionsgrade $\varepsilon_{tot,n,Mat}$ in Richtung der Flächennormale, d. h. der senkrecht zur Oberfläche über alle Wellenlängen abgestrahlten Energie im Verhältnis zur senkrecht abgestrahlten Energie eines schwarzen Strahlers für die untersuchten Materialien SiC sowie voroxidiertes PM1000[®], Inconel 718 und Wolfram sind in Abbildung 4.2.1 im Vergleich zu früheren Messungen von Schüssler [108] dargestellt. Auf der linken Seite der Abbildung sind die Gesamtemissionsgrade der keramischen Werkstoffe dargestellt, während die rechte Seite die Gesamtemissionsgrade der untersuchten Metalle zeigt. Bei letzteren sind jedoch nur die Ausgangs- bzw. Grundmaterialien Metalle, die gebildeten Oxidschichten auf den Oberflächen sind jedoch ebenfalls den keramischen Werkstoffen zuzuordnen. Es zeigt sich, dass bis auf das voroxidierte Wolfram alle Werkstoffe einen hohen Emissionsgrad $\varepsilon_{tot,n} \approx 0,7 - 0,9$ aufweisen. Bei Wolfram dagegen steigt dieser erst langsam, ab 1500 K aber deutlich steiler, an und fällt dann nach dem Maximum bei $T = 1974$ K wieder auf das vorherige Niveau ab. Diese Verläufe können durch das Schmelzen des W(VI)-oxid (WO₃) und den teilweisen Umbau des selbigen zu Wolfram(IV)-oxid (WO₂) gegeben sein, welches dann wiederum bei ca. 2000 K ebenfalls zu schmelzen beginnt. Oberflächenänderungen haben stets eine Auswirkung auf den Emissionsgrad, auch wenn eine Phasenänderung nur eine Änderung der Oberflächenrauigkeit bewirkt. Bei einer Änderung der Art des Oxids ist der Einfluss auf die Emissivität selbstverständlich.

Inconel 718 und PM1000[®] unterscheiden sich im Emissionsgrad kaum voneinander, da sie ähnliche Chrom- und Nickeloxide auf der Oberfläche bilden.

Die durch Oxidation einer SiC Probe erzeugte Quarzoberfläche SiO₂ weist bei hohen Temperaturen eine leicht geringere Emissivität als die reine SiC-Probe auf, liegt aber mit einem über den gesamten Temperaturbereich durchschnittlichen $\varepsilon_{tot,n,SiO_2,avg} = 0,84$ nur leicht unter $\varepsilon_{tot,n,SiC,avg} = 0,87$. Die leichten Schwankungen im Emissionsgrad könnten aus Änderungen im kristallinen Aufbau der Quarzschicht herrühren.

Vor den eigentlichen Versuchen mit den Materialproben wird eine Vergleichsmessung mit

4. Messergebnisse und Diskussion

der alten und der neuen Materialsonde durchgeführt. Dazu werden bei der 3g-Bedingung bei einem Abstand von $x = 300$ mm zum Generator beide Sonden mit einer SiC-Probe in der Mitte des Plasmastrahls positioniert und mit einer 2D-Thermografiekamera (Typ: Lumasense MCS640), siehe Abbildung 4.2.2, fotografiert. Die Temperatur im Staupunkt der Probe erreicht in der alten Sonde eine Temperatur von 1280 K während die SiC-Probe in der neuen Probenhalterung auf 1328K steigt. Dieser Temperaturunterschied von 3,75 % ergibt eine Differenz der Wärmestromdichte von 15,9 %. Die thermale Isolation der Materialproben kann somit durch den zusätzlichen Zirkoniumdioxidring weiter verbessert werden. Das Temperaturprofil durch das jeweilige Fadenkreuz ist jeweils rechts und unter den beiden Bildern dargestellt. Während es im oberen Bild entlang der Materialprobe zu den Rändern hin leicht abfällt, ist das Temperaturprofil im unteren Bild praktisch konstant über die Probenoberfläche. Der radiale Wärmestrom kann auf Grund der geringen Temperaturdifferenz vernachlässigt werden. Auch die Oberflächentemperatur ist deutlich höher als beim Test mit der alten Materialsonde, was eine Bestätigung der numerischen FEM-Simulation und der besseren Thermalisolation ist. Aus diesem Grund werden alle Materialtests nur noch mit dem neuen Sondendesign durchgeführt.

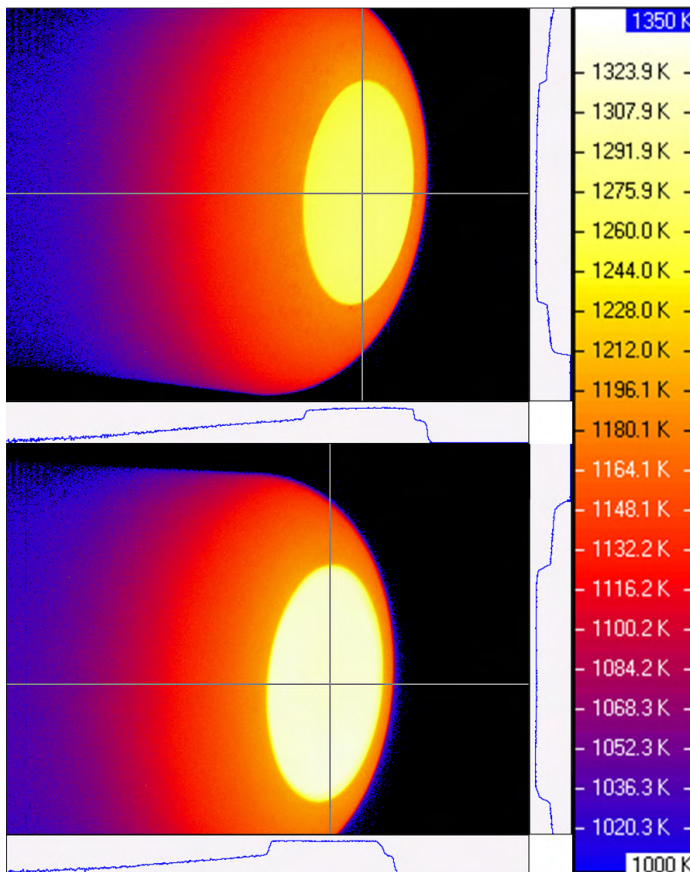


Abbildung 4.2.2.: Vergleich alter mit neuer Materialsonde

Parallel zur äußeren Temperaturmessung mittels Thermografiekamera wird das innere PYREX-Pyrometer der Sonde, wie in Abschnitt 5.1.2 erläutert, kalibriert und für die Bestimmung der Temperaturen auf den vorderen Messpositionen verwendet. Auf Grund der Positionen der Tankfenster ist die Sondenvorderseite auf Positionen, die sich noch näher zum Generator befinden, nicht mehr von außen beobachtbar.

Überschallbedingung - 3g, 6g

Die daraus resultierenden Oberflächentemperaturen in beiden Plasmabedingungen auf die untersuchten Materialproben sind in Abbildung 4.2.3 dargestellt. Zur Vermeidung möglicher Probenschmelzungen wird PM1000[®] ($T_{SP} = 1681$ K) nur bis zu einem Abstand von $x = 300$ mm verfahren. Bei Wolfram zeigt sich verstärktes Abdampfen der Oxidschicht, welches mit einem starken weiß-bläulichen Leuchten um die Probe

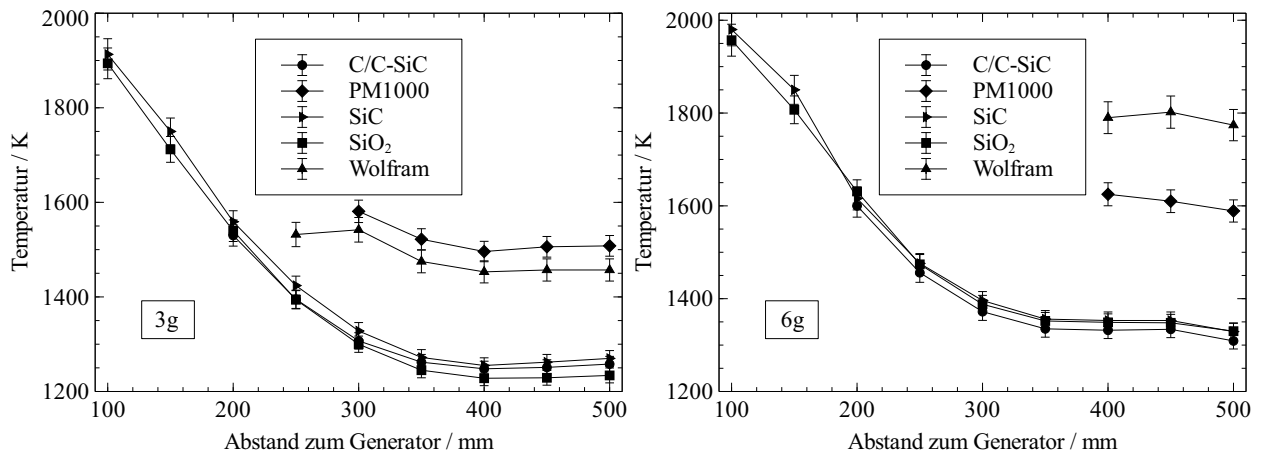


Abbildung 4.2.3.: Oberflächentemperaturen bei der 3g (links) und 6g (rechts) Bedingung

herum einhergeht, weshalb auch diese Tests auf die hinteren Positionen limitiert werden. Bei der 6g Bedingung springt die Oberflächentemperatur bei Wolfram stark nach oben und übertrifft auch die PM1000[®] Probe. Ein Grund hierfür könnte die hohe Flüchtigkeit des WO₃ in diesem Druck- und Temperaturbereich zu sein, was ein stetes Abdampfen der Oxidschicht mit anschließender Oxidation des darunter liegenden Materials bedeutet. In den Fotos der Materialprobentests, siehe Anhang, kann man erkennen, dass der gesamte Plasmastrahl um die Sonde herum und stromabwärts gelb-weiß verfärbt ist. Eine Aufnahme der Materialsonde nach dem Test zeigt die vollständig gelb verfärbte SiC-Kappe. Die Reaktion der Wolframprobe mit dem Plasma verändert anscheinend die gesamte Umströmung und Grenzschicht der Sonde; von einer reinen Sauerstoffanströmung kann hierbei nicht mehr ausgegangen werden. Aus diesem Grund werden für Wolfram nur die Messdaten aus der 3g Bedingung weiter betrachtet.

Tendenziell weisen die metallischen Proben deutlich höhere Temperaturen als die keramischen Exemplare auf. Dies liegt bei PM1000[®] an der höheren katalytischen Wirkung, bei Wolfram eher an der geringeren Emissivität und der damit kleineren Strahlungskühlung. Die auf SiC basierenden Proben weisen annähernd gleiche Temperaturen auf. Da auch die Emissionsgrade sehr ähnlich sind, muss auch die Wechselwirkung des Gases mit der Wand ähnlich stark bzw. schwach sein. Dies lässt den Schluss zu, dass die Oberflächen der nicht voroxidierten SiC und C/C-SiC Proben in einer reinen Sauerstoffströmung mit hohem Dissoziationsgrad rasch oxidiert werden und sich im Test nicht mehr von der zuvor erzeugten SiO₂-Oberfläche unterscheiden.

In der Abbildung 4.2.4 sind die sich aus den Oberflächentemperaturen ergebenden Wärmestromdichten auf die Proben zu sehen. Zufälligerweise ist der Wärmestrom auf Wolfram bei der 3g-Bedingung auf dem gleichen Niveau wie die Wärmeströme auf die SiC-Proben. Der Temperaturunterschied ist somit hauptsächlich durch den kleineren Emissionsgrad $\varepsilon_{tot,n,Wolfram} \approx 0,5 < \varepsilon_{tot,n,SiC} \approx 0,85$ bestimmt.

Bei der 6g-Bedingung liegen wieder alle SiC-basierten Werkstoffe gleich auf, die Wärmestromdichte auf Wolfram ist hier jedoch deutlich höher und liegt nur leicht unter der auf PM1000[®]. Da jedoch das Wolfram stark mit dem Sauerstoff der Strömung reagiert hat,

4. Messergebnisse und Diskussion

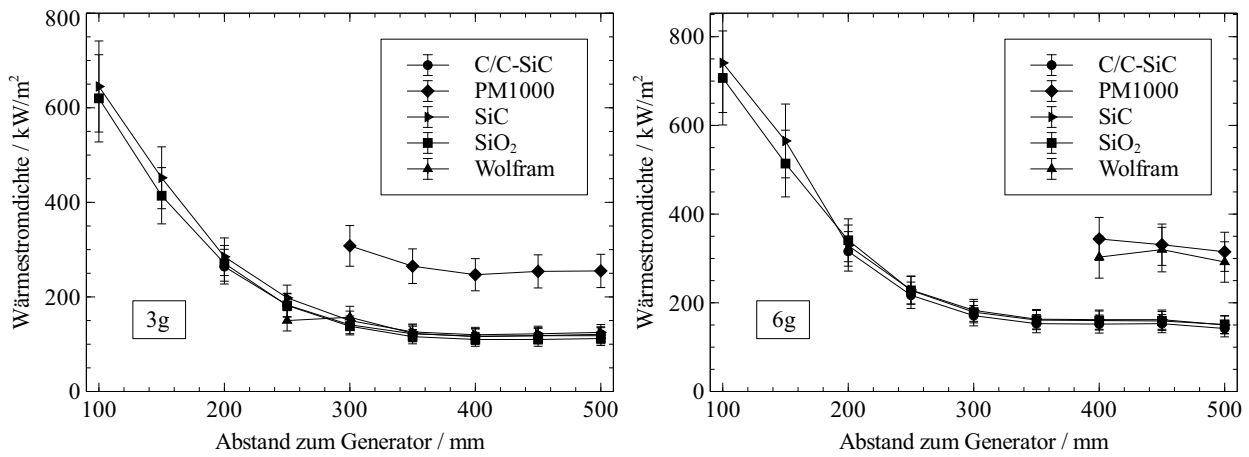


Abbildung 4.2.4.: Wärmestromdichten bei der 3g (links) und 6g (rechts) Bedingung

kann auch die ständige Abtragung der Oxidschicht zu einer Änderung der Oberfläche und damit zu einem veränderten Emissionsgrad führen. Dies könnte auch den leichten Abfall bei der 3g-Bedingung bei $x = 250$ mm erklären. Die angegebene Wärmestromdichte wird aus dem gemessenen Emissionsgrad mit voroxidierte Oberfläche bestimmt und ist deshalb möglicherweise fehlerbehaftet, wenn die Oxidschicht modifiziert wird. PM1000® weist im Vergleich zu den anderen Materialien in beiden Überschallbedingungen einen deutlich höheren Wärmestrom auf und hat damit die höchste katalytische Effektivität.

Unterschallbedingung - U3g

Die langsam steigenden Temperaturen und Wärmestromdichten in Abbildung 4.2.5 zeigen, dass sich die Hochdruckbedingung prinzipiell gut zur Untersuchung katalytischer Eigenschaften wiederverwendbarer Materialien eignet. Bei den Überschallbedingungen steigen dagegen die Wärmestromdichten sehr schnell an und würden rasch die Einsatztemperatur vieler Materialien überschreiten. Die U3g-Bedingung erlaubt es, selbst beim hochkatalytischen PM1000® mehrere Messwerte aufzunehmen, die nicht nahe am Schmelzpunkt liegen. Durch den beinahe konstanten Druck an der Oberfläche scheinen die Messwerte prädestiniert zur Analyse der Temperaturabhängigkeit der Katalyse bei konstantem Druck zu sein. In Kombination mit den niedrigen Drücken der Überschallbedingung würde man eine gute Grundlage für die Modellierung der Vorgänge an der Oberfläche gewinnen. Bei der späteren Evaluierung der Oberflächenreaktionsraten, siehe nachfolgenden Abschnitt 4.2.2, zeigt sich jedoch, dass die gemessenen Temperaturen keine vernünftige Auswertung zulassen.

4.2.2. Katalytische Oberflächenreaktionsraten

Alle Plasmastrahleigenschaften und die gemessenen Oberflächentemperaturen werden in die Datenbank geschrieben und automatisiert mit VSL1D analysiert. In Abbildung 4.2.6 sind die Rekombinationskoeffizienten $\gamma_{O} = \dot{w}_{O}/N_{O}$ auf SiO₂ dargestellt; die Ausgangsmaterialien sind, wie bereits beschrieben, C/C-SiC, SSiC und voroxidiertes SSiC. Die Ähnlichkeiten der Oberflächentemperaturen legen jedoch den Verdacht nahe, dass alle Materialien im

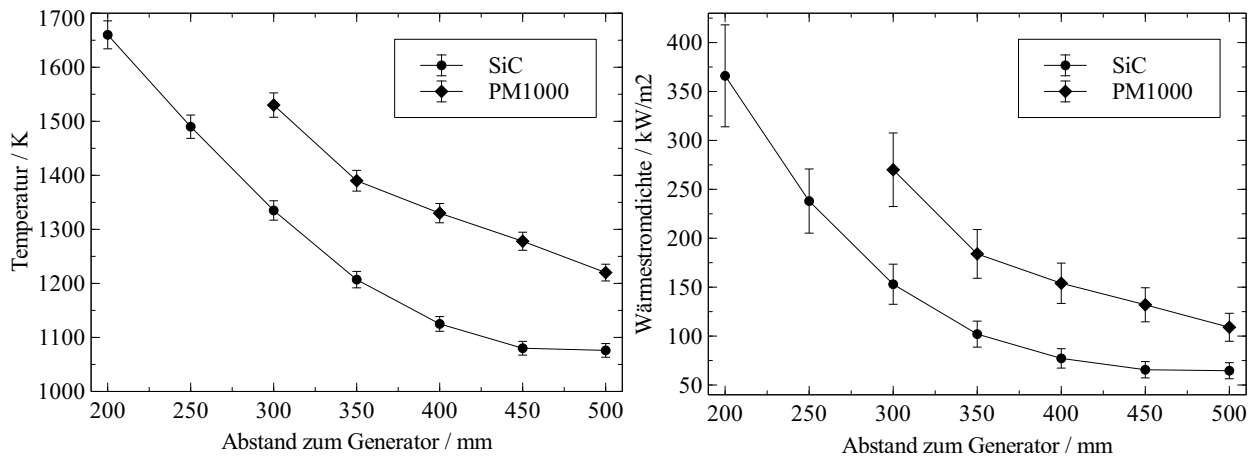


Abbildung 4.2.5.: Oberflächentemperatur- (links) und Wärmestromdichteverlauf (rechts) bei 2000 Pa Tankdruck

Sauerstoffplasma schnell eine SiO_2 -Schicht bilden und eine Unterscheidung nicht mehr zulassen. Mit VSL1D können nur die Daten der 3g- und 6g-Bedingung ausgewertet werden. Die U3g-Bedingung liefert stets negative Rekombinationskoeffizienten, da die gemessenen Wärmeströme auf die Materialproben zu gering sind, bzw. die Enthalpien und Temperaturen bei der Freistrahlscharakterisierung zu hoch, um eine positive Oberflächenreaktionsrate zu erreichen. So müssten auf der SiO_2 -Oberfläche die Sauerstoffmoleküle nicht rekombinieren, sondern weiter dissoziieren, um den Wärmestrom auf die Wand zu erklären, was jedoch nicht plausibel erscheint. Grund ist, dass bereits der konvektive Wärmestrom den gemessenen deutlich übersteigt. Dies lässt die Vermutung zu, dass beide Methoden zur Bestimmung der Anströmdaten im Unterschallfall nicht geeignet sind. Die Annahme eines Gleichgewichts ist deshalb auch bei höheren Tankdrücken um 2000 Pa nicht gegeben. Ebenso könnte die Enthalpiesonde falsche Werte liefern, da sich die effektive Austrittsfläche, die für die massenspezifische Ausblasung benötigt wird, von Überschall auf Unterschall ändert. Leider fehlen im letzteren Fall geeignete Vergleichsgrößen, um eine Kalibrierung der Sonde vornehmen zu können.

Auf der linken Seite in Abbildung 4.2.6 ist der Rekombinationskoeffizient γ_O über der Temperatur aufgetragen. Neben den allgemein relativ hohen Rekombinationskoeffizienten γ_O für das allgemein als niederkatalytisch angesehene Material SiO_2 , fallen auch die vom restlichen Trend abweichenden Werte zwischen $T = 1320 - 1360$ K auf. Betrachtet man die rechte Seite der Abbildung 4.2.6, in der der Rekombinationskoeffizient in Abhängigkeit des atomaren Sauerstoffpartialdrucks angegeben ist, zeigt sich, dass die höchsten Koeffizienten bei den niedrigsten Drücken erzielt werden und die Ausreißer $\gamma_O \ll 0,1$ bei relativ hohen Drücken liegen. Eine Ursache könnte in der höheren Sensitivität der Auswertung bei kleinen Drücken liegen. Da auf den hinteren Positionen der Dissoziationsgrad der Anströmung klein ist und sich durch die hohen Oberflächenreaktionsraten weiter verkleinert, können geringe Messunsicherheiten bei den Totaldruckmessungen, die im Bereich von ein paar Pa liegen, den atomaren Sauerstoffpartialdruck an der Wand, der häufig unter 10 Pa liegt, stark beeinflussen.

4. Messergebnisse und Diskussion

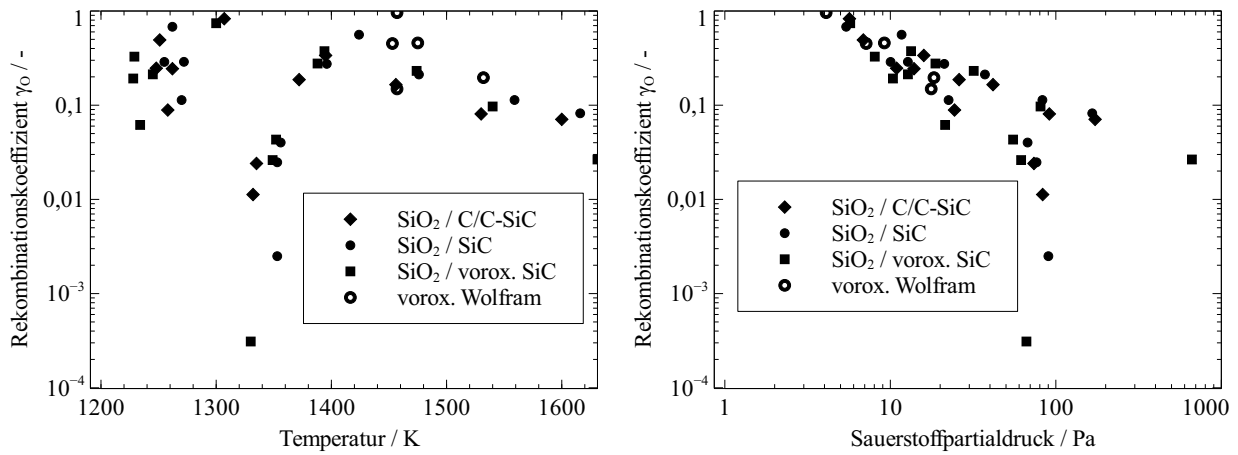


Abbildung 4.2.6.: Temperatur- (links) und Druckabhängigkeit (rechts) der Sauerstoffrekombinationskoeffizienten für die 3 SiO₂-Oberflächen der Ausgangsmaterialien C/C-SiC, SSiC & vorox. SSiC

Im Umkehrschluss sind die Messungen mit höheren Drücken davon weniger betroffen, da ein kleines Δp , den Teilchenfluss nur gering beeinflusst. Auf Grund von häufiger stattfindenden Teilchenkollisionen, bildet die Strömung mit zunehmenden Druck eher ein chemisches Gleichgewicht aus, wodurch der katalytische Einfluss auf die Rekombinationsreaktionen zunehmend zurück geht.

Die anderen beiden Materialien PM1000[®] und Wolfram ergeben für keine der insgesamt 3 Bedingungen physikalisch sinnvolle Werte. Bei den 3g- und 6g-Bedingungen liegen die Rekombinationskoeffizienten γ_O für PM1000[®] über 1, was theoretisch jedoch nicht möglich ist. Dies wird auch schnell ersichtlich, wenn man die Wärmestromdichten auf SiO₂ und PM1000[®] vergleicht. Liegen für SiO₂ die Werte bereits in der Nähe von 1, müssen sie bei PM1000[®] sogar 1 übersteigen, da der Wärmestrom auf PM1000[®] ca. 2-3 mal größer ist. Einschränkend ist die zusätzliche Oxidation der PM1000[®]-Oberfläche bei den Überschallbedingungen zu nennen, die ebenfalls einen Wärmeeintrag in das Material bewirkt, jedoch durch VSL1D nicht berücksichtigt wird.

Gleiches gilt auch für Wolfram: Zwar ist der gesamte Wärmestrom nur so groß, wie der auf die SiO₂-Oberflächen, jedoch ist die Oberflächentemperatur bei Wolfram höher. Dies hat zur Folge, dass die Wärmeleitung in der Strömung geringer ist und der chemische Anteil dementsprechend höher ausfallen muss. So ergab auch die Auswertung der Wolframtests nur wenige Werte $\gamma_O < 1$, die ebenfalls in Abbildung 4.2.6 dargestellt sind. Für eine Kalibrierung des Katalysemodells nach Fertig reichen diese fünf Punkte jedoch nicht aus.

Diverse Gründe für die hohen γ_O -Werte sind denkbar. Es könnte an zu niedrigen gemessenen Enthalpien liegen, aus denen ein zu kleiner konvektiver Wärmestrom auf die Wand errechnet wird. Der restliche Wärmestrom muss demzufolge durch einen hohen Anteil an rekombinativen Oberflächenreaktionen an der Wand erklärt werden. Auch könnte der Unterschied in den molaren Massen oder den Wärmekapazitäten des ankommenden und ausgeblasenen Gases, wie sie in manchen Korrelationsfunktionen verwendet werden, eine Änderung der Kühleffizienz bewirken. Die Abnahme des Dissoziationsgrads in der Strömung könnte ebenso Ursache

sein, da durch Rekombinationen in der Gasphase vibratorisch angeregte Moleküle entstehen könnten, die in der Messung einen gewissen Beitrag zum Gesamtwärmestrom liefern, welcher jedoch durch die Annahme eines thermischen Gleichgewichts nicht berücksichtigt wird. Auf Grund der vollständigen Dissoziation der Strömung am Austritt des Generators können thermische Nichtgleichgewichtseffekte des Generators dort jedoch vernachlässigt werden. Auch der Einfluss elektronisch angeregter Teilchen auf die Transportgrößen ist nicht bekannt. Des Weiteren wird in der Simulation kein Strahlungswärmestrom des Gases zur Wand berücksichtigt. Im PWK hingegen befindet sich die Materialprobe genau in der Achse des Plasmagenerators und könnte durch die Strahlung des dortigen Plasmas, soweit sie nicht wieder vom Strahl absorbiert wird, zusätzlich aufgeheizt werden. Die größte Fehlerquelle könnte jedoch im Plasmagenerator an sich liegen. Wie bereits in Kapitel 4.1.4 beschrieben, variiert die Strahlungsintensität um ein Vielfaches mit einer relativ niedrigen Frequenz von 300 Hz. Für chemische oder thermische Vorgänge, hervorgerufen durch Teilchenkollisionen, ist dies sehr lange. So beträgt die Stoßfrequenz für typische Plasmen im PWK3 zwischen 0,1 und 10 GHz. Dies bedeutet, dass sich das Plasma während der Nulldurchgänge der sinusförmigen Anregungsfrequenz der Spule wieder deutlich abregen kann. Das Resultat wäre eine pulsierende Strömung mit teils hochenthalpen dissoziierten Atomen, teils kaum angeregten Molekülen. Die mit den Sonden gewonnenen Messungen sind demnach nur Durchschnittswerte, die unterschiedlichen Zeitskalen unterliegen. Die Anzahl der auf die Oberfläche der Materialproben treffenden Atome würde während der Temperaturmessung ständig variieren mit unklaren Folgen. Diese spekulative Fehleranalyse bedarf jedoch weiterer eingehender Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden kann.

4.2.3. Rekombinationsmodell und -koeffizienten

Zur Kalibrierung des katalytischen Modells wird ein Programm in Matlab geschrieben, das auf Basis einer nichtlinearen Minimierung der kleinsten Fehlerquadrate die in dem Modell vorkommenden 15 Variablen anpasst. Als Eingabedaten sind nur die Oberflächenreaktionsraten und der Teilchenstrom auf die Oberfläche notwendig. Um unphysikalische Größen zu vermeiden, können den 15 Größen äußere Grenzen gesetzt werden.

In Tabelle 4.1 sind die Modellparameter, mit denen die in dieser Arbeit gemessenen Rekombinationskoeffizienten für SiO_2 gut reproduziert werden können, angegeben. Hierfür sind nicht viele Änderungen im Vergleich zu den Werten nach Fertig nötig. Die Anzahl der aktiven Zentren n_O wird leicht erhöht und liegt jetzt näher an den Werten von Nasuti und Bruno, die $n_O = 4,5 \cdot 10^{18}$ verwenden. Der Reaktionsradius $\sigma_{Ad,O}$ beträgt in etwa das doppelte im Vergleich zu Fertig, liegt aber noch unter den Angaben von Nasuti und Bruno ($\sigma_{Ad,O} = 4,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}^2$). Neben der leichten Anpassung der Aktivierungsenergie für die Sauerstoffdesorption $E_{Des,O}$ von der Oberfläche, die auch mit der Obergrenze der Aktivierungsenergie des Eley-Rideal-Mechanismus $E_{ER,max,OO}$ gleichgesetzt wird, wird noch die Diffusionsenergie $E_{Diff,O}$ halbiert, Nasuti und Bruno nehmen für die Diffusionsenergie $E_{Diff,O} = 159,1 \text{ kJ/mol}$ an sowie die charakteristische Vibrationsenergie um zwei Größenordnungen gesenkt, wobei angemerkt

4. Messergebnisse und Diskussion

werden muss, dass dies einen sehr kleinen Wert darstellt.

	Neu	Fertig[32]	Einheit
n_O	$5 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	m^{-2}
$P_{Ad,O}$	0,64	0,64	-
$\sigma_{Ad,O}$	$3,4 \cdot 10^{-10}$	$1,78 \cdot 10^{-10}$	m
$E_{Ad,O}$	0	0	kJ/mol
$E_{Ad,max,O}$	24,0	24,0	kJ/mol
$P_{Des,O}$	1	1	-
$E_{Des,O}$	268,8	240	kJ/mol
$E_{vib,Des,O}$	14,3	14,3	kJ/mol
$P_{ER,OO}$	0,64	0,64	-
$\sigma_{ER,OO}$	$1,78 \cdot 10^{-11}$	$1,78 \cdot 10^{-11}$	m
$E_{ER,OO}$	17,0	17,0	kJ/mol
$E_{ER,max,OO}$	268,8	240,0	kJ/mol
$P_{LH,OO}$	1	1	-
$E_{Diff,O}$	59,1	120,0	kJ/mol
$E_{vib,LH,O}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$	kJ/mol

Tabelle 4.1.: Modellparameter des Katalysemodells mit den Daten aus dieser Arbeit und Vergleich mit Fertig

werden können. Hauptsächlich ist dabei die Erhöhung der Adsorptionsrate, die eine Anhebung des gesamten Niveaus zur Folge hat sowie die Änderung der Ratengleichung des Langmuir-Hinshelwood-Mechanismus, siehe Abbildung 4.2.8, augenscheinlich. Dieser ist für das gegebene Modell bei kleinen Drücken bis $p_O = 1000$ Pa der dominante Mechanismus, wie man in Abbildung 4.2.8 sehen kann. Die Rekombination, basierend auf dem Eley-Rideal-Mechanismus, erreicht selbst im Maximum bei Atmosphärendruck und 2000 K nur einen Rekombinationskoeffizienten $\gamma_O < 0,001$. Bei $p_O > 1000$ Pa im unteren Temperaturbereich ist der ER-Mechanismus maßgeblich für die Rekombination.

Dies lässt sich dadurch erklären, dass bei geringem Druck die Wahrscheinlichkeit, dass ein Atom aus der Gasphase ein adsorbiertes Teilchen trifft, gering ist. Dort spielen dann hauptsächlich Diffusionsvorgänge der Atome auf der Oberfläche eine Rolle. Bei höheren Drücken kann, auf Grund der häufigen Kollisionen mit der Wand, der Bedeckungsgrad des Katalysators sehr hoch sein bzw. die Oberfläche gänzlich gesättigt sein. Dadurch ist der LH-Mechanismus durch den Druck nach oben hin begrenzt, während beim ER-Mechanismus mit zunehmendem Druck auch eine höhere Reaktionsrate möglich ist, da das gebundene Teilchen an der Wand nach kurzer Adsorptionsphase schnell einen Reaktionspartner im Gas finden kann.

Der Rekombinationskoeffizient γ_{O,SiO_2} in Abhängigkeit der Temperatur und des Drucks, der sich aus der neuen Kalibrierung des Modells ergibt, ist in Abbildung 4.2.7 angegeben. Die Unterschiede, die sich durch Anpassung von sechs der 15 Variablen ändern, sind im Vergleich zum Ausgangsmodell nach Fertig ersichtlich. Die unterschiedlichen Druckbereiche fächern sich bereits ab 500 K auf und die Niveaus liegen deutlich über den Ursprungswerten. Die Maxima reichen knapp an eins heran und weisen breitere Plateaus auf. Doch je höher der Druck ist, desto geringer sind die Unterschiede zwischen den Modellen. Da die Messgrößen im PWK3 vor allem bei niedrigen Drücken gewonnen werden und sich gerade da die Unterschiede ergeben haben, ist es nur logisch, dass die Parameter so angepasst werden müssen, dass die neuen Werte möglichst gut wiedergegeben werden können.

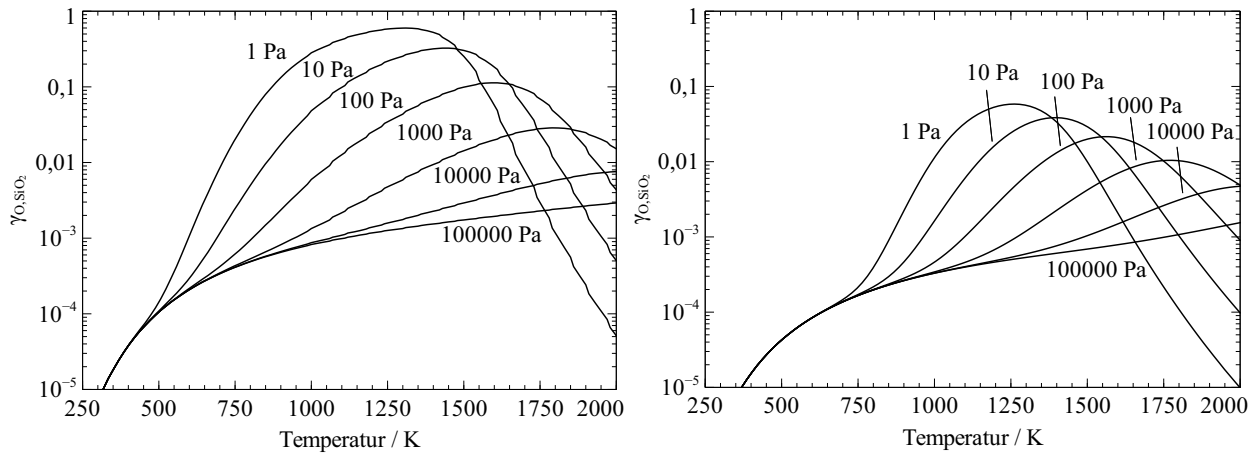


Abbildung 4.2.7.: Katalytisches Modell für SiO₂ mit neuem Fit (links) und nach Fertig (rechts)

Bei einem Wiedereintritt in die Erdatmosphäre sind jedoch nur die Bereiche bis $p_O < 1000$ Pa interessant, da der statische Atmosphärendruck in Höhen zwischen 30 km und 100 km im Bereich von 0,037 Pa bis 859 Pa variiert. Da Sauerstoff nur ca. ein fünftel des Gesamtdrucks ausmacht und die Strömung in Bereichen maximaler Dichte meist nicht vollständig dissoziiert ist, ergeben sich selbst durch die Erhöhung des Drucks durch die Geschwindigkeit des Wiedereintrittsfahrzeugs keine Sauerstoffpartialdrücke $p_O > 1000$ Pa. Das führt dazu, dass die Sauerstoffrekombination überwiegend die Reaktionsordnung 2 besitzt, statt der in Literaturangaben stets verwendeten Reaktionsordnung 1. Ordnung und die Reaktionsgeschwindigkeit somit

$$k_{w,2} [c_i]^2 = \gamma \dot{n}_i, \quad (4.2.1)$$

lauten müsste. Die Reaktionsgeschwindigkeit k_w würde sich dementsprechend aus dem Zusammenhang

$$k_w = \frac{\gamma}{\rho_w c_w} \sqrt{\frac{\Re T}{2\pi M}} \quad (4.2.2)$$

ergeben.

Die Flexibilität des detaillierten Katalysemodells zeigt, dass es sich bereits durch Variation weniger Größen gut an vorhandene Messdaten anpassen lässt und sich auch die aktuellen Daten für SiO₂ gut wiedergeben lassen. Einschränkend gilt jedoch, dass die Modellierung nicht besser als die Kalibrierdaten sein kann und diese für SiO₂ deutlich von bisherigen Literaturangaben abweichen. Für Wolfram sind nicht genügend Messpunkte für eine Kalibrierung vorhanden. Für PM1000® fehlen druck- und temperaturabhängige Daten noch vollständig.

4. Messergebnisse und Diskussion

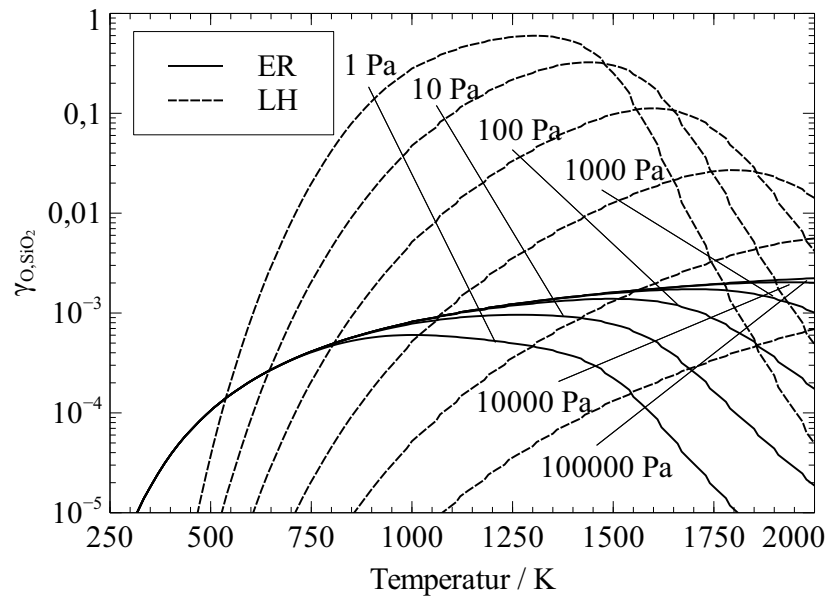


Abbildung 4.2.8.: Rekombinationskoeffizient γ_{O,SiO_2} aufgeteilt nach ER- und LH-Mechanismus

5 Kapitel 5. Nutzlastentwicklung

Im folgenden Kapitel wird ausgehend vom Phänomen der Katalyse auf die Entwicklung, Auslegung und Flugqualifizierung des auf dem Prinzip der Katalyse aufbauenden Sensorsystems PHLUX für die Wiedereintrittsmission EXPERT der ESA eingegangen sowie dessen Design und die Anforderungen an dieses ausführlich beschrieben. Aufgrund von Problemen mit der Startrakete existiert für die Wiedereintrittskapsel im Moment kein Starttermin. Ein Sensorsystem namens (P)HLUX, mit einem ähnlichen Messprinzip wie PHLUX, wird für das Höhenforschungsprojekt WADIS entworfen und konnte bereits den ersten von zwei geplanten Flügen erfolgreich absolvieren. Die Herausforderung hierbei besteht in der Bestimmung der atomaren Sauerstoffkonzentration in der sehr dünnen Erdatmosphäre zwischen 80 und 130 km Höhe. Die Ergebnisse dieses Flugs werden im Anschluss an die Beschreibung des (P)HLUX-Aufbaus diskutiert.

5.1. Messung von atomarem Sauerstoff in hypersonischen Strömungen am Beispiel von EXPERT

EXPERT (European eXPERimental Re-entry Testbed), ein Projekt der europäischen Welt- raumorganisation ESA, an der zahlreiche europäische Institute und Industriepartner beteiligt sind, ist eine 1,6 m x 1,2 m große ballistische Wiedereintrittskapsel mit einer Gesamtmasse von 436 kg und einem Nasenradius von 0,55 m. Sie besitzt zu Beginn des geplanten Wiedereintritts bei einer Höhe von 100 km, eine Anfangsgeschwindigkeit von 5 km/s und soll unter einem Winkel von $-5,5^\circ$ wieder in die Erdatmosphäre eintreten [90, 112]. Als Trägerrakete wurde ursprünglich die russische U-Boot gestützte, ballistische Rakete Volna eingeplant, die überraschend im Jahr 2013 von Russland für zivile Projekte gestrichen wurde. Die Kapsel sollte in der Beringsee gestartet werden und ca. 12 min später auf der russischen Halbinsel Kamtschatka landen. Da EXPERT über keine Telemetrie verfügt, ist eine Landung auf festem Boden Pflicht. Das schränkt die Auswahl an alternativen Trägerraketen stark ein.

Das Ziel der EXPERT-Mission ist die Validierung der Auslegungstools für Wiedereintrittsmissionen, Bodentestanlagen und numerischer Werkzeuge und soll damit der Reduzierung von Unsicherheiten dienen. Geringere Sicherheitsfaktoren sind gleichbedeutend mit Gewichtseinsparungen, was zu kostengünstigeren Raumfahrzeugen führen würde.

Als ballistischer Wiedereintrittskörper konzipiert, ist die EXPERT-Kapsel ein Kegel mit stumpfer Nase, eine typische Konfiguration für Körper, die Strömungsgeschwindigkeiten im Hyperschallbereich widerstehen sollen. Die durch die Kapsel abrupt verdichtete Luft wird

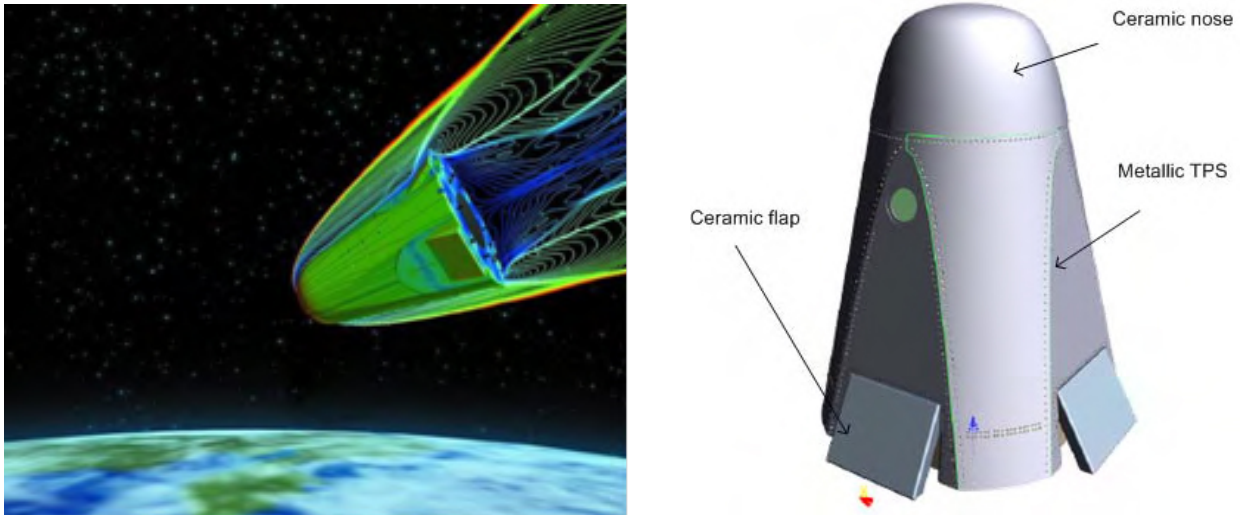


Abbildung 5.1.1.: EXPERT Kapsel beim Wiedereintritt (links) und Modell der EXPERT Kapsel (rechts) [102]

auf mehrere tausend Grad aufgeheizt und dadurch, je nach Flugphase, teilweise vollständig dissoziiert und nennenswert ionisiert. Durch die stumpfe Nasenkappe vollzieht sich die Komprimierung jedoch nicht direkt an der Fahrzeugoberfläche, sondern in einiger Entfernung zu ihr, in der sogenannten abgehobenen bogenförmigen Stoßwelle, was die Wärmelast auf das Fahrzeug stark reduziert. Auf Grund des dennoch hohen Wärmestroms im Staupunkt von bis zu $1,86 \text{ MW/m}^2$ besteht die Nasenkappe aus kohlenstofffaserverstärkter Siliziumkarbidkeramik (C/C-SiC). Die keramische Nasenkappe wird beim DLR (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt) entwickelt und gefertigt. Der hintere, konische Teil der Kapsel besteht aus PM1000[®]. Die Systemverantwortung für EXPERT obliegt der Firma Thales Alenia Space Italy (TAS-I).

Der Übergang von keramischer Nase auf das metallische Hitzeschutzschild stellt eine große Herausforderung an das Design der Kapsel dar. Erstens haben beide Materialien einen stark unterschiedlichen Temperatursdehnungskoeffizienten und zweitens ist die katalytische Effektivität von SiC deutlich kleiner als die von PM1000[®]. Die unterschiedliche thermale Ausdehnung führt während des Wiedereintritts zu einer stärkeren Ausdehnung der metallischen Außenhaut im Vergleich zur keramischen Nasenkappe. Um ein Überstehen des metallischen Teils zur Nase hin während des Flugs zu verhindern, wird die metallische Außenhaut so konstruiert, dass sie im Vergleich zur Nase zu Beginn eine negative Stufe von mehreren mm aufweist, die sich im Verlauf des Wiedereintritts stetig verkleinert und sich bis auf einen ebenen Übergang ausdehnt. Eine positive Stufe könnte ansonsten die Wahrscheinlichkeit eines turbulenten Umschlags der Strömung stark erhöhen. Am Ort des Umschlags kann dadurch lokal ein bis zu drei Mal höherer Wärmestrom hervorgerufen werden.

Zudem führen die katalytisch unterschiedlichen Eigenschaften der Nase und des metallischen Hitzeschutzes zu einer Erhöhung des Wärmestroms. Da die Nasenkappe niederkatalytisch ist, trifft eine sehr hoch dissoziierte Strömung auf den hochkatalytischen, metallischen Teil. Neben den Konzentrationsgradienten normal zur Oberfläche, entsteht hierbei auch ein diffusiver

Massenstrom entlang der Grenzflächen, wodurch der atomare Teilchenstrom vergrößert wird und zusätzlich Teilchen an der höherkatalytischen Oberfläche rekombinieren lässt. Dies führt zu einer deutlich höheren Wärmelast, weshalb dieser Übergang den extremst beanspruchten Teil des metallischen Hitzeschutzes darstellt.

Das Höhen- sowie Geschwindigkeitsprofil der Trajektorie mit der abgeschätzten Staupunktswärmestromdichte, die mit der einfachen Ingenieursgleichung nach Detra-Kemp-Ridell [23] berechnet wird, sind in Abbildung 5.1.2 dargestellt.

Ziel der Mission ist es, existierende physikalische Modelle und numerische CFD-Codes, die entwickelt werden, um Vorgänge bei hyperschallschnellen Wiedereintritten zu beschreiben, zu überprüfen und weiterzuentwickeln. Grund hierfür ist, dass die Vergleiche mit existierenden Messungen aus Bodentestanlagen oder realen Flugtests häufig Unterschiede zeigen. Diese resultieren aus vereinfachenden Annahmen, die zwar einerseits die Komplexität und den Rechenaufwand von Simulationen reduzieren, andererseits können die getroffenen Annahmen, je nach Bedingung, falsch oder unzureichend sein, so dass stets eine Unsicherheit in den numerischen Berechnungen besteht. Es gilt deshalb herauszufinden, an welchen Punkten welches Modell scheidet bzw. die Annahmen nicht mehr ausreichend den Realfall beschreiben. Solange man dies nicht genau sagen kann, stellen diese Modelle Unsicherheiten dar. Insbesondere für die Auslegung von Thermalschutzsystemen für Wiedereintrittskörper stellen sie jedoch die Basis für deren Konzeptionierung dar. Daraus ergibt sich wiederum die Notwendigkeit, die entsprechenden Messungen im Rahmen von Bodentests und Flugexperimenten durchzuführen. Die damit verbundenen Anstrengungen und Kosten rechtfertigen sich durch eine verbesserte Validierung der numerischen Werkzeuge und die Verringerung von Sicherheitsfaktoren im Auslegungsprozess von Thermalschutzsystemen. Dies führt letzten Endes zu einer Reduktion der Masse und der Kosten des Wiedereintrittsfahrzeugs.

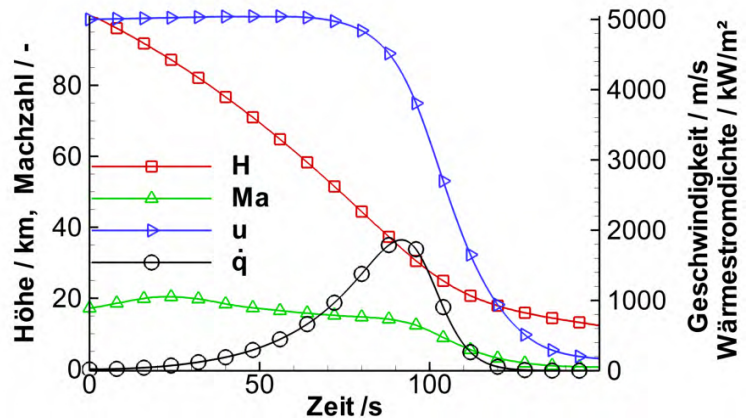


Abbildung 5.1.2.: EXPERT Trajektorien- und Wärmestromdichte im Staupunkt

Für EXPERT sind insgesamt 14 Nutzlasten vom IRS, DLR, HTG, RUAG, VKI, INASMET, CIRA und ALTA entwickelt worden [102]. Im folgenden Abschnitt wird auf das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Sensorsystem PHLUX eingegangen. Auf dem Testprogramm stehen mechanische Vibrations- und Schocktests, die Überprüfung der elektromagnetischen Verträglichkeit sowie Thermal-Vakuumkammertests. Zusätzlich werden die Sensorköpfe thermal in Plasmawindkanalanlagen getestet, die der beim Wiedereintritt der EXPERT-Kapsel erwarteten Wärmelast entsprechen.

5.1.1. PHLUX

Das Sensorsystem PHLUX besteht aus zwei Sensorköpfen und einer 6-Kanal-Elektronik. Jeder der beiden Sensorköpfe besteht wiederum aus drei Messköpfen. Zu sehen ist der Sensorkopf und dessen Anordnung in Abbildung 5.1.3. Das primäre Ziel von PHLUX ist es die Temperaturdifferenz auf zwei unterschiedlich katalytischen Materialien zu bestimmen. Zum Einsatz kommen dabei die in Kapitel 4 untersuchten Materialien PM1000[®], SiC, voroxidiertes SiC und Wolfram. Dabei werden auf dem ersten Sensorkopf SiO₂ und PM1000[®] und auf dem Zweiten SiC und Wolfram paarweise kombiniert. Da die Strömungsbedingungen auf Höhe der Materialproben auf jedem Sensorkopf in erster Näherung gleich ist, kann durch die Kombination eines bekannten hoch- und niederkatalytischen Materials über unterschiedliche Temperaturen auf den Proben und damit Wärmeströmen auf die Reaktionsrate in Oberflächennähe geschlossen werden. Für nur eine dissoziierte Spezies in der Strömung und unter Vernachlässigung des ER-Mechanismus kann über Gleichungen (4.2.1) und (2.1.9) direkt der Partialdruck dieser Spezies an der Wand bestimmt werden. Über den Gesamtdruck, der einfach aus Strömungssimulationen gewonnen werden kann, erhält man anschließend den Anteil der dissoziierten Spezies direkt an der Oberfläche der Proben.

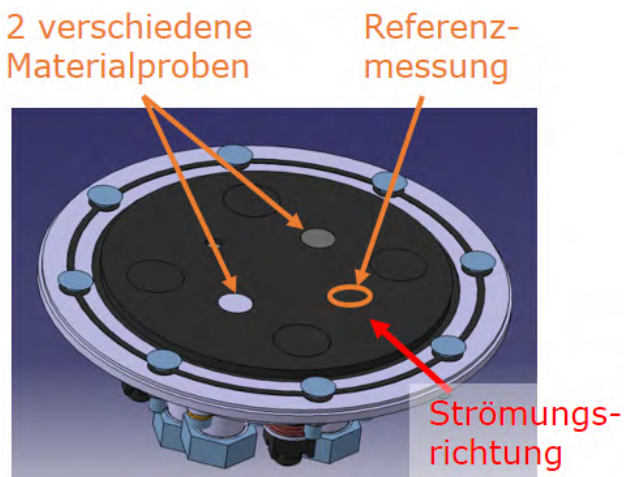


Abbildung 5.1.3.: CAD-Modell und Anordnung eines PHLUX Sensorkopfs

Auswertung fließen, in dem der gemessene Wärmestrom auf die Proben um diese Anteile korrigiert wird.

Ein Vergleich der Strömungsverhältnisse zwischen beiden Sensorköpfen wird durch die dritte Referenzmessung möglich, mit der die Temperatur der zentralen C/C-SiC Scheibe auf jedem der beiden PHLUX Sensorköpfe miteinander verglichen werden kann. So können nicht nur die Materialproben eines Sensorkopfs ins Verhältnis gesetzt, sondern darüber hinaus auch mit den Materialien des anderen Sensorkopfs verglichen werden. Dies ist besonders im Hinblick auf die Kombination von voroxidiertem und reinem Siliziumkarbid interessant,

Beim Übergang von einem Werkstoff auf einen anderen tritt jedoch der bereits beim Übergang von keramischer Nase und metallischem Hitzeschutz beschriebene Effekt auf. Bei unterschiedlich katalytischen Werkstoffen treten an den Rändern dieser Materialien Diffusionseffekte auf, die zu einer weiteren Erhöhung des Wärmestroms an den Grenzflächen führen. Der sich daraufhin einstellende Temperatursprung an den Grenzflächen der Materialproben führt zu einer nicht vernachlässigbaren Erhöhung der Temperatur. Solche Phänomene lassen sich jedoch nur durch den Einsatz von 2D- oder 3D CFD-Simulationen erfassen. Deren ermittelte Anteile können anschließend wieder in die eben beschriebene

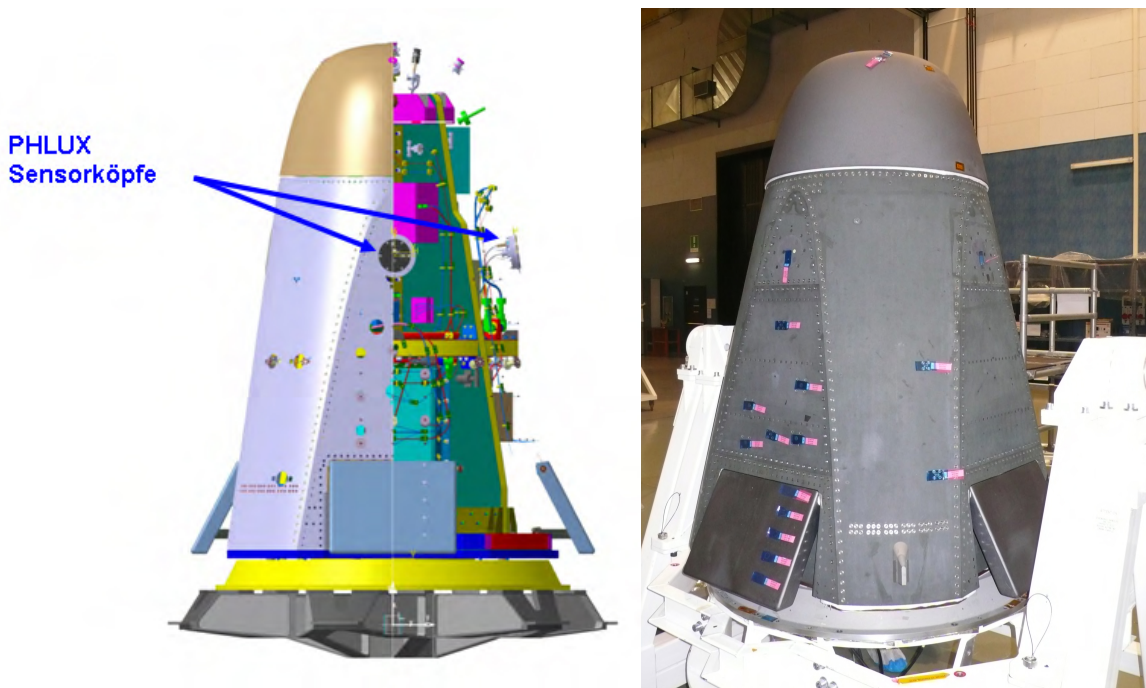


Abbildung 5.1.4.: 90° Anordnung der beiden PHLUX Sensorköpfe auf EXPERT

wodurch der Einfluss der Oxidation auf den Wärmestrom während des Wiedereintritts besser untersucht werden kann.

Die Position der Sensorköpfe und ein Foto der EXPERT Kapsel sind in Abbildung 5.1.4 dargestellt.

Zudem beinhaltet der PHLUX Sensorkopf auch den Sensorkopf einer weiteren EXPERT-Nutzlast namens RESPECT [65, 66], die spektroskopische Aufnahmen der Plasmastrahlung während des Wiedereintritts ermöglicht.

Aufbau des Sensorsystems

Die Blockkonfiguration des PHLUX Sensorsystems ist in Abbildung 5.1.5 zu sehen. Die in das SiC-Röhrchen eingekoppelte Wärmestrahlung wird mit dem Kollimator auf den Eingang eines im Brennpunkt befindlichen Lichtwellenleiters fokussiert. Der Sensorkopf „sieht“ somit hauptsächlich parallel einfallende Strahlung. Der Lichtwellenleiter leitet die ankommende Strahlung anschließend an den optischen Eingang der Elektronikeinheit weiter. Dort werden die Wellenlängenbereiche mit Hilfe von optischen Filtern abgeschnitten. Strahlung auf Wellenlängen außerhalb des Sensitivitätsbereichs der Photodioden würden lediglich zu einer Erwärmung der Photodioden führen. Wegen ihrer guten Langzeitstabilität werden Farbgelber als Filter verwendet. Anschließend wird die Strahlung von einer weiteren Linse im optischen Teil der Elektronikeinheit auf die Photodioden gebündelt. Hierdurch wird ein von der Strahlungsintensität abhängiger Photostrom erzeugt. Die Elektronik wird über eine RS424-Datenverbindung an die EXPERT-Datenerfassung OBDH (OnBoard Data Handling Unit) angeschlossen. Über die 28V-Stromversorgung der Kapsel wird die Elektronik betrieben. Über 6 Lichtwellenleiter werden beide Sensorköpfe mit der Elektronik verbunden. Die Gesamtmasse

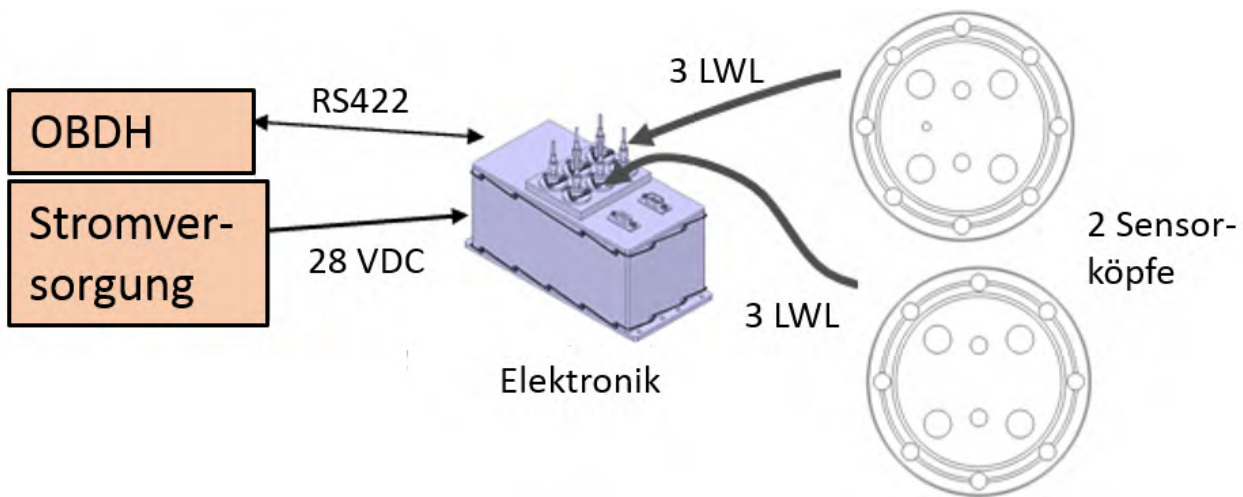


Abbildung 5.1.5.: Konfiguration des PHLUX Sensorsystems

des Sensorsystems beträgt 4,5 kg.

Sensorkopf

Der PHLUX Sensorkopf basiert auf einer integralen Bauweise, die die Befestigung von bis zu vier Messköpfen ermöglicht, wobei für das Messsystem PHLUX drei pyrometrische Temperaturmessköpfe vorgesehen sind.

Kernpunkt der beiden Materialprobenmessköpfe ist die konische Fassung, in die die sich konisch verjüngenden Materialproben (SiC, vorox. SiC, Wolfram und PM1000[®]) eingesetzt werden. Über eine Zirkoniumdioxidhülse, die über eine Wellenfeder gegen die Proben gedrückt wird, werden diese an der C/C-SiC-Disc fixiert. Zur Minimierung der Kontaktfläche verfügen die Zirkoniumdioxidhülsen an der Oberseite über je drei Spitzen, über die sie mit den Materialproben im Kontakt stehen. Die sehr geringe Wärmeleitfähigkeit von Zirkoniumdioxid ermöglicht eine gute thermische Isolierung der Materialproben gegen das Sensorkopfgehäuse. Zugleich erlaubt der Federmechanismus mit konischer Passung eine thermale Ausdehnung der Materialproben.

Die C/C-SiC-Disc selbst liegt auf acht runden Zirkoniumdioxid-Pins auf, die gleichmäßig radial verteilt sind. Der Zwischenraum um die Messköpfe zwischen C/C-SiC-Disc und Gehäuseunterseite wird von einer Isolierung aus KVR[®], einem Vakuumformteil aus Aluminiumoxid, gefüllt. Durch die poröse Struktur besitzt KVR[®] eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit ($\lambda_{KVR} = 0,2 \text{ W/m K}$). Durch die geringe Wärmeabfuhr stellt sich zwischen der C/C-SiC-Disc und der KVR[®]-Isolierung schnell ein Strahlungsgleichgewicht ein. Mit Hilfe dieser Maßnahmen kann die Disc zum Inneren des Sensorkopfs als adiabat betrachtet werden. Zusätzlich führt die Blockung der Wärmestrahlung und die Minimierung der Wärmeleitung zu einer Reduktion der Temperatur im Bereich der Optiken auf der Unterseite des Sensorkopfes. Da KVR[®] sehr spröde ist, wird eine Lage Fiberfrax[®]-Papier zwischen dem Gehäuse und KVR[®] gelegt. Das weiche Keramikpapier sorgt für einen spaltlosen Sitz der keramischen Isolierung und wirkt zudem dämpfend gegen Stöße.

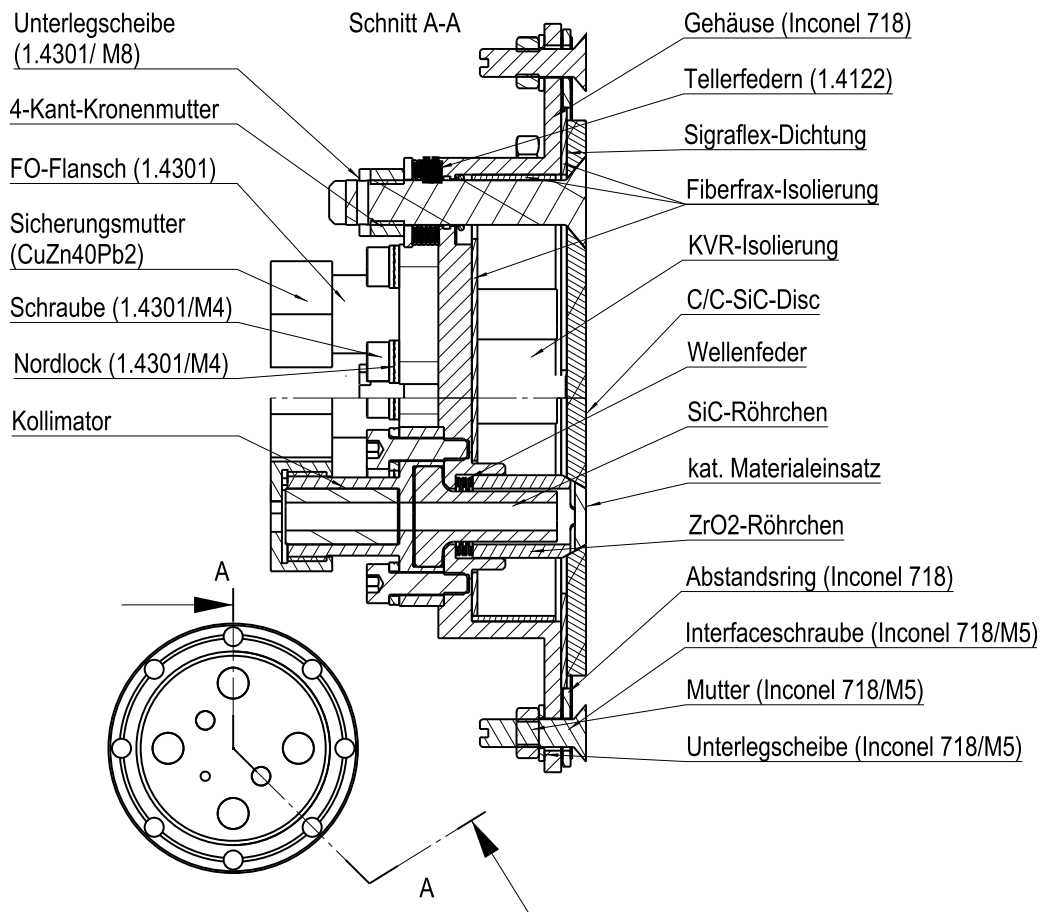


Abbildung 5.1.6.: Schnittbild des PHLUX Sensorkopfs

Der eigentliche Messkopf besteht aus einem SiC-Röhrchen, das bis auf wenige Millimeter Abstand an die Materialproben heranreicht. Der Flansch mit innenliegendem Kollimator mit SMA-Lichtwellenleiteranschluss wird mit 4 M4-Schrauben mit dem Gehäuse verschraubt, die mit Nord-Lock[®] Scheiben gesichert werden. Der Flansch fixiert zudem das SiC-Röhrchen. Der Kollimator wird mit einer Messing-Überwurfmutter mit dem Gehäuse verpresst. Die Mutter selbst wird mit Loctite[®] 243 gegen Losdrehen gesichert.

Die runde C/C-SiC-Scheibe wird von vier M8 Schrauben, die ebenfalls aus C/C-SiC bestehen, befestigt. Die Schrauben besitzen einen planen Senkkopf, um die Außenströmung so wenig wie möglich zu stören. Zudem muss die Anforderung erfüllt werden, auf der Außenseite keine größeren Stufen als 0,1 mm zu generieren, was nur mit ebenen Oberflächen erreicht werden kann. Dies dient in erster Linie der Vermeidung laminar-turbulenter Umschläge der Strömung. Zum Festziehen der Schraube wurde deshalb zum Gegenhalten ein Schlitz am Schraubenende vorgesehen. Zur Vermeidung thermaler Spannungen sind die M8 Schrauben nicht fest, sondern federnd gegen den Gehäuseboden verspannt. Die Federkraft muss einerseits groß genug sein, dass die Vibrationen während des Flugs die Vorspannung der Schrauben nicht aufhebt und andererseits die zulässigen Spannungen der Schrauben nicht überschritten werden. Um diese Randbedingungen zu erfüllen, werden je Schraube sechs Tellerfedern angebracht, die auf eine nominelle Federkraft von ca. 600 N vorgespannt werden. Zum Einstellen der Federkraft wird eine vierkantige Edelstahl-Kronenmutter, die jeweils 6 Nuten aufweist, verwendet. Durch

5. Nutzlastentwicklung

Bohrungen in den Keramikschrauben, werden die Muttern mit Splints gegen Verdrehen und damit Verlust der Vorspannung gesichert.

Da die starren, konischen Passungen der Materialproben zur C/C-SiC-Disc den Sensorkopf nicht gasdicht abschließen und die C/C-SiC-Disc zudem eine Öffnung für den RESPECT Sensor besitzt, wird der PHLUX Sensorkopf auf der Unterseite abgedichtet. So befinden sich um die keramischen M8 Schrauben radial dichtende O-Ringe aus Viton sowie flache Ringdichtungen aus Sigraflex[®] APX, die über den Optikflansch und den SiC-Röhrchen mit dem Gehäuseboden verpresst werden.

Über insgesamt 8 Schrauben aus Inconel 718, wird der gesamte Flansch des PHLUX Sensorkopfs an die Außenhaut der EXPERT Kapsel geschraubt. Die Schrauben besitzen ebenfalls einen planen Senkkopf und zum Gegenhalten einen Schlitz auf der Unterseite. Gesichert werden die Schrauben über eine keramische Hochtemperatur-Schraubensicherung (Cotronics[®] 907TS, $T_{\max} = 1150 \text{ °C}$), bei der sich während des Aushärtens kleine keramische Kristalle bilden, die sich zwischen den Gewindegängen verkeilen.

Zwischen dem PM1000[®] Außenpaneel und dem eigentlichen PHLUX Sensorgehäuse befindet sich ein Distanzring aus Inconel 718, der in verschiedenen Dicken angefertigt wird. So können beim Einbau der Sensorköpfe in die Kapsel die Ringe ausgewählt werden, die keine Stufe zwischen C/C-SiC-Scheibe und metallischen TPS hervorrufen. Das PHLUX-Interface wird über zwei Sigraflex[®]-Ringe zwischen PM1000[®] Paneel und Abstandsring sowie zwischen Abstandsring und Sensorgehäuse abgedichtet. Diese haben bei einem Durchmesser von 116 mm eine Breite von lediglich 2 mm, wobei sich diese im Bereich der Durchgangslöcher aufspaltet, um die Löcher nach allen Seiten hin zu umschließen. Da Sigraflex[®] sehr weich ist und leicht reißt, wird die filigrane Struktur beim DLR mittels Wasserstrahlschneiden hergestellt. Die schmale Kontur erhöht die Flächenpressung der Dichtung und somit deren Dichtigkeit.

Aus Gründen der thermalen Ausdehnung wird der gesamte PHLUX Sensorkopf inklusive der Schrauben und Abstandsringe anfangs ebenfalls, wie das Außenpaneel, aus PM1000[®] konstruiert. Da die Produktion von PM1000[®] in der Designphase des EXPERT Projekts eingestellt wurde, wird auf Inconel[®] 718 umgeschwenkt. Inconel[®] 718 besitzt im Vergleich zu PM1000[®] einen praktisch identischen, thermalen Ausdehnungskoeffizienten. Trotzdem stellte die genaue Auslegung des Interfaces eine große Herausforderung dar, da zwar der Ausdehnungskoeffizient gleich ist, nicht jedoch die Temperaturen. Diese können der stationären Thermalsimulation des Sensorkopfs zur Folge, siehe Abbildung 5.1.7, während des Wiedereintritts auf der Außenseite um über 200 K über den Temperaturen des Sensorgehäuses liegen. Aus diesem Grund werden im Anschluss an die thermale Simulation mehrere nicht-lineare FEM-Mehrkörpersimulationen des Interfaces durchgeführt. Aus Symmetriegründen wird nur eine Schraubenverbindung analysiert. Da alleine die thermischen Spannungen bei normalen M5 Durchgangslöchern über der Festigkeit der Schraube liegen, sind Änderungen am detaillierten Design notwendig. Die Komplexität darin besteht in den zwei Anforderungen, ein radiales Gleiten des äußeren TPS zu ermöglichen und gleichzeitig am Interface genügend

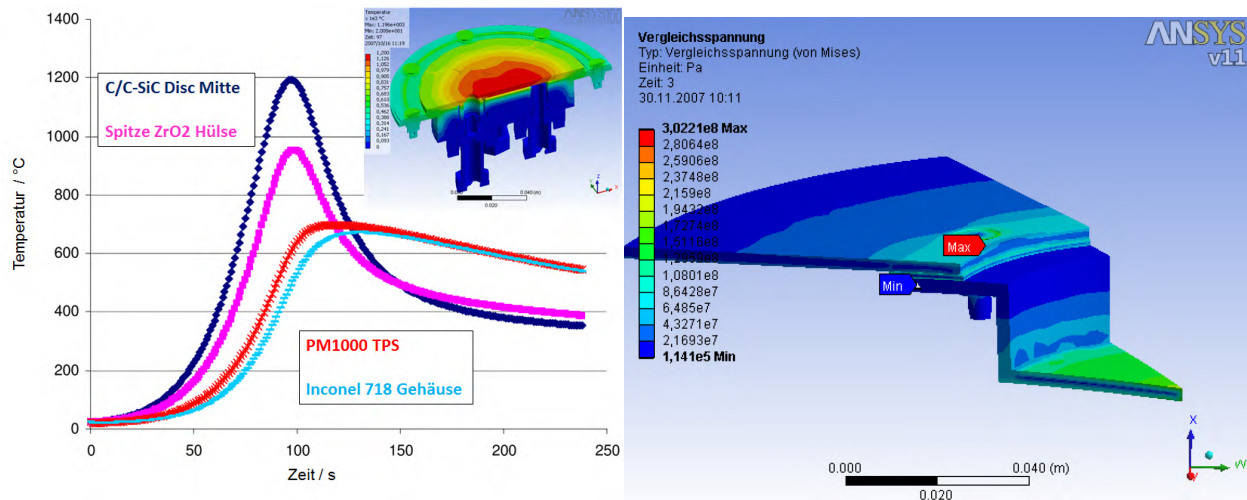


Abbildung 5.1.7.: FEM Thermal- und thermomechanische Simulation des PHLUX Sensorkopfs

Reibung aufzubauen, damit die Sensorköpfe während den auftretenden Beschleunigungen beim Start der Rakete oder beim Wiedereintritt nicht verrutschen können. Ein seitliches Verschieben würde über die C/C-SiC-Scheibe Scherkräfte in die C/C-SiC-Schrauben einleiten. Zudem muss stets ein Anpressdruck auf die Sigraflex[®]-Dichtungen vorhanden sein. Nach mehreren iterativen Durchläufen wurde eine Lösung gefunden, in der die M5 Durchgangsbohrung in den Sensorkopfgehäusen und Abstandsringen um 0,5 mm in radialer Richtung zu Langlöchern hin verlängert und die Schrauben mit einer Kraft von 5238 N vorgespannt werden. Dadurch bleiben die Spannungen während der thermalen Ausdehnung im akzeptablen Bereich und parallel kann eine positive Vorspannung der Schrauben zu jeder Phase der Mission gewährleistet werden.

Die in Abbildung 5.1.6 zu sehende Öffnung in der C/C-SiC Scheibe stellt, wie bereits beschrieben, einer der beiden RESPECT Messköpfe dar. Eingebettet im PHLUX Sensorkopf komplettiert er den vierten möglichen Messkopf.

Sensorunit

Die Elektronik besteht aus einem Controller mit internem Speicher, einem 16 bit-A/D Wandler, einer RS422 Schnittstelle zum Übertragen der Daten an die EXPERT OBDH und einer Stromversorgungsplatine. Der interne Speicher dient dabei lediglich als Backup, da die primäre Datenspeicherung in der EXPERT OBDH erfolgt.

Die Elektronik dient der Wandlung der aufgefangenen Strahlung in ein verwertbares, digitales Signal, der Speicherung der Daten sowie der Weitergabe der Daten an die EXPERT OBDH. Sie basiert auf der PYREX Elektronik [4]. Frühere Versionen verwendeten jedoch Siliziumphotodioden zum Umwandeln der Strahlung in elektrische Energie. Der sensitive Bereich dieser Dioden liegt im sichtbaren und nahen Infrarotbereich (VIS, NIR), zwischen 350 nm und 1100 nm. Die ursprüngliche Elektronik ist damit für Messungen von hohen Temperaturen ausgelegt und kann einen Temperaturbereich zwischen 800 °C und 3000 °C abdecken. Für

5. Nutzlastentwicklung

PHLUX muss dieser Temperaturbereich nach unten verschoben werden, da die erwartete Höchsttemperatur bei ca. 1400 K auf der hochkatalytischen PM1000 Materialprobe liegt. Um zudem einen möglichst großen Teil des Wiedereintritts mittels Temperaturmessung zu erfassen, wird auch die untere Temperaturschranke herabgesenkt. So kann der Temperaturanstieg früher zu Beginn des Wiedereintritts und die Abkühlphase länger erfasst werden.

Dazu werden Anpassung an der elektrischen Signalverstärkung vorgenommen, die Siliziumdioden durch Indiumgalliumarsenid (InGaAs) Photodioden ersetzt und die optischen Eingangsfiler durch VG14 und RG850 Farbfilter der Firma Schott® mit 1 mm bzw. 3 mm Dicke ausgetauscht. Die InGaAs-Dioden reagieren im Vergleich zu den Siliziumdioden auf langwelligeres Licht im infraroten Bereich zwischen 1200 nm und 1900 nm. Durch diese Anpassungen ist die Elektronik nun in der Lage, Temperaturen von 420 °C-1270 °C zu erfassen.

Eine weitere Änderung im Design betrifft die mechanische Halterung der Lichtwellenleiter, die durch die gitterförmige Konstruktion, siehe 5.1.9, oberhalb der optischen Eingänge realisiert wird. Diese Halterung war ursprünglich im Design der früheren Flugmissionen nicht vorgesehen, wird aber notwendig, da wegen der kurzen Distanz zwischen erstem PHLUX Sensorkopf und der Elektronik keine andere Fixierungsmöglichkeit der Lichtwellenleiter besteht. Um eine möglichst hohe Steifigkeit bei gleichzeitig niedrigem Gewicht zu erzielen, wird die Halterung integral aus einem Aluminiumblock gefräst.

Weitere Anforderungen, die das Sensorsystem erfüllt, sind eine Messungenauigkeit von unter 2% und eine Temperaturauflösung von mindestens ± 6 K. Die Überprüfung der optischen und elektrischen Auslegung der Kanäle erfolgt durch die Kalibrierung des Sensorsystems, siehe Kapitel 5.1.2.

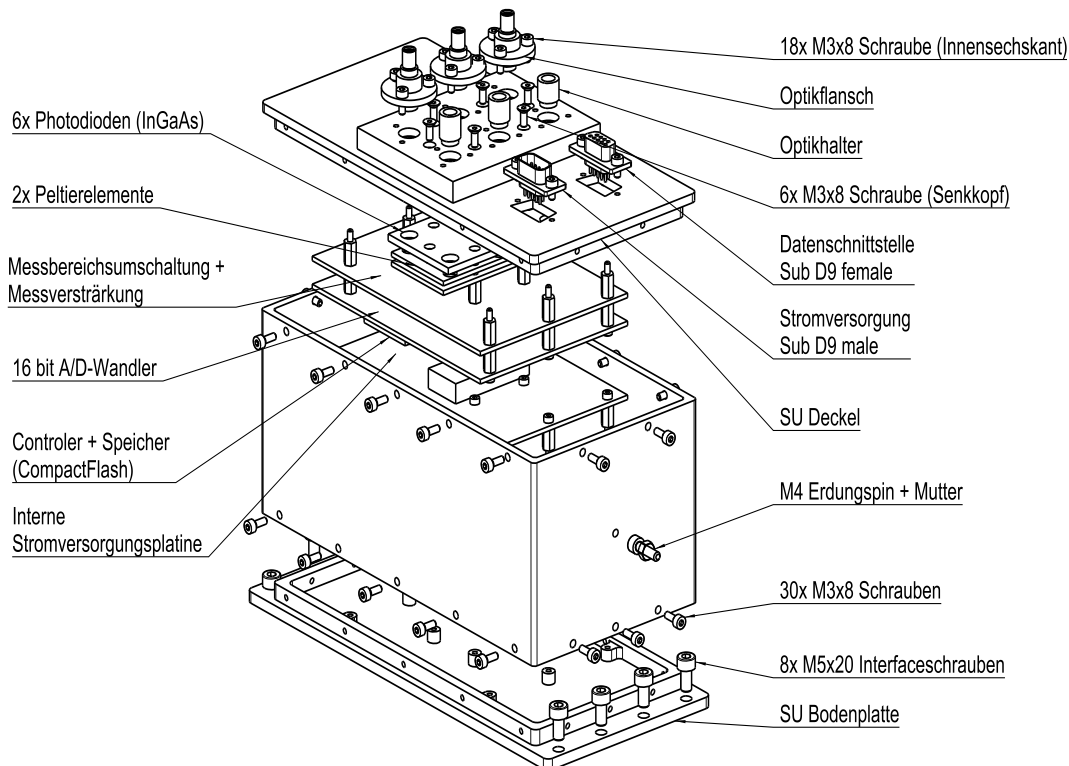


Abbildung 5.1.8.: Bauteilbezeichnungen der PYREX Sensorunit

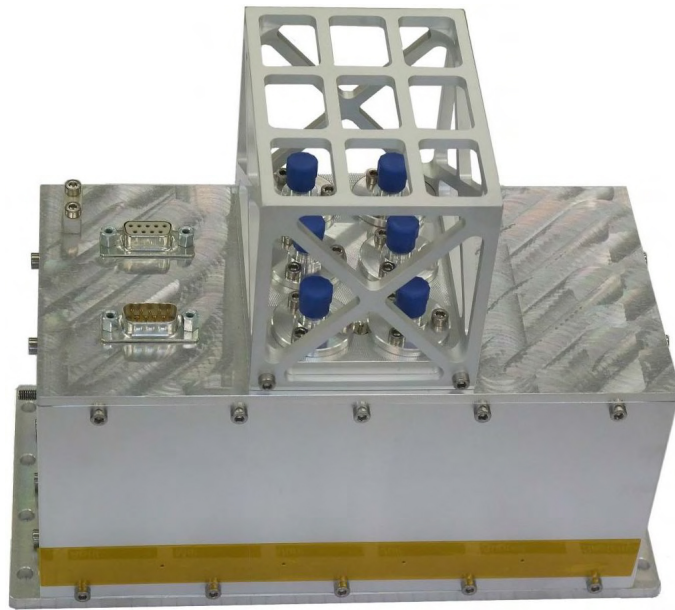


Abbildung 5.1.9.: Flugmodell der PHLUX Sensor Unit

Der Stromverbrauch der Elektronik beträgt unmittelbar nach dem Einschalten 28 W und reduziert sich dann bei Raumtemperatur auf den nominalen Wert von 5 - 6 W. Den größten Bedarf an elektrischer Leistung benötigen die Peltierelemente, die eine Aufheizung der Photodioden, durch ein sich erwärmendes Gehäuse und durch die von den Sensorköpfen an die Elektronik geleitete Strahlung, abfangen sollen. Die Peltierelemente temperieren die Photodioden auf Temperaturen von ca. 30 °C, selbst wenn die Gehäusetemperatur auf über 60 °C steigt. Die Kühlung führt zu einer Minimierung des thermischen Rauschens der Dioden, das mit höheren Temperaturen verstärkt auftreten würde. Des Weiteren sorgt die Temperaturkontrolle für kleinere Temperaturgradienten in den Dioden, die zusätzliche Photoströme erzeugen würden, durch die sich die Messunsicherheit vergrößern würde. Geregelt werden die Peltierelemente über einen P-Regler und zwei Temperatursensoren. Der eine Sensor bestimmt die Temperatur auf der Photodiodenplatte, der andere die Temperatur des Elektronikgehäuses. Liegt die Gehäusetemperatur unter dem Sollwert der Photodiodentemperatur von 25 °C heizen die Peltierelemente, darüber beginnen sie zu kühlen. Der hohe Stromverbrauch kurz nach dem Einschalten liegt am verwendeten P-Regler, der nach dem Einschalten stark zu regeln beginnt und sich erst allmählich auf den festgelegten Sollwert von 25 °C einschwingt.

Abbildung 5.1.9 zeigt die 2,3 kg schwere Elektronik. Das gelbbraune Kapton-Tape, das beidseitig angebracht ist, dient zum Verschluss der insgesamt 8 Belüftungslöcher, die jeweils einen Durchmesser von 1 mm haben. Diese sorgen beim Aufstieg der Rakete für einen Druckausgleich der Elektronik mit der EXPERT-Kapsel. Im Hinblick auf die elektromagnetische Abschirmung der Elektronik nach außen und die elektromagnetische Umgebung innerhalb der EXPERT Kapsel sind 1 mm die oberste Grenze für eine einzelne Öffnung. Damit die Druckanpassung schnell genug erfolgen kann, werden deswegen 8 Löcher verwendet. Die Anzahl ergibt sich aus einer Berechnung der Blendenströmung der Löcher.

Der Hauptteil des Elektronikgehäuses ist Luftfahrtaluminium (3.4364), welches im Vergleich

Schnittstelle	RS422		Beschreibung	Wert	Größe [Byte]
Datenrate	115200 bps				
Datenwort	n, 8, 1 (1 Startbit, 8 Datenbits, 1 Stopbit)		Ausgang		
			Startblock	02 hex	1
			Datenblock 1	variabel	22
Beschreibung	Wert	Größe [Byte]	Datenblock 2	variabel	22
			Datenblock 3	variabel	22
Eingang			Datenblock 4	variabel	22
Datenabfrage	52 hex	1	Endblock	03 hex	1
			Summe		90

Tabelle 5.1.: Elektronik-Datenprotokoll

zu unlegiertem Aluminium eine deutlich höhere Festigkeit aufweist. Da sich auf Aluminium bereits an Luft eine dünne, elektrisch isolierende Oxidschicht bildet, werden alle Bauteile aus Aluminium durch eine Chrom(III)-Oxid-Schicht (SurTec® 650) passiviert. Diese Beschichtung ist im Gegensatz zu der früher eingesetzten gelblichen Chrom(VI)-Oxid-Schicht farblos bis weißlich schimmernd und ungiftig. Zur Vermeidung elektrostatischer Aufladung ist die elektrische Leitfähigkeit aller metallischen Teile der Elektronik wichtig. Für die Erdung wird auf der Stirnseite ein Erdungspin mit M4-Gewinde vorgesehen, auf dem ein Erdungskabel mit Lasche verschraubt wird.

Zur Befestigung wird die Elektronik mit 8 Schrauben der Größe M5 mit der Kaltstruktur der Kapsel, einem Aluminiumsandwichpaneel, verschraubt. Wegen der Verwendung der Sandwichstruktur mit weichem inneren Kern sind an den Befestigungspositionen selbstsichernde Gewindeeinsätze vorgesehen.

Die Messrate der Elektronik beträgt 100 Hz. Da die EXPERT OBDH nur mit einer Abfragefrequenz von 25 Hz arbeitet, werden je 4 Messungen zu einem Datenwort zusammengefasst und mit 25 Hz weiter an die EXPERT Elektronik gesendet. Das Aussenden der Daten erfolgt nicht automatisch, sondern wird mit 25 Hz von der EXPERT OBDH abgefragt. Der Aufbau des Datenworts ist in Tabelle 5.1 aufgeschlüsselt.

Die Elektronik unterstützt nur zwei Befehlseingaben. Erstens die Abfrage eines Datenblocks („Request on data“) über ein „52“ im Hex-Format, woraufhin der letzte Datenblock gesendet wird und zweitens das LMA-Kommando (Last Memory Access) zum Freigeben der Löschung aller bisherigen Daten. Dabei werden alle bisherigen auf dem internen Flash-Speicher abgespeicherten Daten als überschreibbar markiert. Dieses Kommando wird nach den letzten Systemtests und vor dem Start der Rakete an die Elektronik gesendet.

Lichtwellenleiter

Die Übertragung der Strahlung von den Sensorköpfen zur Elektronik erfolgt durch Lichtwellenleiter. Die insgesamt sechs Lichtwellenleiter bestehen aus synthetischen Quarzfasern mit einem Kerndurchmesser von 200 µm und einem Fluor-dotierten optischen Quarzmantel mit einem Durchmesser von 220 µm. Die Quarzfasern sind für den sichtbaren bis infraroten Bereich

zwischen 450 nm und 2200 nm optimiert und liefern in diesem Bereich ein nahezu konstantes Transmissionsspektrum. Der Mantel ist mit Polyimid beschichtet, welches die Lichtwellenleiter bis 385 °C temperaturfest macht. Die minimale Einsatztemperatur der Fasern ist mit -190 °C spezifiziert. Als äußerer Schutzmantel wird ein gewickelter Metallschlauch aus Edelstahl (1.4301) gewählt. Dieser sorgt für eine Eigenstabilität des Lichtwellenleiters und reduziert die Wahrscheinlichkeit eines Knickbruchs einzelner Fasern oder des gesamten Bündels deutlich. Auch ein unabsichtliches Unterschreiten des minimalen Biegeradius von 5 cm, welcher bereits zur Beschädigung einzelner Fasern führen kann, wird dadurch abgefangen.

Auf Seiten der Elektronik besitzen die Lichtwellenleiter einen Standard SMA-Stecker. Auf der gegenüber liegenden Seite zum Sensorkopf hin befindet sich ein Anschlussstück mit M5 Außengewinde, an dem der Kollimator angebracht wird. Der Kollimator mit einem Außendurchmesser von 10 mm und einer Länge von 20 mm besitzt eine Saphirlinse vom Typ 01LSX001 (Melles Griot®). Die Saphirlinse besitzt trotz des höheren Preises auch Vorteile gegenüber Quarzlinen: eine bessere Temperaturbeständigkeit und einen höheren Brechungsindex. Durch die stärkere Lichtbrechung beträgt die nötige Länge der Kollimatoren 10 mm weniger als ein vergleichbarer Kollimator mit Quarzlinse. Zusammen mit den dann ebenso kürzeren optischen Flanschen an den Sensorköpfen und der Gesamtanzahl von 6 Kollimatoren bei PHLUX bedeutet das eine signifikante Massenreduktion.

Die Lichtwellenleiter zwischen Elektronik und erstem Sensorkopf sind 17,8 cm bis 21,5 cm lang, die zwischen Elektronik und dem zweiten Sensorkopf, der sich auf der um 90° versetzten Außenseite befindet, sind 112,8 cm bis 118,2 cm lang.

5.1.2. Kalibrierung

Die PHLUX Messköpfe werden an hochwertigen Wärmerohr-Hohlraumstrahlern der PTB [51], wie in Kapitel 3.3.4 beschrieben, kalibriert. Die Hohlraumstrahler (Gero-GmbH) temperieren jeweils ein Cäsium- bzw. ein Natrium- Wärmerohr, gefertigt vom IKE Stuttgart. Die baugleichen Wärmerohre besitzen einen Hohlraum (Cavity) von 40,8 mm Durchmesser mit einer Länge von 368 mm mit einem nachfolgenden Konus von 120°. Die Hohlraumstrahlerwandung besteht aus Inconel und weist einen Emissionsgrad von ca. 0,75 auf. Die Wärmerohre befinden sich jeweils 90 mm hinter der Strahleröffnung. An dieser sind vergoldete wechselbare Blenden unterschiedlicher Durchmesser befestigt. Diese werden über den wassergekühlten Edelstahlmantel der Wärmerohr-Hohlraumstrahler temperiert. Der Gesamtemissionsgrad der Hohlraumstrahler bei Verwendung einer 40 mm Blende beträgt für die Anwendung üblicher Strahlungsthermometer etwa 0,996. Diese Strahlungsthermometer projizieren ihr Messfeld auf den Boden der Wärmerohre. Der Aufbau der zwei PHLUX-Sensorköpfe und der Elektronik ist in Abbildung 5.1.10 dargestellt.

Der Gesamtemissionsgrad der Wärmerohrstrahler wird mit Hilfe des Blackbody Emissivity Modelling Program STEEP3 in Abhängigkeit des Verlaufs der spektralen Emissivität des oxidierten Inconel berechnet. Dieses Programm nutzt Algorithmen einer Monte Carlo Simulation. Für den Messstrahlenverlauf erfolgten zugeordnete Berechnungen mit dem STEEP3

5. Nutzlastentwicklung

Programm. Es ergibt sich für den Messkopf PHLUX bei einem Winkel des Messstrahls von $18,9^\circ$ und bei einem Messabstand von 102 mm zum Wärmerohr ein Gesamtemissionsgrad des Strahlers von 0,984 bei $1,6 \mu\text{m}$ Wellenlänge. Der Winkel des Messstrahls des Messkopfes PHLUX ist relativ groß, so dass dieser Messkopf bereits im vorderen Bereich des Hohlraums die Strahlung der Wände erfasst. Daraus resultiert der relativ niedrig berechnete Gesamtemissionsgrad des Strahlers. Diese jeweils berechneten Werte des Gesamtemissionsgrades werden für die Korrektur der von den Messköpfen erfassten Strahlungstemperaturen verwendet.

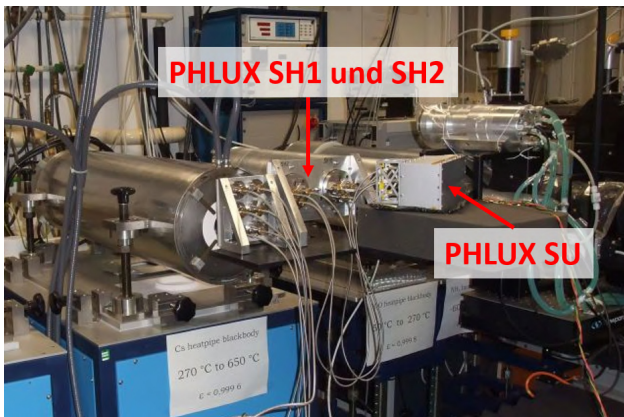


Abbildung 5.1.10.: Kalibrierung der Sensorköpfe an den Wärmerohrstrahlern der PTB

Die Sensoren werden in einem Temperaturbereich von 420°C bis 940°C kalibriert. Mit Hilfe der Kalibrierwerte wird dann die jeweilige Interpolationsgleichung für die Temperaturkalibrierung ermittelt. Die verbleibende Abweichung der Kalibrierwerte von der Interpolationsgleichung liegt im Mittel unter $0,5 \text{ K}$ und stellt mit Hinblick auf Genauigkeit, im Vergleich zu den früher eingesetzten Kalibrierverfahren, eine wesentliche Verbesserung dar.

5.1.3. Flugqualifizierung

Nach der Konstruktion und der analytischen und numerischen Nachweisführung der Tauglichkeit des Designs werden die Qualifikationsmodelle gefertigt. Für die Qualifizierung des Sensorsystems wird ein umfangreiches Testprogramm bestehend aus mechanischen Tests, Untersuchungen der Elektronik in einer Thermalvakuumkammer, Thermaltests im Plasma-windkanal sowie Funktions- und EMV-Tests durchlaufen. Dazu wird ein PHLUX Sensorkopf und eine Elektronik gefertigt. Nach erfolgreichem Durchlaufen der Tests werden die Flugmodelle (FM) produziert. Die zwei PHLUX FM-Sensorköpfe, die FM-Elektronik und die 6 FM-Lichtwellenleiter werden anschließend in einem Testprogramm mit, im Vergleich zu den Qualifikationstests, reduzierten Sicherheitsfaktoren für den Flug qualifiziert. Zudem sind Schocktests sowie Tests im Plasmawindkanal bei den Flugmodellen nicht mehr notwendig, um die Gefahr einer Vorschädigung zu vermeiden.

Mechanische Tests

Die mechanischen Tests umfassen Schwingungstests mit Sinus- und Rauschanregung sowie Schocktests. Allgemein kann man sagen, dass die vorgegebenen Lastniveaus relativ hoch sind. Da die geplante Trägerrakete Volna ursprünglich nicht für wissenschaftliche Nutzlasten konzipiert wurde, treten beim Start der Rakete und den Stufentrennungen hohe Beschleunigungskräfte auf. Eine weitere Ursache für die hohen Belastungen ist die sehr steife Aluminiumsandwichkonstruktion der EXPERT-Struktur, die die Vibrationen der Rakete ungedämpft an die Nutzlasten weitergibt. Besonders die Nasenkappe und das metallische TPS weisen extrem hohe Lasten auf.

Da die Lasten auch der Elektronik deutlich über dem Niveau früherer Missionen liegen, müssen mehrere Maßnahmen ergriffen werden, um die Elektronikplatinen mechanisch belastbarer zu machen. Eine der Vorkehrungen ist, die Abstandsbolzen der Platinen mit Silikonunterlegscheiben zu versehen. Dadurch werden hochfrequente Vibrationen gedämpft und Vorverspannungen der Platinen durch die Flexibilität der Scheiben vermieden. Alle Platinen inkl. aller darauf befindlicher Komponenten werden zudem mit Nusil® CV-1152 flächig beschichtet. Die Vorteile der Beschichtung liegen in der Erhöhung der Biegesteifigkeit der Platine durch Vergrößerung der Platinendicke und in der Reduzierung der Kräfte auf Platinenbauteile durch eine gleichmäßigere Kraftverteilung. Weiter verbessert die Beschichtung die Robustheit der elektronischen Komponenten gegen Luftfeuchtigkeit. Der Nachteil besteht darin, dass man nach der Lackierung keinen direkten Zugang zu den Platinen und deren Komponenten mehr hat und im Falle einer notwendigen Überprüfung die Beschichtung erst aufwendig entfernt werden muss.

Der Controller mit integriertem Speicher ist die kritischste Komponente. Zum einen ist die Halterung der relativ großen und schweren CompactFlash®-Karte (CF-Karte) standardmäßig nicht für so hohe Belastungen ausgelegt, zum anderen ist die dazugehörige Platine nicht stabil genug. Als Lösung wird der Platinenaufbau mit einer zusätzlichen Aluminiumplatte erweitert, die unter der Controllerkarte eingesetzt wird. Zur Stabilisierung wird die Controllerkarte

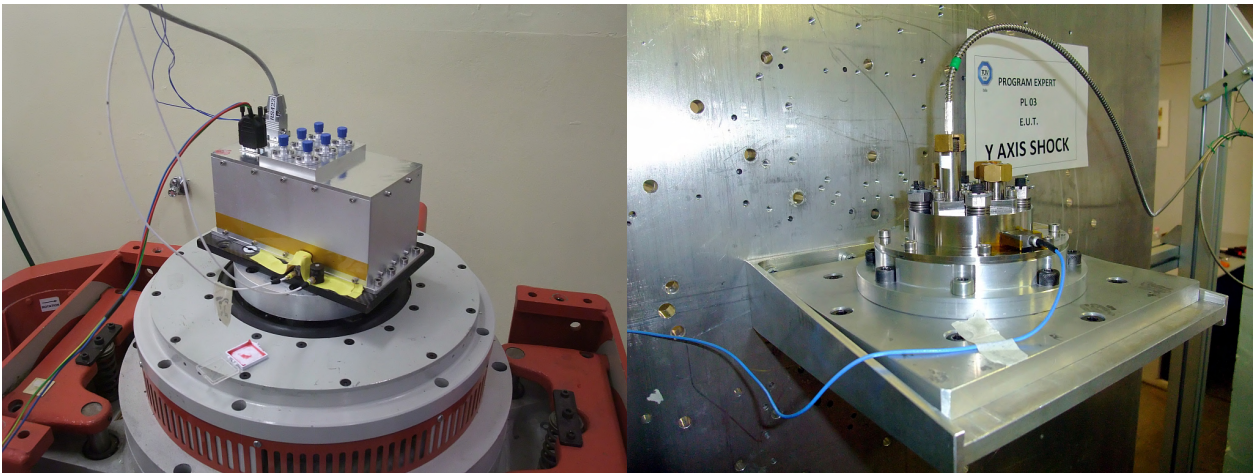


Abbildung 5.1.11.: Montiertes PHLUX QM der Elektronik auf der Rüttelplatte (links) und Aufbau des PHLUX Sensorkopfs QM bei den Schocktests (rechts)

großflächig mit der Aluminiumplatte mit Epoxidharz (Scotchweld® 2216 B/A) verklebt. Da auch die Speicherplatine innerhalb der CF-Karte nur mangelhaft mit dem eigenen Gehäuse verklebt ist, wird das Gehäuse vollständig entfernt. Die freiliegende Platine mit Flashspeicher wird anschließend ebenfalls im Epoxydharz eingelassen.

Die Vibrationstests werden auf einer Rüttelplatte durchgeführt. Vor den eigentlichen Tests mit Elektronik oder den Sensorköpfen werden Tests mit Massendummies, mit gleichen Massen und Schwerpunkten, wie die der Flugmodelle durchgeführt. So kann die korrekte Einstellung und Funktionsweise der Rüttelplatte bzw. Schockanlage vorab geprüft werden.

Die Schocktests werden mittels Druckluftkanone, die einen Stahlzylinder gegen eine freischwingend aufgehängte Aluminiumplatte schießt, beim TÜV Süd in Italien ausgeführt. Das Geschoss hat ein Gewicht von ca. 30 kg. Um das geforderte Schockantwortspektrum (Shock Response Spectrum) zu erhalten, wird zwischen Metallgeschoss und Aluminiumplatte ein Gummipuffer montiert. Der Gummipuffer sorgt dafür, dass die hochfrequenten Lasten über 2000 Hz annähernd konstant bleiben und nicht weiter ansteigen. Wegen der hohen Aufschlagsenergie des Stahlbolzens schmilzt der Puffer bereits nach wenigen Schüssen und muss deshalb regelmäßig ausgetauscht werden.

Thermalvakuum Tests

Bei diesen Tests wird gezeigt, dass die Elektronik unter Vakuum den für EXPERT erwarteten Temperaturzyklus beim realen Flug übersteht, ohne dabei Fehler oder größere Abweichungen von der Kalibrierung hervorzurufen. Der Zyklus wird anhand des Flugprofils von EXPERT von Seiten TAS-I ermittelt. Er beträgt im Minimum -5°C , was der Gipfelhöhe der ballistischen Flugbahn entspricht und $+60^{\circ}\text{C}$, die während der heißen Phase des Wiedereintritts auftreten. Nach der Landung steigen die Temperaturen jedoch weiter, da das stark erhitzte Hitzeschutzschild weiterhin Wärme nach innen leitet. Dabei wird die Temperatur auf $+65^{\circ}\text{C}$ steigen, wobei in dieser Phase die Elektroniken bereits abgeschaltet sein werden. Diese Qualifikationstemperaturen enthalten eine Sicherheit von 5 K nach oben und unten zum berechneten

Temperaturbereich beim Flug.

Zusätzlich wird untersucht, ob Überdrücke in Bauteilen der Elektronik, wie z.B. in Kondensatoren, im Vakuum zu deren Versagen führen. Der Differenzdruck zum Vakuum wird durch die Erhöhung der Temperatur weiter gesteigert, da sich die Elektronik, durch nicht mehr abgeführte Eigenwärme, über das eingestellte Temperaturniveau des Elektronikgehäuses erwärmt. Bei Umgebungsdrücken von 10^{-4} mbar, wie sie in der verwendeten Kammer erreicht werden, kann Wärme praktisch nur noch über Strahlung abgeführt werden, was die abführbare Wärme stark reduziert.

Der Versuchsaufbau sieht folgendermaßen aus: Die Elektronik wird auf eine temperaturgesteuerte Heizplatte aus Kupfer montiert. Zur Überprüfung des Temperaturverlaufs der Elektronikeinheit werden mehrere Pt100 Temperatursensoren mit Wärmeleitpaste auf den Gehäusen angebracht. Nach der Erzeugung des Hochvakuums wird das vorgegebene Temperaturprofil schnell durchfahren, da die Versuchsanordnung im Vergleich zum Wiedereintritt wesentlich träger ist und die Versuchszeit somit ein Vielfaches des Fluges beträgt. Geheizt beziehungsweise gekühlt wird solange, bis die Temperatur -5 °C bzw. $+65\text{ °C}$ auf der Gehäuseoberseite erreicht. Dadurch kann sichergestellt werden, dass das komplette Gehäuse die eingestellte Temperatur erreicht hat. Da ein ausreichend großes ΔT zwischen Kupferplatte und Sensorunit nötig ist, um den Testdurchlauf in einer angemessenen Zeit zu durchlaufen, wird die Temperatur der Kupferplatte zwischen 3 K und 5 K unter bzw. über diese Extremwerte gesetzt. Dies soll zudem die Elektronik vor Bedingungen, die weit über den Anforderungen liegen, schützen. Ein kompletter Testzyklus beginnend bei Raumtemperatur mit Kühlung auf -5 °C , Aufheizung auf $+65\text{ °C}$ und anschließender Kühlung auf Raumtemperatur dauert so ca. 6 Stunden. Im Vergleich dazu beträgt die komplette Flugphase von EXPERT inklusive Start und Landung nur ungefähr 15 Minuten.

Zur Überprüfung der Funktionalität bei maximalen und minimalen Temperaturen werden die optischen Eingänge über eine konstante Lichtquelle angeregt. Die angeschaltete Elektronik zeigt bei diesem Testzyklus keinen Ausfall und im Rahmen der Messgenauigkeit gleichmäßige Werte.

PWK-Tests

Der PHLUX QM Sensorkopf wird aerothermochemisch im PWK1 des IRS qualifiziert. Durch die Größe des Sensorkopfs wird der PWK1 mit dem magnetoplasmadynamischen Triebwerk RD7 verwendet, da dies der Plasmagenerator mit der größten Düsenaustrittsfläche ist. Als Versuchsbedingung wird die RD7-Plasmabedingung ausgewählt, die den kleinsten Tankdruck besitzt. Dadurch weitet sich der Freistrahlel maximal auf. Erst dadurch kann ein Plasmastrahl mit einem größeren Durchmesser, als der des PHLUX Sensorkopfs mit dazugehöriger Sondenhalterung, erzeugt werden. Die Betriebsparameter der gewählten Bedingung sind in Tabelle 5.2 angegeben.

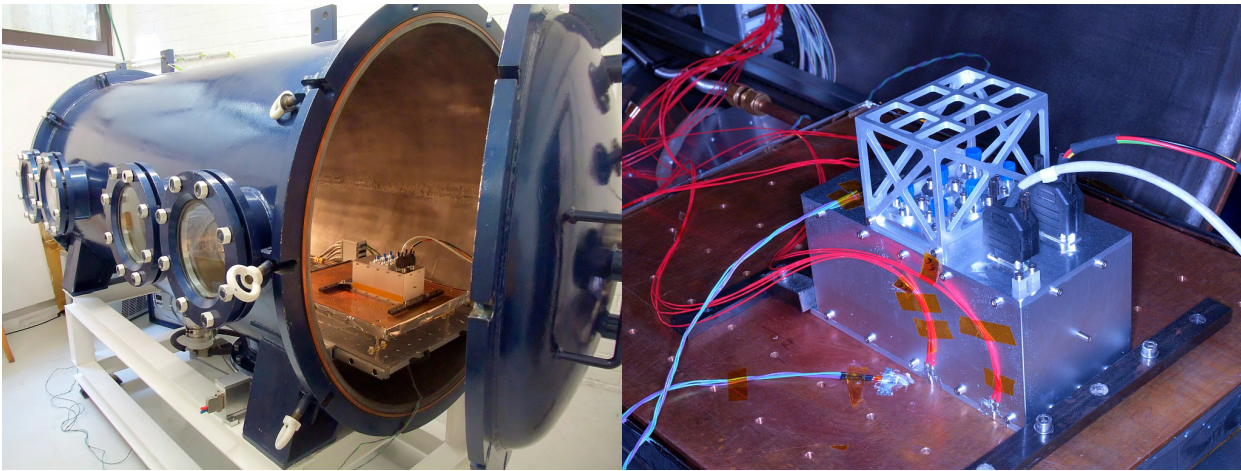


Abbildung 5.1.12.: Thermalvakuumkammer (links) und Elektronik mit Temperatursensorbestückung vor dem Test (rechts)

Massenstrom / g/s				Umgebungsdruck / Pa	Lichtbogen- spannung / V	Lichtbogen- strom / A	Pitotdruck / Pa	Plasma- generator
\dot{m}_{ges}	N ₂	O ₂	Ar	p_{∞}	U	I	P_{tot}	-
5	4	1	-	45	94	1800	130	RD7

Tabelle 5.2.: Plasmabedingung im PWK1 mit RD7

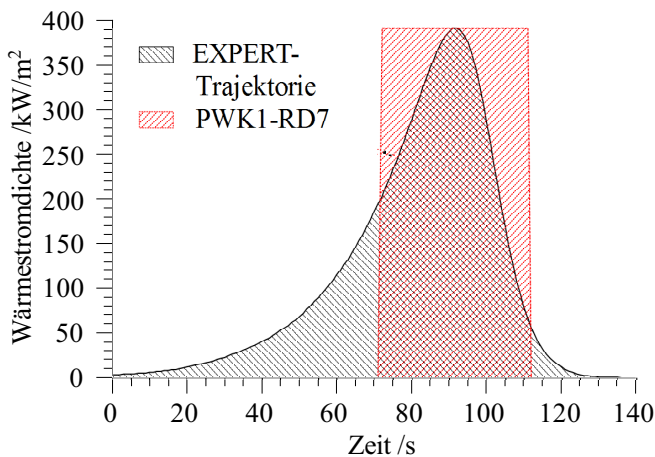


Abbildung 5.1.13.: Wärmestromdichteprofile des PHLUX SH beim Wiedereintritt und das im PWK1 gefahrene Profil

Die Wärmestromdichte, welcher der PHLUX Sensorkopf während des Wiedereintritts ausgesetzt ist, wird aus CFD-Rechnungen von TAS-I anhand der Wiedereintrittstrajektorie und der Staupunktswärmestromdichte bestimmt. Dazu wird aus den numerischen Simulationen verschiedener Trajektorienpunkte das kleinste Verhältnis aus Staupunktswärmestrom- und Wärmestromdichte auf der Position des PHLUX Sensorkopfs ermittelt. Dieses Verhältnis, auch Skalierungsfaktor genannt, beträgt für PHLUX den Wert 0,21. Mit diesem Wert wird die Staupunktswärmestromdichte, die mit der Formel von Detra, Kemp

und Riddell bestimmt wird, auf die Position des PHLUX SH, wie in Abbildung 5.1.13 zu sehen ist, skaliert. Im Maximum wird eine Wärmestromdichte von 391 kW/m² ermittelt.

Idealerweise würde man versuchen, das erwartete Wärmestromprofil im PWK nachzustellen. Da Wärmestromdichten unter 200 kW/m² im PWK1 jedoch nicht erreicht werden können, wird eine andere Vorgehensweise gewählt. Die maximale Wärmestromdichte wird so lange

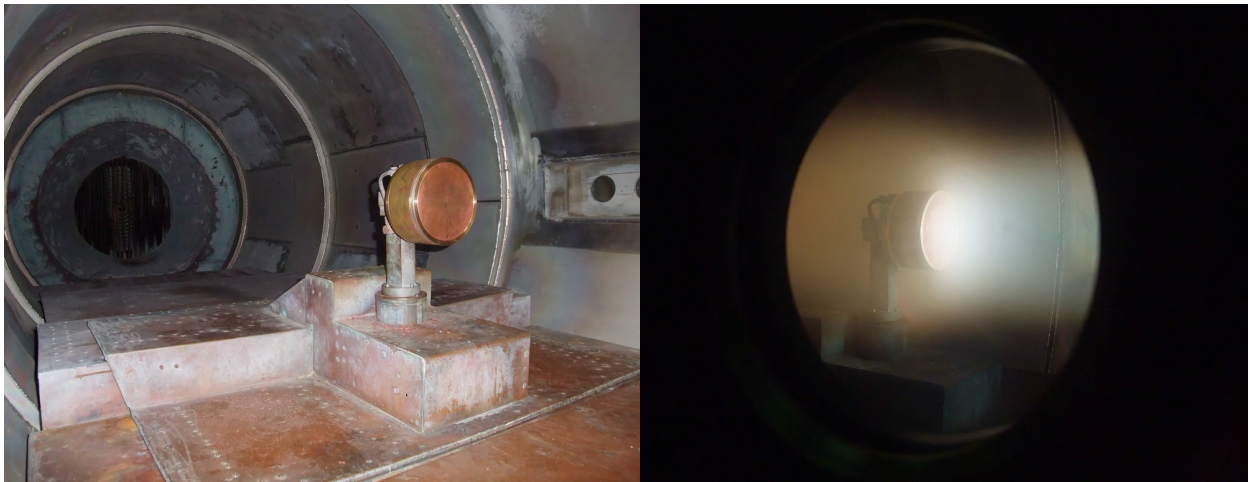


Abbildung 5.1.14.: 180mm Wärmestromdichte- und Pitotdrucksonde

aufgebracht bis der integrale Wärmestrom auf dem Sensorkopf dem integralen Wert der EXPERT-Trajektorie entspricht. Dazu wird eine Zeit von 38,5s, siehe 5.1.13, benötigt. Dieser Ansatz ist zudem sehr konservativ, da so ein größerer Temperaturgradient zwischen Vorder- und Rückseite des Sensorkopfs erzielt wird und die größten Spannungen am mechanischen Interface aus unterschiedlichen thermalen Ausdehnungen resultieren, die bei größeren Temperaturgradienten maximal werden.

Für die korrekte Positionierung der Sonde im PWK wird die Position im Strahl zu Beginn mit einer neu konstruierten Wärmestrom- und Pitotdrucksonde mit einem Außendurchmesser von 180 mm vermessen. Da bei dieser Größe selbst mit dem RD7 Triebwerk der Wärmestrom über den Querschnitt nicht mehr als konstant angenommen werden kann, werden in dem wassergekühlten Sondereinsatz aus Kupfer, von der Mitte radial nach außen gehend, 3 Gardon-Gages Wärmestromdichtesensoren installiert. Gegenüberliegend werden vier Druckmessbohrungen implementiert. So können simultan das radiale Druck- und Wärmestromdichteprofil über den Querschnitt bestimmt werden. Als Vergleichswert wird der integrale Wärmestrom zusätzlich über die Wasserein- und Ausgangstemperatur sowie den Kühlwassermassenstrom gemessen.

Da erwartungsgemäß die Wärmestromdichtemessung für alle 3 Messpunkte (Innen, Mitte, Außen) leicht unterschiedliche Werte zeigt, wird für den Qualifikationstest von PHLUX ein Abstand $x = 838$ mm zum Plasmagenerator gewählt, da an dieser Stelle jeder der 3 Messwerte mindestens die erforderliche Wärmestromdichte von 391 kW/m^2 aufweist. Der mittlere Messwert liegt hier mit 420 kW/m^2 um 5% über den gemessenen 400 kW/m^2 der anderen beiden Sensoren.

Zu den bisher erwähnten konservativen Annahmen muss einschränkend erwähnt werden, dass die katalytischen Eigenschaften der verschiedenen Werkstoffe nicht berücksichtigt werden. Auf Grund der hohen Anzahl an Werkstoffen ist es praktisch unmöglich, den jeweiligen Wärmestrom an jeder Stelle des PHLUX Sensorkopfs im PWK exakt nachzubilden. Außerdem wurde von Stöckle [115] gezeigt, dass der Wärmestrom auf die Konstantanfolie der Gardon Gage Sensoren im Luftplasma bis auf wenige Prozent dem Wärmestrom auf eine Kupfer-

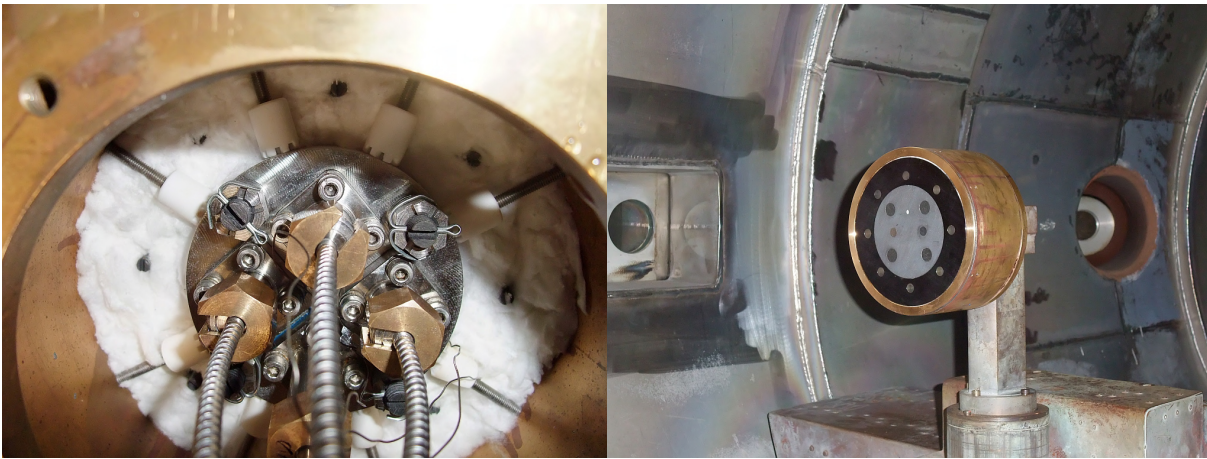


Abbildung 5.1.16.: Befestigung des PHLUX SH in 180mm Sonde

wärmestromsonde entspricht. Somit entspricht diese Vorgehensweise dem Standardverfahren zur Qualifizierung von Hitzeschutzmaterialien durch Plasmastrahlcharakterisierung mittels Kupferwärmestromsonde.

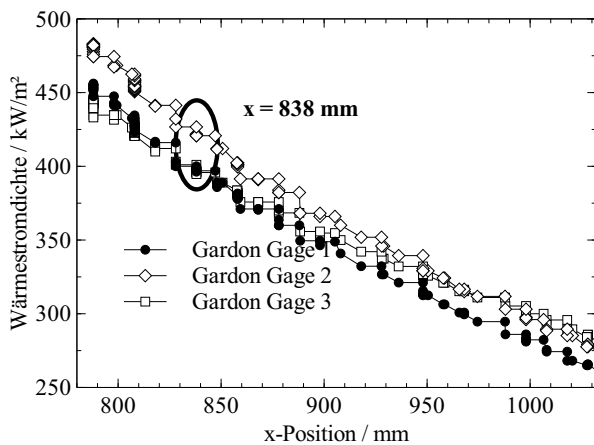


Abbildung 5.1.15.: Wärmestromdichteprofil auf 180 mm Sonde im RD7

gut von der wassergekühlten Sonde thermal zu entkoppeln, wird der Sensorkopf radial über Hülsen aus Macor, eine Glaskeramik, und Madenschrauben, wie auf der linken Seite in Abbildung 5.1.16 gezeigt, fixiert. Macor ist wegen des geringen Wärmeleitungskoeffizienten ($\lambda_{Macor} = 1,46 \text{ W/m K}$) ein guter thermaler Isolator. Die Kopfseite der Macorhülsen wird zusätzlich schachbrettförmig ausgefräst, um die Kontaktfläche zwischen Hülse und Sensorkopf zu reduzieren und dennoch eine ausreichend große Auflagefläche für das Fassen des Sensorkopfs zu bieten.

Zur Protokollierung des thermischen Verhaltens des Sensorkopfs wird die Vorderseite mit zwei Pyrometern vom Typ LP3 und Maurer[®] vermessen und die Gehäusetemperaturen auf der Rückseite mit zusätzlichen fünf Thermoelementen überwacht. Dabei zeigt sich, dass kein

Da der Sensorkopf eine kritische Komponente des EXPERT Hitzeschutzes darstellt, werden zusätzliche Tests durchgeführt, die über die Anforderungen hinausgehen. So wird der PWK-Test nicht nur einmal sondern insgesamt dreimal durchgeführt. Beim letzten Versuch wird die Versuchsdauer zusätzlich um 33% auf 51 s erhöht.

Der Sondenaufbau mit dem PHLUX Sensorkopf ist in Abbildung 5.1.16 zu sehen. Der schwarze Ring repräsentiert einen Teil des metallischen TPS aus PM1000[®] und wird nach hinten, ähnlich wie in der Kapsel, mit Hochtemperaturwolle aus Aluminiumoxid isoliert. Um den Sensorkopf möglichst

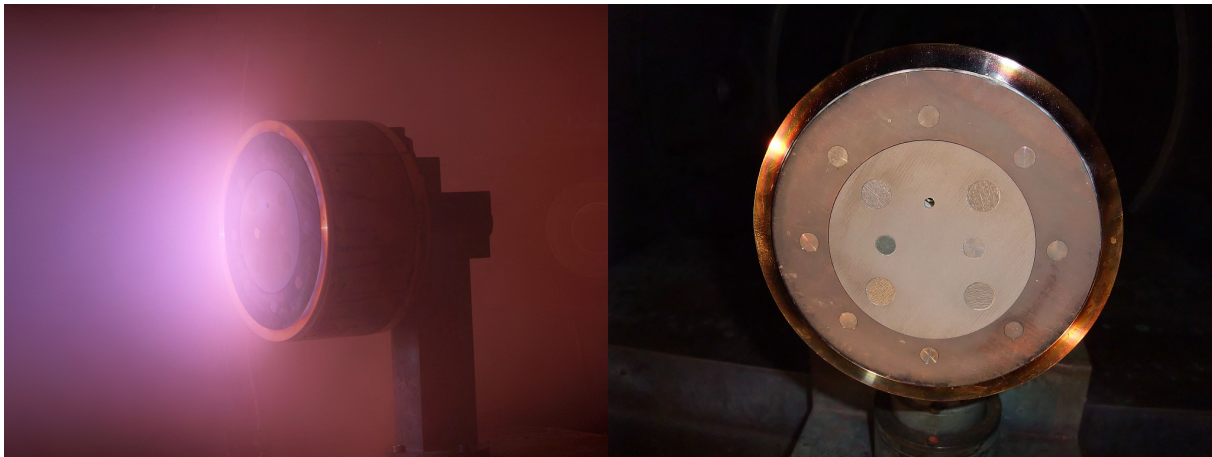


Abbildung 5.1.17.: PHLUX SH während und nach den PWK-Tests

Bereich des Sensorkopfs eine kritische Temperatur erreicht. Die maximale erreichte Temperatur der Außenseite beträgt $1057,6^{\circ}\text{C}$. In Abbildung 5.1.17 ist einer der drei Testdurchläufe sowie der PHLUX Sensorkopf am Ende der drei Tests zu sehen. Bis auf leichte Verfärbungen am Ausschnitt des PM1000[®]-Paneele sieht der Sensorkopf weitestgehend unverändert aus. Der Sensorkopf verfügt demnach über eine ausreichende Sicherheit, da auch die nachträgliche Inspektion der zerlegten Bauteile keine Auffälligkeiten oder Schädigungen zeigt.

Test der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV)

In diesen Tests wird die elektromagnetische Kompatibilität der PHLUX Elektronik mit der Umgebung innerhalb der EXPERT Kapsel untersucht. Einerseits können Störungen in den Strom- oder Datenleitungen oder elektromagnetische Strahlungen die PHLUX Elektronik stören, andererseits können auch Störungen des Experiments die EXPERT OBDRH beeinträchtigen. Da die Beschreibung aller durchgeführter Tests hier zu umfangreich wäre, wird im weiteren Verlauf nur der prinzipielle Aufbau und Testablauf skizziert.

Zuerst werden die Widerstände zwischen den äußeren metallischen Gehäuseteilen und dem Erdungskabel gemessen. Diese müssen über eine gute elektrische Verbindung verfügen, so dass elektrostatische Aufladungen während des Fluges vermieden werden. Gerade das elektrisch geladene Plasma während des Wiedereintritts kann zu diesen Aufladungen führen. Die Widerstände aller metallischen Gehäuseteile bis zum Erdungskabelanschluss müssen deshalb unter $2,5\text{ m}\Omega$ -Bereich liegen. Die Leitungen der Stromversorgung hingegen müssen gut gegenüber den geerdeten Bauteilen isoliert sein und einen Widerstand über $5\text{ G}\Omega$ haben. Alle Widerstandsanforderungen können problemlos erfüllt werden.

Für alle weiteren Tests wird die Elektronik über die Nachbildung des EXPERT Stromnetzes (Line Impedance Stabilisation Network, LISN) betrieben. Über eine Spule werden die Störungen gemessen, die von der Elektronik auf die Strom- und Datenkabel gegeben werden. Dazu werden sowohl die Gleichtakt- als auch die Differenztaktmethode verwendet. Anschließend werden Kurz ($10\text{ }\mu\text{s}$)- und Langimpulse (15 ms) in die Kabel eingekoppelt, um die Empfindlichkeit der Elektronik auf kabelgebundene Störungen zu untersuchen. Anschließend werden erst das

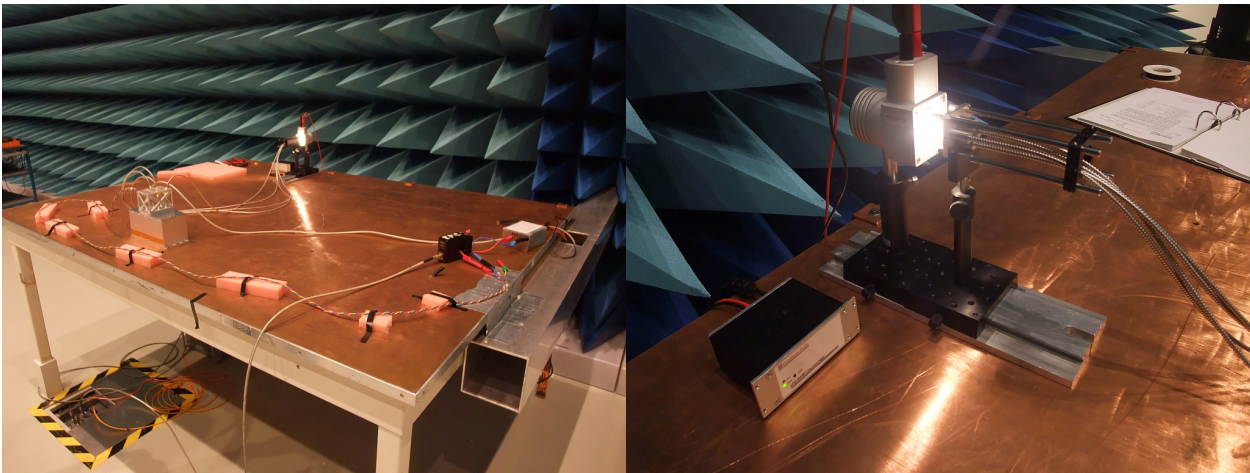


Abbildung 5.1.18.: Test-Setup in der EMV-Halle mit Elektronik und Kalibrierlampe

von PHLUX emittierte elektrische Feld mit, je nach Frequenzbereich, verschiedenen Antennen und dann das abgestrahlte magnetische Feld in allen drei Raumrichtungen vermessen. Der letzte Testzyklus bestand dann darin, die Antennen nun als elektromagnetische Sender zu verwenden, um die Elektronik mit elektrischen und magnetischen Feldern zu beaufschlagen.

Parallel zu diesen Tests werden die Messkanäle der Elektronik über Lichtwellenleiter mit einer kalibrierten Konstantlichtquelle stimuliert, um während der Störungen über ein konstantes Referenzsignal zu verfügen. Abweichungen können so leicht erkannt werden, wobei in diesem Falle noch die Empfindlichkeit der Lichtquelle auf die elektromagnetischen Felder untersucht werden müsste. Um diese Gefahr zu minimieren, wird die Lichtquelle soweit wie möglich von den Elektroniken als auch von den Antennen entfernt positioniert. Bei den Emissionsmessungen wird anfangs zudem eine Messung nur mit der Lichtquelle durchgeführt, um deren Emissionsspektrum zu charakterisieren. Die geregelte Stromversorgung der Lichtquelle erweist sich jedoch als emissionsarm.

Alle Tests werden mit leichten Einschränkungen bestanden. Bei den Emissionsmessungen der Elektroniken zeigen sich bei 3 Frequenzen (300 kHz, 600 kHz und 900 kHz) Strahlungsspitzen, die leicht über der Spezifikation lagen. Die Ursache dafür liegt im verwendeten A/D-Wandler, der mit 300 kHz getaktet ist. Die anderen beiden Frequenzen stellen höhere Ordnungen dieser Frequenz dar. Da die abgestrahlte, integrale Energie in einem schmalen Peak jedoch sehr gering ist, ist die Beeinflussung anderer Elektroniken äußerst unwahrscheinlich, so dass die kleinen Abweichungen akzeptiert werden. In zukünftigen Versionen sollte die Schirmung des A/D-Wandlers jedoch verbessert werden.

5.1.4. Numerische Simulation der Umströmung der EXPERT Kapsel

Die Vorgehensweise bei der Auswertung der Flugdaten wurde bereits in Abschnitt 5.1.1 skizziert. Zur Untersuchung der erwarteten Wärmeströme und Dissoziationsgrade werden für drei verschiedene Höhen (80 km, 50 km, 35 km) die Umströmung der Kapsel und des PHLUX Sensorkopfs mit URANUS 2D simuliert. Dazu wird die C/C-SiC Nasenkappe der

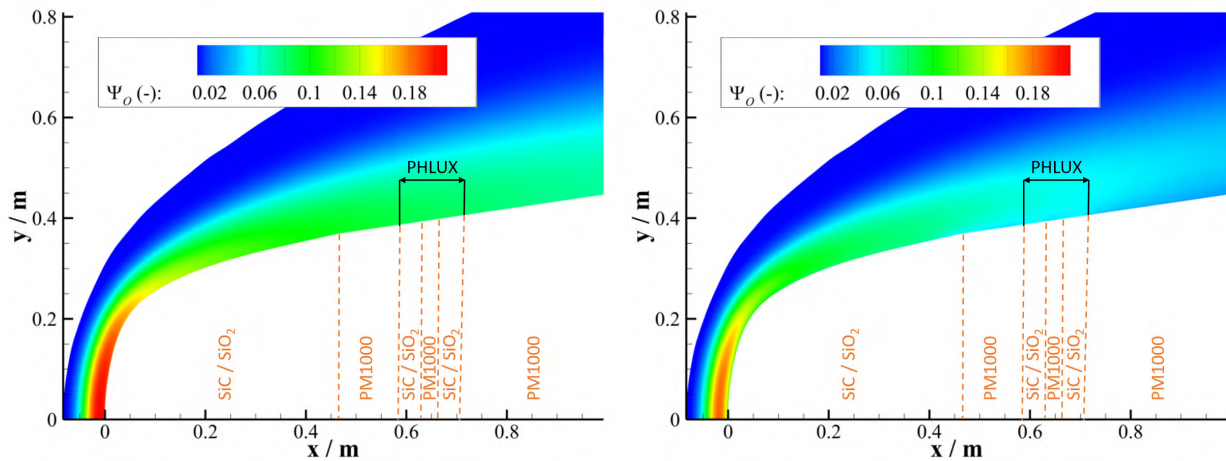


Abbildung 5.1.19.: Molanteil des atomaren Sauerstoffs in 80 km Höhe mit SiO_2 und $\gamma_{PM1000} = 0,002$ (links) und SiC und $\gamma_{PM1000} = 0,2$ (rechts)

Kapsel sowie die C-SiC Scheibe des PHLUX Sensorkopfs mit dem detaillierten Katalysemodell jeweils für SiC und SiO_2 nach Fertig [28] simuliert. Für das metallische Hitzeschutzschild sowie die $\text{PM1000}^{\text{®}}$ Materialproben eines PHLUX Sensorkopfs werden verschiedene konstante Rekombinationskoeffizienten angenommen. Für eine möglichst breite Variation der katalytischen Eigenschaften des $\text{PM1000}^{\text{®}}$ werden vier verschiedene Koeffizienten angenommen, die einem nieder- ($\gamma_{PM1000} = 0,002$), mittel- ($\gamma_{PM1000} = 0,01$ und $0,04$) und hochkatalytischen ($\gamma_{PM1000} = 0,2$) Verhalten entsprechen.

80 km

In dieser Höhe liegt die Dichte der Atmosphäre fünf Größenordnungen unter der Dichte auf Meereshöhe. Der Verdichtungsstoß ist dementsprechend schwach ausgeprägt. Für den quasi-nichtkatalytischen Fall mit SiO_2 -Oberfläche und niederkatalytischem PM1000 , der auf der linken Seite in Abbildung 5.1.19 dargestellt ist, ergibt sich im Staupunkt ein atomarer Molanteil von ca. 20 %, der auf der Position der PHLUX Sensorköpfe auf 10 % zurückgeht. Zu Beginn des Wiedereintritts ist jedoch eine vollständige Oxidation unwahrscheinlich und das SiC -Katalysemodell sollte die realen Oberflächenvorgänge beim Flug für die auf SiC basierenden Oberflächen besser beschreiben.

Auf der rechten Seite in Abbildung 5.1.19 ist dem niederkatalytischen Fall das SiC -Modell mit hochkatalytischem $\text{PM1000}^{\text{®}}$ ($\gamma_{PM1000} = 0,2$) gegenübergestellt. Man erkennt deutlich die Reduktion der Sauerstoffatome im Staupunkt und den Konzentrationsgradienten zur Wand hin. Dadurch reduziert sich auch der Dissoziationsgrad im Bereich der PHLUX-Sensorköpfe, da ein Großteil der Atome bereits im Bereich der Nase rekombinieren. Zusätzlich wird der atomare Anteil durch das nun hochkatalytische EXPERT Hitzeschild reduziert, weshalb der Sauerstoff-Molanteil an den PHLUX Materialproben nur noch im niedrigen einstelligen Prozentbereich liegt. Im Bereich der Materialproben beträgt der Molanteil des atomaren Sauerstoffs nur noch 4%.

In Abbildung 5.1.20 ist der Verlauf der Wärmestromdichte entlang der EXPERT Kontur

5. Nutzlastentwicklung

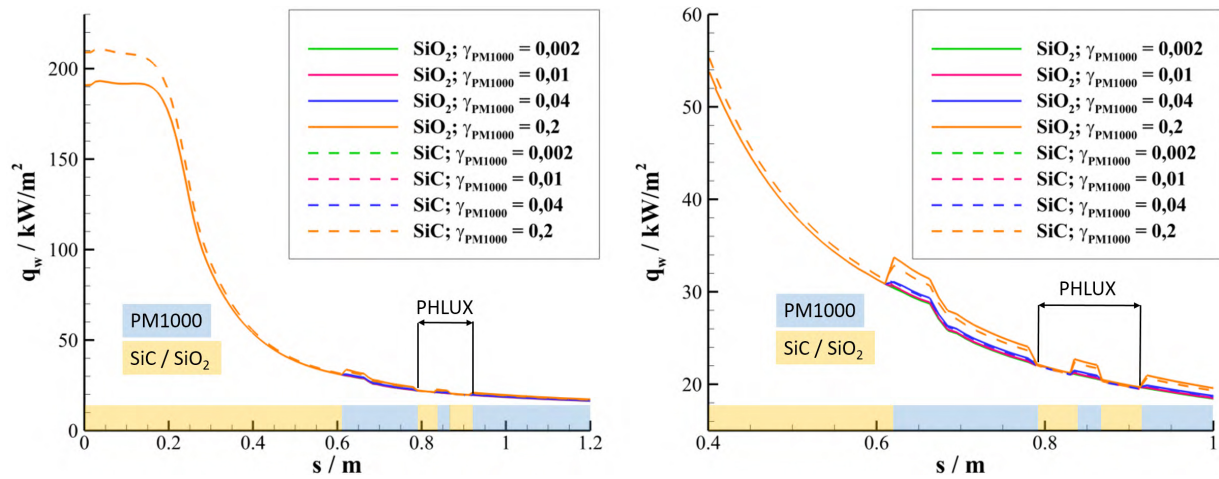


Abbildung 5.1.20.: Wärmestromverlauf entlang der EXPERT Oberfläche in 80 km Höhe (links) und mit Vergrößerung des Bereichs um den PHLUX Sensorkopf (rechts)

dargestellt. Die Delle bei $s = 0$ m ergibt sich aus der stark abgeflachten Nase, die eine große lokale Krümmung aufweist.

Die Wärmestromdichte auf SiC liegt stets über der auf SiO_2 -Oberflächen. Die Abweichung ist im Staupunkt maximal, übertrifft diese aber nur um 10%. Nach der Schulter der Nasenkappe fällt der Wärmestrom stark ab, bis man für den SiC und $\gamma_{\text{PM1000}} = 0,2$ Fall einen kleinen Sprung im Verlauf erkennt, da dort der höher katalytische, konische Hinterteil aus PM1000® beginnt. Der Sprung ist umso größer, je weniger Atome stromaufwärts bereits rekombiniert sind. Ab $s = 0,67$ m, d. h. noch vor PHLUX knickt der Wärmestrom leicht nach unten ab. Dies liegt an den planen Seitenpaneelen der EXPERT Kapsel, an denen die PHLUX Sensorköpfe montiert sind. Seitlich betrachtet, bewirken diese Paneele einen kleinen Knick in der ansonsten kegelförmigen Kontur. Die dadurch entstehende Expansion der körpernahen Strömung bewirkt eine Reduktion der Gradienten in der Strömung. Zwischen $s = 0,8$ m und $s = 0,9$ m befindet sich der PHLUX Sensorkopf, der am Beginn des Wärmestromabfalls den Beginn der C/C-SiC Scheibe markiert. Anschließend springt die Wärmestromdichte über der PM1000® Materialprobe nach oben, um dann wieder über der keramischen Scheibe abzusinken. Den Schluss bildet wieder das PM1000® Paneel der Kapsel.

Der maximale Unterschied des Wärmestroms auf eine nieder- und eine hochkatalytische Materialprobe von ca. 2 kW/m^2 lässt vermuten, dass die Einsatzgrenze des PHLUX Experiments unterhalb dieser Höhe liegt, zumal der Sauerstoffanteil durch Oxidationsreaktionen auf der SiC-beschichteten Nase weiter reduziert wird.

50 km

In 50 km Höhe beträgt der Partialdruck p_O am Grenzschichttrand im Staupunkt 2000 Pa und auf Position des PHLUX Sensorkopfs 150-200 Pa. Der Molanteil, siehe Abbildung 5.1.21, beträgt dabei ca. 33% und bleibt im quasi-nichtkatalytischen Fall entlang der Oberfläche nahezu konstant.

Im anderen Fall mit SiC-Oberfläche und $\gamma_{\text{PM1000}} = 0,2$ ändert sich dieser am Grenzschicht-

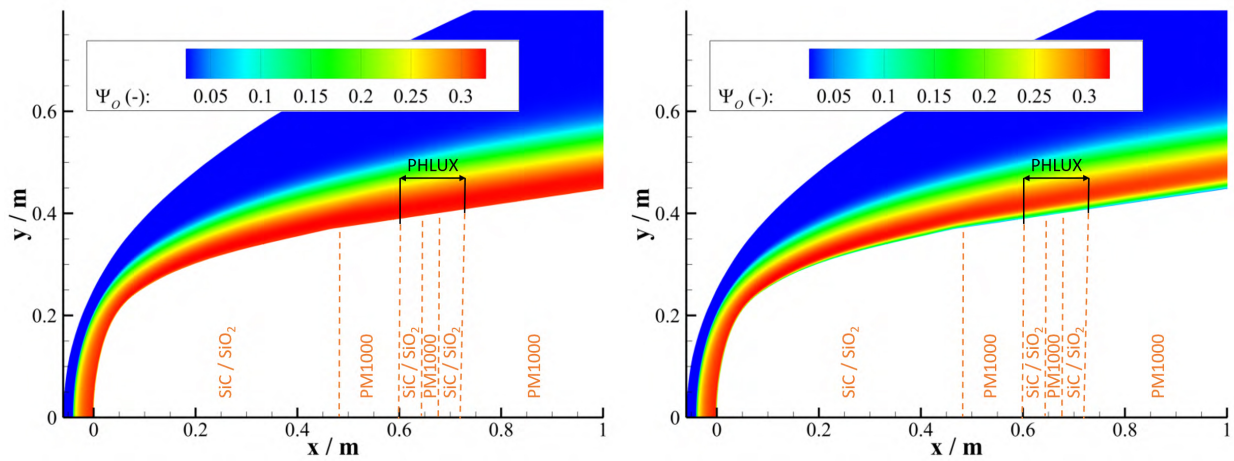


Abbildung 5.1.21.: Prozentuale Verteilung des atomaren Sauerstoffs in 50 km Höhe mit SiO_2 und $\gamma_{PM1000} = 0,002$ (links) und SiC und $\gamma_{PM1000} = 0,2$ (rechts)

rand entlang der ganzen Kontur ebenfalls kaum, liegt aber mit ungefähr 30% etwas niedriger. Außerdem bildet sich ein stark abnehmender Konzentrationsgradient zur Wand aus. Über der SiC-Kappe reduziert sich der Molanteil ψ_O auf ca. 15% und ändert sich entlang der Nase kaum. Über der PM1000®-Materialprobe beträgt der Molanteil nur ca. 7-8%. Stromabwärts sinkt der Molanteil ψ_O an der Wand stetig. Dies liegt an der Verdickung der Konzentrationsgrenzschicht in Folge der Rekombination an der Wand und der damit verbundenen Abnahme des Konzentrationsgradienten normal zur Wand hin, was den Teilchenstrom verringert. Laterale Konzentrationsgradienten sind sehr gering und spielen kaum eine Rolle. Nur direkt am Schnittpunkt zweier Materialien mit unterschiedlichem katalytischen Verhalten können diese Konzentrationsunterschiede zu lokal begrenzten Überhöhungen in der Wärmestromdichte führen, wie in Abbildung 5.1.22 zu erkennen ist. Nach dem Sprung relaxiert die Wärmestromdichte innerhalb von ca. 5 cm wieder auf einen ungestörten Wert. Aus diesem Grund haben die C/C-SiC Scheiben der PHLUX Sensorköpfe auch einen Außendurchmesser von 10 cm. Die Relaxation der Strömung nach dem PM1000®-Hitzeschutzschild erhöht den Dissoziationsgrad der Strömung wieder. Die anschließenden Wärmestromüberhöhungen an den Grenzflächen zwischen nieder- und hochkatalytischen Materialien, wie zum Beispiel beim Übergang auf die hochkatalytischen Materialproben, verstärken die Temperaturunterschiede auf hoch- und niederkatalytischer Materialprobe. Dies würde die spätere Auswertung der Flugmessungen verbessern. Die maximale Wärmestromdifferenz zwischen nieder- und hochkatalytischer Materialprobe, wie in Abbildung 5.1.22 zu sehen ist, kann in dieser Höhe den Faktor 2 betragen.

35 km

In dieser Höhe hat sich die anfängliche Geschwindigkeit bereits mehr als halbiert und die Machzahl beträgt statt der anfänglichen 22 nur noch ca. 12. Der maximale molare Anteil $\psi_O = 0.3$ befindet sich im Bereich des Staupunkts und geht im weiteren Strömungsverlauf signifikant zurück. Die zunehmende Dichte der Strömung wirkt sich auf die Anzahl der

5. Nutzlastentwicklung

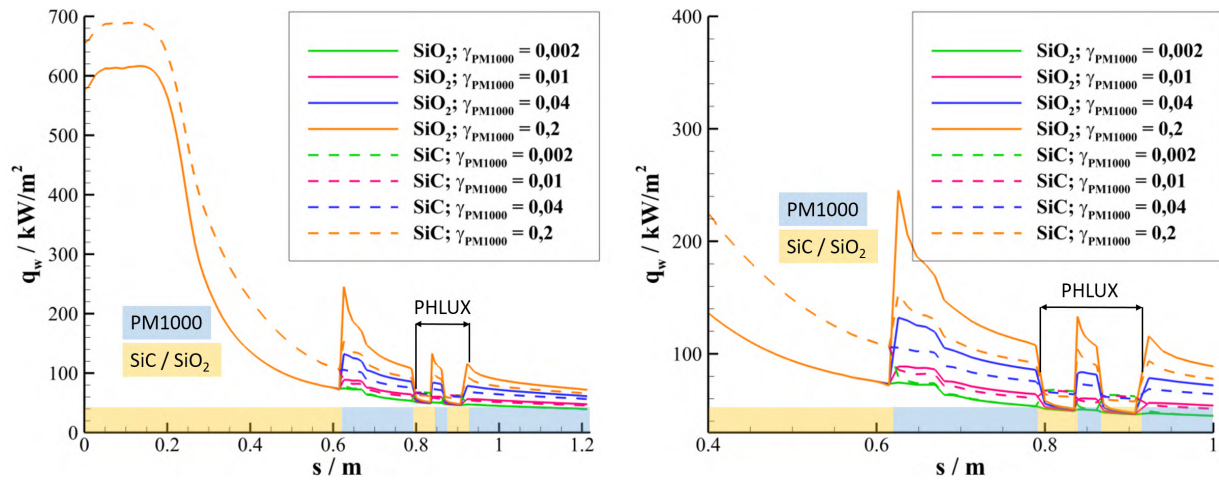


Abbildung 5.1.22.: Wärmestromverlauf entlang der EXPERT Oberfläche in 50 km Höhe (links) und mit Vergrößerung des Bereichs um den PHLUX Sensorkopf (rechts)

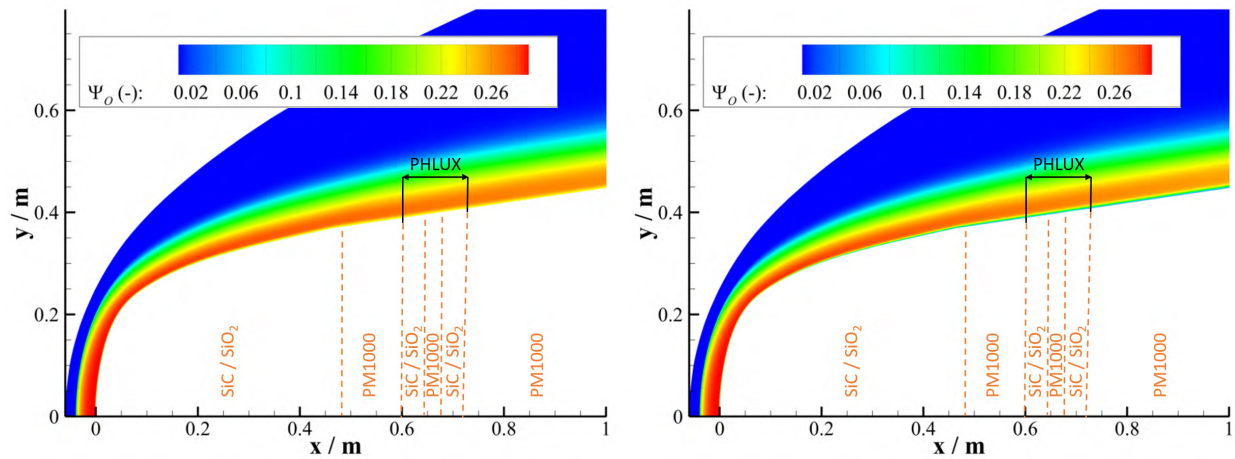


Abbildung 5.1.23.: Prozentuale Verteilung des atomaren Sauerstoffs in 35 km Höhe mit SiO_2 und $\gamma_{\text{PM1000}} = 0,002$ (links) und SiC und $\gamma_{\text{PM1000}} = 0,2$ (rechts)

Teilchenstöße im Gas aus und bewirkt eine Rekombination der Atome in der Gasphase. Vergleicht man wieder die beiden Extremfälle in Abbildung 5.1.23, ist bis auf den Konzentrationsgradienten zur Oberfläche, kaum ein Unterschied zu erkennen. Selbst im hinteren Bereich am Grenzschichttrand beträgt die Differenz im molaren Anteil ψ_o zwischen beiden Fällen weniger als 1 %.

Die Wärmestromdichte \dot{q}_w erreicht in 35 km Höhe mit ca. $1,2 \text{ MW/m}^2$ ein Maximum. Hier sollte jedoch die oxidierte SiO_2 -Oberfläche überwiegen und die maximale Wärmestromdichte knapp darunter bei $1,1 \text{ MW/m}^2$ liegen. Die katalytischen Sprünge zwischen stark unterschiedlichen katalytischen Materialien sind hier am deutlichsten ausgeprägt.

Bei angenommener nichtoxidiertem SiC -Oberfläche in Kombination mit hochkatalytischem $\text{PM1000}^{\text{®}}$ ($\gamma_{\text{PM1000}} = 0,2$) sind die katalytischen Sprünge jedoch sehr gering. Das zeigt, dass auch SiC in diesem Bereich hochkatalytisch wirkt und nur geringe Unterschiede im katalytischen Verhalten vorhanden sind. Alle anderen Fälle mit $\text{PM1000}^{\text{®}}$ und SiC -Oberfläche ergeben sogar negative Wärmestromsprünge. Eine vollständig oxidierte Nasenkappe kommt

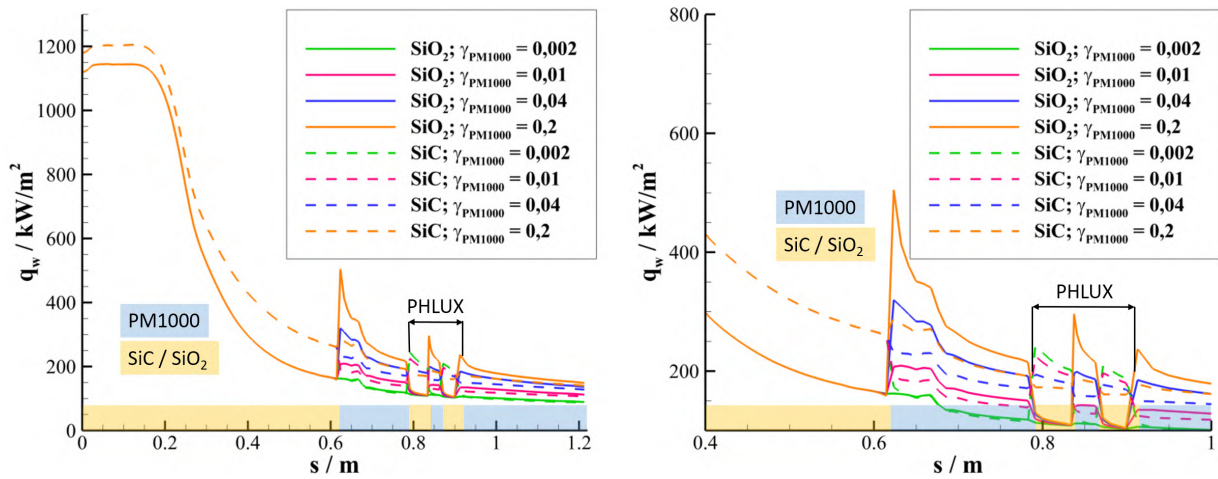


Abbildung 5.1.24.: Wärmestromverlauf entlang der EXPERT Oberfläche in 35 km Höhe (links) und mit Vergrößerung des Bereichs um den PHLUX Sensorkopf

dem PHLUX Sensor deshalb in diesem Höhenbereich sehr zu Gute. Die sich in dieser Höhe einstellenden Wärmestromdichteverläufe für alle 8 Fälle sind in Abbildung 5.1.24 dargestellt.

Für alle Fälle mit SiO_2 und mindestens mittelkatalytischer Materialprobe ergeben sich noch gute Temperaturdifferenzen für das PHLUX-Experiment, so dass auch noch niedrigere Höhen messbare Werte liefern sollten. Da sich der Strömungszustand aber zunehmend in Richtung Gleichgewichtsströmung bewegt und die Bedeutung der Katalyse dabei verschwindet, wird die Messuntergrenze im Bereich zwischen 25 km bis 30 km vermutet.

Diese Simulationen der Höhen 80 km, 50 km und 35 km geben die erwartete Bandbreite an Messdaten wieder und zeigen die Einsatzgrenzen des Experiments auf. Des Weiteren kann auf Basis dieser Daten eine erste Aussage über die katalytische Effizienz der Materialien getroffen werden, die sich anhand der Temperatursprünge zeigt. Außerdem lässt sich eine erste Abschätzung des Molanteils atomaren Sauerstoffs in Oberflächennähe machen. Genauere Auswertungen setzen jedoch die detaillierte Kenntnis der elementaren katalytischen Vorgänge voraus.

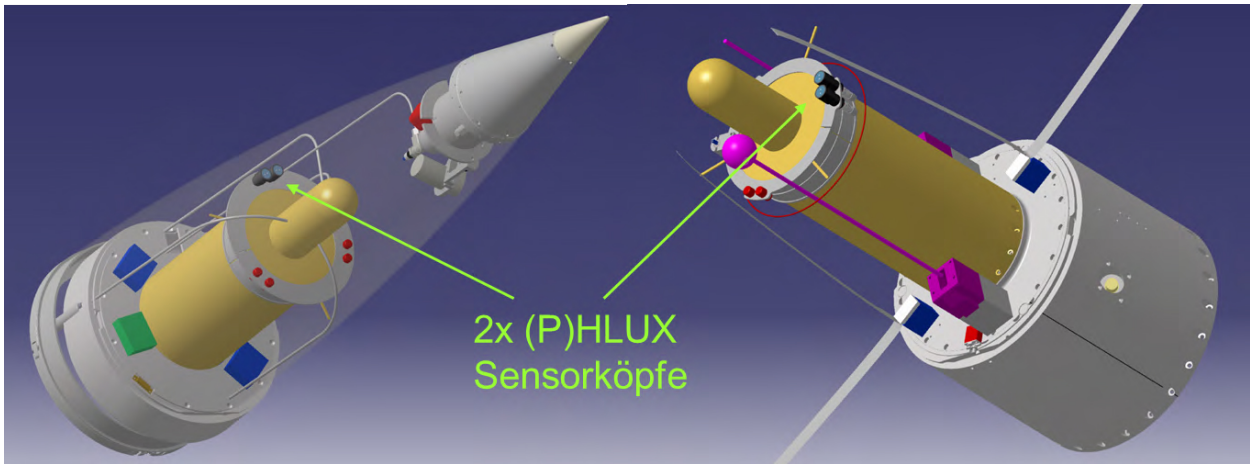


Abbildung 5.2.1.: Oberes und unteres Deck der WADIS Nutzlast

5.2. Messung von atomarem Sauerstoff in hochverdünnten Strömungen am Beispiel von WADIS

Das katalytische Sensorprinzip lässt sich nicht nur für die Bestimmung atomarer Spezies, die sich in Folge von Verdichtungsstößen um hypersonische Wiedereintrittsfahrzeuge bilden, sondern auch für natürlich vorkommende dissoziierte Teilchen nutzen. In Bodennähe kommen jedoch die wichtigsten Bestandteile der Atmosphäre, Sauerstoff und Stickstoff nur in molekularer Form vor. Ab einer Höhe von 80 km nimmt der Anteil atomaren Sauerstoffs c_O aber beständig zu und erreicht zwischen 125 km und 130 km eine Konzentration von ca. 30 %. Dieser Bereich der Atmosphäre wird MLT (obere Mesosphäre und untere Thermosphäre) genannt [109].

In der MLT ist atomarer Sauerstoff an verschiedenen Phänomenen beteiligt, deren genaue Kenntnis für die globale Wärmebilanzierung von entscheidender Bedeutung ist [89]. Dazu gehört die Produktion des atomaren Sauerstoffs durch Photodissoziation von O_2 und O_3 durch solare UV-Strahlung, der kühlende Effekt durch Stoßanregung zwischen O_2 und CO_2 , welches in Folge Infrarotstrahlung abgibt und zuletzt die Wellenausbreitung und die Dissipation kinetischer und potentieller Energie, an der auch atomarer Sauerstoff beteiligt ist. Da der genaue Verlauf lokal und jahreszeitlich schwanken kann, sind örtlich aufgelöste Messungen von großer Bedeutung.

Um die atmosphärischen Vorgänge zu untersuchen, wird unter Federführung des Leibniz-Instituts für Atmosphärenphysik (IAP) das Projekt WADIS (WellenAusbreitung und DIssipation in der oberen Atmosphäre und Spurenelemente) initiiert. Zu diesem Zweck werden die Nutzung und Instrumentierung zweier Höhenforschungsraketen vorgesehen. Die geplante Trajektorie ist in Abbildung 5.2.2 gezeigt. Die Nutzlast besitzt auf Ober- und Unterseite je ein Deck. Auf dem aufsteigenden Ast der Trajektorie ist die Oberseite der Strömung zugewandt, beim absteigenden Ast befindet sich diese im Windschatten. Für die Unterseite gilt genau das umgekehrte. Zur Messung des atomaren Sauerstoffs wird für WADIS ein Sensor vorgeschlagen, der entsprechend dem Prinzip des Wiedereintrittssensors - Temperaturdifferenzmessung auf

einem hoch- und einem niederkatalytischen Material - diese Aufgabe übernehmen soll. Trotz der geringen Teilchendichte atomaren Sauerstoffs, die in etwa 5 Größenordnungen unter der des Wiedereintritts liegt, wird ein Versuch unternommen, einen PHLUX-ähnlichen Sensor für diese Mission zu entwerfen.

Neben dem Experiment CONE zur Messung der Neutralteilchen und Elektronen, Langmuir-Sonden, einem Photometer zur NO- und O-Detektion, einem Faraday-Käfig zur Gesamtteilchendichtebestimmung, befinden sich auch zwei Nutzlasten des IRS, (P)HLUX und FIPEX auf den Raketen. (P)HLUX wird auf Grund des gleichen Messprinzips wie sein Vorgänger PHLUX auf der Wiedereintrittskapsel EXPERT bezeichnet. Zur Unterscheidung beider katalytischer Sensorsysteme wird dieser Sensor aber mit eingeklammerten P bezeichnet. Da dieser jedoch trotz der Namensgleichheit anders aufgebaut ist, wird der Sensor im Nachfolgenden beschrieben und erläutert.

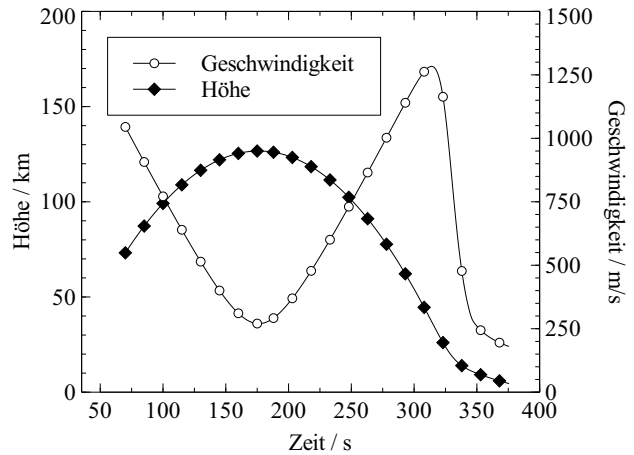


Abbildung 5.2.2.: WADIS-Trajektorie

Landen wird die WADIS Nutzlast im Wasser, weswegen die Datenerfassung im mittleren Bereich der Rakete in einem wasserdichten Gehäuse untergebracht ist. Da eine Kabelverlegung durch das wasserdichte Modul unpraktikabel ist, befindet sich je eine (P)HLUX Elektronik oberhalb und unterhalb des Moduls, d. h. jede der beiden Elektronikeinheiten dient zum Ansteuern und Erfassen von je zwei (P)HLUX Sensorköpfen.

5.2.1. Abschätzung des Messsignals

Der Großteil der WADIS-Trajektorie befindet sich oberhalb von 90 km, dem sogenannten Übergangsgebiet zwischen Kontinuums- und freier Molekularströmung. Letztere ist dadurch gekennzeichnet, dass die mittlere freie Weglänge sehr groß ist und Stöße zwischen Teilchen sehr selten sind. Dadurch bildet sich kein Verdichtungsstoß um die Nutzlast mehr aus, sondern die atomaren Spezies der ungestörten Anströmung treffen direkt auf die Oberfläche. Zur Auslegung der (P)HLUX Sensoren werden deswegen ausgehend von der kinetischen Gastheorie, dem lokalen Atmosphärendruck und der Umgebungstemperatur die Anzahl der auf die Oberfläche treffenden Atome aus

$$\frac{n_O}{V} = \frac{p_O}{kT} \quad (5.2.1)$$

bestimmt. Die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen beträgt

$$\bar{c}_O = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_O}}, \quad (5.2.2)$$

5. Nutzlastentwicklung

woraus sich der pro Fläche auftreffende Teilchenstrom bestimmen lässt

$$\frac{\dot{n}_O}{A} = \frac{p_O}{2\bar{c}_O m_O}. \quad (5.2.3)$$

Zur mittleren Geschwindigkeit der Teilchen wird noch der Geschwindigkeitsbetrag der Rakete addiert, welcher den Teilchenstrom auf den Sensor erhöht. Der chemisch hervorgerufene Wärmestrom kann anschließend aus

$$\dot{q}_{chem} = \gamma\beta \frac{\dot{n}_O}{A} h_{f,O}^0 \quad (5.2.4)$$

mit dem Rekombinationskoeffizient γ , dem Energieakkommodationsfaktor β und der Bindungsenthalpie $h_{f,O}^0$ berechnet werden.

Als geeignete Materialpaarung wird für die niederkatalytische Seite wieder auf SiO_2 gesetzt und für die hochkatalytische Seite Platin und Silber ausgewählt. Platin, ein häufig eingesetzter Katalysator, hat als Edelmetall den Vorteil in normalen Bedingungen weitgehend inert gegenüber Sauerstoff zu sein. Silber bildet bereits bei Raumtemperatur eine dünne Silberoxidschicht, welche aber bei moderaten Temperaturen stabil ist. Melin und Madix [88] geben für Silber $\gamma_{O,Ag} = 0,24$ und $\beta_{O,Ag} = 0,95$ an, was einem effektiven Rekombinationskoeffizienten $\gamma'_{O,Ag} = 0,228$ entspricht und für Platin $\gamma_{O,Pt} = 0,014$ und $\beta_{O,Pt} = 0,10$, also $\gamma'_{O,Pt} = 0,0014$. Zwar wird bei Silber nicht explizit eine Oxidschicht erwähnt, jedoch ließe sich diese unter dem Einfluss atomaren Sauerstoffs nicht vermeiden.

Für die Abschätzung des Messsignals wird für den Rekombinationskoeffizient ein hochkatalytischer Wert $\gamma = 0,2$ angenommen. Die Wärmestromdifferenz ergibt sich unter Annahme eines stationären Zustands der Oberfläche mit der Strömungstemperatur, wobei der zusätzliche chemische Wärmestrom zu einer geringen Temperaturerhöhung führt. Wie in Abbildung 5.2.3 zu sehen ist, beträgt der maximale Temperaturunterschied nur 20 K, weshalb eine gute thermale Isolation der Sensoren essentiell ist.

5.2.2. (P)HLUX

Die geringen Temperaturen in der oberen Atmosphäre und die relativ geringe Geschwindigkeit führen kaum zu einer aerodynamischen Aufheizung der Rakete. Aus früheren Flügen kann von maximalen Temperaturen unter 100°C ausgegangen werden. Ebenso muss die Empfindlichkeit

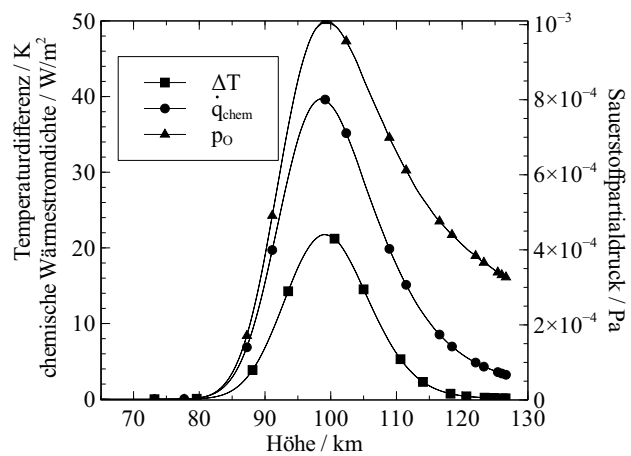


Abbildung 5.2.3.: Erwartetes Messsignal unter Annahme eines stationären Zustands

der differentiellen Temperaturmessung beider Materialien soweit wie möglich verbessert werden, da die geringe Partialdichte ρ_O nur zu einer geringen Temperaturerhöhung führt. Für diese Zwecke eignen sich eher berührende als pyrometrische Temperaturmessmethoden. Da das P in PHLUX auch für pyrometrisch steht, verdeutlicht der Name (P)HLUX deswegen auch die Abkehr dieses Messverfahrens. Wegen ihrer Robustheit und geringen Größe werden Pt100 Dünnschicht-Widerstandsthermometer (Typ: Heraeus L220P) gewählt. Die geringe Größe mit Abmessungen von 2,2x2x2 mm verringert die thermische Trägheit der Temperatursensoren. Für eine gute Isolierung dieser sorgt ein Aerogel ähnliches Material, welches jedoch nicht aus SiO_2 sondern aus einem auf Eisen basierendem Ausgangsmaterial hergestellt wird und für eine deutlich höhere mechanische Stabilität mit gummiartigem Charakter sorgt. Die Airloy ($\lambda_{\text{Airloy}} = 0,03 \text{ W/m K}$) genannten pinkfarbenen Isolierungen werden im Auftrag speziell für dieses Projekt von Aerogel Technologies aus Milwaukee (USA) entwickelt und hergestellt. Das vierteilige Gehäuse des Sensorkopfs besteht aus leichtem, gut mechanisch bearbeitbarem PEEK. Das Oberteil umschließt die Airloy Isolierung mit den beiden Pt100, während das Unterteil einerseits die Buchse der 9-poligen Lemo-Steckverbindung aus PEEK aufnimmt und gleichzeitig ein Außengewinde (M18) zur Befestigung der Sensorköpfe auf der Nutzlast besitzt. Die beiden mittleren Halbschalen werden zum Schluss zur Vervollständigung des Sensorkopfgehäuses montiert. Dieser Aufbau ermöglicht eine gute Erreichbarkeit der Thermometerverdrahtung, die mit der Buchse verlötet werden muss. Nach der Verlötlung werden die Drähte zusätzlich mit Epoxidharz (Scotchweld 2216 A/B) gesichert, welches auch zur Befestigung aller vier PEEK-Teile sowie zur Verklebung des Airloys mit dem Oberteil verwendet wird. Der gesamte Sensorkopf mit Stecker wiegt in dieser Ausführung nur 30 g.

Die Widerstandsmessung der beiden Pt100 erfolgt über je eine Vier-Leiter-Messung, bei der die Kabel- und Übergangswiderstände vernachlässigt werden können. Eine weitere Fehlerquelle der Temperaturmessung könnte durch die Wärmeleitung der Anschlussdrähte an den Widerständen sein. Aus diesem Grund wird der noch freie Pin des 9-poligen Steckers mit einem Thermoelement (Typ K) versehen. Da die Steckverbindung über vergoldete, gut wärmeleitende Anschlüsse erfolgt, kann man davon ausgehen, dass die Temperatur aller Pins gleich ist. Über die Temperaturmessung an der Oberseite und bekannten Temperatur der Buchse, können die über die Drähte abgegebenen Verlustwärmeströme bestimmt und der auf die Sensoren anfangs bestimmte Wärmestrom korrigiert werden. Eine

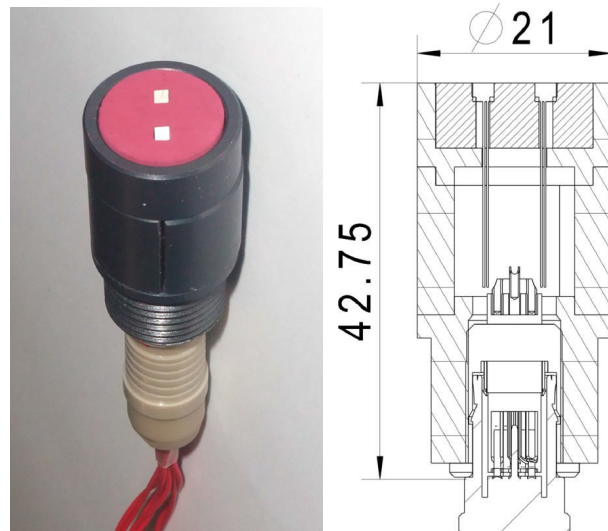


Abbildung 5.2.4.: Foto des (P)HLUX Sensorkopfs (links) und Schnittbild (rechts)

5. Nutzlastentwicklung

weitere Verbesserung der Wärmestrommessung lässt sich über eine Analyse der Gradienten der gemessenen Temperaturkurve erreichen, bei der jeweils der zu dieser Temperatursteigung zugehörige Wärmestrom bestimmt wird. Hierfür muss jedoch die thermische Ansprechzeit der Pt100 bekannt bzw. vorab kalibriert werden. Anschließend kann dann mit einer inversen, eindimensionalen Lösung der Wärmeleitungsgleichung, der Wärmestrom auf der Oberfläche bestimmt werden.

Eine weitere Möglichkeit der Kalibrierung würde sich mit Hilfe der NISI-Methode [70, 71] anbieten, bei der die aus der Regelungstechnik bekannte Übertragungsfunktion durch bekannte Wärmeströme bestimmt wird. Daraus wird ein Zusammenhang zwischen gemessener Temperatur und auftreffendem Wärmestrom gewonnen.

Die unteren beiden Sensorköpfe werden zur Unterscheidung im weiteren Verlauf W1 und W2 genannt, die beiden Sensorköpfe auf der Oberseite W3 und W4.

Die (P)HLUX-Elektronik wiegt ungefähr 490 g und hat die Abmessungen 80x80x60 mm. Mit einer Messrate von 1 kHz werden die vier Widerstände der Pt100 und die Spannungen von zwei Thermoelementen ausgelesen, resultierend aus den zwei Sensorköpfen pro Seite, und an die WADIS Datenerfassung gesendet. Die Digitalisierung der Daten erfolgt mittels 16 bit A/D-Wandler. Zur Verbesserung der Auflösung wird ein Pt100 absolut und der zweite Widerstand differentiell dazu gemessen. Dadurch stehen für den Spannungsunterschied zwischen dem beschichteten und unbeschichteten Sensor die vollen 16 bit Auflösung zur Verfügung. Dementsprechend ergibt sich eine digitale Auflösung der Temperaturdifferenz im mK-Bereich.

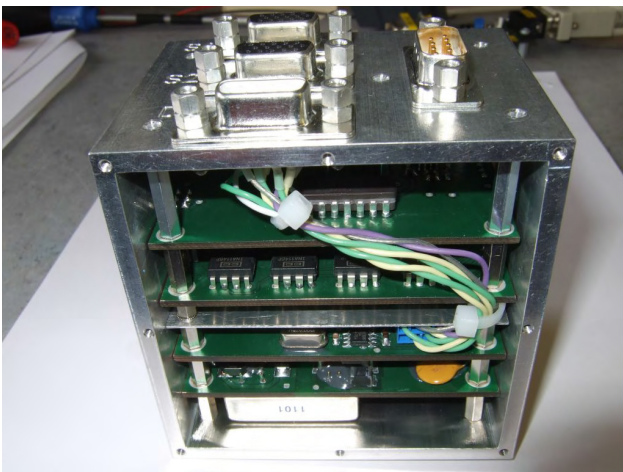


Abbildung 5.2.5.: Foto der (P)HLUX-Elektronik mit geöffnetem Bodendeckel

An die WADIS-Datenerfassung wird (P)HLUX über zwei SubD9-Verbindungen angeschlossen. Die eine Buchse (male) dient zur Stromversorgung während die andere Buchse (female) für die Datenübertragung zuständig ist. Die nominale Spannung beträgt 28 V, die maximale 36 V und die minimal benötigte Spannung 23 V. Dies ist den anfangs auf ca. 35 V geladenen Batterien der WADIS Nutzlast geschuldet, die sich im Laufe der Mission auf knapp unter 28 V entladen.

Zur Vermeidung elektromagnetischer Wechselwirkungen mit anderen Komponenten auf WADIS verfügt (P)HLUX außerdem über eine Überstromsicherung, einen gut isolierten DC-Konverter und geschirmte Kabel.

5.2.3. Auswertung der Flugdaten

Der Flug der ersten der beiden geplanten WADIS Missionen fand im Juni 2013 statt. Der Flug wich leicht von der geplanten Trajektorie ab. In Abbildung 5.2.6 sieht man die Unterschiede in den Flugbahnen. Neben der reduzierten Geschwindigkeit ist auch konsequenterweise die Flughöhe niedriger. So kann nicht der gesamte Bereich der oberen Atmosphäre erfasst werden. Der Flug fand tagsüber statt, weswegen die beiden (P)HLUX Sensoren (W3 und W4) auf der Oberseite der Kapsel zusätzlich durch Sonnenstrahlung beeinflusst wurden. Aus diesem Grund wurde W4 mit einem Quarzglas verdeckt, welches mit dem Sensorgehäuse verklebt wurde. Der auf diese Weise von der Anströmung geschützte Sensor ermöglicht somit den Energieeintrag auf die Pt- und SiO₂-beschichteten Sensoren durch die Wärmestrahlung der Sonne zu erfassen. Zur Auswertung des freien Sensors kann dieser Energiebeitrag anschließend von dem Wärmestrom auf den ungeschützten Sensor W3 subtrahiert werden.

Die gemessenen Temperaturen während des Flugs sind in Abbildung 5.2.7 dargestellt. Bei einer Höhe von 0 km beginnend, sind alle Widerstandsthermometer mit 22-24 °C quasi gleich warm. Bei ca. 58 km Höhe wird die Nutzlast von der Rakete getrennt und die Verkleidung, die die Messgeräte auf der Oberseite schützt, löst sich. Die nun der Strömung ausgesetzten Temperatursensoren wärmen sich schnell auf. Wie an der Erwärmung des mit Glas geschützten Sensors W4 zu sehen ist, resultiert ein Teil der Aufwärmung aus der ankommenden Strahlung. Da sich die unbedeckten Sensoren jedoch stärker erwärmen, ist ein Teil der Erwärmung auf aerodynamische Effekte zurückzuführen. Die Machzahl, die in dieser Höhe ca. 3-4 beträgt, führt zu einem Verdichtungsstoß vor der WADIS Nutzlast. Für eine Dissoziation der Strömung ist die Fluggeschwindigkeit zu niedrig, die Komprimierung der Strömung führt jedoch zu einem Anstieg der Temperatur. Die Sensorköpfe W1 und W2, welche sich auf der Unterseite, d. h. während des Aufstiegs im Windschatten befinden, erwärmen sich ab diesem Zeitpunkt nicht, sondern kühlen sogar ab. Die Umgebungstemperatur beträgt in dieser Höhe ca. 0 °C. Die Ursache der Temperaturschwankungen bei W1- und W2 bis zu dieser Höhe ist unklar, können aber teilweise durch die Expansionskühlung der anfänglich mit 1 bar bedrückten Verkleidung und teilweise auf die aerodynamische Erwärmung der Rakete im Flug zurückzuführen sein.

Ab ca. 70 km kühlt W3 deutlich ab, da der Flugkörper rasch an Geschwindigkeit verliert und sich der Temperatursprung über den Stoß abschwächt. Ebenso geht der Verdichtungsstoß in der dünner werdenden Strömung in einen schwachen Stoß über und verschwindet mit

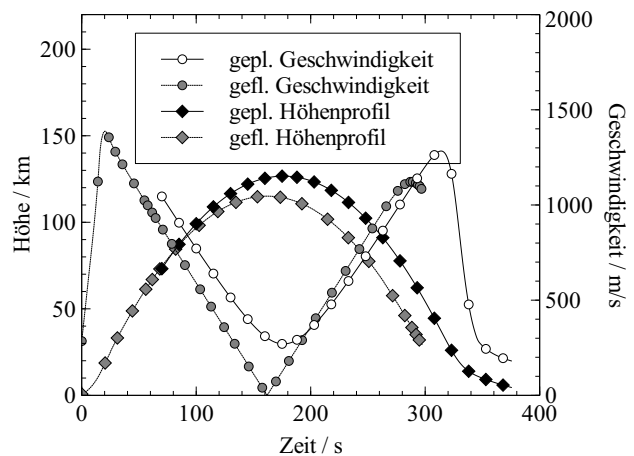


Abbildung 5.2.6.: Vergleich der geplanten und geflogenen Trajektorie

5. Nutzlastentwicklung

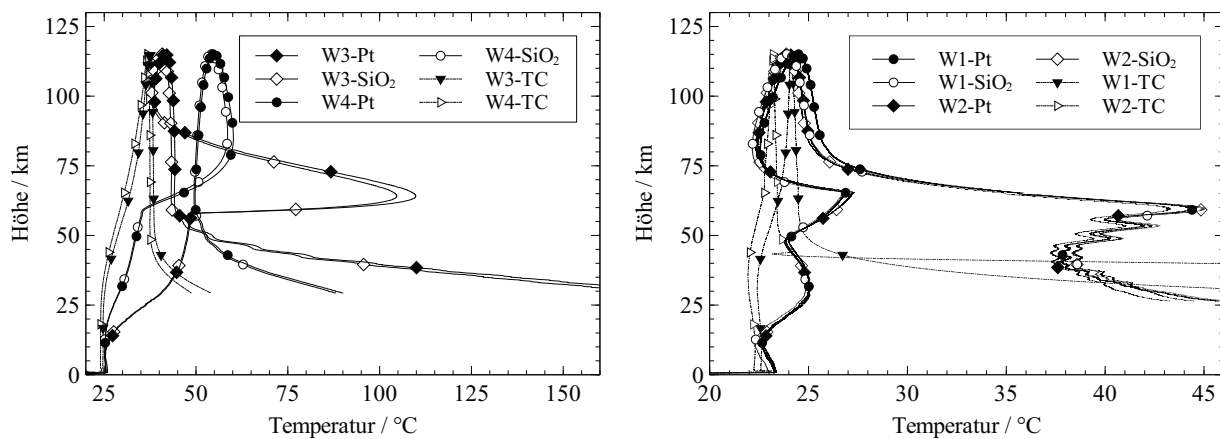


Abbildung 5.2.7.: Verlauf der Temperaturen auf dem Ober- (links) und Unterdeck (rechts) während des Flugs

zunehmender Höhe vollständig. W4 hingegen erwärmt sich noch bis 80 km Höhe und kühlt erst darüber langsam ab. Dies kann bedeuten, dass das Gehäuse mit Glasabdeckung nicht völlig dicht ist und eine Wechselwirkung mit der kalten Außenluft stattfindet. Die Wärmestrahlung der Sonne müsste die beiden Thermometer ansonsten weiterhin erwärmen, da sich die Fluglage der Nutzlast, im Verhältnis zur einfallenden Strahlung, während dieser Flugphase nicht ändert.

Beim Abstieg kühlt sich W4 bis hinab auf 65 km Höhe weiter ab, während der ungeschützte Sensorkopf W3 bis unter 60 km Höhe nahezu seine Temperatur beibehält. Die Sensoren W1 und W2, die nun direkt der Anströmung ausgesetzt sind, werden kontinuierlich wärmer, wobei ab ca. 80 km der Temperaturgradient stark zunimmt. Dies deutet auf einen erneuten Verdichtungsstoß hin.

Die noch nicht erwähnten Temperaturmessungen, gekennzeichnet mit Wx-TC in Abbildung 5.2.7, zeigen den Verlauf der Temperaturen im Sockel der Sensorköpfe. Mit Hilfe dieser Temperaturen können die Wärmeverluste entlang der Anschlussdrähte berechnet werden. Sie erwärmen sich im Laufe des Flugs nur um wenige Grad. Ausnahme bilden W1-TC und W2-TC, die sich beim Abstieg unter 45 km Höhe stark aufwärmen. Eventuell sind die aerodynamischen Lasten für die Sensoren zu hoch, wobei diese Höhe für die Messung natürlich vorkommenden atomaren Sauerstoffs nicht mehr relevant ist. Da die mittels Thermoelementen gemessenen Temperaturen ein deutliches Rauschen aufweisen, werden die Temperaturen mit einem Savitzky-Golay-Filter 3. Grades über je 8 s geglättet. Somit sind die in Abbildung 5.2.7 dargestellten Temperaturen bereits die geglätteten Werte.

Betrachtet man nun die Messungen eines jeden (P)HLUX Sensors für sich, erkennt man, dass die hochkatalytisch beschichteten Temperatursensoren bei allen Sensorköpfen höhere Werte als die mit SiO₂-Oberfläche aufweisen. Das gilt auch für den mit Glas bedeckten Sensor W3. Auch sind die Temperaturdifferenzen niedriger als in Kapitel 5.2.1 abgeschätzt wurde.

Bei der Auslegung wird vereinfachend ein Gleichgewichtszustand zwischen den konvektiven und chemischen Wärmeströmen auf die Sensoren und der wieder abgestrahlten Energie angenommen. Dies ist natürlich für den realen Fall eines schnellen Flugkörpers, der eine sich ständig veränderte Anströmbedingung erfährt, eine starke Vereinfachung. Aus diesem Grund

wird bei der Auswertung der Temperaturdaten anders als bei der Abschätzung des Messsignals vorgegangen. Dazu wird für jeden Temperatursensor eine Energiebilanz aufgestellt.

Zunächst wird auf die Bilanz der beiden Sensorköpfe, die sich auf der Oberseite befanden, eingegangen. Jeder Temperatursensor verfügt über eine gewisse Wärmekapazität C . Da die Keramik in der der Platinwiderstand eingebettet ist, nicht bekannt ist, wird die Wärmekapazität mit $C = 0,014 \text{ W/K}$ abgeschätzt. Die Masse eines Temperatursensors beträgt 0.0138 g .

Damit eine Temperaturänderung ΔT pro Zeiteinheit Δt eintritt, muss ein Nettowärmestrom

$$\dot{Q}_K = \frac{C\Delta T}{\Delta t} \quad (5.2.5)$$

den Sensor erreichen. Verluste können wie bereits erwähnt über die Anschlussdrähte aus einer unbekanntem Silber-Palladiumlegierung der Miniaturwiderstandsthermometer auftreten. Die lassen sich mit einem angenommenen $\lambda_{AgPd} = 50 \text{ W/mK}$ über

$$\dot{Q}_{\text{Draht}} = \lambda \frac{A}{d} (T_{Pt100} - T_{TC}) \quad (5.2.6)$$

mit dem Drahtquerschnitt $A = 4,9087 \cdot 10^{-2} \text{ mm}^2$ und einem Abstand von $d = 10 \text{ mm}$ bestimmen. Der konvektive Wärmestrom auf die Sensoren mit SiO_2 -Beschichtung lässt sich bestimmen, in dem man die Anteile von dem mit Glas bedeckten Sensor W4 vom unbedeckten Sensor W3 subtrahiert und chemische Reaktionen auf dem niederkatalytischen Material vernachlässigt

$$\dot{Q}_{\text{konv, SiO}_2} = (\dot{Q}_{K, \text{SiO}_2, 3} + \dot{Q}_{\text{Draht, SiO}_2, 3}) - (\dot{Q}_{K, \text{SiO}_2, 4} + \dot{Q}_{\text{Draht, SiO}_2, 4}) \quad (5.2.7)$$

Bei den Pt-beschichteten Thermometern geht man genauso vor, nur dass hier zusätzlich ein chemischer Wärmestrom auftreten kann

$$\dot{Q}_{\text{tot, Pt}} = \dot{Q}_{\text{chem, Pt}} + \dot{Q}_{\text{konv, Pt}} = (\dot{Q}_{K, \text{Pt}, 3} + \dot{Q}_{\text{Draht, Pt}, 3}) - (\dot{Q}_{K, \text{Pt}, 4} + \dot{Q}_{\text{Draht, Pt}, 4}) \quad (5.2.8)$$

Da die konvektiven Wärmeströme auf beide Oberflächen, SiO_2 und Platin, auf Grund der ähnlichen Oberflächentemperaturen in guter Näherung identisch sind, lässt sich nun der chemische Wärmestrom

$$\dot{Q}_{\text{chem, Pt}} = \dot{Q}_{\text{tot, Pt}} - \dot{Q}_{\text{konv, SiO}_2} \quad (5.2.9)$$

bestimmen. Der reagierende Teilchenstrom auf der Pt-Oberfläche kann anschließend mit 5.2.4 und der Sensorfläche A berechnet werden.

Da auch die Messungen mit den Platin-Widerstandsthermometern ein leichtes Rauschen aufweisen, das durch die Bildung des Gradienten, siehe Gleichung 5.2.5, zusätzlich verstärkt wird, ergeben sich auch für die ermittelten Teilchendichten starke Schwankungen. Aus diesem Grund werden auch die Teilchendichten mit einem Savitzky-Golay-Filter 3. Grades über je

5. Nutzlastentwicklung

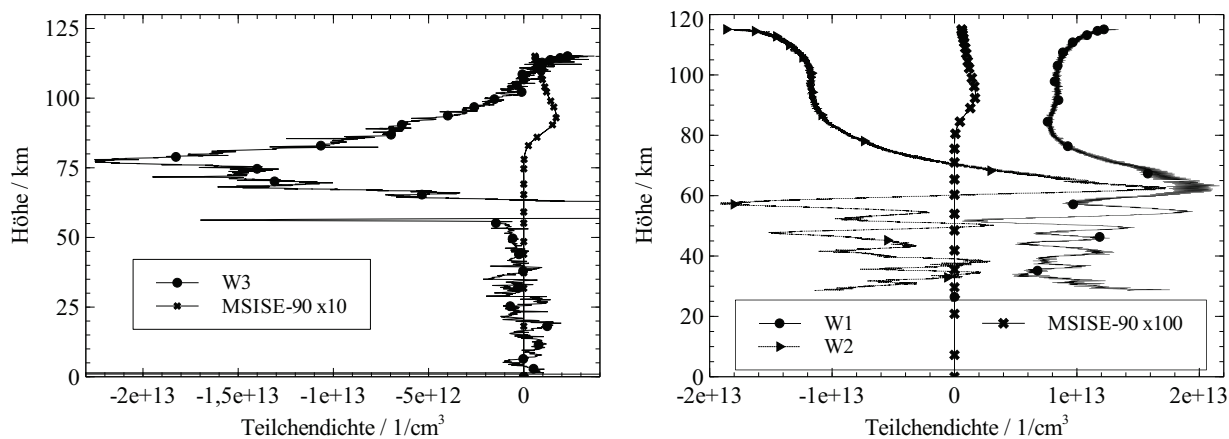


Abbildung 5.2.8.: Verlauf der Teilchendichte beim Aufstieg (links) und Abstieg (rechts)

eine Zeitspanne von 4 s geglättet.

Ausgewertet werden nur die Werte auf der Oberseite während des Aufstiegs und auf der Unterseite während des Abstiegs der WADIS-Nutzlast. Da die Teilchendichte an atomarem Sauerstoff in der oberen Atmosphäre sehr gering ist, ist im Windschatten des Flugkörpers kein verwertbares Signal zu erwarten. Zudem würde vorhandener Sauerstoff an den metallischen Teilen der Nutzlast bereits rekombinieren, bevor er die Sensoren auf der Rückseite erreichen würde.

Die so auf der WADIS-Oberseite ermittelte Teilchendichte beim Aufstieg ist in Abbildung 5.2.8 dargestellt. Idealerweise hätte das Signal bis ca. 75 km null betragen müssen, da in diesen Höhen kein atomarer Sauerstoff vorhanden sein sollte. Nach der Raketenabtrennung entstehen jedoch deutliche Ausschläge in der O-Teilchendichte, erst ins Positive und anschließend ins Negative. Dies bedeutet jedoch nicht, dass sich an dieser Stelle atomarer Sauerstoff befindet oder der zuvor erwähnte Verdichtungsstoß dissoziierte Teilchen erzeugt. Vielmehr verursacht das Auftreffen der turbulenten Strömung, hervorgerufen durch das Entfernen der Verkleidung, ein kurzzeitiges Ungleichgewicht unter den einzelnen Temperatursensoren. Schon Temperaturunterschiede von unter 1°C können Ausschläge in dieser Höhe verursachen. Nach dem doppelten Ausschlag steigt die Teilchendichte ab 77 km Höhe stark an, verbleibt aber größtenteils im negativen Bereich. Eventuell tragen noch unberücksichtigte thermodynamische Effekte einen Teil dazu bei. Oder die tatsächlichen thermophysikalischen Größen des Sensors und die Drähte, die hier nur abgeschätzt werden, sind leicht verschieden. Das würde dazu führen, dass manche Wärmestromanteile über- bzw. untergewichtet werden würden.

Zum Vergleich werden die Teilchendichten aus dem MSISE-90 Atmosphärenmodell ebenfalls mit aufgetragen. Zur besseren Darstellung des Verlaufs sind diese mit einem Faktor von 10 vergrößert angegeben. So zeigt sich, dass der erwartete Verlauf 1 - 2 Größenordnungen unter der Schwankungsbandbreite der hier bestimmten Teilchendichten liegt.

Da auf der Unterseite kein Sensor mit Glas abgedeckt ist, kann jeder der beiden Sensorköpfe W1 und W2 getrennt analysiert werden. Somit liegen aber auch keine Informationen über den effektiven Strahlungswärmestrom auf dem Thermometer vor. Zwar sind die Oberflächen in Richtung Erde gewandt, jedoch strahlen auch sie Wärme ab bzw. empfangen Wärmestrahlung

von der Erde. Diese besteht teilweise aus der Wärmestrahlung der warmen Erdoberfläche und teilweise aus der Reflexion der Sonnenstrahlung, der sogenannten Erdalbedo. Die effektiven Strahlungswärmeströme auf die Temperatursensoren abzuschätzen, ist recht schwer, da sich je nach Fluglage die geometrischen Sichtfaktoren zwischen den Sensoren und der Erdoberfläche ändern. Beim zweiten, nächtlichen WADIS-Flug wird der Einfluss der Erdalbedo, der den größten Beitrag hat, keine Rolle mehr spielen.

Unter Vernachlässigung der Wärmestrahlung ergibt sich für W1 und W2 ein chemischer Wärmestrom gemäß

$$\dot{Q}_{chem,Pt} = \dot{Q}_{tot,Pt} - \dot{Q}_{konv,SiO_2} = (\dot{Q}_{K,Pt} + \dot{Q}_{Draht,Pt}) - (\dot{Q}_{K,SiO_2} + \dot{Q}_{Draht,SiO_2}). \quad (5.2.10)$$

Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.2.8 dargestellt. Absolut gesehen sind die Werte mehr als 2 Größenordnungen über der erwarteten Teilchendichte. Leider ergibt sich auch für die Verläufe kein einheitliches Bild. Beginnend bei 115 km steigen die Teilchendichten bei W2 an, befinden sich jedoch deutlich im negativen Bereich. Bei W1 fällt die Teilchendichte erst ab, bevor sie unterhalb von 80 km wieder zu steigen beginnt. Der Verlauf zwischen 100 und 80 km bei W1 ähnelt dem MSISE-90 Verlauf, jedoch ist dieser 100fach vergrößert dargestellt. Unter ca. 60 km taumelt die Kapsel beim Abstieg stark, wodurch sich die starken Schwankungen im Endergebnis erklären lassen.

Zusammengefasst kann gesagt werden, dass eine instationäre Messung in stark verdünnten Gasen zwischen Kontinuum und molekularer Strömung mittels katalytischem Prinzip extrem schwierig ist. Es gilt ein kleines Signal aus einer Vielzahl unterschiedlicher Einflüsse zu bestimmen. Trotzdem ist der Versuch noch nicht gescheitert, da erstens noch einige Verbesserungen durchgeführt werden können und zweitens der Flug bei Sonnenschein sehr ungünstig ist. Der Sonneneinfluss kann auf der Oberseite über den abgedeckten Sensor nur ungefähr ermittelt werden, da das Glas nicht die komplette Strahlung durchlässt. Dadurch kann es zu Unterschieden im Vergleich zu dem ungeschützten Sensor kommen. Der Einfluss der Strahlung auf die Sensorköpfe auf der Unterseite kann gar nicht ermittelt werden.

Verbesserungen am (P)HLUX Sensorsystem sind durch silberbeschichtete Temperatursensoren möglich, die laut Literaturangaben bis zu viermal stärker katalytisch auf die Sauerstoffrekombination wirken. Für den ersten WADIS Flug wird noch auf die sichere Variante mit dem edleren Metall Platin zurückgegriffen. Zum anderen müssen die thermophysikalischen Eigenschaften der eingesetzten Widerstandsthermometer und des gesamten Sensorkopfs bestimmt werden. Dazu könnte eine Wärmestromkalibrierung der Sensoren mit Hilfe der NISI-Methode durchgeführt werden, die sich gut für anschließende instationäre Messungen eignet. Des Weiteren sollte vor dem zweiten Flug eine Kalibrierung des Sensors bzw. die Bestimmung der katalytischen Eigenschaften der Oberflächen durchgeführt werden. Hierzu könnte die sich in der Entwicklung und Charakterisierung befindende Mikrowellen-Plasmaquelle verwendet werden, die sich durch die Erzeugung von reinen Sauerstoff-Niederdruckplasmen auszeichnet. Dadurch könnten die Literaturangaben hinsichtlich der Rekombinationskoeffizienten überprüft

5. Nutzlastentwicklung

und erweiternd für unterschiedliche Teilchenströme und Temperaturen bestimmt werden. Außerdem könnte eine Simulation des Strömungsfelds um die Nutzlast an mehreren Punkten der Trajektorie die Genauigkeit der auf die Sensoren treffenden Teilchenströme verbessern. Somit könnte der Kontinuums-, Übergangs- sowie der freie Molekularströmungsbereich erfasst werden. Die hier getroffenen Annahmen decken nur den letzteren Bereich ab. Als weitere Alternative könnte der Einsatz von Temperatursensoren mit größerem Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis oder die Verwendung von offenen Platin-Dünnschicht-Widerstandsthermometern untersucht werden. Dies würde die Masse des Sensors reduzieren und der Platin-Film könnte direkt mit dem atomaren Sauerstoff interagieren. Für die nichtkatalytische Seite könnte der Platin-Film mit einer wenige Mikrometer dicken Glasschicht geschützt werden.

6 Kapitel 6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird eine Methode vorgestellt, die es ermöglicht, die druck- und temperaturabhängigen, katalytischen Eigenschaften beliebiger Materialien in einer charakterisierten Über- und Unterschallanströmung im chemischen Nichtgleichgewicht zu bestimmen. Relevante Einsatzgebiete sind zum Beispiel Hitzeschutzmaterialien für hypersonische Wiedereintrittskörper.

Eine zentrale Rolle bei der Auswertung spielt die Messung der sich einstellenden Oberflächentemperatur. Aus dieser kann die Wärmestromdichte bestimmt werden, die sich zum Teil aus der katalytisch hervorgerufenen chemischen Wärmestromdichte zusammensetzt. Über diese lässt sich die Reaktionsrate in Oberflächennähe ermitteln. Die hier verwendete Methode zur Bestimmung der Wärmestromdichte setzt die Kenntnis des Emissionsgrads des Werkstoffs voraus. Die Emissionsgrade werden in dieser Arbeit mittels EMF-Teststand ermittelt. Prinzipiell kann aber auch jedes andere Wärmestrommessprinzip angewendet werden.

Um die Genauigkeit der Messung der Oberflächentemperaturen zu erhöhen, erfolgt eine Modifikation der bestehenden Materialsonde. Die Probengeometrie kann trotz der Anpassung beibehalten werden. Im Plasmastrahl werden alte und neue Materialsonden eingesetzt und mittels thermografischer 2D-Bilder verglichen. Die Aufnahmen zeigen eine deutlich bessere thermische Isolation der Materialproben in der Sonde und somit höherer Werkstofftemperaturen bei gleicher Anströmung. Aus diesem Grund können Wärmestromverluste in kühlere Bereiche der Sonde vernachlässigt werden und der Gesamtfehler, der je nach Temperatur bis zu 30% betragen kann, wird bei der Bestimmung der Wärmestromdichte auf $< 1\%$ reduziert.

Die Strömungscharakterisierung wird für das vorgestellte Verfahren hinsichtlich Enthalpie, Druck, Geschwindigkeit und Temperatur durchgeführt. Zur Bestimmung der katalytischen Effizienz eines Werkstoffs muss dieser in einer Staupunktskonfiguration der bekannten chemisch reaktiven Anströmung ausgesetzt werden. Als Vereinfachung muss für den Freistrahls lediglich lokales thermisches Gleichgewicht angenommen werden. Alle weiteren Strömungsgrößen der Grenzschicht werden numerisch mit dem neuentwickeltem Programm VSL1D errechnet. VSL1D berechnet Transportgrößen 2. Ordnung. Die charakterisierte Anströmung, die Oberflächentemperatur, die Wärmestromdichte sowie die Oberflächenreaktionsrate gehen dabei als Randbedingung in die Berechnung ein, wobei Letztere die einzige gesuchte Größe ist. Mit VSL1D lassen sich automatisiert ganze Datenbanken an Messwerten berechnen und Werkstoffe in bekannten Strömungen hinsichtlich ihrer katalytischen Eigenschaften auswerten. Die Berechnung der Datenbank erfolgt über die Eingabe des Indizes der Anströmung, dem verwendeten Werkstoff, dessen Emissionsgrad vorher hinterlegt werden muss und die gemessene Oberflächentemperatur als Parameter eingegeben werden. Der Emissionsgrad ist in

6. Zusammenfassung und Ausblick

VSL1D bereits hinter den Werkstoffen hinterlegt, es kann jedoch auch die für die Auswertung zu verwendende Oberflächendichte manuell eingegeben werden. Die Verifikation VSL1D's wird durch den Vergleich mit URANUS2D und zweier Testfälle durchgeführt. Zudem wird im Rahmen dieser Arbeit erstmalig der Einfluss der Thermodiffusion auf katalytische Vorgänge und somit den Rekombinationskoeffizienten berücksichtigt und untersucht.

Im Rahmen dieser Arbeit werden hochenthalpe, dissoziierte Sauerstoffströmungen verwendet, die mittels induktivem Plasmagenerator erzeugt werden. Um weitere Gas-Oberflächenwechselwirkungen zu reduzieren, die die zu untersuchenden katalytischen Vorgänge überlagern würden, erfolgen die Untersuchungen mit voroxidierten Materialien. Dabei zeigt sich die temperatur- und druckabhängige Umwandlungsfähigkeit der Oxidschichten, die besonders bei metallischen Werkstoffen zu zahlreichen Phasenänderungen und Variation der Oxidationsstufen führen. Bei der Materialvorbereitung wird deshalb besonders auf die Bildung temperaturstabiler Oxidschichten geachtet. Die Oxidschichten werden jeweils bei Temperaturen erzeugt, die die erwarteten, höchsten Temperaturen des Werkstoffs im Plasmastrahl darstellen. Im Falle von Wolfram können sie jedoch in Sauerstoffplasmen, wie gezeigt wird, nicht völlig unterbunden werden.

Leider zeigen sich Unstimmigkeiten bei der Betrachtung der Messergebnisse der durchgeführten Strahlcharakterisierung. Einerseits stellen sich unplausible Verläufe wichtiger Strömungseigenschaften ein, andererseits fällt es schwer, die Daten miteinander zu korrelieren. Trotz Untersuchungen der eingesetzten Sonden und Variation der Messparameter können jedoch keine Fehler der hier beschriebenen Messungen gefunden werden. Vielmehr sprechen die Hinweise dafür, dass die induktive Plasmaquelle ungeeignet ist, stationäre Strahlbedingungen herzustellen, die zur präzisen Untersuchung von Gas-Oberflächenwechselwirkungen notwendig sind. Es wird vermutet, dass der Hauptgrund dafür in hochfrequenten Änderungen der Strömungsfeldgrößen, hervorgerufen durch Oszillationen des Plasmagenerators liegen. Leider existieren weltweit nur wenige alternative Anlagen, um verunreinigungsfreie und hochenthalpe Sauerstoffströmungen zu erzeugen, weswegen für diese Arbeit keine andere Testanlage herangezogen werden kann. Die grundsätzliche Methodik der katalytischen Auswertung kann trotz dieser Schwierigkeiten gezeigt werden.

Darauf aufbauend wird für das Wiedereintrittsexperiment EXPERT, ein Projekt der ESA, ein Sensorsystem namens PHLUX auf Basis katalytischer Oberflächenreaktionen erst konstruiert, dann qualifiziert und schließlich in die Wiedereintrittskapsel integriert. Über die im Vorfeld untersuchte hochkatalytische PM1000[®] und die niederkatalytische SiO₂-Proben können Reaktionsraten des Sauerstoffs ermittelt und der Anteil atomaren Sauerstoffs bzw. des Dissoziationsgrads lokal in Oberflächennähe bestimmt werden. Wolfram, das zur Detektion atomaren Stickstoffs verwendet wird, zeigt im Sauerstoffplasma bei hohen Temperaturen starke oberflächliche Reaktionen. Nach ersten Analysen sollten die Temperaturen im Flug jedoch niedrig genug bleiben, um starke Oxidationsreaktionen, wie sie bei den PWK Tests auftreten, zu vermeiden. Durch den in Simulationen ermittelten sehr niedrigen Stickstoffdissoziationsgrad während des Wiedereintritts, wird die katalytische Effektivität von Wolfram im

Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Das Vierte für PHLUX ausgewählte Material SiC kann zudem wichtige Rückschlüsse auf das Oxidationsverhalten der keramischen Probe während des Wiedereintritts erlauben, da sich der Wärmestrom auf die im Flug oxidierende SiC-Probe der voroxidierten Probe mit SiO₂-Oberfläche annähern müsste. Die Kalibrierung der pyrometrischen Sensorköpfe erfolgt über eine Kalibrieremethode, mit der anhand von nur 3 Messpunkten das Signal physikalisch nachgebildet werden kann. So werden spätere Messungen mit hoher Genauigkeit inter- und extrapolierbar. Gleichzeitig bleibt der Aufwand der Pyrometer-Kalibrierung niedrig. Die vorgestellte Pyrometer-Kalibrierungsmethode ermöglicht es zudem, bei bekanntem Emissionsgrad die Kalibrierung der Sensoren in den Materialsonden erst während der Materialtests im PWK durchzuführen, weswegen langwierige Kalibrierungen an schwarzen Strahlern entfallen.

Auf Grund der Projektverzögerungen und dem in unbestimmte Zeit verschobenen Starttermin, kann im Rahmen dieser Arbeit jedoch keine Auswertung der Flugdaten mehr durchgeführt werden. Obwohl die ESA zu diesem Zeitpunkt noch auf der Suche nach geeigneten Trägerraketen ist, ist die Einstellung des EXPERT Projekts auf Grund der langen Verschiebung und den damit verbundenen Mehrkosten sehr wahrscheinlich.

Des Weiteren wird für die Höhenforschungsmission WADIS ein Sensorsystem namens (P)HLUX entwickelt, welches in der Lage sein sollte, atomaren Sauerstoff in sehr geringen Konzentrationen nachzuweisen. Die Auswertung der ersten vorliegenden Flugdaten hinsichtlich der Teilchendichte atomaren Sauerstoffs zeigt das Potenzial des Messprinzips auf. Die Auswertung der Flugdaten des zweiten WADIS Flugs wird weitere wichtige Erkenntnisse liefern, zumal auf Grund des geplanten Nachtflugs die Ausgangslage hierbei wesentlich besser ist.

Zukünftige Entwicklungen zur Verbesserung der Bestimmung katalytischer Materialeigenschaften müssen an der Verbesserung der induktiven Plasmaquelle ansetzen. Die Anlage ist zwar in der Lage reine Plasmen zu erzeugen, die sich besonders für Materialuntersuchungen eignen, durch die Instationarität der Strömung sind diese jedoch so gut wie unmöglich. Eine stationäre Anströmung setzen jedoch fast alle gegenwärtig Anwendungen in Plasmawindkanalanlagen voraus. Dieses Ziel könnte dadurch gelingen, dass das erzeugte Plasma erst durch einen Düsenhals mit anschließender Expansionsdüse geleitet wird. Die Querschnittsverengung in Kombination mit einem zusätzlich erhöhten Gasmassenstrom würde eine Erhöhung des Drucks im Entladungsrohr bedeuten. Die daraus entstehende Zunahme an Teilchenkollisionen könnte zu einer Homogenisierung des Plasmas führen. Erste Versuche dahingehend zeigen allerdings, dass sich eine Düse nicht ohne zusätzliche Anpassungen an der Plasmaquelle einsetzen lässt. Der hohe Druck im Generator verhindert die Zündung des Plasmas, so dass die Kühlleistung des Generators, durch die Erhöhung der angelegten elektrischen Leistung, nicht mehr ausreicht. Als weitere Maßnahme könnte die Schwingfrequenz des Generators soweit angehoben werden, dass sich die Zeitskala, in der sich die Schwerteilchentemperatur ändert, unterhalb der Zeitskala einer typischen Schwingkreisfrequenz des Generators liegt.

Anhang

A Bilder der Materialprobentests



Abbildung A.0.1.: Plasmawindkanaltest mit SiC

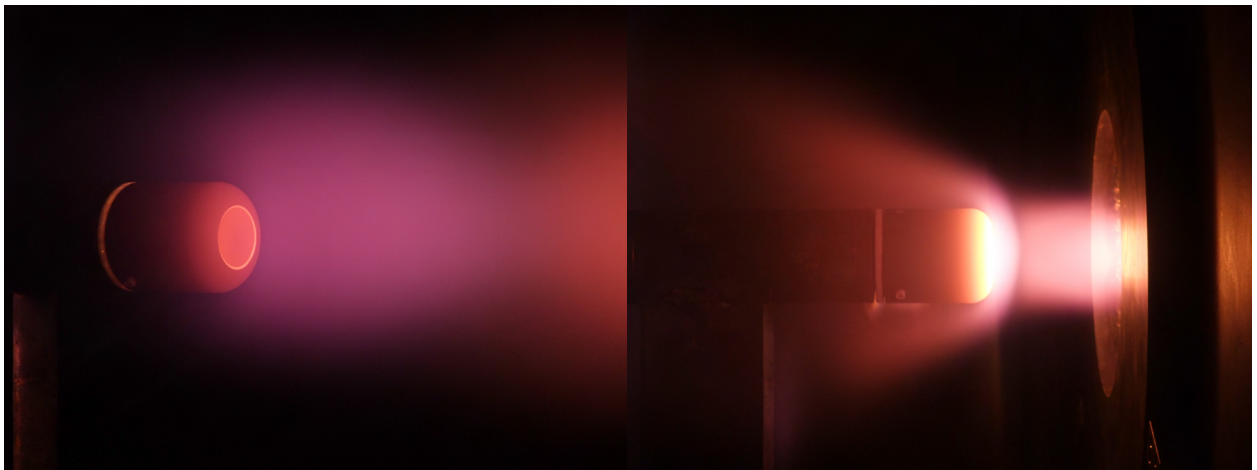


Abbildung A.0.2.: Plasmawindkanaltest mit vorox. SiC

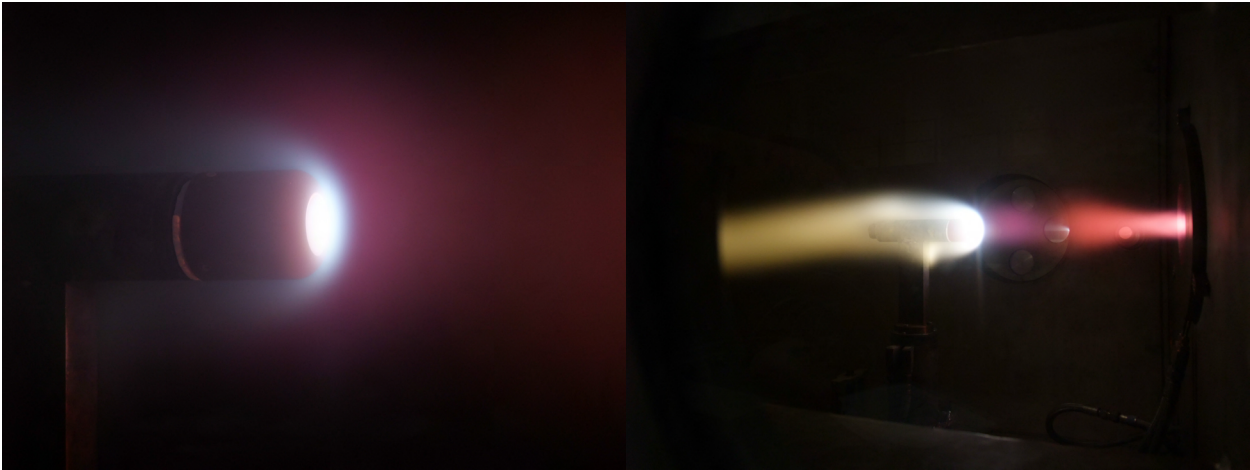


Abbildung A.0.3.: Plasmawindkanaltest mit Wolfram



Abbildung A.0.4.: Plasmawindkanaltest mit PM1000

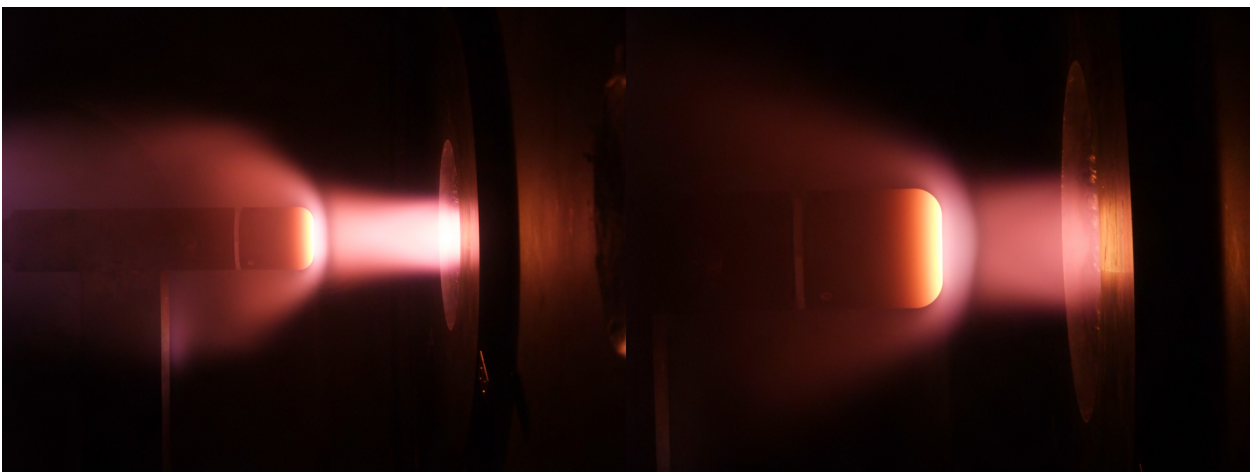


Abbildung A.0.5.: Plasmawindkanaltest mit C/C-SiC

Literaturverzeichnis

- [1] Anderson, J. D. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics, 2nd Edition*. AIAA Education Series, 2. edition edition, 2006.
- [2] Auweter-Kurtz, M. and Wegmann, T. Overview of irs plasma wind tunnel facilities. In *RTO AVT/VKI Special Course on Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows*, number AC/323(AVT)TP/23 in RTO-EN-8, 2000.
- [3] Auweter-Kurtz, M.; Kurtz, H., and Laure, S. Plasma generators for re-entry simulation. *Journal of Propulsion and Power*, 12(6):1053–1061, November-Dezember 1996.
- [4] Auweter-Kurtz, M.; Burkhardt, J.; Fertig, M.; Frühauf, H.-H.; Habiger, H.; Jahn, G.; Messerschmid, E. W., and Schöttle, U. M. Flugdatenauswertung der mirka-experimente heatin und pyrex. In *Proceedings der DGLR Jahrestagung*, Germany, October 1998. DGLR.
- [5] Balat, M.; Peze, P.; Lebrun, M., and Olalde, G. Application of microwave plasma to the oxidation of ceramic material under conditions of atmospheric re-entry. *Surface and Coatings Technology*, 60, 1993.
- [6] Balat-Pichelin, M. Interaction of reactive gas flows and ceramics at high temperature experimental methods for the measurement of species recombination during planetary entry. *Experiment, Modeling and Simulation of Gas-Surface Interactions for Reactive Flows in Hypersonic Flights*, RTO-EN-AVT-142(12), 2007.
- [7] Balat-Pichelin, M. and Beche, E. Atomic oxygen recombination on the ods pm1000 at high temperature under air plasma. *Applied Surface Science*, 256:4906–4914, 2010.
- [8] Berjoan, R.; Pichelin, G.; Rochman, D., and Balat, M. High hemperature oxidation of sintered silicon carbide under pure co₂ at low pressure: Active–passive transition. *Applied Surface Science*, 133:115–123, 1998.
- [9] Blottner, F. G. Viscous shock layer at the stagnation point with nonequilibrium air chemistry. *AIAA Journal*, 7(12):2281–2288, December 1969.
- [10] Boison, J. C. An experimental investigation of blunt body stagnation point velocity gradient. *ARS Journal*, 29(2):130–135, 1959.
- [11] Brill, U. *Korrosion von Nickel, Cobalt und Nickel- und Cobalt- Basislegierungen*. De Gruyter, 1992.

- [12] Brokaw, R. S. Approximate formula for the viscosity and thermal conductivity of gas mixtures. *The Journal of Chemical Physics*, 29(2):391–397, August 1958.
- [13] Bruno, C. and Di Benedetto, S. Kinetic catalysis model for silica surface: Chemical energy accomodation. Technical report, DTIC Document, 2009.
- [14] Cacciatore, M.; Rutigliano, M.; Armenise, I.; Balat-Pichelin, M., and Badie, J. M. Recombination coefficient of atomic oxygen on silica surfaces at high temperature: Experiment and molecular dynamics simulation. In *Fourth Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, volume 487 of *ESA Special Publication*, pages 497–503, February 2002.
- [15] Chazot, O. Experimental studies on hypersonic stagnation point chemical environment. Technical Report X5NATORO, NATO, February 2006. URL <http://handle.dtic.mil/100.2/ADA476527X5NATORO>.
- [16] Chazot, O. Spectroscopy measurements on ablation testing in high enthalpy plasma flows. Technical Report AFRL-AFOSR-UK-TR-2010-0017, van Karman Institute, 2010.
- [17] Cheng, H.K. *The blunt-body problem in hypersonic flow at low Reynolds number*. Report (Cornell Aeronautical Laboratory). Cornell Aeronautical Laboratory, Inc., 1963. URL http://books.google.de/books?id=_tRQAAAAYAAJ.
- [18] Cozmuta, I. Molecular mechanisms of gas surface interactions in hypersonic flow. 2007.
- [19] Czerniak, M.; Badie, J. M., and Balat, M. Thermal and chemical approaches for oxygen catalytic recombination evaluation on ceramic materials at high temperature. *Applied Surface Science*, 120:225–238, 1997.
- [20] Daiß, A.; Schöll, E.; Frühauf, H.-H., and Knab, O. Validation of the uranus navier-stokes code for high-temperature nonequilibrium flows. AIAA-Paper 93-5070, 1993.
- [21] Demtröder, W. *Laserspektroskopie*. Springer-Verlag, 3. auflage edition, 1994. (ISBN 3-540-56404-7).
- [22] Demtröder, W. *Laserspektroskopie: Grundlagen und Techniken*. Springer London, Limited, 2009. ISBN 9783540337935. URL <http://books.google.de/books?id=1a0X-9TuSiAC>.
- [23] Detra, R. W.; Kemp, N. H., and Riddell, F. R. addendum to heat transfer to satellite vehicles reentering the atmosphere. *Jet Propulsion*, 27(12):1256–57, December 1957.
- [24] Dickens, P. G. and Sutcliffe, M. B. Recombination of oxygen atoms on oxide surfaces, part 1: Activation energies of recombination. *Transactions of the Faraday Society*, 60: 1272–1285, 1964.

- [25] Fasoulas, S.; Stöckle, T., and Auweter-Kurtz, M. Measurement of specific enthalpy in plasma wind tunnels using a mass injection probe. In *32nd AIAA Thermophysics Conference*, number AIAA 1997-2496, Atlanta, GA, 1997. AIAA.
- [26] Fay, J. A. and Riddell, F. R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air. *AIAA Journal*, Volume 25(2):373–386, 1958.
- [27] Feigl, M. *Experimentelle Untersuchung des Erosionsprozesses von Hitzeschutzmaterialien rückkehrfähiger Raumtransportsysteme mit Hilfe der Methode der laserinduzierten Fluoreszenz*. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme, 2005.
- [28] Fertig, M. *Modellierung reaktiver Prozesse auf Siliziumkarbid-Oberflächen in verdünnten Nichtgleichgewichts-Luftströmungen*. PhD thesis, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany, URN: urn:nbn:de:bsz:93-opus-24683, 2005. URL <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2005/2468/>.
- [29] Fertig, M. and Herdrich, G. The advanced uranus navier-stokes code for the simulation of nonequilibrium re-entry flows. ISTS-Paper 2008-e-20, 26th International Symposium on Space Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 2008.
- [30] Fertig, M. and Herdrich, G. The advanced uranus navier-stokes code for the simulation of nonequilibrium re-entry flows. *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*, 7(ISTS26):Pe_15 – Pe_24, 2009. doi: 10.2322/tstj.7.pe_15.
- [31] Fertig, M.; Herdrich, G., and Auweter-Kurtz, M. SiO₂ catalysis modeling for cfd calculations. AIAA-Paper 2007-4257, 39th AIAA Thermophysics Conference, Miami, Florida, USA, 2007.
- [32] Fertig, M.; Herdrich, G., and Auweter-Kurtz, M. Sic oxidation and catalysis modelling for re-entry heating predictions. In Lacoste, H. and Ouwehand, L., editors, *Sixth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, volume 659 of *ESA Special Publication*, January 2009.
- [33] Frühauf, H.-H.; Daiß, A.; Gerlinger, U.; Knab, O., and Schöll, E. Computation of reentry nonequilibrium flows in a wide altitude and velocity regime. AIAA-Paper 94-1961, 1994.
- [34] Gawron, D.; Mazouffre, S., and Boniface, C. A fabry-pérot spectroscopy study on ion flow features in a hall effect thruster. *Plasma Sources Science and Technology*, 15(4): 757, 2006.
- [35] Gmelin, L. *Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. Syst.-Nr. 54. Wolfram*. Verlag Chemie, Gmelin-Institut für anorganische Chemie, 8. edition, 1933.

- [36] Goulard, R. On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer. *Jet Propulsion*, 28(11), Nov. 1958.
- [37] Graeves, J. C. and Linett, J. W. Recombination of atoms at surfaces, part 5: Oxygen atoms at oxide surfaces. *Transactions of the Faraday Society*, 55:1346–1354, 1959.
- [38] Graeves, J. C. and Linett, J. W. Recombination of atoms at surfaces, part 6: Recombination of oxygen atoms on silica from 20°C to 600°C. *Transactions of the Faraday Society*, 55:1355–1361, 1959.
- [39] Grau, T; Fasoulas, S, and Messerschmid, E. Numerical investigation of a mass injection probe used for the determination of high enthalpies. *AIAA Paper*, pages 98–2450, 1998.
- [40] Gülhan, A.; Esser, B.; del Vecchio, A.; Löhle, S.; Sauvage, N.; Chazot, O., and Asma, C. O. Comparative heat flux measurements on standard models in plasma facilities. In *13th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies*, number AIAA-2005-3324. AIAA, 2005.
- [41] Gupta, R. N.; Lee, K.-P.; Thomson, R. A., and Yos, J. M. A review of reaction rates and transport properties for an 11-species air model for chemical and thermal nonequilibrium calculations to 30000 k. Technical Report TM 85820, NASA, 1990.
- [42] Gupta, R. N.; Lee, K.-P.; Thomson, R. A., and Yos, J. M. Calculations and curve fits of thermodynamic and transport properties for equilibrium air to 30000 K. Technical Report Reference Publication 1260, NASA, 1991.
- [43] Halpern, B. and Rosner, D. E. Chemical energy accommodation at catalyst surfaces. flow reactor studies of the association of nitrogen atoms on metals at high temperatures. *J. Chem. Soc., Faraday Trans. 1*, 74:1883–1912, 1978.
- [44] Henline, W. D. Transpiration cooling of hypersonic blunt bodies with finite rate surface reactions. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 89:24580, 1989.
- [45] Herdrich, G. *Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver*. PhD thesis, Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany, URN: urn:nbn:de:bsz:93-opus-21478, 2004. URL <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2005/2147/>.
- [46] Herdrich, G.; Fertig, M.; Petkow, D.; Steinbeck, A., and Fasoulas, S. Experimental and numerical techniques to assess catalysis. *Progress in Aerospace Sciences*, 47, 2012. doi: 10.1016/j.paerosci.2011.06.007.
- [47] Hilfer, G. *Experimentelle und theoretische Beiträge zur Plasma-Wand-Wechselwirkung keramischer Hitzeschutzmaterialien unter Wiedereintrittsbedingungen*. PhD thesis, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Germany, 2000.

- [48] Hilfer, G. and Auweter-Kurtz, M. Experimental and theoretical investigation of the oxidation behaviour of thermal protection materials under oxygen attack. *High Temperatures – High Pressures*, 27/28:435–448, 1995.
- [49] Hirschfelder, J. O.; Curtiss, C. F., and Bird, R. B. *Molecular Theory of Gases and Liquids*. John Wiley & Sons, New York, 1954.
- [50] Ho, H.-T. and Probstein, R. F. The compressible viscous layer in rarefied hypersonic flow. In *Rarefied gas dynamics*, volume 1, page 525, 1961.
- [51] Hollandt, J.; Friedrich, R.; Gutschwager, B.; Taubert, D. R., and Hartmann, J. High-accuracy radiation thermometry at the national metrology institute of germany. *High Temperatures - High Pressures*, 35/36:379–418, 2003/2004.
- [52] Hoshino, Y.; Nishimura, T; Nakada, T.; Namba, H., and Kido, Y. Initial oxidation of si(001)-2×1 surface studied by photoelectron spectroscopy with medium energy surface scattering. *Surface Science*, 488:249–255, 2001.
- [53] Iche, G. and Nozières, Ph. A simple stochastic description of desorption rates. *Le Journal de Physique*, 37:1313–1323, 1976.
- [54] Ilschner, B. and Singer, R. F. *Werkstoffwissenschaften und Fertigungstechnik: Eigenschaften, Vorgänge, Technologien*. Springer DE, 2007.
- [55] Infed, F.; Olawsky, F., and Auweter-Kurtz, M. Stationary coupling of 3d hypersonic nonequilibrium flows and tps structure with uranus. *Journal of Spacecrafts and Rockets*, 42(1):9–21, 2005.
- [56] Jiang, P.-X.; Yu, L.; Sun, J.-G., and Wang, J. Experimental and numerical investigation of convection heat transfer in transpiration cooling. *Applied thermal engineering*, 24(8): 1271–1289, 2004.
- [57] Kays, W.; Crawford, M., and Weigand, B. *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, 2005.
- [58] Kim, Y. C. and Boudart, M. Recombination of o, n and h atoms on silica: Kinetics and mechanism. *Langmuir*, 7:2999–3005, 1991.
- [59] Knapp, A. J. *Experimentelle Untersuchung von magnetohydrodynamischen Einflüssen auf Plasmaströmungen*. Dr. Hut, 2012.
- [60] Kneubühl, F.K. and Sigrist, M.W. *Laser*. Teubner Studienbücher Physik. Springer, 2008. ISBN 9783835101456. URL <http://books.google.de/books?id=o-wVcscyv1EC>.
- [61] Kolesnikov, A. F. Conditions of simulation of stagnation point heat transfer from a high-enthalpy flow. 1:172–180, 1992. aus dem russischen übersetzt.

- [62] Landolt, H.; Börnstein, R., and Meyerhoffer, W. *Landolt-Börnstein Physikalisch-chemische tabellen*. Julius Springer-Verlag, 1905. URL <http://books.google.de/books?id=C8MLAAAAYAAJ>.
- [63] Laux, T. Untersuchungen zur hochtemperaturoxidation von siliziumkarbid in plasmaströmungen. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtsysteme, 2004.
- [64] Lees, L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds. *Jet Propulsion*, 26(4):259–269, April 1956.
- [65] Lein, S.; Reimer, T.; Stubicar, K.; Deuble, F.; Auweter-Kurtz, M.; Herdrich, G., and Winter, M. Development of the re-entry spectrometer respect for the esa capsule expert. *Acta Astronautica*, 64:416–426, February 2009.
- [66] Lein, S.; Steinbeck, A.; Preci, A.; Fertig, M.; Herdrich, G.; Röser, H.-P., and Auweter-Kurtz, M. Final design and performance parameters of the payloads pyrex, phlux and respect on expert. *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, AEROSPACE TECHNOLOGY JAPAN*, Vol. 8 (2010) (No. ists27):41–47, 2010.
- [67] Liu, Y.; Lin, J.; Huang, G.; Guo, Y., and Duan, C. Simple empirical analytical approximation to the voigt profile. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(5): 666–672, 2001.
- [68] Lofthouse, A. J.; Scalabrin, L. C., and Boyd, I. D. Velocity slip and temperature jump in hypersonic aerothermodynamics. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 22 (1):38–49, 2008.
- [69] Löhle, S. *Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenzmessungen*. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtsysteme, 2006.
- [70] Löhle, S. and Frankel, J. Physical insight into nisi parameters. In *50th Aerospace Science Meeting and Exhibit*. AIAA, 2012.
- [71] Löhle, S. and Fuchs, U. Theoretical approach to surface heat flux distribution measurement from in-depth temperature sensors. *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 26(2), 2012.
- [72] Löhle, S. and Lein, S. Simultaneous translational temperature measurements of different atomic species in plasma flows using scanning fabry-perot interferometry. *Review of Scientific Instruments*, 83(053111), 2012. doi: 10.1063/1.4719919.
- [73] Löhle, S.; Herdrich, G.; Pidán, S., and Auweter-Kurtz, M. Standard model testing. Technical Report IRS-04-P1, Institut für Raumfahrtsysteme, 2004.

- [74] Löhle, S.; Eichhorn, C.; Steinbeck, A.; Lein, S.; Herdrich, G.; Röser, H.-P., and Auweter-Kurtz, M. Oxygen plasma flow properties deduced from laser-induced fluorescence and probe measurements. *Applied Optics*, 47(13):1837–1845, 2008.
- [75] Löhle, S.; Knapp, A.; Auweter-Kurtz, M., and Herdrich, G. Local enthalpy estimation in plasma flows using an improved mass injection probe. In *AIAA Hypersonics and Space Planes Conference*, number AIAA-2009-7301. AIAA, 2009.
- [76] Löhle, S.; Wernitz, R.; Herdrich, G.; Fertig, M.; Röser, H.-P., and Ritter, H. Airborne re-entry observation experiment slit: Uv spectroscopy during stardust and atv1 re-entry. *CEAS Space Journal*, 1(1), 2010. doi: 10.1007/s12567-010-0005-3.
- [77] Löhle, S.; Marynowski, T.; Knapp, A.; Wernitz, R., and Lips, T. Analysis of the atv1 re-entry using near-uv spectroscopic data from the nasa/esa multi-instrument aircraft observation campaign. In *7th ESA Aerothermodynamics Symposium for Space Vehicles*. ESA, 2011.
- [78] Löhle, S.; Marynowski, T., and Mezger, A. Spectroscopic analysis of the hayabusa re-entry using airborne and ground based equipment. In *7th ESA Aerothermodynamics Symposium for Space Vehicles*. ESA, 2011.
- [79] Löhle, S.; Steinbeck, A.; Herdrich, G., and Fasoulas, S. Comparison of local enthalpy measurements using a mass injection probe with properties deduced from optical diagnostics in a pure oxygen plasma flow. AIAA-2011-4033, 42nd AIAA Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, June 27-30, 2011, 2011.
- [80] Loyalka, S. K.; Tipton, E. L., and Tompson, R. V. Chapman-enskog solutions to arbitrary order in sonine polynomials i: Simple, rigid-sphere gas. *Physica A*, 379: 417–435, 2007.
- [81] MacLean, Matthew and Holden, Michael. Numerical assessment of data in catalytic and transitional flows for martian entry. *AIAA Paper*, 2946, 2006.
- [82] Marschall, J.; A., Chamberlain; Crunkleton, D., and Rogers, B. Catalytic atom recombination on zrb2/sic and hfb2/sic ultrahigh-temperature ceramic composites. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 41(4):576–581, July 2004.
- [83] Marschall, J.; Pejakovic, D. A.; Duan, L., and Martin, M. P. Nitric oxide production from surface recombination of oxygen and nitrogen atoms. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 22(2):178–186, April 2008.
- [84] Marvin, J. G. and Pope, R. B. Laminar convective heating and ablation in the mars atmosphere. *AIAA Journal*, 5:240–248, February 1967.
- [85] Marvin, J. G. and Pope, R. B. Erratum: "laminar convective heating and ablation in the mars atmosphere". *AIAA Journal*, 6:192–192, January 1968.

- [86] Matsui, M.; Komurasaki, K.; Herdrich, G., and Auweter-Kurtz, M. Enthalpy measurement in inductively heated plasma generator flow by laser absorption spectroscopy. *AIAA Journal*, 43(9), 2005.
- [87] May, J.W. and Linnett, J.W. Recombination of atoms at surfaces: An effusion method applied to oxygen atom recombination. *Journal of Catalysis*, 7(4):324 – 341, 1967. ISSN 0021-9517. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0021-9517\(67\)90161-3](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9517(67)90161-3). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021951767901613>.
- [88] Melin, G. A. and Madix, R. J. Energy accommodation during oxygen atom recombination on metal surfaces. *Transactions of the Faraday Society*, 67:198–211, 1971.
- [89] Mlynczak, Martin G. and Marshall, Benjamin T. A reexamination of the role of solar heating in the o2 atmospheric and infrared atmospheric bands. *Geophysical Research Letters*, 23(6):657–660, 1996. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/96GL00145. URL <http://dx.doi.org/10.1029/96GL00145>.
- [90] Muylaert, J.-M.; Walpot, L.; Ottens, H., and Cipollini, F. Aerothermodynamics reentry flight experiments expert. *Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development*, RTO-EN-AVT-130(13), 2007.
- [91] Olivero, J. J. and Longbothum, R. L. Empirical fits to the voigt line width: A brief review. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 17:233–236, 1977. doi: doi:10.1016/0022-4073(77)90161-3. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVR-46V0D4P-K/2/6ea61622d51016571492f70ccb7df928>.
- [92] Olivier, H. Influence of the velocity gradient on the stagnation point heating in hypersonic flow. *Shock Waves*, 5:205–216, 1995.
- [93] Ostwald, W. Über den wärmegehalt der bestandteile der nahrungsmittel. *Z. phys. Chem.*, 15:S. 705 f., 1894.
- [94] Pallix, J. B. and Copeland, R. A. Measurement of catalytic recombination coefficients on quartz using laser-induced fluorescence. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 10(2):224–233, April 1996.
- [95] Park, C. On convergence of computation of chemical reacting flows. AIAA-Paper 85-0247, 1985.
- [96] Pidan, S. *Entwicklung eines katalyzitaetsbasierten Sensorsystems fuer Wiedereintrittsflugkoerper*. PhD thesis, Institut fuer Raumfahrtsysteme, Universitaet Stuttgart, December 2009.
- [97] Pidan, S.; Auweter-Kurtz, M.; Herdrich, G., and Fertig, M. Determination of recombination coefficients and spectral emissivity of thermal protection materials. AIAA-Paper 2004-2274, June 2004.

- [98] Pidan, S.; Auweter-Kurtz, M.; Fertig, M.; Herdrich, G.; Laux, T., and Trabandt, U. Catalytic behaviour of candidate thermal protection materials. In Danesy, D., editor, *Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*, volume 563 of *ESA Special Publication*, pages 95–+, February 2005.
- [99] Pidan, S.; Auweter-Kurtz, M.; Herdrich, G., and Fertig, M. Recombination coefficients and spectral emissivity of silicon carbide-based thermal protection materials. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 19(4):566–571, October 2005.
- [100] Pope, R. B. Stagnation-point convective heat transfer in frozen boundary layers. *AIAA Journal*, 6:619–626, April 1968. doi: 10.2514/3.4554.
- [101] Pretorius, Isak S. Tailoring wine yeast for the new millennium: novel approaches to the ancient art of winemaking. *Yeast*, 16(8):675–729, 2000.
- [102] Ratti, Francesco; Gavira, Jose; Thirkettle, Anthony Charles; Erba, Francesca; Muylaert, J-M; Walpot, Louis, and Rembiaz, Jorge Molano. European experimental re-entry testbed expert: Qualification of payloads for flight. In *ESA Special Publication*, volume 659, pages 1–10, 2009.
- [103] Rosner, D. E. Transport processes in chemically reacting flow systems, 1986.
- [104] Rosner, D. E. and Allendorf, H. D. High temperature kinetics of the oxidation and nitridation of pyrolytic silicon carbide in dissociated gases. *Journal of Physical Chemistry*, 74(9):1829–1839, 1970.
- [105] *Combined Measurements and Computations of High Enthalpy and Plasma Flows for Determination of TPM Surface Catalycity*, RTO AVT Course on "Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flows", Rhote-Saint-Genese, Belgium, October 1999. RTO AVT Course.
- [106] Schlichting, H. *Grenzschichttheorie*. Number ISBN 3-540-55744-X. Springer Verlag, 1997.
- [107] Schmisser, J. D.; Knight, D.; Longo, J.; Hollis, B.; Borrelli, S.; Schneider, S. P.; Herdrich, G.; Fertig, M.; Petkow, D.; Steinbeck, A.; Walpot, L.; Wright, M. J.; Noeding, P., and Schrijer, F. Assessment of aerothermodynamic flight prediction tools through ground and flight experimentation. Technical Report AC/323(AVT-136)TP/388, RESEARCH AND TECHNOLOGY ORGANISATION, November 2011.
- [108] Schüssler, M.; Auweter-Kurtz, M.; Herdrich, G., and Lein, S. Surface characterization of metallic and ceramic tps-materials for reusable space vehicles. *Acta Astronautica*, 65: 676–686, 2009. doi: 10.1016/j.actaastro.2009.01.048.

- [109] Smith, Anne K; Marsh, Daniel R; Mlynczak, Martin G, and Mast, Jeffrey C. Temporal variations of atomic oxygen in the upper mesosphere from saber. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)*, 115(D18), 2010.
- [110] Smith, W. V. The surface recombination of h atoms and oh radicals. *Journal of Chemical Physics*, Volume 11:110–125, March 1943.
- [111] Spurk, J. H. and Aksel, N. *Strömungslehre*. Springer DE, 2007.
- [112] Steinbeck, A.; Lein, S.; Herdrich, G.; Röser, H.-P.; Hollandt, J., and Gutschwager, B. *Die Sensorsysteme PYREX, PHLUX und RESPECT auf der Wiedereintrittskapsel EXPERT*. Physikalisch Technische Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin, June 2009. ISBN 3-9810021-9-9.
- [113] Stewart, D. A. and Bouslog, S. Surface characterization of candidate metallic tps for rlv. AIAA-Paper 99-3458, 33rd Thermophysics Conference, Norfolk, VA, 1999.
- [114] Stewart, David A; Rakich, John V, and Lanfranco, MJ. Catalytic surface effects experiment on the space shuttle. 1981.
- [115] Stöckle, T. Untersuchung der oberflächenkatalyzität metallischer und keramischer werkstoffe in hochenthalpieströmungen. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtsysteme, 2000.
- [116] Streicher, D. Implementierung eines konsistent gekoppelten vibrations-chemie-vibrations-relaxationsmodell in das uranus nichtgleichgewichtsverfahren. Studienarbeit, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Germany, 1994.
- [117] Swann, R. T. Approximate analysis of the performance of char-forming ab-lators. NASA Technical Report NASA TR R-195, Langley Research Center, June 1964. URL http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19640012110_1964012110.pdf.
- [118] Swann, R. T. and Pittman, C. M. Numerical analysis of the transient response of advanced thermal protection systems for atmospheric entry. Technical Report NASA TN-D 1370, NASA, 1962.
- [119] Swann, R. T.; Pittman, C. M., and Smith, J. C. One-dimensional numerical analysis of the transient response of thermal protection systems. Technical Report NASA-TN-D-2976, Langley Research Center, September 1965. URL http://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19650023363_1965023363.pdf.
- [120] Tipton, E. L.; Tompson, R. V., and Loyalka, S. K. Chapman-enskog solutions to arbitrary order in sonine polynomials ii: Viscosity in a binary,rigid-sphere, gas mixture. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 28:335–352, 2009.

- [121] Tipton, E. L.; Tompson, R. V., and Loyalka, S. K. Chapman-enskog solutions to arbitrary order in sonine polynomials iii: Diffusion, thermal diffusion, and thermal conductivity in a binary,rigid-sphere, gas mixture. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 28:353–386, 2009.
- [122] Tompson, R. V.; Tipton, E. L., and Loyalka, S. K. Chapman-enskog solutions to arbitrary order in sonine polynomials iv: Summational expressions for the diffusion- and thermal conductivity-related bracket integrals. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 28:695–721, 2009.
- [123] Tompson, R. V.; Tipton, E. L., and Loyalka, S. K. Chapman-enskog solutions to arbitrary order in sonine polynomials v: Summational expressions for the viscosity-related bracket integrals. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 29:153–179, 2010.
- [124] v. Wolfersdorf, J. Effect of coolant side heat transfer on transpiration cooling. *Heat and Mass Transfer*, 41:327–337, 2005. doi: 10.1007/s00231-004-0549-x.
- [125] von Ardenne, M. *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*. Harri Deutsch Verlag, 2005.
- [126] Weinbruch, S.; Anastassiadis, A.; Ortner, H. M.; Martinz, H. P., and Wilhartiz, P. On the mechanism of high-temperature oxidation of ods superalloys: Significance of yttrium depletion within the oxide scales. *Oxidation of Metals*, 51(2), 1999.
- [127] Wickramanayaka, S.; Meikle, S.; Kobayashi, T.; Hosokawa, N., and Hatanaka, Y. Measurements of catalytic efficiency of surfaces for the removal of atomic oxygen using no_2 continuum. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 9(6):2999–3002, 1991.
- [128] Winter, M. W. *Emissionsspektroskopische Untersuchung der Umströmung von Probenkörpern in hochenthalpen Plasmaströmungen*. PhD thesis, Institut für Raumfahrtssysteme, Stuttgart, 2007.
- [129] Wright, M. J.; Bose, D.; Palmer, G. E., and Levin, E. Recommended collision integrals for transport property computations, part 1: Air species. *AIAA Journal*, 43(12): 2558–2564, December 2005.
- [130] Wright, M. J.; Hwang, H. H., and Schwenke, D. W. Recommended collision integrals for transport property computations. part 2 mars and venus entries. *AIAA journal*, 45 (1):281–288, 2007.
- [131] Yakushin, M. I.; Pershin, I. S., and Kolesnikov, A. F. An experimental study of stagnation point heat transfer from high-enthalpy reacting gas flow to surface with catalysis and gas injection. In *4th ESA Symposium on Aerothermodynamics for Space Applications*, number ESA SP-487. ESA, 2002.

LITERATURVERZEICHNIS

- [132] Zoby, E. V. Approximate relations for laminar heat-transfer and shear-stress functions in equilibrium dissociated air. *NASA Technical Note*, TN D-4484, April 1968.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Andreas Steinbeck
Geburtsdatum	13.09.1979
Geburtsort	Nürnberg
Staatsangehörigkeit	Deutsch

Studium

1986 - 1990	Grundschule Eibach
1990 - 2000	Sigmund-Schuckert-Gymnasium Nürnberg
2001 - 2003	Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg Grundstudium Maschinenbau
2003 - 2007	Technische Universität München Hauptstudium Luft- und Raumfahrt Abschluß: Diplom-Ingenieur Studienarbeit: Entwurf und Konzeptionierung eines Monocoque in Faserverbund-Sandwichbausweise mit Hilfe der Finiten-Elementen-Methode Studienarbeit: Simulation der Verbrennung einer Subscale-Raketenbrennkammer für Sauerstoff und Kerosin Diplomarbeit: Numerische Untersuchung des Wärmeübergangs in Kerosin- und Methan-Raketenbrennkammern, Astrium

Berufliche Tätigkeiten

2007 - 2012	wissenschaftlicher Mitarbeiter, Institut für Raumfahrtsysteme Universität Stuttgart
2012 - 2014	Systemingenieur, Astrium Space Transportation
2014 - 2016	Systemingenieur, Airbus Defense und Space
seit 2016	Systemingenieur, Airbus Safran Launchers