

Zur induktiven Nachheizung einer Überschallwasserstoffströmung

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

vorgelegt von
Hannah Böhrk
aus Frankfurt am Main

Hauptberichterin: Prof. Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz
erster Mitberichter: Prof. Dr. Ulrich Stroth
zweiter Mitberichter: Prof. Dr. Hans-Peter Röser

Tag der Einreichung: 4. April 2008
Tag der mündl. Prüfung: 8. Mai 2009

Institut für Raumfahrtsysteme
Universität Stuttgart
2009

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Symbolverzeichnis	7
Kurzfassung	11
English Abstract	13
1 Einleitung	15
2 Aufbau der Versuchsanlage	19
2.1 Die lichtbogenbeheizte Stufe	21
2.2 Die induktiv beheizte Stufe	23
2.3 Das Hybridtriebwerk TIHTUS	25
2.4 Betrieb von TIHTUS	28
3 Messtechnik und Methoden	31
3.1 Totaldruckmessung	32
3.2 Geschwindigkeitsmessung	33
3.3 Schubmessung	35
3.3.1 Parallelogrammschubwaage	36
3.3.2 Prallplatte	37
3.4 Messung der Wärmestromdichte	40
3.5 Messung der Plasmaleistung	40
3.6 Frequenz- und Induktorstrommessung	41
3.7 Temperaturbestimmung aus Sondenmessungen	42
3.8 Schubbestimmung aus Totaldruckmessungen	43
3.9 Enthalpiebestimmung aus Sondenmessungen	45
4 Theoretische Modelle	47
4.1 Plasmazusammensetzung	47
4.2 Strömungsmechanische Betrachtung des Hybridtriebwerks	52
4.2.1 Strömungsgleichungen mit Quell- und Verlusttermen	52
4.2.2 Die Strömung durch TIHTUS	54
4.2.3 Der Überschallfreistrahler von TIHTUS	57
4.3 Numerische Berechnungen	58
4.4 Analytische Beschreibung eines hybriden Antriebssystems	63
4.4.1 Leistungsbeschreibung	63
4.4.2 Wirkungsgrade	66
4.4.3 Optimierungsgrundlagen bezüglich Leistungsstufung	67

5	Ergebnisse und Diskussion	69
5.1	Verbesserung der Einkopplung der zweiten Stufe	69
5.1.1	Geometrische Optimierung des Lichtbogentriebwerks	69
5.1.2	Frequenzoptimierung der induktiv beheizten Stufe	72
5.2	Leistungsoptimierung	76
5.2.1	Plasmaleistung	76
5.2.2	Optimierung	80
5.2.3	Schubstrahlleistung	83
5.3	Radiale Untersuchung des Plasmastrahls	87
5.3.1	Totaldruck	88
5.3.2	Strömungsgeschwindigkeit	92
5.3.3	Plasmatemperatur	95
5.3.4	Wärmestromdichte und Plasmaenthalpie	96
5.4	Bedeutung der Ergebnisse	100
5.4.1	TIHTUS – Raumfahrtantrieb	101
5.4.2	TIHPUS – Industrielle Plasmaquelle	103
6	Zusammenfassung	107
A	Übersicht der Versuchsbedingungen	109
B	Numerische Modellierung	111
	Literaturverzeichnis	113
	Lebenslauf	121

Symbolverzeichnis

Symbole

\vec{A}_I	Vektorpotential, Imaginärteil	m	Masse
\vec{A}_R	Vektorpotential, Realteil	\dot{m}	Massendurchfluss
A	Fläche	M	Stoßpartner
b	Düsenlänge des TLT	M	Molmasse
C	Kapazität	Ma	Machzahl
c	Konzentration	N	Windungszahl
c_e	effektive Austrittsgeschwindigkeit	n	Teilchendichte
c_f	Reibungsbeiwert	P	Leistung
c_p	spez. Wärmekapazität, isobar	p	Druck
D	Diffusionskonstante	q	Zustandsgleichung
D	Durchmesser	R	Entladungsradius
d	Durchmesser	R	elektrischer Widerstand
E	Energie	R	spezifische Gaskonstante
e	innere Energie, volumenspezifisch	r	radiale Ausdehnung
f	Freiheitsgrad	T	Temperatur
f	Frequenz	t	Zeit
g	Leistungsverhältnis $\frac{P_{DC}}{P_{DC}+P_{RF}}$	u	Zustandssumme
H	Enthalpie	U	Spannung
h	massenspezifische Enthalpie	u	axiale Geschwindigkeitskomponente
\bar{I}	Einheitstensor	v	Geschwindigkeit, eindimensional
I	Impuls	v	radiale Geschwindigkeitskomponente
I	Stromstärke	x	axiale Komponente
K	Gleichgewichtskonstante	y	radiale Komponente
k	Massenstromverhältnis	z	axiale Ausdehnung
L	Induktivität	a	Abstand zwischen TLT-Düsenende und erster Spulendwindung
L	Lagerkraft	B	magnetische Induktion
l	Länge	j	Stromdichte



Griechische Formelzeichen

α	Ionisationsgrad
$\alpha_{e,k}$	Temperaturaustauschkoeffizient
$\bar{\tau}$	Viskositätstensor
β	Wirbelgas-Injektionswinkel
Δ	Unsicherheit des Messwerts
δ	Eindringtiefe
κ	Isentropenexponent
λ	Wärmeleitfähigkeit

ν	stöchiometrischer Koeffizient
ω	chemische Produktionsrate
ψ	Molanteil
ρ	Dichte
σ	elektrische Leitfähigkeit
σ	molekularer Symmetriefaktor
τ	Relaxationszeit
θ	charakteristische Temperatur
ξ	Massenanteil

Fundamentalkonstanten

μ_0	Permeabilitätskonstante
\Re	allgemeine Gaskonstante

e	Elementarladung
h	Planksches Wirkungsquantum
k	Boltzmannkonstante

Indizes

–	Mittelwert
0	Brennkammer
∞	Umgebung, statisch
a	Maximalwert im Strahlzentrum
aus	Ausströmrand
b	Brennschluss
BK	Brennkammer
D	Düse
DC	erste (Gleichstrom-) Stufe
dis	Dissoziation
e	Düsenende
e	Elektronen
ein	Einströmrand
el	elektrisch
F	Schub
f	eingefroren
H	atomarer Wasserstoff
H_2	molekularer Wasserstoff

H_2O	Kühlwasser
i	Ionen
ind	induziert
ion	Ionisierung
k	Spezies k
Kal	Kalorimeter
$kalt$	Kaltgas
$leer$	Leerlauf
lok	lokal
m	Moleküle
max	Maximalwert
n	Neutralteilchen
p	isobar
Pl	Plasma
PP	Prallplatte
$proj$	projiziert
RF	zweite (Radiofrequenz-) Stufe
rot	rotatorisch
S	Sonde

<i>S</i>	Strahl	<i>Wirbel</i>	tangential eingeblasen
<i>s</i>	Schwertteilchen	<i>wirk</i>	Wirkungslänge
<i>th</i>	thermisch	<i>zentral</i>	axial eingeblasen
<i>tot</i>	Totalwert	<i>eff</i>	Effektivwert
<i>tr</i>	translatorisch	Wand	Wand
<i>vib</i>	vibratorisch		

Abkürzungen

Abw.	Abweichung
Gl.	Gleichung
ALTS	Atomlagenthermosäule
ARCHE	keine Abkürzung
FZ	Flugzeitsonde
HIPARC	High Power Arcjet
HIPARC-R	...-strahlungsgekühlt
HIPARC-W	...-wassergekühlt
HTW	Hybridtriebwerk
IPG	induktiv beheizter Plasmagenerator
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
KAL	Kalorimeter
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PP	Prallplatte
TIHTUS	Thermisch-Induktives Hybridtriebwerk der Universität Stuttgart
TIHPUS	Thermisch-Induktiver Hybridplasmagenerator der Universität Stuttgart
TLT	thermisches Lichtbogentriebwerk
TOT	Totaldrucksonde

Kurzfassung

Die in dieser Arbeit entwickelte, neuartige Plasmaquelle TIHTUS setzt sich aus einem lichtbogenbeheizten Triebwerk mit konvergent-divergenter Düse und einer nachgeschalteten, induktiv beheizten Stufe mit zylindrischem Entladungsrohr zusammen, die den Wasserstoffplasmastrahl der ersten Stufe besonders in den Außenbereichen weiter aufheizt. Mit einer derartigen Nachheizung soll das Leistungsspektrum von Plasmageneratoren und -triebwerken hinsichtlich Schub oder Austrittsgeschwindigkeit und Totaldruck oder spezifischer Enthalpie erweitert werden. Jede der zwei Stufen kann gesondert mit Leistung versorgt und durch jede der zwei Stufen kann Gas zugeführt werden, sodass die Hybridplasmaquelle ausschließlich lichtbogenbeheizt, ausschließlich induktiv oder kombiniert betrieben werden kann. So wird gezeigt, dass nennenswerte Einkopplung von induktiver Leistung in ein reines thermisches Wasserstoffplasma möglich ist.

Durch Messung von Plasmaleistung, Schub, Totaldruck, Plasmageschwindigkeit, Wärmestromdichte und Induktionsspulenstrom werden das Betriebsverhalten und die Plasmabedingungen bei zuvor theoretisch und experimentell für Wasserstoff optimierter Betriebsfrequenz von 840 kHz umfassend charakterisiert. Mit einer systematischen Variation der Parameter Leistungs- und Massenstromzufuhr zu den Stufen bei einer Gesamtleistung von 50 kW und 300 mg/s Wasserstoffmassenstrom wird der Einfluss der Nachheizung durch die zweite Stufe auf das Plasma herausgearbeitet. Die Messergebnisse werden mit Hilfe der hergeleiteten theoretischen Modelle für Hybridplasmaquellen und einer numerischen Strömungsberechnung interpretiert.

Die Plasmaleistung lässt sich von 13,1 kW bei reiner Lichtbogenheizung mit 25 kW auf 21 kW bei zusätzlicher induktiver Nachheizung mit weiteren 25 kW steigern. Dies geht jedoch mit einer Verringerung des thermischen Wirkungsgrads von 52,4% auf 42,9% einher. Ebenso steigt die Schubstrahlleistung bei Zuschalten der zweiten Stufe bei den gleichen Bedingungen von 4,6 kW bei 18,5% Schubwirkungsgrad auf 5,6 kW bei 11,4% Schubwirkungsgrad an. Dies entspricht Schubwerten von 1,66 N und 1,85 N. Des Weiteren wird beobachtet, dass bei Leistungsaufspaltung zwischen den Stufen gleicher Schub und gleiche effektive Austrittsgeschwindigkeit wie mit der rein lichtbogenbetriebenen Hybridplasmaquelle erreicht werden kann, wenn die Gaszufuhr ebenfalls auf zwei Stufen aufgeteilt wird. Anhand der Totaldruckprofile, die im Maximum 85 Pa betragen, wird bestätigt, dass die induktive Einkopplung am Strahlrand stattfindet. Die Profile verbreitern sich bei zunehmender induktiver Heizung. Dasselbe gilt für die Geschwindigkeitsverteilung, die für steigende Lichtbogenleistung von 3000 m/s auf 9000 m/s ansteigende Werte im Strahlzentrum zeigt.

Mit Hilfe der systematischen experimentellen Untersuchung der Nachheizung einer Überschallwasserstoffströmung werden in der vorliegenden Arbeit die theoretischen und experimentellen Grundlagen zur Optimierung des zweistufigen Systems geschaffen. Die entwickelten analytischen Modelle erlauben darüber hinaus, entsprechende Auslegungsrechnungen für zukünftige Entwicklungen durchzuführen.

English Abstract

The exhaust velocity of hydrogen that was heated in the stagnation chamber of a rocket engine is limited for various reasons. At low stagnation pressures, the bulk enthalpy added, although high, is largely transformed into dissociation and ionization but cannot be directed to kinetic energy when expanded to lower pressure in a nozzle. Or the bulk enthalpy is, although useful, low at high stagnation pressure. Or, finally, the enthalpy that can be converted to directed kinetic energy at optimum pressure shows a maximum but is a compromise between the two features mentioned above. When both gas temperature and stagnation pressure are increased, the optimum will collide with limitations due to the electrode material [1]. Therefore, new thruster concepts are required in order to produce higher exhaust velocity at high thrust. One approach to transfer more power into a plasma flow is to use an afterburner heating mechanism to reheat the edge of the plume without exceeding the material limitations mentioned above. In the framework of the present thesis, a novel thermal-inductive hybrid thruster (TIHTUS) was set up and characterized in a ground test facility. The latter is depicted in figure 2.1 and described in detail in [2, 3, 4]. TIHTUS is a two-stage plasma generator where reheating of a hydrogen arcjet plume is realized by means of induction. Its principle is sketched in figure 1.1. A view of the thruster can be seen in figures 2.11, 2.12, and 2.13, whereas the hydrogen plume is shown in figure 2.14.

The novel thruster may be operated in either arc heated (DC), inductively heated (RF), or hybrid mode. Thus, it is shown that a notable amount of inductive power can be coupled into a pure hydrogen plasma flow. Central gas flow through the arc heated stage is expanded into the injection head of the inductive, second stage where a swirl gas flow can be admixed. As a result of the divergent gas jet being redirected through the cylindrical discharge tube, the latter is strongly heated where the plume impinges on the quartz tube. Due to the resulting tube cooling limitations, the investigated operational conditions are limited to a total of 50 kW of power input at a total of 300 mg/s mass flow rate. Each operational condition is referred to as defined in table 2.3. After the thruster's individual stages are investigated, the combined thruster is characterized by means of several probes. These are a cavity calorimeter, depicted in figure 3.14 and described in [3, 5], a water-cooled impact plate for thrust measurement [4], as shown in figure 3.11, and a HOKA-coil for the measurement of the coil current and the operating frequency [6]. Moreover, plasma velocity is measured by means of electric time-of-flight probes [7], a Pitot probe, shown in figure 3.3, is used for pressure measurement [4, 7], while the novel sensor from figure 3.13 containing an atomic layer thermo pile serves for measurement of heat flux [8, 9, 10] to a silica surface.

The first investigation on the hybrid thruster is to theoretically determine the optimum operation frequency to 840 kHz [11]. The calorimetric experiments are in accordance to this, as shown in figure 5.6. The power balance drawn for hybrid operation of the thruster showed that the plasma power measured by the calorimeter rises from 13.1 kW at 25 kW pure arc heating to 21 kW at additional inductive heating with another 25 kW. However, this takes place at a thermal efficiency decrease from 52.4% to 42.9% [3]. The same is the case for the thrust power increasing from 4.6 kW at 18.5% to 5.6 kW at 11.4% efficiency for the same operating condi-



tions, as shown in figure 5.17 [4]. These values correspond to a thrust of 1.66 N and 1.85 N, respectively. This implies that the power coupled into the plasma downstream of the first stage's nozzle cannot be used efficiently. The fluid mechanic consideration of chapter 4.2 supports this observation. Varying the power staging at a constant total power of 50 kW shows that increasing power to the second stage leads to a decrease of both plasma power and thrust power, as shown in tables 5.2 and 5.7. Additionally varying the mass flow staging, however, raises the exhaust velocity and thrust to the same levels as for pure arc heating of the hybrid plasma source. This can already be reached in hybrid mode although the geometry of the thruster has not been varied, as for example by adding a second nozzle or by minimizing the distance between arc heating and induction heating.

Moreover, radially resolved state variables are measured at an axial distance of $x=200$ mm from the thruster exit, see chapter 5.3 and [7]. With increasing coupling of RF-power into a constantly arc heated hydrogen plasma, a dilatation of the plume is observed for total pressure with slightly sinking eccentric maxima. This shows that, as expected, mostly the gas close to the wall is heated. In the plume center, total pressure increases with the arc power. Varying the mass flow staging, an increasing swirl gas flow from the second stage adds to the ambient pressure while the plume width remains uninfluenced. The determination of thrust from total pressure is coincidental to the result of the impact plate measurements that were taken at an axial distance of 860 mm from the thruster exit [4]. The radial distribution of the plasma velocity in the plume is also widened at increasing second stage power. It shows rising values on the plume axis for increasing arc power [7]. At increasing swirl gas flow, the maximum becomes more and more eccentric. At 25 kW input power to each stage and 200 mg/s gas flow to the DC- and 100 mg gas flow to the RF-stage, the highest profile is detected. The good coupling is assumed to originate from the good mixing behaviour between the cold incoming swirl gas and the hot plasma flow. From velocity and total pressure, under assumption of an equilibrium model (chapter 4.1), plasma temperature is derived, giving temperatures between 3000 K and 9000 K on the plume axis [7]. With the heat flux measurements and an equilibrium approach, radially resolved mass-specific enthalpy can also be determined and is shown in figure 5.36. The integral of these values over the plume cross section compares well to the calorimetrically obtained plasma enthalpy, as table 5.8 shows. After having interpreted the numerical fluid calculations described in chapter 4.3, it was expected that the inductive heating, coupling mostly into the subsonic edges of the plasma plume, not only contributes to the acceleration but also to a homogeniation of the radial distribution of the state variables in the plasma. The experimentally determined enthalpy profiles of figures 5.33 and 5.34 confirm this expectation.

By means of the systematic experimental investigation of the present thesis, the fundamental understanding is composed for the layout and optimization of a two-stage hybrid electric thruster. Moreover, the analytical models which are developed permit respective layout calculations for future developments.

For following studies, geometric optimization of the plasma source is recommended. The presented theoretical and experimental methods can be used for one-dimensional flow calculation and for thrust and velocity measurement, respectively. Furthermore, the cooling and tightening concept of the second stage's discharge tube must be improved so that the second inductive discharge mode can be reached [5, 12]. Then, the Lorentz force induces the typical magnetic nozzle effect so that the flow can be fully expanded without a material nozzle and the efficiency of the inductively heated, second stage is increased.

1 Einleitung

Strömende Plasmen weisen besonders energiereiche Strömungszustände auf, die für Raumfahrtantriebe, aber auch für industrielle Prozesse genutzt werden. Die vorliegende Arbeit beschreibt die Untersuchung der induktiven Nachheizung einer Überschallwasserstoffplasmaströmung und deren Ergebnisse. Anhand dieser Untersuchung wird geprüft, ob die Nachheizung von Überschallplasmen dazu geeignet ist, das Leistungsspektrum von Plasmaquellen zu erweitern. Das besondere Augenmerk liegt hier auf der Entwicklung eines zweistufigen Systems mit einer Leistungsaufnahme von circa 50 kW, wobei jede Stufe des Geräts für sich für ≥ 100 kW optimiert ist. Die Ergebnisse sollen zunächst im Sinne eines Raumfahrtantriebs beurteilt und interpretiert werden. Hochenthalpieplasmaquellen können wie die Anlage, die für die vorliegende Untersuchung aufgebaut wurde, jedoch auch für industrielle Prozesse eingesetzt werden. Dies können Plasmabeschichten oder Plasmaschweißen, der Einsatz als Ionenquellen in der Fusionsforschung oder als Anlagen zur experimentellen Wiedereintrittssimulation in wasserstoffhaltigen Atmosphären, wie zum Beispiel von Jupiter, sein. Der Betrieb mit anderen Gasen als Wasserstoff ist mit der hier aufgebauten Anlage ebenfalls möglich. Dies wird beispielsweise nötig, wenn zur Steigerung der industriellen Produktionsrate bei Umgebungsdruck beschichtet oder die Atmosphäre eines anderen Himmelskörpers simuliert werden soll. Dennoch wird in der vorliegenden Arbeit zur Grundlagenbildung eine reine Wasserstoffströmung untersucht.

Die wichtigsten Kenngrößen eines elektrischen Raumfahrtantriebs sind sein Schub F und seine effektive Austrittsgeschwindigkeit c_e . Für eine bekannte Leistungsaufnahme P_{el} und bei konstantem Wirkungsgrad η_F wird mit dem Treibstoffdurchsatz \dot{m} der Schub zu Gunsten der Austrittsgeschwindigkeit nach

$$P_{el} \eta_F = \frac{1}{2} F c_e = \frac{1}{2} \frac{F^2}{\dot{m}} \quad \text{mit} \quad (1.1)$$

$$F = \dot{m} c_e \quad (1.2)$$

reduziert. Tatsächlich ist der Wirkungsgrad jedoch eine Funktion der effektiven Austrittsgeschwindigkeit [13]. Könnte man in der Folge den Schubwirkungsgrad mit der Austrittsgeschwindigkeit steigern, würde je nach Anstieg des Wirkungsgrads mit der Austrittsgeschwindigkeit die Schubabnahme ausgeglichen und der Schub sogar gesteigert.

Hinzu kommt, dass jedem Flugmanöver ein charakteristischer Antriebsbedarf Δv zugeordnet werden kann. Das entsprechende Antriebsvermögen eines Triebwerks ist proportional zur effektiven Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffs c_e und steht nach der bekannten Ziolkowski-Gleichung in Beziehung zur Masse des Fahrzeugs vor (m_0) und nach dem Manöver (m_b)

$$\Delta v = c_e \ln \left(\frac{m_0}{m_b} \right). \quad (1.3)$$

Die Anhebung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit hat für Raumfahrtantriebe demnach den Vorteil, dass weniger Treibstoffmasse mitgeführt werden muss und somit mehr Nutzlastmasse transportiert werden kann. Aus diesen Gründen werden elektrische Antriebe entwickelt, die im

Gegensatz zu chemischen Antrieben bei niedrigem Schub hohe Austrittsgeschwindigkeiten aufweisen. Könnte man, entgegen der heutigen Möglichkeiten, gleichzeitig ein hohes Schubniveau aufrechterhalten, so folgten daraus kürzere Reisezeiten und geringerer Verbrauch.

Den gegenwärtigen Beschränkungen der Austrittsgeschwindigkeit eines Treibstoffs, der wie hier zuvor in der Brennkammer einer Rakete aufgeheizt wurde, können jedoch verschiedene Ursachen zugrunde liegen. Zum Beispiel wird bei niedrigem Staudruck die zwar hohe Gesamtenthalpie größtenteils in die Dissoziation und Ionisation investiert, kann in der Düse aber nicht gerichtet und daher nicht als Schub genutzt werden. Oder die zugeführte Gesamtenthalpie ist bei hohem Staudruck nutzbar aber niedrig. Als letzte Ursache weist die Enthalpie, die bei optimalem Druck in gerichtete Geschwindigkeit konvertiert werden kann, zwar ein Maximum auf, bildet aber dennoch einen Kompromiss zwischen den beiden oben genannten Szenarien [1]. Werden dennoch sowohl Gastemperatur als auch Staudruck erhöht, trifft das Optimum auf Beschränkungen durch die Wand- oder Elektrodenmaterialeigenschaften. Gegenwärtig liegen die höchsten Austrittsgeschwindigkeiten von Antriebsgeräten, die stationär kammerbeheizten Wasserstoff verwenden, zwischen 20 und 25 km/s [14, 15]. Diese Geräte sind thermische Lichtbogentriebwerke der Leistungsstufe 20-500 kW.

Gaskinetisch betrachtet hängt die effektive Austrittsgeschwindigkeit des Antriebsgases einer thermischen Rakete von der mittleren Gastemperatur T_0 in der Brennkammer und dem mittleren effektiven Molekulargewicht M_{eff} nach

$$c_e \propto \sqrt{\frac{T_0}{M_{eff}}} \quad (1.4)$$

ab [16]. Die Temperatur in der Brennkammer muss zur Steigerung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit also angehoben werden, ohne dass der Schub davon beeinträchtigt wird und ohne dass Wand- oder Elektrodenmaterialien versagen. Diese Idee wird mit so genannten Hybridtriebwerken (HTW) verfolgt, in denen die Aufheizung in einer nachgeschalteten Stufe erfolgt. Wird der Treibstoff jedoch nach dem Düsenhals wieder aufgeheizt, befindet sich die Hauptströmung bereits im Überschall. Nach Rayleigh führt jedoch die Heizung einer Überschallströmung in einem Rohr zur Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit und der Strömungsmachzahl [17]. Im Austritt eines thermischen Lichtbogentriebwerks gibt es aber zum Düsenrand hin Bereiche, in denen sich die Strömung auf Grund von Reibung und Auskühlung an der Düsenwand sowie Expansionseffekten im Unterschall befindet. Würde ein Großteil der einzukoppelnden (Heiz-)Leistung dort wirken, gelänge es, die Strömung in diesem Bereich zu beschleunigen, während die Überschall-Kernströmung nur wenig Heizung zugeteilt bekäme und daher unwesentlich verzögert würde. Der Integralwert der Austrittsgeschwindigkeit stiege in einem solchen Idealfall. Sind Leistungsaufnahme und Wirkungsgrad der einzelnen Stufen bekannt, kann mit Hilfe von Optimierungsberechnungen die optimale Leistungsstufung ermittelt werden. Weitere Optimierungsgrößen sind die Stufung der Treibstoffzufuhr, die wahlweise für jeder Triebwerksstufe eingestellt werden kann, sowie die Geometrie des Triebwerks.

In der vorliegenden Arbeit werden die Auswirkungen der Nachheizung einer Überschallströmung theoretisch und experimentell untersucht. Als experimentelle Anlage wurde zu diesem Zweck das zweistufige elektrische Hybridtriebwerk TIHTUS (Thermisch-Induktives Hybridtriebwerk der Universität Stuttgart) entwickelt. Die erste Stufe besteht aus einem thermischen Lichtbogentriebwerk (TLT). Die zweite Stufe bildet ein induktiv beheizter Plasmagenerator (IPG), der die Plasmaströmung aus dem TLT nachheizen soll. Bei der Nachheizung wird gezielt versucht, den Rand der Düsenströmung zu beheizen.

Ein thermisches Lichtbogentriebwerk besteht aus einer zentralen Kathode und einer dazu koaxial ausgerichteten Anode. Der Treibstoff strömt durch den ringförmigen Spalt zwischen den konzentrischen Elektroden, siehe Bild 1.1. Diesem Treibstoff wird elektrische Leistung durch Ohmsche Heizung in einem Lichtbogen zwischen Anode und Kathode zugeführt. Aus Gleichung (1.4) wird ersichtlich, dass das Molekulargewicht M_{eff} des Treibstoffs möglichst niedrig sein sollte. Deshalb wird das Triebwerk, das in der vorliegenden Arbeit untersucht wird, ausschließlich mit Wasserstoff betrieben. Für das TLT eignet sich trotz Lagerungsschwierigkeiten Wasserstoff am besten als Treibstoff, da er eine hohe Leistungsaufnahme erlaubt und das niedrigste Molekulargewicht aller Gase hat [13]. In einer Kooperation mit der NASA (National Aeronautics and Space Administration) wurde am Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) das Lichtbogentriebwerk HIPARC (High Power Arcjet) entwickelt. Es wurden ein wassergekühltes und ein strahlungsgekühltes Labormodell erstellt. Der Antrieb kann in Leistungsbereichen bis zu 100 kW betrieben werden und das strahlungsgekühlte Modell erreicht bei einem Treibstoffdurchsatz von 300 mg/s Austrittsgeschwindigkeiten bis 20 km/s und einen Schub von 6 N [18, 19]. Für die vorliegenden Grundlagenuntersuchungen im Hinblick auf Triebwerks- und plasmatechnische Anwendungen wird für TIHTUS als erste Stufe das wassergekühlte Labormodell von HIPARC eingesetzt, bei dem die Austrittsgeschwindigkeit und der Wirkungsgrad geringer ausfallen. Im Sinne einer Raumfahrtantriebsentwicklung handelt es sich hier also um eine reine Grundlagenuntersuchung, während eine Wasserkühlung für eine terrestrische Anwendung prinzipiell in Frage kommt. HIPARC-W wird in Kapitel 2.1 eingehend beschrieben.

Im zweistufigen Hybridtriebwerk TIHTUS expandiert der Plasmastrahl des TLT ins Entladungrohr der zweiten Stufe. Der Plasmastrahl ist durch hohe spezifische Enthalpie und hohe Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet. Diese Eigenschaften gehen jedoch mit hohen radialen Gradienten der Zustandsgrößen einher [16, 20]. Während der Kernstrahl heiß und energiereich ist entwickelt sich im Außenbereich ein relativ kalter Gasmantel, wie Bild 1.1 a) zeigt. Dieser so genannte Kaltgasmantel wird bei thermischen Lichtbogentriebwerken benötigt, um das Düsenmaterial vor den hohen Temperaturen zu schützen. Die zweite Stufe dient dazu, den austretenden Plasmastrahl weiter aufzuheizen und somit nach Gleichung (1.4) eine weitere Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit herbeizuführen. Zur Nachheizung wird eine Induktionsspule verwendet. Induktiv beheizte Plasmageneratoren (IPG) dienen dem Institut für Raumfahrtsysteme als zuverlässige Plasmaquellen zur stationären Simulation atmosphärischer Wiedereintrittsmanöver [5, 21, 22, 23, 24]. Sie wurden bisher jedoch noch nicht als Antriebssystem eingesetzt. Aufbau und Funktionsweise der induktiv beheizten Stufe von TIHTUS werden in Kapitel 2.2 beschrieben. Der Plasmastrahl eines IPG ist durch die Eigenschaft charakterisiert, dass aufgrund der Leistungseinkopplung in der spulennahen Randzone Temperaturmaxima in Wandnähe auftreten. Schematisch ist dies in Bild 1.1 b) dargestellt. Die Überlagerung der beiden Stufen soll das Geschwindigkeits- und

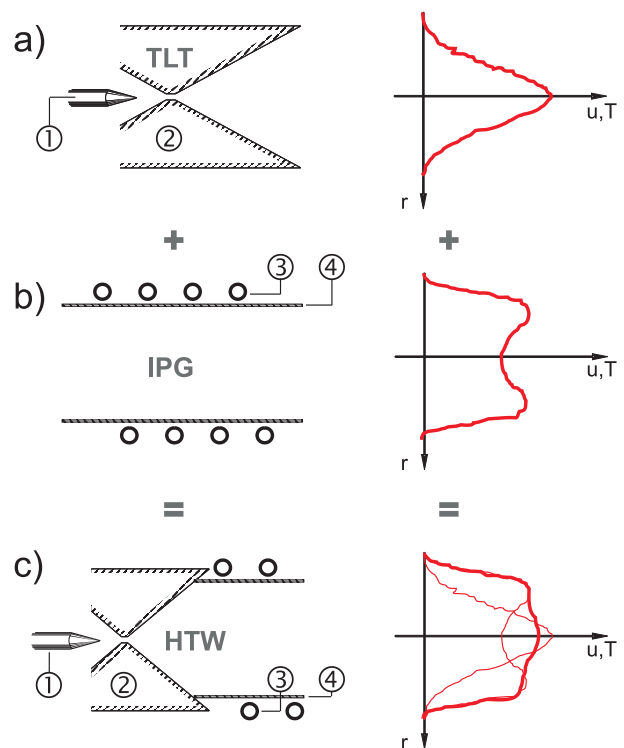


Bild 1.1: Funktionsprinzip von TIHTUS: ① Kathode, ② Anode, ③ Induktionsspule, ④ Entladungrohr.

Temperaturprofil anheben oder zumindest homogenisieren wie Bild 1.1 c) zeigt.

Das Prinzip der induktiven Nachheizung einer Düsenströmung ist schon in der Vergangenheit angedacht worden. Bereits 1967 haben Vermeulen et al. herausgefunden, dass sequentielles Aufheizen eines Argongleichstromplasmas ein vielversprechendes Mittel ist, die mittlere effektive Temperatur des austretenden Plasmas zu erhöhen [25]. Sie erreichten dies, indem sie das Radiofrequenzfeld einer Spule in ein Gleichstromplasma einkoppelten. Ein weiterer Bericht über einen derartigen Hybridplasmagenerator stammt von Poole und Vogel aus dem Jahr 1971 [26]. Des Weiteren stellten Yoshida et al. die numerische Charakterisierung eines DC-RF-Plasmas vor, während J.H. Seo über die Freistrahlscharakterisierung eines mit Argon betriebenen DC-RF-Plasmagenerators mit Enthalpiesonden berichtet [27, 28, 29]. Ein weiterer DC-RF Hybridplasmagenerator wird an der Tohoku Universität in Japan betrieben [30, 31]. Der DC-RF Hybridplasmagenerator ATTILA der Dr. Laure Plasmatechnologie GmbH übertrifft diese Systeme durch seine außerordentlich hohe Leistungsaufnahme von bis zu 200 kW [32, 33, 34]. Er bedient einen mit TIHTUS vergleichbaren Leistungsbereich. In allen hier aufgeführten Quellen werden die Hybridplasmageneratoren für industrielle Anwendungen wie Plasmabeschichtung oder Oberflächenbehandlung entwickelt. Mit Ausnahme von ATTILA und TIHTUS koppeln alle Geräte die Energie der zweiten Stufe in eine Unterschallströmung aus einem TLT ein und streben niedrigere aber homogenere Austrittsquerschnitte an, um dadurch größere Substrate behandeln zu können.

Beim Betrieb eines elektrischen Antriebs wird ein zumeist gasförmiger Treibstoff beheizt und dann ausgestoßen. Das bei TIHTUS aus der Düse austretende Plasma wird in einer Bodentestanlage am Institut für Raumfahrtsysteme untersucht und es werden aus diesen Untersuchungen Rückschlüsse auf die Qualität des Antriebs gezogen. Die Eignung eines Brenners als Antrieb besteht in der Erzeugung von hohem Schub bei gleichzeitig hoher Austrittsgeschwindigkeit und unter möglichst hoher Ausnutzung der investierten Leistung [35]. Eine Charakterisierung des Plasmas kann mit Sonden und spektroskopischen Messverfahren erfolgen. Dabei ist zu beachten, dass das Plasma besonders in Austrittsnähe weder im thermischen noch im chemischen Gleichgewicht ist. Am Institut für Raumfahrtsysteme stehen mechanische und elektrostatische Sonden zur Messung von Totaldruck und Strömungsgeschwindigkeit zur Verfügung, die für Vergleichsmessungen herangezogen werden können [36, 37]. Diese Messverfahren erlauben es, die Zustandsgrößen der Strömung radial aufgelöst zu untersuchen. Zur Messung der integralen Plasmaenthalpie steht ein Hohlraumkalorimeter zur Verfügung. Zusätzlich wurde eine Prallplatte zur Messung des Schubs entwickelt.

Zusammen mit der Beschreibung der im Rahmen der vorliegenden Forschungsaufgabe entwickelten experimentellen Anlage werden in Kapitel 2 die Funktionsprinzipien der einzelnen Triebwerksstufen dargelegt. In Kapitel 3 wird die Messtechnik vorgestellt, die für die experimentelle Charakterisierung von TIHTUS eingesetzt wird. Insbesondere wird darin auf das indirekte Schubmessverfahren mit der Prallplatte eingegangen. In Kapitel 4 werden die ein- und mehrdimensionalen Betrachtungsweisen von elektrischen Antrieben im besonderen Hinblick auf die optimale Betriebsbedingung erläutert, die von Geometrie, Leistungsstufung und Treibstoffmassenstromstufung abhängt. Die Ergebnisse der experimentellen Charakterisierung werden in Kapitel 5 präsentiert. In diesem Kapitel wird auch der Zusammenhang zwischen den integralen und den lokal aufgelösten Messwerten hergestellt und die Ergebnisse für die Anwendungsfälle Raumfahrtantrieb, industrielle Plasmaquelle und atmosphärische Wiedereintrittssimulation diskutiert. Abschließend enthält Kapitel 6 eine Zusammenfassung.

2 Aufbau der Versuchsanlage

Elektrische Raketenantriebe müssen unter Weltraumbedingungen untersucht werden. Dazu dienen die Bodentestanlagen des Instituts für Raumfahrtssysteme. Alle Untersuchungen an TIHTUS wurden in der Bodentestanlage Tank 3 gemacht, während einige Voruntersuchungen in der Bodentestanlage Tank 1 und im Plasmawindkanal PWK 3 durchgeführt wurden. Bild 2.1 zeigt eine Schemadarstellung der Anlage Tank 3 einschließlich des Hybridplasmaantriebs. Die anderen beiden Anlagen sind prinzipiell gleich aufgebaut. Beschreibungen finden sich in [5, 38].

Die Bodentestanlage Tank 3 besteht, wie in Bild 2.1 dargestellt, aus dem Triebwerkssystem, das im nachfolgenden Abschnitt beschrieben wird, den dazugehörigen Kühlwasserkreisläufen, der Vakuumkammer, der Leistungsversorgung, der Gasversorgung und der Datenerfassung. Das vierstufige Pumpsystem, mit dem die Testanlagen des Instituts verbunden sind, verfügt über eine sehr hohe Saugleistung von maximal $250.000 \text{ m}^3/\text{h}$ bei einem Druck von 10 Pa am Einlass des Pumpstands [36, 39]. Mit diesem Pumpsystem können die Plasmaquellen, wie auch TIHTUS, kontinuierlich betrieben werden. Während des Versuchs stellt sich dann je nach Gasmassenstrom und Betriebszustand ein Minimaldruck im Tank von ca. $1\text{-}100 \text{ Pa}$ ein, der mit einem Druckmessgerät¹ auf $0,25\%$ genau bestimmt wird. Für Triebwerksuntersuchungen wird grundsätzlich Minimaldruck eingestellt. Da bei thermischen Lichtbogentriebwerken der Brennkammerdruck mit einigen hundert Millibar im Vergleich zum Tankdruck von $<40 \text{ Pa}$ bei Wasserstoffbetrieb hoch ist, ist der Enddruck der Vakuumanlage für eine Simulation des Triebwerksverhaltens ausreichend. Eine Zusammenstellung der Untersuchungen zum Einfluss des Restgases in der Umgebung auf den Schub und die effektive Austrittsgeschwindigkeit liegt in [16] vor. Die Leistungsversorgung ist in die Gleichstromanlage und die Radiofrequenz-Leistungsversorgung für die beiden Triebwerksstufen zu unterteilen. Bei der Gleichstromanlage handelt es sich um eine stromgesteuerte Anlage von 6 MW

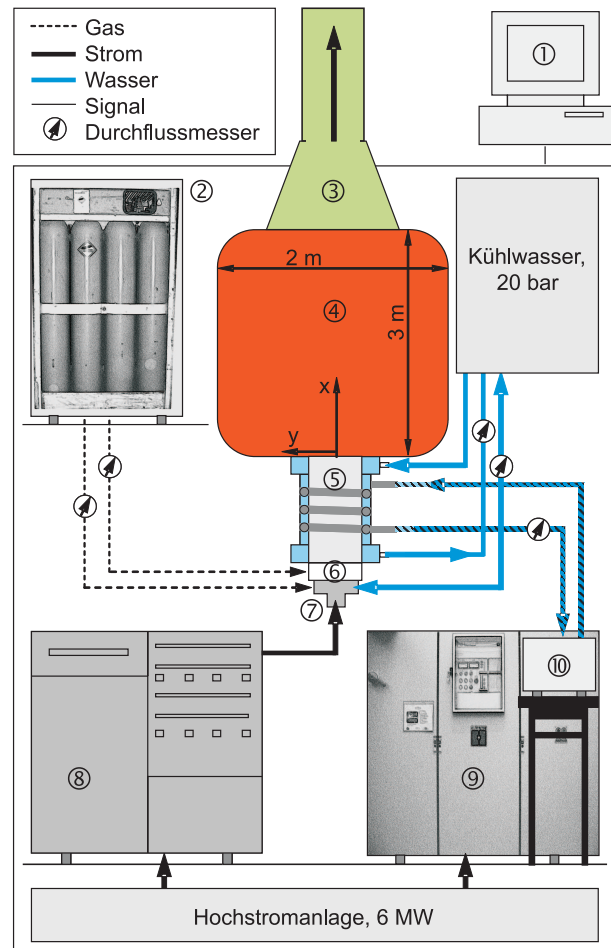


Bild 2.1: Schema der Bodentestanlage Tank 3: ① Messdatenerfassung, ② Gasversorgung, ③ Vakuumpumpsystem, ④ Vakuumtank, ⑤ Induktiv beheizte Stufe, ⑥ Lichtbogentriebwerk, ⑦ Injektorkopf für Wirbelgas, ⑧ Gleichstromgenerator, ⑨ Radiofrequenzgenerator, ⑩ Schwingkreis 0,5–1,5 MHz.

¹Baratron, Typ 622, Firma MKS, Nennmessbereich 100 mbar

Leistung [39]. Sie versorgt die Lichtbogenstufe (1. Stufe) von TIHTUS, wobei die Strom- und die Spannungsmessung mit einem Messwiderstand und einem Trennverstärker erfolgen, die jeweils auf 0,5% genau sind. Die Radiofrequenz-Leistungsversorgung besteht aus einem 180 kW-Radiofrequenzgenerator² mit einem wassergekühlten Meißner-Schwingkreis, dessen Schaltbild in Bild 2.2 gezeigt wird [5]. Diese Leistungsquelle versorgt den induktiv beheizten Plasmagenerator (2. Stufe). Der Radiofrequenzgenerator wird spannungsgesteuert betrieben und die Spannungs- und Strommessung erfolgen an der Anode der Triode mit 0,5% Abweichung vom Messwert. Neben der Verschaltung der Kondensatoren kann auch über die Windungszahl der Induktionsspule die Nominalfrequenz variiert werden, um die Betriebsfrequenz der induktiv beheizten Plasmaquelle einzustellen. Es hat sich gezeigt, dass der Wirkungsgrad der Einkopplung in verschiedene Gase stark von der Frequenz abhängt. Wie in Kapitel 5.1.2 noch gezeigt wird, kommt der Wahl der Frequenz eine hohe Bedeutung zu.

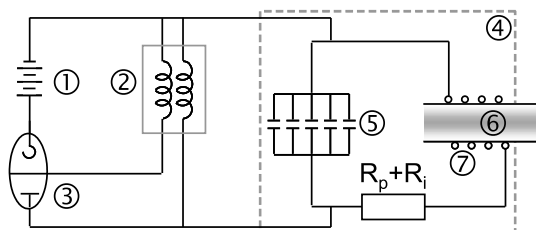


Bild 2.2: Schematische Darstellung des Meißner-Schwingkreises: ① Spannungsversorgung U_A, I_A , ② Kopplungssystem, ③ Triode, ④ Schwingkreis, ⑤ Kondensatoren, ⑥ Plasma, ⑦ Induktionsspule.

Die Bodentestanlage sowie das Hybridtriebwerk werden wassergekühlt betrieben. Das Kühlsystem wird aus einem 20 bar-Hochdruckkühlwasserkreislauf für die Kühlung beider Triebwerkelemente und einem Niederdruckkühlwasserkreislauf zur Abluftkühlung gespeist. Die Durchflussmenge des Hochdruckwassers wird mit Durchflussmessern³ mit Abweichungen von 1% vom Messwert zuzüglich 0,1% vom Messbereichsendwert ermittelt. Die zentrale Gasanlage des Instituts fördert Wasserstoff bis 900 Standardliter pro Minute bzw. 0,6 g/s. Die Regelung erfolgt über Gasdurchflussregler⁴ mit Abweichungen von jeweils 0,1% vom Messbereichsendwert und 0,5% vom Messwert. Die Bodentestanlage Tank 3 ist außerdem für Sondenmessungen ausgerüstet worden. Damit die Sonden jeweils nur kurz dem hochenthalpen Plasmastrahl ausgesetzt werden müssen, wurde ein Hochgeschwindigkeits-Koordinatentisch mit Kühlsystem neu installiert. Damit können die Sonden im Tank in x - und y -Richtung positioniert werden. Die Koordinatenkonvention ist in Bild 2.1 eingetragen. Sämtliche Betriebsdaten der hier beschriebenen Anlagen sowie die Messdaten werden während des Versuchs mit einem Gerät zur Datenerfassung⁵ aufgezeichnet.

Im Rahmen der vorliegenden Forschungsarbeit soll gezeigt werden, dass das Leistungsspektrum von elektrothermischen Antrieben durch Nachschalten einer zweiten Stufe gesteigert werden kann. Dazu sollen die beiden oben beschriebenen Plasmageneratortypen TLT und IPG wie in den Bildern 2.11 und 2.13 hintereinandergeschaltet werden. Sie werden außen an den Deckel der Versuchsanlage angebracht, damit die zahlreichen Kühlleitungen des wassergekühlten Labormodells nicht vakuumgeführt werden müssen. Des Weiteren wird dadurch die induktive Stufe vor Überschlagen der radiofrequenten Hochspannung geschützt. Aufbau und Funktionsweise der zur Verwendung kommenden Triebwerkelemente HIPARC-W und IRS-IPG werden im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt und erklärt. Sie bilden dann das neuartige Hybridtriebwerk TIHTUS, dessen Zusammenstellung abschließend beschrieben wird.

²RF-Generator, Typ RO 150/650, Firma Fritz Düsseldorf Freiburg

³Typ ndf/KP-G bzw. PC2-A, Firma Turbo

⁴Typ 203 und 203 C, Firma Bronkhorst

⁵Datascan, Typ 7320, 16 bit-Auflösung, Firma Spektra

2.1 Die lichtbogenbeheizte Stufe

HIPARC-W (High Power Arcjet – water cooled), in Bild 2.3 abgebildet, ist ein wassergekühltes thermisches Lichtbogentriebwerk mit einer Leistungsaufnahme von bis zu 100 kW. Es war in den späten 1980er Jahren am Institut für Raumfahrtsysteme in einer Kooperation mit der NASA (National Aeronautics and Space Administration) als Vorstudie zum strahlungsgekühlten Triebwerk HIPARC-R (– radiation cooled) entwickelt worden [19]. Das wassergekühlte Modell wird für die hier vorliegenden Grundlagenuntersuchungen für technische und Triebwerksanwendungen bevorzugt, weil mit ihm eine geeignete Verbindung der zwei Hybridtriebwerksstufen möglich ist. Außerdem erlaubt es durch seine segmentierte Düse eine weitere Geometrievariation.



Bild 2.3: Fotografie von HIPARC-W.

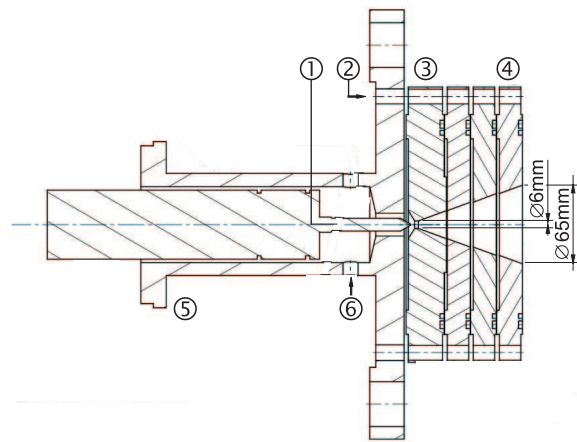


Bild 2.4: Aufbau von HIPARC: ① Kathode, ② Wasserkühlung, ③ Anode (Segment 1), ④ Anode (Segment 4), ⑤ Kunststoffgehäuse, ⑥ Gaszufuhr.

Wie oben bereits erklärt, besteht ein thermisches Lichtbogentriebwerk aus einer ringförmigen Anode und einer konzentrisch angeordneten Kathode. Durch den entstehenden Ringspalt zwischen den Elektroden wird der gasförmige Treibstoff eingeblasen. Die Anode von HIPARC-W setzt sich aus vier elektrisch voneinander isolierten Anodensegmenten zusammen, wie Bild 2.4 veranschaulicht. Sie hat eine konvergent-divergente Düsenform, um das Gas auf Überschall beschleunigen zu können. Der engste Düsenquerschnitt befindet sich im ersten Düsensegment. Durch diese Segmentierung kann die Düsenlänge variiert werden. Der divergente Düsenteil von HIPARC-W hat eine konische Form mit einem Öffnungswinkel von 20° . Der Düsenhalsdurchmesser beträgt 6 mm und der Düsenendquerschnitt hat einen Durchmesser von 65 mm. Die Anode ist, wie bei wassergekühlten Brennermodellen üblich, aus Kupfer gefertigt. Die ans Kühlwasser abgegebene Wärme lässt Rückschlüsse über die ins Plasma eingekoppelte Leistung zu. Dazu werden in den Zu- und Ableitungen vor und nach der Plasmaquelle die Wassertemperaturen mit Widerstandsthermometern⁶ mit Abweichungen von 0,15% vom Messwert bestimmt. Die Kathode wird konzentrisch zur Anode eingesetzt. Sie ist in einem wassergekühlten Kupferrohr befestigt, über das die Stromversorgung erfolgt. Das Kupferrohr wird wiederum in einem Kunststoffgehäuse gelagert, an dem auch die Anodensegmente angebracht werden. Der axiale Abstand der Kathode vom Düsenhals, der so genannte Kathodenabstand, lässt sich mit einer an das Kunststoffgehäuse angeschraubten Justiervorrichtung einstellen. Die Kathode besteht aus thoriertem Wolfram, weil dieses Material eine sehr geringe

⁶Typ Pt100 IEC 751, Klasse A, Firma Electronic Sensor

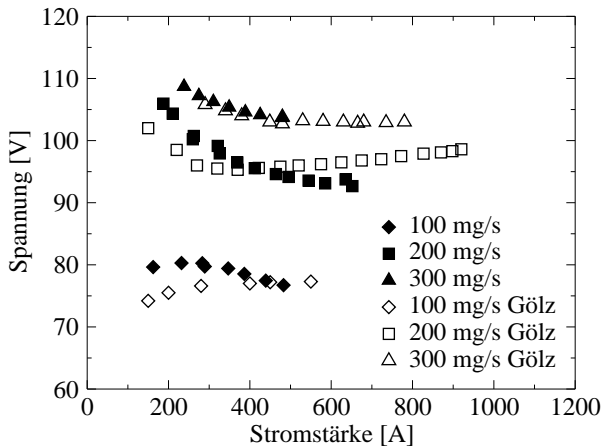


Bild 2.5: Strom-Spannungskennlinie von HIPARC-W mit vier Anodensegmenten im Vergleich zu Gölz [18].

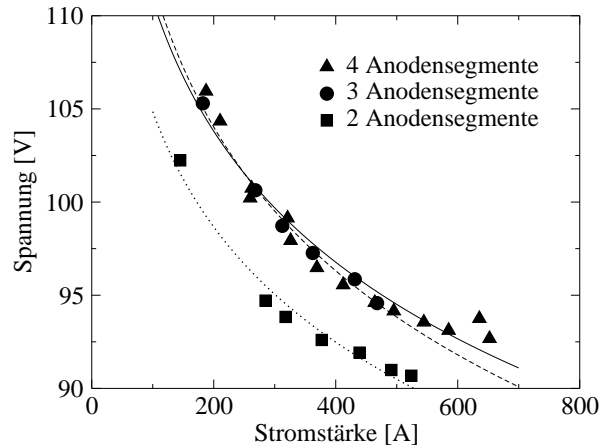


Bild 2.6: Vergleich der Strom-Spannungskennlinien unter Variation der Düsenlänge bei $\dot{m}=200$ mg/s.

Austrittsarbeit für Elektronen und gleichzeitig einen hohen Schmelzpunkt bietet. Sie stellt die zum Stromtransport nötigen Elektronen zur Verfügung.

Zum Betrieb wird der Lichtbogen durch Anlegen einer genügend hohen Durchschlagspannung gezündet. Das Triebwerk wird stromgeregelt betrieben. Die Einstellgrößen im Betrieb sind demnach der Strom I , der Umgebungsdruck p_∞ im Vakuumtank, der über die Regelung der zentralen Vakuumanlage eingestellt wird, und der Massenstrom des Treibstoffs \dot{m} . Wie bereits erwähnt wird bei Triebwerksuntersuchungen prinzipiell der geringst mögliche Umgebungsdruck im Tank eingestellt. HIPARC-W wird mit Wasserstoff betrieben. Die Gaszufuhr erfolgt über Gasanschlüsse im Kunststoffgehäuse, die in Bild 2.4 angedeutet werden. Zunächst wird das Gas in eine ringförmige Vorkammer geleitet und tritt dann über vier Zuleitungen tangential in die Brennkammer ein. Der sich einstellende Brennkammerdruck wird an der Rückseite des Geräts über einen Piezo-Sensor⁷ mit 0,25% Abweichung vom Messwert gemessen.

Die Gesamtmasse des wassergekühlten Triebwerks beträgt 37,7 kg. Es kann in Leistungsbereichen bis zu 100 kW betrieben werden und erreicht bei 50 kW und einem Treibstoffdurchsatz von 300 mg/s Wasserstoff Austrittsgeschwindigkeiten bis 15000 m/s und einen Schub von 3,5 N. Detailliertere Beschreibungen des Aufbaus und der Kühlung des Triebwerks finden sich in [18] und [40].

HIPARC-W bildet die erste Stufe des Hybridplasmagenerators TIHTUS. Bild 2.5 zeigt seine Strom-Spannungskennlinien, die in dieser Arbeit in Übereinstimmung mit vorangehenden Arbeiten neu bestimmt wurden. Mit 80 V fällt bei einem Massenstrom von 100 mg/s die geringste Spannung ab, während bei einem Treibstoffmassenstrom von 300 mg/s eine Spannung von 108 V bei einem Strom von 238 A abfällt.

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals dank der vorhandenen Segmentierung die Düsenlänge von HIPARC-W variiert. Ein Vergleich der Strom-Spannungskennlinien bei verschiedenen Düsenlängen ist in Bild 2.6 für einem Massenstrom von 200 mg/s dargestellt. Bei allen Düsenlängen ist eine fallende Kennlinie zu beobachten. Die Kennlinien für drei und vier Anodensegmente liegen dicht beieinander. Die Kennlinie für zwei Anodensegmente liegt um etwa vier Volt darunter. Wie in Kapitel 5.1.1 gezeigt wird, weist das Triebwerk am Arbeitspunkt mit zwei Anodensegmenten einen höheren Schubwirkungsgrad auf.

⁷Typ MPX-2200

2.2 Die induktiv beheizte Stufe

Ein induktiv beheizter Plasmagenerator der Reihe IRS-IPG bildet die zweite Stufe des Hybridtriebwerks TIHTUS. Seit 1993 werden am Institut für Raumfahrtssysteme IPG, die im Radiofrequenzbereich (RF) betrieben werden, mit dem Ziel entwickelt, die thermochemischen Lasten, die bei atmosphärischen Eintrittsmanövern auftreten, zu simulieren [36, 41]. Es wurden verschiedene RF-Generator-Varianten erprobt und schließlich der derzeit im Einsatz befindliche IPG 3 entwickelt, der sowohl Unter- als auch Überschallströmungen erzeugen kann [5].

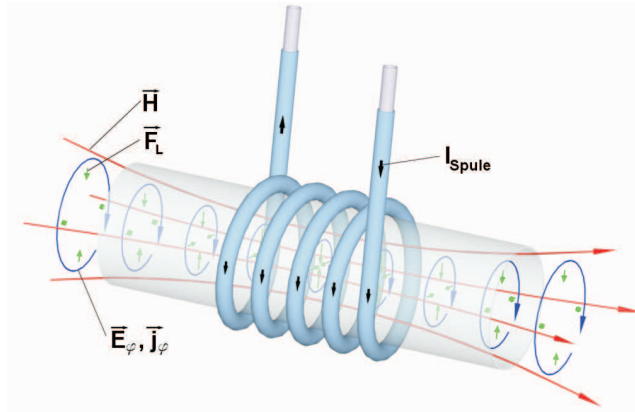


Bild 2.7: Funktionsschema eines IPG (induktive Entladungsform) [5].

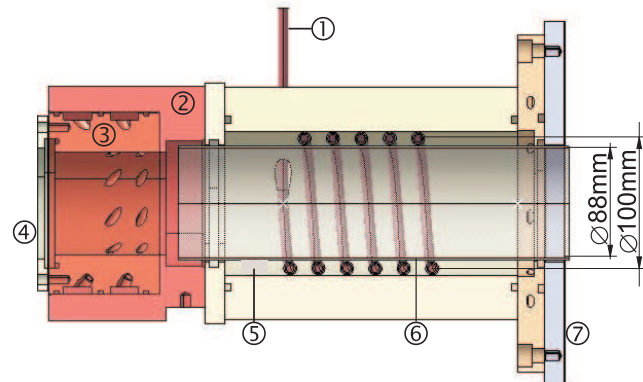


Bild 2.8: Aufbau eines IRS-IPG: ① wassergekühlte Induktionsspule, ② äußerer Einspritzkopf, ③ innerer Einspritzkopf, ④ axialer optischer Zugang, ⑤ Rohrkuhlung, ⑥ Quarzrohr, ⑦ Kühlflansch.

Im Gegensatz zu HIPARC-W ist die Generatorreihe IPG spannungsgeregelt. Das Funktionsprinzip eines IPG wird in Bild 2.7 veranschaulicht. Ein Entladungsrohr - in diesem Fall mit einer Brennkammer vergleichbar - ist von einer Spule umschlossen, die Teil eines Schwingkreises ist. Das oszillierende Magnetfeld, das durch den Wechselstrom in der Spule entsteht, induziert ein elektrisches Ringfeld, das wiederum einen Strom im Plasma in Umfangsrichtung und entgegen der Stromrichtung in der Spule induziert. Das Betriebsgas gelangt durch den stromauf vom Entladungsrohr gelegenen Injektorkopf tangential in die Entladungskammer. Die darin enthaltenen freien Elektronen werden durch dieses E-Feld beschleunigt und ionisieren durch Stöße die im Gas befindlichen Atome und Moleküle [5]. Bild 2.8 zeigt, wie die induktiv beheizte Stufe zusammengesetzt ist. Das von der Spule umschlossene Quarzentladungsrohr hat einen Außendurchmesser von 90 mm bei einer Wandstärke von 2 mm und ist 270 mm lang. Die Spule hat einen Durchmesser von 100 mm und eine Länge von 130 mm. Rohr und Spule werden von zwei Kunststoffhalbschalen umgeben, durch die Kühlwasser zur aktiven Rohrkuhlung strömt.

Eine RF-Entladung kann durch kapazitive oder induktive Leistungseinkopplung aufrechterhalten werden. Die kapazitive Leistungseinkopplung erfolgt durch eine Entladung, wenn sich zwischen zwei Windungen der Induktionsspule ein hochfrequentes elektrisches Feld aufbaut. Durch das sich zeitlich ändernde Magnetfeld wird hingegen während der induktiven Kopplung ein in sich ringförmiger, geschlossener elektrischer Feldverlauf ermöglicht, der die Wand nicht schneidet. Dadurch werden die Elektronenverluste an der Wand reduziert [42]. Für die Erzeugung thermischer Plasmen ist die induktive Entladung daher weitaus wichtiger. Bei hohen Leistungen entsteht nach einem weiteren Umschlag aufgrund der Lorentzkräfte zusätzlich eine Art Düsen effekt, der das Gas im Unterschall auf $Ma > 1$ beschleunigt [5]. Dieser Leistungsbereich wird jedoch bei Wasserstoffbetrieb mit TIHTUS nicht im sicheren Betriebsbereich erreicht. Die

Wärmebelastung des Entladungsrohrs ist bei Wasserstoff sehr hoch und beim aktuellen Stand der Kühltechnologie kann der Leistungsbereich, in dem der zweite Umschlag stattfindet, nicht erreicht werden. Bild 2.9 zeigt eine Kennlinie des IPG 3 im Betrieb mit Sauerstoff [22]. Die Anodenspannung für den Umschlag von der ersten induktiven zur zweiten induktiven Entladungsform ist von Druck, Frequenz und Gasart abhängig. Beim Übergang ändern sich mit Ausnahme der Regelgröße Anodenspannung alle Messgrößen diskret [5]. In Bild 2.9 ist der Übergang bei einer Anodenspannung von circa 4 kV sichtbar. Die Rohrkuhlleistung geht trotz der starken Zunahme der Plasmaleistung zurück. Es wird deutlich, dass bei induktiver Entladung weit mehr Leistung vom Plasma aufgenommen wird, weswegen diese Entladungsform anzustreben ist.

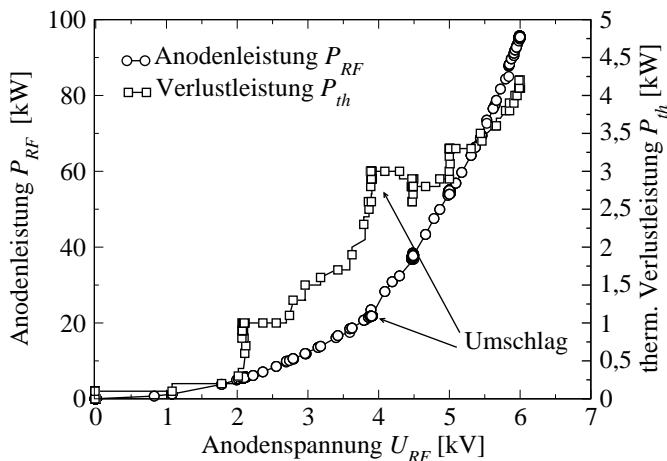


Bild 2.9: Kennlinie des Wiedereintrittsplasmagenerators IPG 3 mit Sauerstoff bei $f=$ bei 640 kHz [22].

Plasmaaußenrand berücksichtigt. Im Plasmaring der Dicke δ weist das Plasma während der Einkopplung die höchste elektrische Leitfähigkeit auf. Da das Plasma elektrisch leitend ist, kann das Feld jedoch nicht unendlich tief eindringen. Der so genannte Hauteffekt verursacht starke Schwankungen der Verteilung des elektrischen Felds über der elektrischen Leitfähigkeit [43]. Durch Elektronenmangel im Inneren bildet sich eine Zone mit vergleichsweise niedriger elektrischer Leitfähigkeit aus. Es entsteht eine Ringentladung, wie sie in Bild 2.10 dargestellt wird.

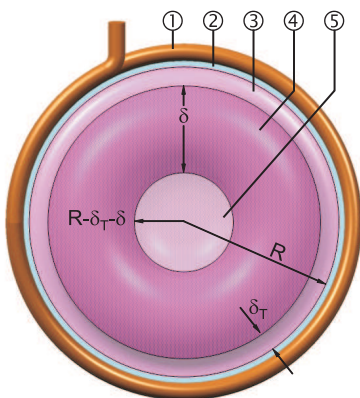


Bild 2.10: Schnitt durch Entladungsrohr: ① Spule, ② Rohrwand, ③ Temperaturgrenzschicht der Dicke δ_T , ④ Heißer Plasmaring mit Eindringtiefe δ , ⑤ "kalter Kern", nach [5].

Die Übertragung der Leistung ins Plasma wird für diese Entladungsform im Allgemeinen mit der Leistungsübertragung eines Transformators verglichen [5]. In diesem Modell wird das Plasma als Sekundärspule betrachtet. Die ins Plasma einkoppelbare Leistung hängt stark von der Dämpfung des elektromagnetischen Felds und damit der Frequenz des Schwingkreises ab. Als Maß für die Dämpfung gilt die Eindringtiefe δ . Man betrachtet das Problem eindimensional und vernachlässigt Strömungseffekte. Am Rohrand wird eine Temperaturgrenzschicht der Dicke δ_T angenommen, die den Temperaturübergang von Rohrinne wand zu Plasma berücksichtigt. Im Plasmaring der Dicke δ weist das Plasma während der Einkopplung die höchste elektrische Leitfähigkeit auf. Da das Plasma elektrisch leitend ist, kann das Feld jedoch nicht unendlich tief eindringen. Der so genannte Hauteffekt verursacht starke Schwankungen der Verteilung des elektrischen Felds über der elektrischen Leitfähigkeit [43]. Durch Elektronenmangel im Inneren bildet sich eine Zone mit vergleichsweise niedriger elektrischer Leitfähigkeit aus. Es entsteht eine Ringentladung, wie sie in Bild 2.10 dargestellt wird.

Die elektrische Energie wird dem Schwingkreis der induktiv beheizten Stufe durch die Meißnerschaltung aus Bild 2.2 zugeführt. Durch Verschalten der Kapazitäten und Variation der Spulenwindungen lässt sich die Betriebsfrequenz in einem weiten Bereich zwischen 500 kHz und 1,5 MHz in diskreten Schritten einstellen. Die induktiv beheizte Stufe wird aus einer 180 kW-RF-Spannungsquelle versorgt. Der im Plasma fließende Strom heizt das Plasma auf. Temperatur und Druck steigen an, sodass das heiße, ionisierte Gas in den Vakuumtank expandiert. Massendurchsatz \dot{m} , Frequenz f und elektrische Leistung P_{RF} können gemäß den Anforderungen eingestellt werden. Zusammen mit dem 50 mm langen Injektorkopf beträgt die Gesamtmasse der Plasmaquelle 24,3 kg.

2.3 Das Hybridtriebwerk TIHTUS

Die zwei oben beschriebenen Geräte, der thermische Lichtbogengenerator HIPARC-W und der induktive Plasmagenerator aus der Reihe der IRS-IPG werden in der vorliegenden Arbeit nacheinandergeschaltet und kombiniert betrieben. Eine Schnittzeichnung von TIHTUS ist in Bild 2.11 zu sehen. Dargestellt sind Kathode und ringförmige Anode. Zwischen Ihnen entsteht der Spalt, durch den das in die Vorkammer eingeleitete Zentralgas strömt und dort vom Lichtbogen beheizt wird. Nach dem Flansch, der die beiden Stufen wasser- und vakuumdicht vereint, wird das Wirbelgas der zweiten Stufe tangential zugeführt. Im Entladungsrohr wird schließlich die Überschallwasserstoffströmung induktiv nachgeheizt.

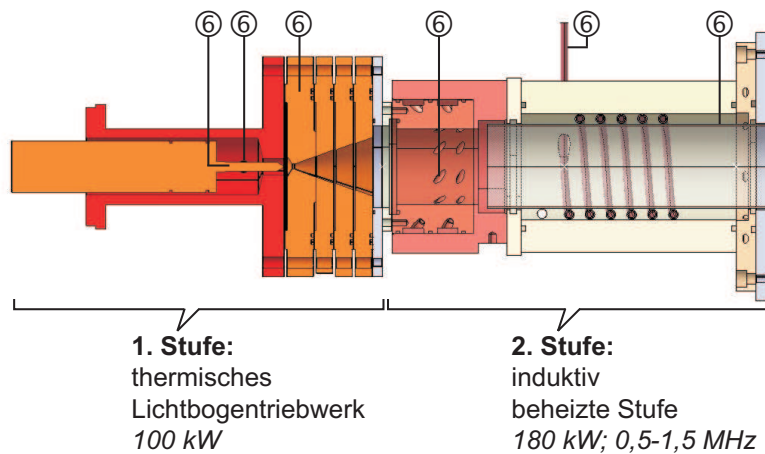


Bild 2.11: Aufbau von TIHTUS: ① Kathode, ② Gaszufuhr Zentralgas, ③ Anode, ④ Gaszufuhr Wirbelgas, ⑤ Induktionsspule, ⑥ Entladungsrohr.

Tabelle 2.1: Maße von TIHTUS.

feste Designparameter		
Düsenhalsdurchmesser	d	6 mm
Spulendurchmesser	D_{Spule}	100 mm
Spulenlänge	l_{Spule}	130 mm
Entladungsrohrdurchmesser	D	88 mm
Entladungsrohrlänge	l	300 mm
variable Designparameter		
Düsenlänge	b	90 mm
Düsenendquerschnitt	A_e	3274 mm ²
Abstand: Düsenhals-Spule	a	135 mm
Entladungsrohrwandstärke	d_{RW}	2 mm
Wirbelgas-Injektionswinkel	β	0°
Spulenwindungszahl	N	3,5

In Tabelle 2.1 werden die charakteristischen Designparameter von TIHTUS aufgelistet, während Betriebsparameter in Tabelle 2.2 genannt werden. Das hier aufgebaute zweistufige Hybridtriebwerk wird als Labormodell wassergekühlt betrieben. Für die angestrebten Grundlagenuntersuchungen zur Nachheizung eines Überschallwasserstoffplasmas stellt die Wasserkühlung keinen Nachteil dar. Für einen Raumfahrtantrieb müssen zukünftige Entwicklungsstufen als strahlungsgekühlte oder regenerativ gekühlte Modelle ausgeführt werden. Für terrestrische Anwendungen wie in technischen Beschichtungsanlagen oder Plasmawindkanälen, kann auch ein wassergekühltes Modell herangezogen werden.

Da das thermische Lichtbogentriebwerk mit Gleichstrom betrieben wird, werden die auf das TLT bezogenen Betriebsparameter nachfolgend mit dem Index DC versehen. Die induktiv beheizte Triebwerksstufe wird mit radiofrequenter Wechselspannung betrieben und ihre Betriebsparameter werden an der Anode der Triode im RF-Generator abgegriffen. Nachfolgend werden sie mit dem Index RF beschrieben.

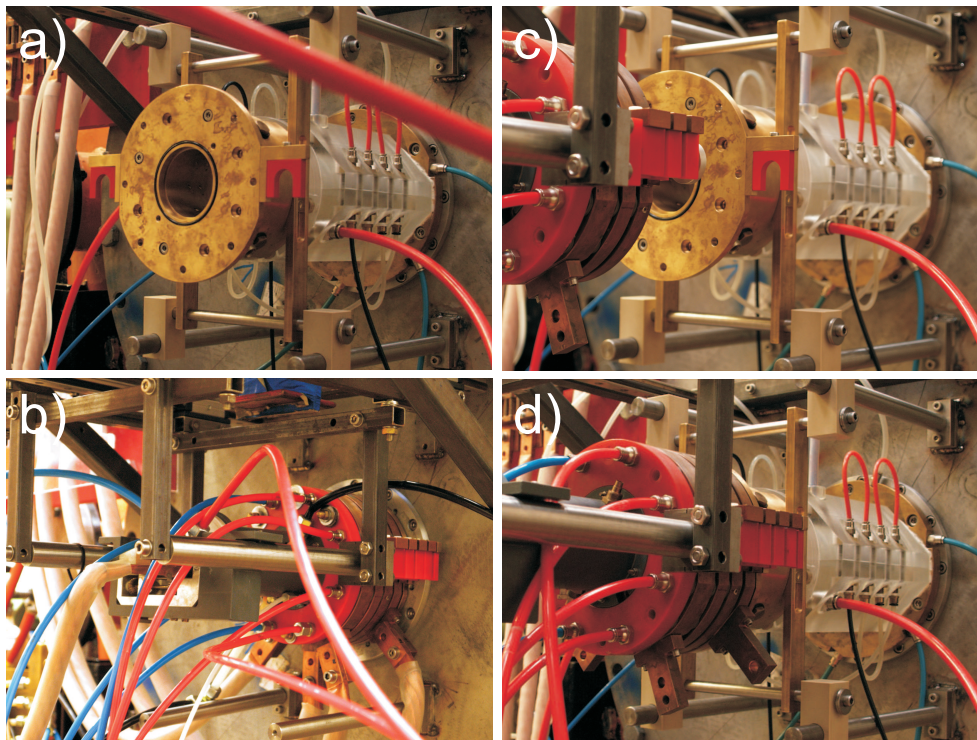


Bild 2.12: Modularer Triebwerksaufbau am Tank 3: a) Für Betrieb nur der induktiv beheizten Stufe, b) reinen Betrieb des Lichtbogentriebwerks, und c) und d) Hybridbetrieb.

Tabelle 2.2: Betriebsparameter von TIHTUS.

Betriebsparameter	
Zentralgasmassenstrom	\dot{m}_{zentral}
Wirbelgasmassenstrom	\dot{m}_{Wirbel}
DC-Strom	I_{DC}
RF-Anodenspannung	U_{RF}
RF-Frequenz	f

Jede der beiden kann Triebwerksstufen separat am Tankdeckel angeflanscht werden. Diese Kombinationsmöglichkeiten der Triebwerksstufen werden in Bild 2.12 gezeigt. Die Bilder 2.12 a) und 2.12 b) zeigen den Aufbau wenn jeweils nur eine Triebwerksstufe betrieben wird. In den Bildern 2.12 c) und 2.12 d) wird sequentiell der Zusammenbau der zwei Stufen gezeigt.

Bild 2.13 zeigt den Hybridantrieb TIHTUS vollständig integriert. Er wird aus HIPARC-W und einem IRS-IPG mittels eines schmalen Verbindungssegments (im Bild 2.13 mit ① gekennzeichnet) zusammengesetzt. Die beiden Triebwerksstufen werden damit wasser- und vakuumdicht vereint. Das Triebwerk wird am Tankdeckel ② angeflanscht. Zur Integration wurde ein Schienensystem (③ im Bild) aufgebaut, auf dem das Lichtbogentriebwerk ④ von oben verschiebbar gelagert wird. Werden beide Plasmaquellen kombiniert oder nur die zweite Stufe befestigt und betrieben, wird die induktiv beheizte Stufe ⑤ direkt an den Tankdeckel montiert und der Injektorkopf ⑥ wegen seiner hohen Masse auf am Tank montierten Bolzen ⑦ gelagert. Für die Zufuhr des Gasmassenstroms – im Bild an der Schlauchfarbe schwarz zu erkennen – stehen zwei Möglichkeiten, die Zentralgaszufuhr ⑧ und die Wirbelgaszufuhr ⑨, zur Verfügung. Die Zentralgaszufuhr befindet sich zwischen Anode und Kathode des Lichtbogentriebwerks. Das Gas kann somit kalt oder lichtbogenbeheizt der zweiten Stufe zugeführt werden. Es strömt axial in die induktiv beheizte Stufe ein. Das Wirbelgas wird in jedem Fall kalt und mit hohem tangentialen Geschwindigkeitsanteil zugeführt. Alle anderen Schläuche, die in Bild 2.13 abgebildet sind, dienen der Kühlwasserversorgung.

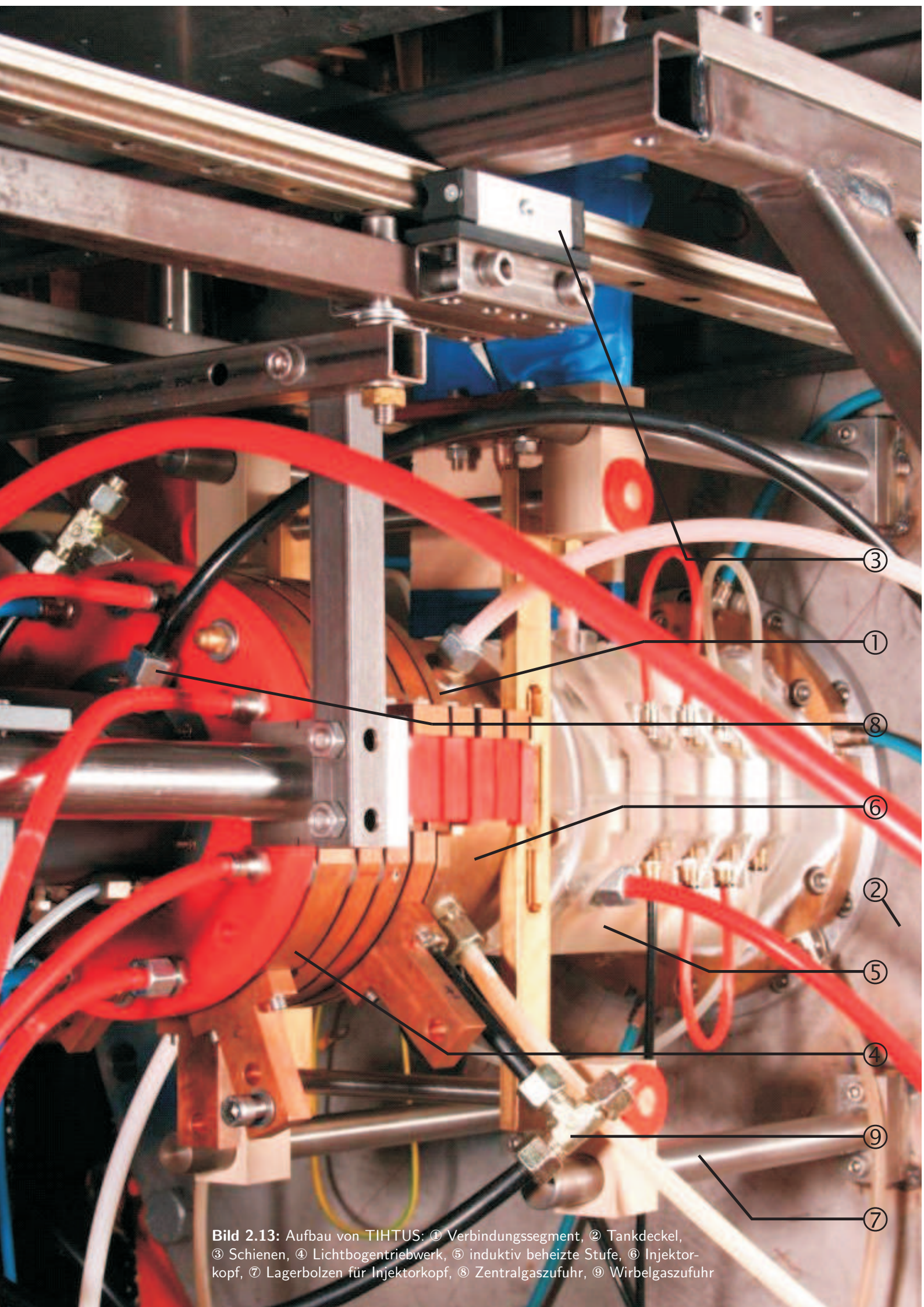


Bild 2.13: Aufbau von TIHTUS: ① Verbindungssegment, ② Tankdeckel, ③ Schienen, ④ Lichtbogentriebwerk, ⑤ induktiv beheizte Stufe, ⑥ Injektor-kopf, ⑦ Lagerbolzen für Injektor-kopf, ⑧ Zentralgaszufuhr, ⑨ Wirbelgaszufuhr

2.4 Betrieb von TIHTUS

Um den Hybridantrieb zu charakterisieren und zu zeigen, welchen Einfluss der Betrieb der zweiten Stufe auf die Plasmaströmung hat, wird je eine der in Tabelle 2.3 aufgelisteten Versuchsbedingungen eingestellt. Die Bezeichnung der Versuchsbedingungen entspricht der Form $TP_{DC}|P_{RF}-\dot{m}_{zentral}|\dot{m}_{Wirbel}$ mit der RF-Anodenleistung P_{RF} . Die Bedingungen beinhalten eine Variation der Aufteilung der zugeführten elektrischen Leistung auf die beiden Stufen und eine Variation der Massenstromzufuhr durch die beiden Gaszuführungen der Stufen.

Tabelle 2.3: Übersicht der Versuchsbedingungen.

	P_{DC} [kW]	P_{RF} [kW]	$\dot{m}_{zentral}$ [mg/s]	\dot{m}_{Wirbel} [mg/s]
T 50 00-300 0	50	0	300	0
T 25 25-300 0	25	25	300	0
T 20 30-300 0	20	30	300	0
T 25 25-200 100	25	25	200	100
T 25 25-100 200	25	25	100	200

Dadurch, dass der leicht divergierende Plasmastrahl in der zweiten Stufe durch ein zylindrische Entladungsröhre geleitet wird, heizt sich letzteres dort auf, wo der Strahl auf die Rohrwand trifft. Bei einer beispielhaften Leistungszufuhr zur ersten Stufe von über 50 kW bei einem Massenstrom von 300 mg/s, kommt es dadurch zum Versagen des Axialdichtrings der Wasserkühlung [11]. Obwohl beide Triebwerksstufen von TIHTUS, wie einleitend genannt, mit mehr Leistung versorgt werden können, wird die vorliegende Untersuchung aufgrund dieses Dichtringversagens auf eine Gesamtleistungsaufnahme von 50 kW beschränkt. Zukünftige Arbeiten können nach Verbesserung des Kühlsystems oder nach Abschaffung der Wasserkühlung bei höheren Eingangsleistungen erfolgen. Die Summe des Massenstroms wird zur systematischen Untersuchung auf 300 mg/s konstant gehalten. In Bild 2.14 wird für zwei derartige Bedingungen der Plasmastrahl gezeigt.

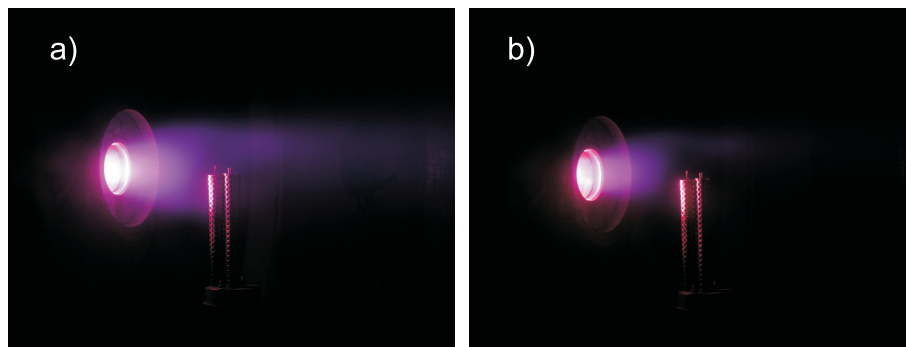


Bild 2.14: Fotografien des Plasmastrahls bei einstufigem und zweistufigem Betrieb.

Bild 2.15 zeigt den typischen Ablauf eines Experiments. Zum Zünden wird der Lichtbogen zwischen den Elektroden durch Anlegen einer genügend hohen Durchschlagsspannung bei einem Zündgasmassenstrom von typischerweise 100 mg/s eingestellt. Direkt nach der Zündung wird der Gasmassenstrom zur Schonung der Elektroden gesteigert, um den Lichtbogen ganz durch den Düsenhals zu blasen und Ansätze zu vermeiden. Danach wird der zweite Gasmassenstrom zugeführt und die gewünschte Massenstromstufung eingestellt. Das TLT wird durch Regelung des Bogenstroms auf die angestrebte Leistungsaufnahme eingestellt (im Bild 25 kW).

Der entstehende Plasmafreistrahler hat einen Durchmesser von ca. 20 cm und ist bis zu etwa 1,5 m stromab optisch sichtbar. Der Strahl ist weißlich violett und weist je nach Betriebspunkt

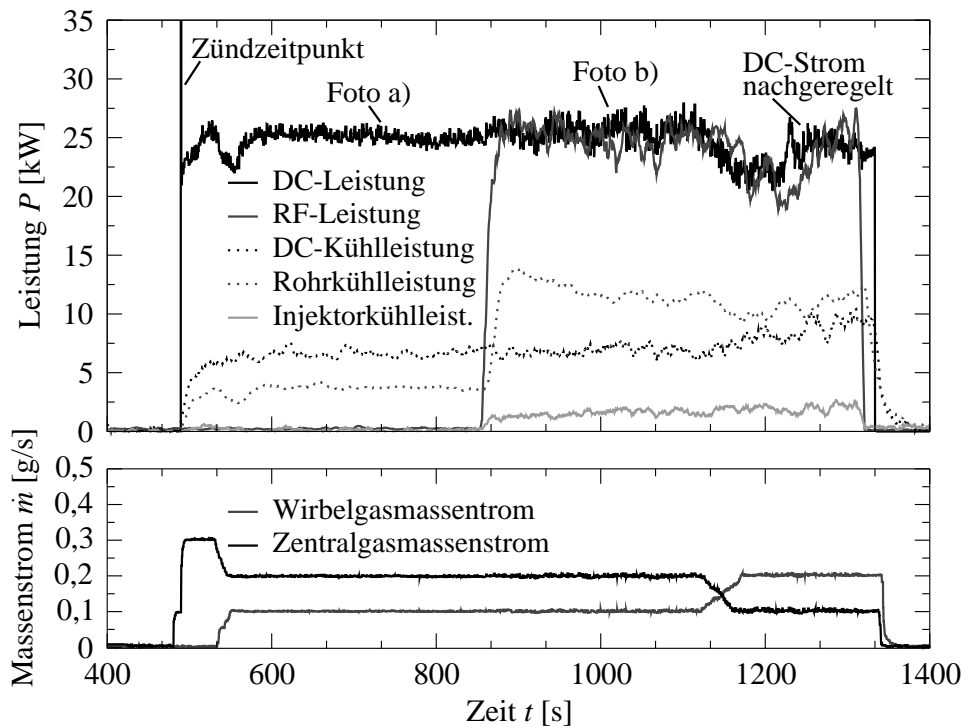


Bild 2.15: Zeitlicher Ablauf eines Experiments.

ein oder zwei nicht klar begrenzte Verdichtungsstöße des unterexpandierten Freistrahls auf, in denen das Plasma eine Magenta-Färbung zeigt. Er ist in Bild 2.14 a) zu sehen. Bei Zuschalten der zweiten Stufe verliert der Plasmastrahl an optischer Dichte. Die Färbung wird purpur und der hellste Punkt des Plasmas befindet sich im Entladungsrohr. Der Machknoten bleibt nicht sichtbar. Es ist davon auszugehen, dass sich auch der Abstand des Machknotens vom Triebwerksaustritt verändert. Der Plasmastrahl bei zweistufigem Betrieb ist in Bild 2.14 b) abgebildet. Für beide Fotografien wurde eine Belichtungszeit von $1/125$ s und eine Blende von 3,2 verwendet.

Das einzige Verschleissteil des zweistufigen Hybridtriebwerks ist, wie bereits genannt, der Axialdichtring des Entladungsrohrs, der das Einströmen des Rohr Kühlwassers in die Vakuumkammer verhindert. Strömt heißes Gas aus dem TLT ins Entladungsrohr ein und wird zusätzlich mit induktiver Heizung nachgeheizt, kann es zum Versagen dieses O-Rings kommen. Ein wesentliche Designverbesserung wird hier mit einem neuen Fluor-Kautschuk-Werkstoff ISOLAST erzielt, wobei auch Untersuchungen mit dem Fluor-Kautschuk-Werkstoff PERLAST durchgeführt wurden, die jedoch keine Verbesserung erzielten.

3 Messtechnik und Methoden

Bei der Versuchsdurchführung werden nicht nur die Eingangsgrößen beim Betrieb der Anlage sondern auch die Ausgangsgrößen bestimmt. Durch die Charakterisierung des für jede Bedingung entstehenden Plasmafreistrahls mit Sonden können experimentell die Unterschiede herausgearbeitet werden. Der Plasmafreistrahls wird integral oder radial aufgelöst untersucht. Die vorliegenden Experimente zielen neben der reinen Charakterisierung außerdem darauf ab, eine Leistungszunahme im Schubstrahl durch Leistungseinkopplung in der zweiten Stufe des Hybridplasmaantriebs experimentell nachzuweisen.

In Kapitel 1 wurde aufgeführt, dass die wichtigsten Eigenschaften eines Antriebs sein Schub F und seine effektive Austrittsgeschwindigkeit $c_e=F/\dot{m}$ sind. Der Schub wird in der vorliegenden Arbeit mit einer Schubwaage und einer eigens für den Einsatz bei komplex aufgebauten Antriebssystemen wie TIHTUS entwickelten Prallplatte gemessen. Da der Schubwert ein Integralwert ist, wird zusätzlich anhand des Geschwindigkeits- und Totaldruckprofils untersucht, ob der Plasmastrahl eine hohe Plasmageschwindigkeit in seinem Zentrum oder eine eher homogene Verteilung über den Querschnitt aufweist. Diese Messungen werden mit elektrostatischen Flugzeitsonden und einer Totaldrucksonde durchgeführt. Zur Bestimmung der thermischen Eigenschaften der Plasmaquelle wird die so genannte Plasmaleistung mit einem Hohlraumkalorimeter gemessen. Die lokal aufgelöste Wärmestromdichteverteilung wird mit einer Atomlagen-thermosäule bestimmt. Zur Messung des Spulenstroms und der Betriebsfrequenz der induktiv beheizten Triebwerksstufe wird die HOKA-Strommessspule eingesetzt.

Mit Hilfe des in Kapitel 2 beschriebenen Koordinatentischs können die Sonden im Tank nach der Konvention aus Bild 2.1 axial in x -Richtung und radial in y -Richtung verfahren werden. Die verwendeten Messverfahren werden an Positionen mit verschiedenen Abständen vom Austritt des Freistrahls aus dem Triebwerk eingesetzt. Die Prallplatte wird aus baulichen Gründen bei einem Abstand von $x=860$ mm montiert. Die radial aufgelösten Experimente werden hingegen bei einem geringeren axialen Abstand von $x=200$ mm stromab vom Generatorausstritt durchgeführt, um im relativ dünnen Wasserstofffreistrahls noch einen messbaren Totaldruck zu detektieren. Außerdem nehmen auch andere messbare Phänomene, wie zum Beispiel elektrische Leitfähigkeit, mit zunehmendem axialen Abstand stark ab. Bild 3.1 zeigt die Messpositionen im Strahl. Um später von einem lokal aufgenommenen Profil, zum Beispiel der Geschwindigkeitsverteilung $v(r)$, auf eine Integralgröße des Plasmastrahls, v_{Pl} , zurückzuschließen, gilt

$$v_{Pl} = \frac{1}{A_S} \int_0^{A_S} v(r) dA, \tag{3.1}$$

d.h. die über den Querschnitt integrierten Größen müssen auf den lokalen Strahlquerschnitt $A_S=\pi^2R_S$ bezogen werden, um vergleichbare Werte zu liefern. Die Messung wurde jedoch an diskreten Punkten durchgeführt und daher gilt

$$v_{Pl} = \frac{1}{A_S} \sum_i v_i A_i, \tag{3.2}$$

wobei $A_i=r_{i+1}^2\pi - r_i^2\pi$ das Ringsegment der radialen Messposition i im rotationssymmetrischen

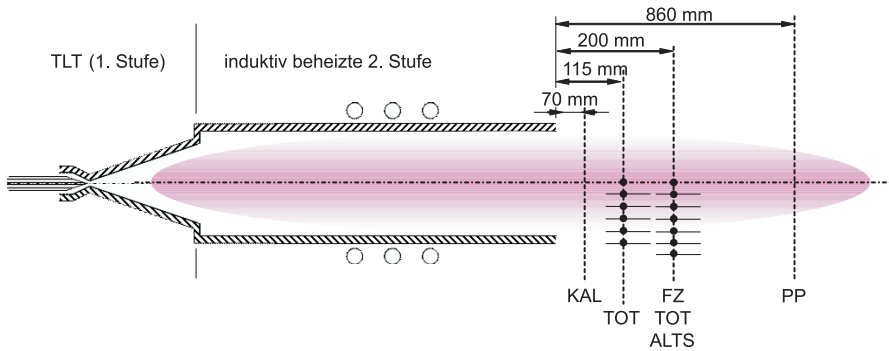


Bild 3.1: Messpositionen im Plasmastrahl. KAL: Kalorimeter, FZ: Flugzeitsonde, TOT: Totaldrucksonde, ALTS: Thermosäule, PP: Prallplatte.

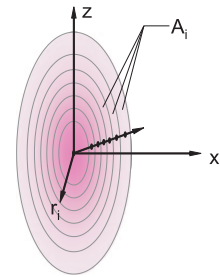


Bild 3.2: Messpositionen im Strahlquerschnitt.

Plasmastrahl bezeichnet. Der Strahlradius R_S wird dazu aus den radial aufgelösten Messungen des Totaldrucks bestimmt. Bild 3.2 zeigt die Anordnung der Ringsegmente im Plasmastrahl. Es wird deutlich, dass das Ringsegment am Strahlrand einen großen lokalen Strahlquerschnitt aufweist, weswegen den hier gemessenen Werten eine hohe Bedeutung zukommt. Da der Strahlrand der Plasmaströmung turbulent ist, unterliegen diese Werte großen Schwankungen. Bereits hier wird ersichtlich, dass es im Rahmen einer möglichen Homogenisierung der Zustandsgrößen über den Querschnitt möglich ist, dass zum Beispiel der Lokalwert auf der Strahlachse abnimmt und am Strahlrand zunimmt und somit der Integralwert gleich bleibt oder sogar steigt.

Eine Auswahl der im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen durchgeführten Versuche und ihre Bedingungen können Tabelle A.1 im Anhang entnommen werden.

3.1 Totaldruckmessung

Der Totaldruck ist der im vorderen Staupunkt einer Totaldrucksonde vorhandene Druck. Die Sonde besteht aus einem offenen Rohr, das parallel zur Strömung ausgerichtet wird und an dessen hinterem Ende eine Druckmessdose angeschlossen wird. Die Verzögerung der Strömung innerhalb dieses Rohrs erfolgt bei den hier vorliegenden Reynoldszahlen in der Größenordnung von 1 bis 10 isentropisch und so entspricht der Druck am geschlossenen Ende des Rohrs dem Staudruck der Strömung an der Position der Rohröffnung.

Für eine Machzahl $Ma \leq 1$ ist der Totaldruck gleich dem Ruhedruck im Bezugspunkt. Für $Ma \geq 1$ gibt er den Ruhedruck unmittelbar hinter einem gedachten senkrechten, idealisierten Verdichtungsstoß wieder. Für $Ma=1$ gelten beide Definitionen, da die Stärke des Verdichtungsstoßes verschwindet [44]. In einer Überschallströmung misst eine Totaldrucksonde demnach nicht direkt den Totaldruck im Freistrah, da sich vor der Sonde ein Verdichtungsstoß ausbildet. Auf der Staustromlinie ist dieser ein senkrechter Stoß und das Verhältnis des Totaldrucks im Freistrah $p_{tot, Freistrah}$ zum gemessenen Totaldruck $p_{tot, mess}$ lautet [45]

$$\frac{p_{tot, Freistrah}}{p_{tot, mess}} = \left(\frac{2\kappa}{\kappa+1} Ma^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (3.3)$$

und liegt einige Prozent über eins, was zeigt, dass der Totaldruck im Freistrah höher ist als der im Staupunkt.

Mit Hilfe des Totaldrucks kann auch eine Aussage über die wichtige Strömungsgröße Machzahl gemacht werden. Laure hatte gezeigt, wie gering der Einfluss der spezifischen Wärmekapazitäten ist, sodass aus dem Totaldruck unter Annahme eines konstanten Isentropenexponenten die Machzahl aus dem Verhältnis des gemessenen Totaldrucks zum statischen Druck berechnet werden kann [36]. Für die Bestimmung der Machzahl aus der Totaldruckmessung gilt in einer Überschallströmung [45]

$$\frac{p_{tot}}{p_{\infty}} = \left(\frac{\kappa + 1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \left(2 \frac{\kappa}{\kappa + 1} Ma^2 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{1 - \kappa}} \quad (3.4)$$

und in einer Unterschallströmung, in der sich kein Verdichtungsstoß vor der Sonde ausbildet,

$$\frac{p_{tot}}{p_{\infty}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (3.5)$$

Dabei wird im Allgemeinen zugrunde gelegt, dass dem Plasmastreifen der Umgebungsdruck im Tank aufgeprägt wird [46, 47].

Für eine Überschallströmung variiert die Machzahl über den gesamten Bereich des Isentropenexponenten κ um weniger als 5% [48]. Hier ist daher keine empfindliche Fehlerquelle zu erwarten. Bei den gemessenen Totaldruckwerten wirken sich die Messunsicherheiten des statischen Drucks am stärksten aus. In einem Beispiel von $p_{tot}/p_{\infty}=1,0/0,35$ mbar/mbar resultiert eine Messunsicherheit von $\Delta p=0,1$ mbar im Totaldruck in einer Machzahlschwankung von unter 6,5%, eine derartige Unsicherheit im statischen Druck jedoch in einer Machzahlabweichung von 22%.



Bild 3.3: Totaldrucksonde.

Die für die vorliegenden Messungen verwendete Totaldrucksonde besteht aus Messing, hat eine Länge von 310 mm und einen äußeren Durchmesser von 50 mm. Sie entspricht der europäischen Standardgeometrie mit ebener Stirnfläche und einer Druckbohrung von 26,5 mm Durchmesser. Der Messwertempfänger¹ befindet sich außerhalb des Vakuumtanks. Bild 3.3 zeigt die verwendete Sonde. Sie wird in den Messungen dieser Arbeit nicht nur zur Messung des Totaldrucks eingesetzt, sondern auch zur Bestimmung der Machzahl aus dem Totaldruck.

3.2 Geschwindigkeitsmessung

Zur Messung der axialen Plasmageschwindigkeit v_{∞} werden elektrostatische Flugzeitsonden eingesetzt. Allen elektrostatischen Sondenmessungen ist gemeinsam, dass elektrisch leitende Elektroden wie zylindrische Drähte, Platten oder Kugeln als Sonden in das zu untersuchende Plasma eingebracht werden. Jeder elektrisch leitende Körper, der isoliert einem Plasma ausgesetzt wird, lädt sich aufgrund der höheren Beweglichkeit der Elektronen gegenüber den Ionen und Neutralteilchen negativ auf. Dasselbe geschieht mit den Elektroden der elektrostatischen Sonde. Infolgedessen bildet sich um die Elektroden eine Raumladungsschicht aus.

¹Baratron, Typ 622, Firma MKS, Nennmessbereich 10 mbar, Abweichungen $\pm 0,25\%$ vom Messwert

Die Elektronen, die dennoch die Sonde erreichen, können mittels der Messelektronik abgeleitet und als Strom gemessen werden.

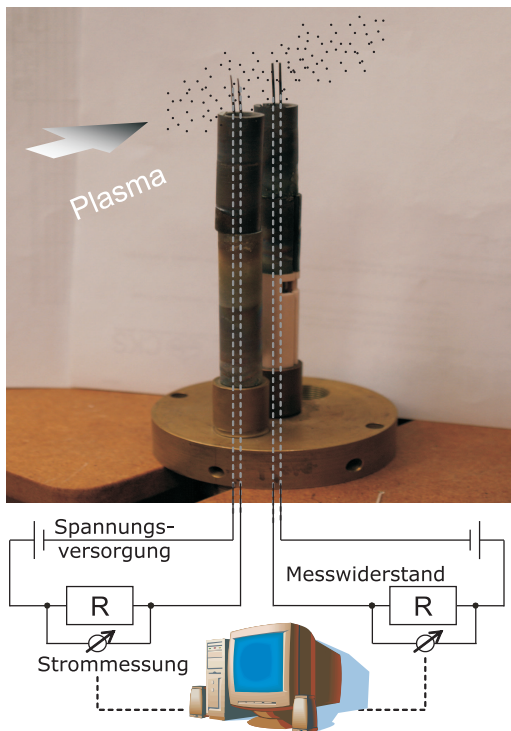


Bild 3.4: Messaufbau und Funktionsprinzip für elektrostatische Flugzeitsonden.

Die elektrische Abschirmung gegen Störsignale aus der Umgebung gewährleistet.

Die RF-Entladung des IPG verursacht verschiedene Störungen in der Kennlinie einer elektrostatischen Sonde, die bei der Auswertung der Messungen berücksichtigt werden müssen. Diese Effekte sind Folgen des durch die Spule entstehenden Magnetfelds. Durch das Oszillieren des Plasmapotenzials mit 840 kHz koppeln zum Beispiel Radiofrequenzen in die Sondenelektroden wie in Antennen ein, wodurch das Sondersignal stark gestört wird.

Die in die Elektrode induzierte Spannung hängt vom Magnetfeld B und nach [49]

$$V_{ind} = \dot{B}A_{proj} + B\dot{A}_{proj} \quad (3.6)$$

von der projizierten, also für die Magnetspule sichtbaren, Fläche A_{proj} ab. Bei der in Bild 3.4 abgebildeten Sondenkonfiguration beträgt die projizierte Fläche $Sondenabstand \times Sondenlänge$. Der Sondenabstand bezeichnet hier den Abstand der Einzelsonden einer Doppelsonde voneinander. Im Schluss werden alle vier Elektroden der zwei Doppelsonden in den vorliegenden Untersuchungen fluchtend angeordnet, sodass die projizierte Fläche nur noch $Sondendurchmesser \times Sondenlänge$ beträgt.

Bild 3.5 zeigt das Signal des Spulenstroms und das Sondersignal. Der RF-Generator ist als so genannte Freischwinganlage ausgelegt. Wie in Kapitel 3.6 noch beschrieben wird, resultiert der Stromfluss in der Spule aus einer diskontinuierlichen Speisung mit circa 300 Hz. Aus Bild 3.5 geht hervor, dass in Bereichen niedrigen Spulenstroms, wenn das induzierte Magnetfeld schwach ist, die Sondenmessung nur geringfügig gestört wird. Die Messungen werden daher so durchgeführt, dass nur zu diesen Zeitpunkten gemessen wird. Ein Paar Sondersignale wird in Bild 3.6 gezeigt. Auf dem Signal liegt mit geringer Amplitude die Betriebsfrequenz der induk-

Die eingesetzten elektrostatischen Flugzeitsonden basieren auf dem Prinzip der axialen Versetzung zweier Doppelsonden, in deren Strom-über-Zeit-Verlauf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Plasmafluktuationen abgelesen wird. Bei geeigneter Anordnung der Flugzeitsonden entspricht diese Fortpflanzungsgeschwindigkeit der axialen Plasmageschwindigkeit.

Der Einbau einer elektrostatischen Sonde erfolgt für die Untersuchungen am Plasmafreistrahler von TIHTUS gemäß Bild 3.4. Die beiden Doppelsonden stehen 2,6 cm axial versetzt in der Plasmaströmung. Zwischen den beiden Elektroden jeder Doppelsonde wird eine Spannung von 12 V angelegt. Über einen Widerstand R wird der daraufhin fließende Sondenstrom gemessen und in einem Speicheroszilloskop aufgenommen. Dieser Strom ist ein Maß der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas.

Jede Elektrode besteht aus einem geraden Wolframdraht der Länge 25 mm mit einem Durchmesser von 0,5 mm und ebener Stirnfläche, der in isolierende und hitzebeständige Aluminiumoxidröhrchen eingebettet ist. Letztere stecken in einer metallischen Halterung,

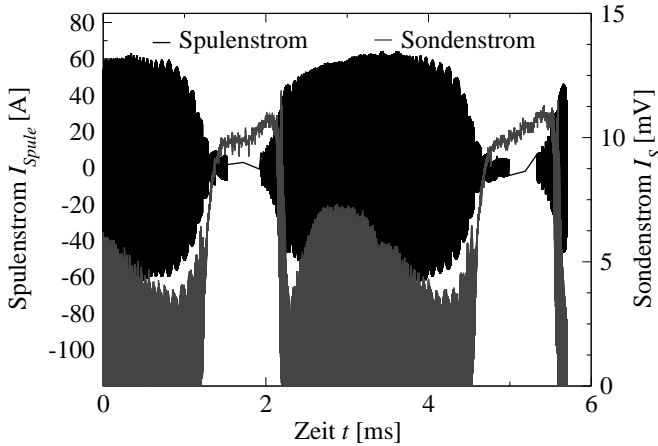


Bild 3.5: Geschwindigkeitsmessung im RF-Plasma.

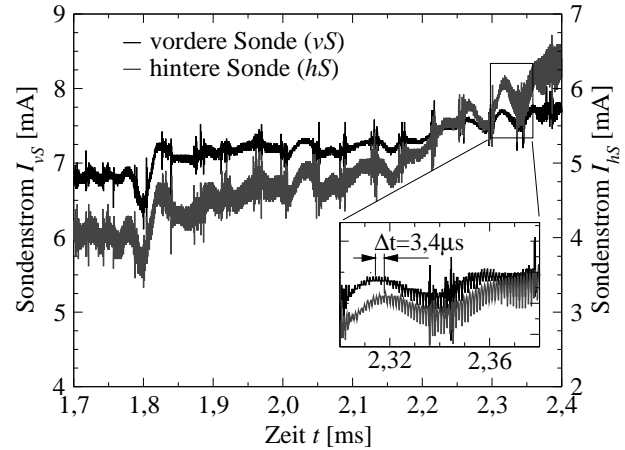


Bild 3.6: Sondendaten von TIHTUS bei der Bedingung T 25|25-100|200.

tiv beheizten Triebwerksstufe. Außerdem sind an einigen Stellen Störungen zu erkennen. Diese beiden Effekte werden durch die Plasmaquelle direkt in die Sonderelektroden eingekoppelt und das Ereignis wird von beiden Elektrodenpaaren zeitgleich gemessen. Das Plasma bleibt davon jedoch unberührt. Die Fluktuationen in der Ladungsträgerschwankung haben einen niedrigeren Frequenzbereich. In der Vergrößerung in Bild 3.6 ist zu erkennen, dass die hintere Sonde, hier mit violetterem Signal dargestellt, die Fluktuationen – hier ein Signalanstieg oder ein Signalabfall – zeitlich nach der vorderen Sonde mit schwarzem Signal misst. Die Stromstärke ist außerdem geringer als die an der vorderen Sonde, da das Plasma schnell rekombiniert. Später wird auch noch festgestellt, dass aus demselben Grund nicht bis zum Strahlrand gemessen werden kann, da die Sondenstromstärke dort zu gering ist, um aus den Signalen verlässliche Werte auszuwerten.

3.3 Schubmessung

Ein Triebwerk treibt ein Fahrzeug an, indem es eine Masse ausstößt. Dies entspricht einer Impulsänderung und auf das Triebwerk wirkt dann nach Newton eine Kraft

$$F = -\frac{\partial I}{\partial t} = -\frac{\partial (mv)}{\partial t}. \quad (3.7)$$

in die entgegengesetzte Richtung. Diese Kraft ist der Schub des Triebwerks. Zur experimentellen Bestimmung des Schubs können gemäß Gleichung (3.7) grundsätzlich zwei Methoden angewendet werden. Dies sind die direkte Messung der Kraftwirkung F auf das Triebwerk mit einer Schubwaage oder die indirekte Messung der Impulsänderung mv der ausgestoßenen Masse, zum Beispiel mit einer Prallplatte oder einer Totaldrucksonde. Die Anwendung der direkten Schubmessmethode ist wegen ihrer höheren erzielbaren Genauigkeit grundsätzlich vorzuziehen, da mit diesem Verfahren gerade die realen Effekte, zum Beispiel die Auswirkungen von Unsymmetrien, erfasst werden [50]. Sie setzt jedoch voraus, dass das Triebwerk kräftefrei auf dem Schubmessstand montiert werden kann. Das bedeutet, dass im vorliegenden Fall von TIHTUS die Stromversorgung für Gleichstromtriebwerk und Induktionsspule sowie Kühlwasserleitungen impulsfrei auszuführen wären. Beim TLT kann der Strom über flexible Leitungen oder mit Quecksilberbädern zugeführt werden. Bei der elektrodenlosen zweiten Stufe, bei der die Entladung durch eine Induktionsspule erfolgt, muss jedoch darauf geachtet werden, dass im Interesse

einer hohen Eigenfrequenz des elektrischen Schwingkreises die Zuleitungen möglichst induktivitätsarm zu gestalten sind. Federn oder Quecksilberleitungen kommen daher nicht in Frage und das zweistufige System kann somit nicht ohne weiteres kräftefrei auf einer Schubwaage montiert werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird deshalb eine indirekte Schubmessung mit einer Prallplatte durchgeführt. Die Kalibrierung der Prallplatte erfolgt über den Nominalschub des wassergekühlten TLT HIPARC-W. Dabei wird zugrunde gelegt, dass ein thermisches Lichtbogentriebwerk denselben Schub erzeugt, wenn sich bei Betrieb mit demselben Massendurchsatz dieselbe Strom-Spannungskennlinie einstellt. Diese Kennlinie ist bei HIPARC-W reproduzierbar und der Schub des Nominaltriebwerks HIPARC-W wird mit einer Schubwaage, also mit direkter Methode, gemessen [40]. Zur Kalibrierung der Prallplatte wird das Nominal-TLT direkt am Tankdeckel des Bodenteststands Tank3 befestigt, wie in Bild 2.12 unten links gezeigt. Für die späteren Messungen mit der Prallplatte wird angenommen, dass der Plasmastrahl von TIHTUS die Prallplatte ähnlich umströmt wie der aus dem Nominaltriebwerk. Im Folgenden werden die beiden Schubmessmethoden und ihre Durchführung beschrieben.

3.3.1 Parallelogrammschubwaage

Die erste Stufe des Hybridtriebwerks TIHTUS ist, wie in Kapitel 2 beschrieben, das TLT HIPARC-W, das hier gleichzeitig als Nominaltriebwerk dient. Mit einer Schubwaage vom Parallelogrammtyp wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Voruntersuchungen an der ersten Stufe des Triebwerks im Versuchstank 1 durchgeführt.

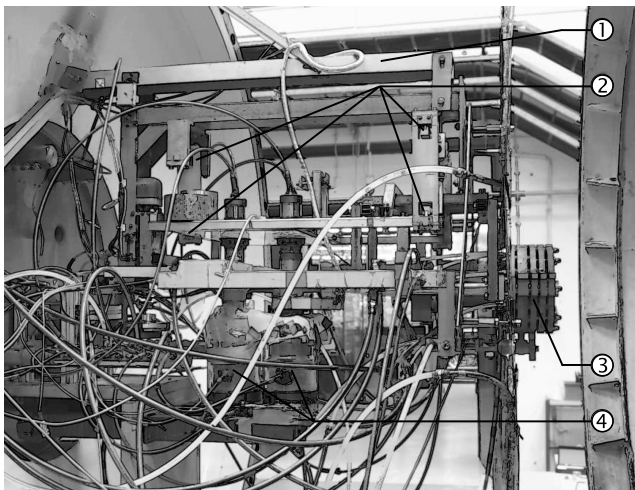


Bild 3.7: Parallelogrammschubwaage: ① Kragbalken, ② Schneidenlagerung, ③ HIPARC-W, ④ Quecksilbertöpfe.

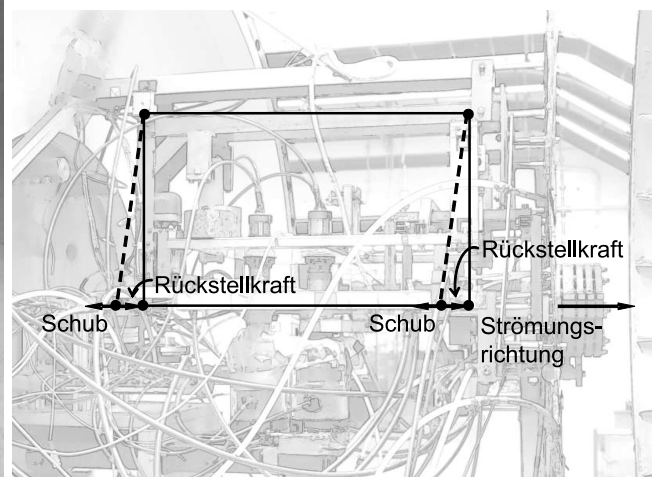


Bild 3.8: Entstehung der Rückstellkraft.

Bild 3.7 zeigt HIPARC-W in die Parallelogrammschubwaage integriert. Das Triebwerk wird über eine Balkenkonstruktion auf zwei Trägern gelagert. Die elektrische Isolierung der stromführenden Segmente geschieht über das Kunststoffgehäuse, auf dem die Anodensegmente auf den Rohren lagern. Der vom Triebwerk erzeugte Schub wirkt, wie in Bild 3.8 schematisch dargestellt, als Rückstoß auf die Aufhängung an der Schubwaage. Um diese Kraft messen zu können, wird die gesamte Schubwaage schwingend auf Schneiden – in Bild 3.7 mit ② gekennzeichnet – an einem Kragbalken gelagert, der am Tank angeschweißt ist. Die Lagerung auf den

Schneiden ist als Parallelogramm ausgelegt, um nur die horizontale Auslenkung der Schubwaage zu detektieren.

Bei einer frei schwingenden Schubwaage stellt der Anschluss eines Triebwerks an die Stromversorgung ein besonderes Problem dar. Für HIPARC-W muss eine metallische Verbindung für Leistungen bis 100 kW bei Stromstärken von bis zu 1000 A (siehe Bild 2.5) von der Leistungsversorgung zum Triebwerk außerhalb des Versuchstanks bereitgestellt werden, die keinerlei Kräfte aufnimmt. Wie oben erwähnt wird die elektrische Verbindung zwischen den festen Stromzuführungen am Tankdeckel und denen am Triebwerk über in einem Topf befindliches flüssiges Quecksilber hergestellt, das mit Öl abgedeckt ist, um Verdampfung zu verhindern.

Die Schubwaage wird mit Gewichten kalibriert, die eine bekannte Kraft in Richtung des Triebwerksschubs auf die Schubwaage aufbringen. Sie wird vor jedem Messdurchgang unter Vakuum kalibriert. Der Kraftsensor² ist als Doppelbiegebalken ausgeführt. Mit Dehnmessstreifen wird die Kraft gemessen, mit der die Schubwaage den Balken belastet. Durch die hohe Sensitivität des Sensors weisen die Messungen eine hohe Schwankungsbreite von ca. 2 N auf. Diese sind jedoch auf den Einfluss des Hochdruckkühlwassers zurückzuführen und nicht als Fehler zu werten. Der Messfehler wurde nach Mittelung aus Kalibriermessungen zu $\pm 0,1$ N ermittelt.

3.3.2 Prallplatte

Um ein Verfahren zur Schubmessung von komplexen Triebwerksaufbauten wie TIHTUS bereit zu stellen, wurde eine so genannte Prallplatte entwickelt, die für die Messungen im Rahmen des vorliegenden Vorhabens zum Einsatz kommt. Das Triebwerk muss zur Schubmessung mit dieser Prallplatte nicht auf eine bewegliche Einrichtung montiert werden, und somit bleibt die Versorgung des Triebwerks unproblematisch.

Die Prallplatte wird zur Messung, wie in Bild 3.9 gezeigt, quer in den Plasmastrahl und mit ihrem Mittelpunkt genau auf der Achse des Triebwerks aufgehängt, damit sich eine möglichst symmetrische Umströmung ergibt. Das Messprinzip wird aus Bild 3.10 ersichtlich. Bei stationär betriebenen Triebwerken führt die einseitige Lagerung zu einer stationären Auslenkung der Prallplatte. Zur Minimierung von Lagermomenten wird die Prallplatte, wie die Schubwaage, auf Schneiden auf einem wassergekühlten Querbalken gelagert. Der Kraftsensor wird auf einem weiteren wassergekühlten Querbalken montiert und nimmt die Kraft in der Mitte der Prallplatte auf. Für die Schubmessung von TIHTUS wird ein Kraftsensor³ eingesetzt, der durch eine Rückstellkraft dafür sorgt, dass die Prallplatte unabhängig von der jeweiligen Schubbelastung immer senkrecht hängt. So werden die aerodynamischen Effekte wie Auftrieb und Widerstand der Prallplatte minimiert [51]. Des Weiteren werden dadurch die Schwingungen der Prallplatte, die beim Zünden des Triebwerks und bei Veränderung der Schubbelastung auftreten, gedämpft und die Messzeit somit verkürzt.

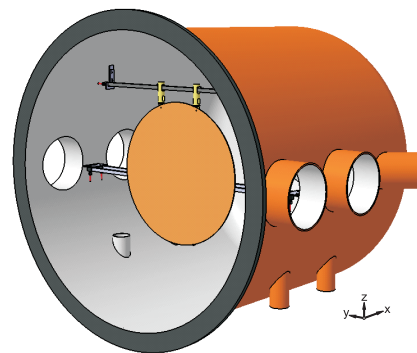


Bild 3.9: Prallplatte im Vakuumtank.

²Kraftsensor KD45, Nennkraftbereich ± 20 N, Firma ME-Messsysteme GmbH

³Kraftsensor U1G, Nennkraftbereich ± 50 N, Firma Hottinger Baldwin Messtechnik

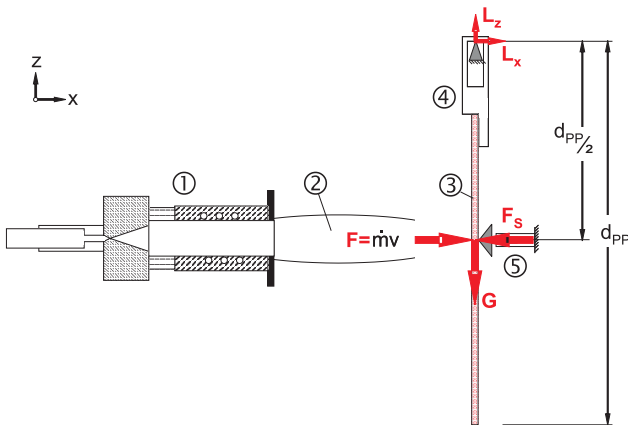


Bild 3.10: Messprinzip der Prallplatte: ① TIHTUS, ② Plasmastrahl, ③ Prallplatte, ④ Aufhängung, ⑤ Kraftsensor

Wie aus Bild 3.10 ersichtlich, können für das Kräftegleichgewicht in x - und y -Richtung sowie das Momentengleichgewicht um die Schneidenlagerung in L die Gleichungen

$$L_x - F_S + F = 0, \quad (3.8)$$

$$L_z - G = 0 \quad \text{und} \quad (3.9)$$

$$F \frac{d_{PP}}{2} - F_S \frac{d_{PP}}{2} = 0 \quad (3.10)$$

aufgestellt werden. Aus Gleichung 3.10 geht hervor, dass die Schubkraft F direkt durch den Sensor gemessen werden kann.

Im vorliegenden Experiment ist die Prallplatte eine 5 mm starke runde Kupferplatte mit 1 m Durchmesser und hat damit eine weit größere Ausdehnung als der Strahlradius, der je nach Bedingung bis zu 300 mm Durchmesser hat. Damit wird die Umströmung der Prallplatte als zusätzliche Fehlerquelle für die Impulsmessung minimiert. Bild 3.11 zeigt Fotografien der Prallplatte des IRS. Sie wiegt ca. 50 kg und wird zur Untersuchung des Triebwerksschubs auf 5 N vorgespannt. Der Schub der HIPARC-Triebwerke und somit auch von TIHTUS bewegt sich im Bereich von <6 N.

Eine Fehlerquelle bei der Schubmessung mit einer Prallplatte ist jedoch, dass die Platte dennoch umströmt wird und sich gasdynamische Effekte einstellen. Die Kraft auf den Sensor wird möglicherweise durch die Umströmung in Form der Unbekannten F_{Sog} reduziert oder vergrößert. Der Kraftsensor muss also kalibriert werden. Dies geschieht in diesem Fall durch den Nominalschub des wassergekühlten Lichtbogentriebwerks HIPARC-W. Dabei wird vorausgesetzt, dass sich durch den Plasmastrahl von TIHTUS eine ausreichend ähnliche Umströmung der Prallplatte ausbildet wie durch dem Plasmastrahl aus dem Nominaltriebwerk HIPARC-W. Mit dieser Annahme und der vorliegende Kalibrierung werden Fehler durch gasdynamische Umströmungseffekte und durch die Einmischung von Restgas aus der Umgebung herauskalibriert und müssen nicht explizit berücksichtigt werden. Das Triebwerk zeigt im Betrieb eine reproduzierbare Strom-Spannungscharakteristik in Abhängigkeit des Massenstroms. Bei einem bekannten Betriebspunkt liefert das Triebwerk immer denselben Nominalschub. Das Triebwerk selbst wurde in der oben vorgestellten Parallelogrammschubwaage untersucht, in der der Schub unabhängig vom Strömungsbild gemessen wird.

Eine weitere Fehlerquelle liegt in der ungleichmäßigen Wärmeausdehnung. Da der heiße Plasmastrahl des Triebwerks auf das Zentrum der Prallplatte trifft, wird sie dort stark aufgeheizt



Bild 3.11: Vorder- und Rückseite der Prallplatte und während des Betriebs.

und verwölbt sich infolge der thermischen Ausdehnung. Diese Verwölbung bewirkt in der Prallplatte zum Beispiel eine Auslenkung Δx , die den Schwerpunkt der Platte und gleichzeitig die Kraft auf den Kraftsensor und damit die Messwerte verändert. Um diesen Effekt zu minimieren, werden sowohl die Platte als auch die gesamte Aufhängung wassergekühlt. Auf die Rückseite wurde dazu ein spiralförmiges Kupferrohr gelötet, durch das Hochdruckkühlwasser strömt, wie in Bild 3.11 abgebildet. Damit das fließende Kühlwasser keinen Einfluss auf die gemessene Kraft hat, sind Zu- und Ablauf parallel zueinander und senkrecht zum Schubvektor ausgerichtet. Trotz der Wasserkühlung ist der Temperatureffekt die gravierendste Fehlerquelle. Auf der Platte wurden verschiedene Positionen zur Anordnung des Kraftsensors untersucht und es hat sich gezeigt, dass das Zentrum der Platte sich am wenigsten verwölbt [52]. Dies ist darauf zurückzuführen, dass aufgrund der Symmetrie das Material im Zentrum die Platte die höchste Festigkeit aufweist.

In Bild 3.12 werden die Kalibrierpunkte nach Massenstrom aufgeschlüsselt gezeigt. Es ist zu erkennen, dass im vorliegenden Messbereich die verschiedenen Massenströme keinen maßgeblichen Einfluss auf die Umströmung der Prallplatte nehmen und die Annahme von oben bestätigt werden kann. Der Kraftaufnehmer der Prallplatte hat eine Messunsicherheit von 0,05 N. Um die Messunsicherheit des Gesamtsystems abschätzen zu können, wird die Messunsicherheit der Prallplatte als mittlere Abweichung der Messwerte von der Kalibriergeraden der Steigung 1 zu $\pm 0,17$ N bestimmt. Zuzüglich des Fehlers der Schubwaage von 0,1 N ergibt sich eine mittlere Messgenauigkeit der Prallplatte von $\pm 0,27$ N. Die maximale Abweichung des Einzelwerts beträgt 0,37 N. Hierbei ist hervorzuheben, dass durch dieses Verfahren sämtliche Einflüsse wie die Randeffekte bei der Umströmung der Prallplatte, die Einmischung der Restluft aus der Umgebung des Freistrahls sowie die Temperatureinflüsse an der Platte im Kalibrierverfahren implizit enthalten sind und nicht einzeln berücksichtigt werden müssen.

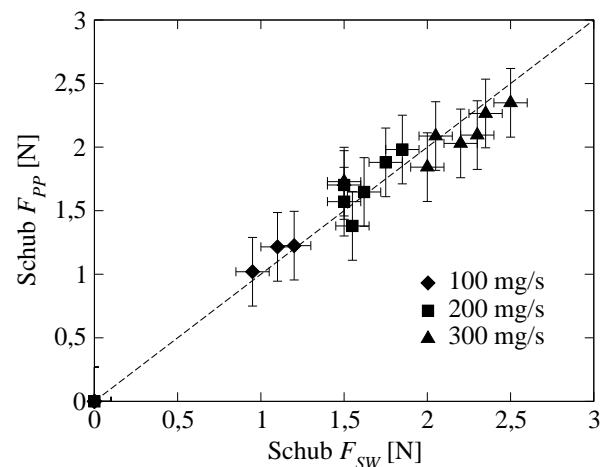


Bild 3.12: Kalibrierkurve.

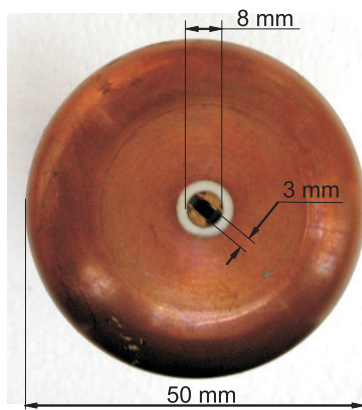
Die Regelung und Messung von Strom und Spannung weichen um jeweils 0,5% und die Leistung somit um nur 1% vom wahren Wert ab. Ebenso wird der Massenstrom auf 1% genau gemessen, sodass folglich die Abweichung der Betriebsbedingung vom gewünschten Zustand im Vergleich zur Abweichung des Schubwerts vom wahren Wert vernachlässigbar ist. Die Prallplattenmessung selbst weist zudem eine hohe Schwankungsbreite von ± 1 N auf, die jedoch wie bei der Parallelogrammschubwaage auf den Einfluss des Hochdruckkühlwassers zurückzuführen und nicht als Fehler zu beurteilen ist. Ihr kann durch Mittelung über eine ausreichende Zeitspanne begegnet werden.

Ein System zur Schubbestimmung mittels Prallplatte wird auch bei VASIMR eingesetzt, einem dreistufigen elektrischen Hybridantrieb, der derzeit zwischen 5 und 20 kW betrieben wird und bei 0,3 mg/s Helium ca. 7,5 mN bei 25.000 m/s Austrittsgeschwindigkeit liefert [53, 54]. Bei dieser Prallplatte handelt es sich im Gegensatz zur oben beschriebenen um ein Modell, das mit 15,2 cm Durchmesser kaum größer ist als der Plasmastrahl selbst und ohne Kühlung zum Einsatz kommt.

3.4 Messung der Wärmestromdichte

Zur Messung der Wärmestromdichte im Wasserstoffplasma von TIHTUS wurde eine Atomlagenthermosäule (ALTS) eingesetzt, deren Messprinzip auf dem transversen Seebeck-Effekt basiert [9]. Dieser verursacht ein thermoelektrisches Feld, dessen Stärke direkt proportional zum Temperaturgradienten in einer anisotropen Struktur ist. Der Temperaturgradient kann der Struktur entweder durch Strahlung oder durch Konvektion in derartigen Filmen aufgeprägt werden.

Typischerweise werden zur Messung der Wärmestromdichte einige zehn bis mehrere hundert Thermoelemente zum Beispiel in Dünnschichtstrukturen oder als Thermoelementdrähte hintereinander angeordnet. Im Gegensatz dazu besteht die ALTS aus einem einzigen Kristall, der unter einem bestimmten Winkel zur makroskopischen Achse des Trägersubstrats gekippt ist. Die Struktur der ALTS setzt sich aus alternierenden Lagen von Yttrium-Barium-Kupferoxidkristallen ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_3 = \text{YBCO}$) und Kupferoxid zusammen.



Der Sensor wurde in eine gekühlte Sonde mit europäischer Standardgeometrie, wie die Totaldrucksonde aus Bild 3.3, eingesetzt und wird in Bild 3.13 gezeigt. Er hat eine ebene Oberfläche von 8 mm Durchmesser, in dem die ALTS selbst eine Fläche von $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ausmacht. Er wird gegen die gekühlte Sonde durch ein Keramikgehäuse aus MACOR isoliert, während die Oberfläche der ALTS durch eine dünne Siliziumdioxidschicht (SiO_2) vom heißen Plasma getrennt wird. Dabei ist der katalytische Einfluss des Oberflächenmaterials auf die gemessene Wärmestromdichte \dot{q} unbekannt.

Bild 3.13: Sondenkopf mit Wärmestromdichtesensor.

Die ALTS zeichnet sich durch eine sehr schnelle Messfrequenz von bis zu 1 MHz aus. Das Ausgangssignal ist direkt proportional zur Wärmestromdichte und weist über einen Messbereich zwischen 10^{-3} kW/m^2 bis zu 10^3 kW/m^2 lineares Verhalten auf. Die Kalibrierung des Sensors wird in [9, 10] beschrieben, deren Ergebnis eine Ungenauigkeit der Wärmestromdichtemessung von 7% ist. Katalytische Effekte sind darin jedoch nicht enthalten.

3.5 Messung der Plasmaleistung

Das Hohlraumkalorimeter des IRS dient zur Bestimmung der so genannten Plasmaleistung [5]. Dies ist die Leistung, die vom Triebwerk ins Plasma eingekoppelt wird und nicht wieder an die Triebwerkskühlung verloren wird. Es arbeitet nach dem Prinzip einer Kühlfalle, das heißt, das Plasma strömt in den Hohlraum ein und erhitzt dort durch Strahlung, Konvektion und Rekombination die wassergekühlte Behälterwand bis es auf Umgebungstemperatur ausgekühlt ist.

Da der Innendurchmesser des Entladungsrohrs der zweiten Triebwerksstufe 88 mm beträgt und der Plasmastrahl leicht divergiert, wurde der Eintrittsdurchmesser auf 120 mm dimensioniert. Die Öffnung des Deckels wird im Tank 70 mm stromab des Plasmaaustritts aus dem Quarzrohr positioniert, damit sich das Plasma nicht ins Rohr zurückstaut und dort eine Druckerhöhung verursacht, die ein anderes Entladungsverhalten zur Folge haben kann.

Das Hohlraumkalorimeter ist in Bild 3.14 abgebildet. Es ist 900 mm lang und der Durchmesser beträgt an seiner breitesten Stelle 365 mm und 40 mm an seiner schmalsten. Auf der Kupferwand sind Kühlwasserleitungen angebracht, die den Behälter kühlen. Der Temperaturanstieg im Kühlwasser wird, während es mit einer ebenfalls gemessenen Durchflussrate von \dot{m}_{H_2O} die Kühlleitungen des Kalorimeters durchströmt wird, aufgezeichnet. Mit der spezifischen Wärmekapazität c_{p,H_2O} und

$$P_{Kal} = c_{p,H_2O} (T_{aus} - T_{ein}) \dot{m}_{H_2O} \quad (3.11)$$

gilt

$$h_{Pl,Kal} = \frac{P_{Kal}}{\dot{m}}, \quad (3.12)$$

mit dem Gasmassenstrom \dot{m} . Die gemessene Kalorimeterleistung P_{Kal} stellt demnach eine integrale Größe dar.

Herdrich hat gezeigt, dass sich die hieraus errechnete spezifische Enthalpie $h_{Pl,Kal}$ von der effektiven Enthalpie im Plasma um maximal 25% unterscheiden [5]. Der nicht gemessene Strahlungsanteil wurde zu <1% abgeschätzt [55].



Bild 3.14: Hohlraumkalorimeter.

3.6 Frequenz- und Induktorstrommessung

Da die Effizienz der induktiven Entladung, das heißt, die Leistungseinkopplung ins Betriebsgas, stark von der Betriebsfrequenz abhängt und TIHTUS im Gegensatz zu den bisherigen Anwendungen der induktiv beheizten Plasmageneratoren des IRS mit Wasserstoff betrieben wird, ist eine Anpassung der Betriebsfrequenz erforderlich. So kann die Leistungseinkopplung des Schwingkreises in die Wasserstoff-Plasmaströmung durch die Induktionsspule maximiert werden. Diese Optimierung wird in Kapitel 5.1.2 beschrieben. Allgemein kann die Nominalfrequenz des Schwingkreises und somit des Plasmagenerators mit

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \quad (3.13)$$

für die Induktivität $L=L_{Spule}+L_{\infty}$ und die Kapazität C beschrieben werden. Die Frequenz wird demzufolge durch die Windungszahl der Spule und der im Schwingkreis angeschlossenen Kapazitäten eingestellt. Zur Bestimmung der Nominalfrequenzen und zur Ermittlung der peripheren Induktivitäten L_{∞} muss die Frequenz des Schwingkreises gemessen werden.

Hinzu kommt, dass, wie bereits oben erwähnt, der RF-Generator als so genannte Freischwinganlage ausgelegt ist. Die Amplitude des Stromflusses in der Spule resultiert aus einer Thyristorschaltung, in der der Schwingkreis von der Anlage nicht kontinuierlich gespeist wird, sondern die Speisung des Schwingkreises bei einer Frequenz von 300 Hz mit einem Ereignis alle 33 ms erfolgt [5]. In Bild 3.15 wird dazu eine Spulenstrommessung mit dem unten beschriebenen HOKA-Sensor bei Wasserstoffbetrieb gezeigt, die diese Frequenz sowie die Betriebsfrequenz enthält. Zusätzlich zur Frequenz muss die augenblickliche Stromstärke also messtechnisch bestimmt werden. Aufgrund der hohen Leistungen und Frequenzen der induktiv beheizten Anlage ist es jedoch nicht möglich, den effektiven Induktorstrom über einen zugeschalteten Messwiderstand zu messen.

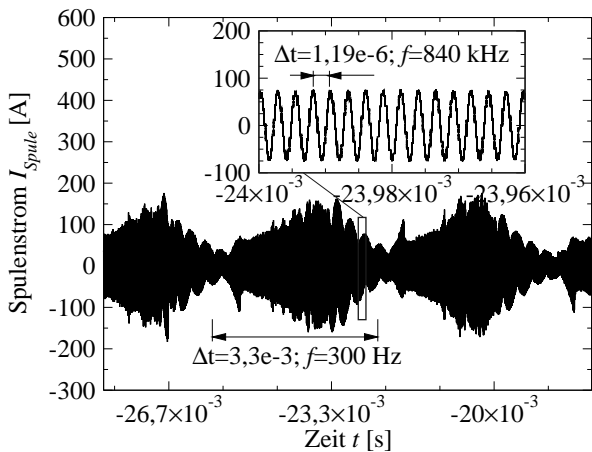


Bild 3.15: Entladungsperioden der induktiv beheizten Stufe von TIHTUS. Bei 840 kHz und 4 kV Anodenspannung mit der HOKA-Ringspule bei Wasserstoffbetrieb gemessen.

Trotz der variierenden Amplitude ist das entstehende Plasma als stationär zu bewerten, weil die Zustandsgrößen über diese Speiseperiode hinweg variieren, jedoch nie zu Null werden [56, 57]. Es wird angenommen, dass der Betrieb der ersten Stufe den Stationaritätseffekt noch verstärkt und den Plasmazustand aufrechterhält.

Deshalb wurde für diese Messungen der HOKA Sensor von Hofer-Noser und Karrer eingesetzt, der an die Randbedingungen der Plasmaquellen des IRS angepasst ist [6]. Er vereint einen Hallsensor und eine Rogowski-Luftspule und kann zeitgleich Gleich- und Wechselstromanteile erfassen [5]. Das Gerät ist im Unterschied zu den häufig eingesetzten Stromtransformatoren auch bei hohen Leistungen dauerhaft einsetzbar, sodass mit ihm auch Messungen bei Versuchsbedingungen möglich sind, deren Einstellung längere Zeiträume in Anspruch nimmt.

Die Messwerte in Bild 3.15 zeigen, dass anders als zunächst angenommen der Spulenstrom von veränderlicher Stärke und keineswegs sinusförmig ist.

3.7 Temperaturbestimmung aus Sondenmessungen

Mit den in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Messtechniken können charakteristische Parameter des Triebwerks wie Schub, Geschwindigkeit und Druck bestimmt werden. Darüber hinaus können jedoch mit wenigen zusätzlichen Annahmen weitere Parameter abgeleitet werden. Dieser und die folgenden Abschnitte erläutern einige Methoden zu Temperatur-, Schub- und Enthalpiebestimmung.

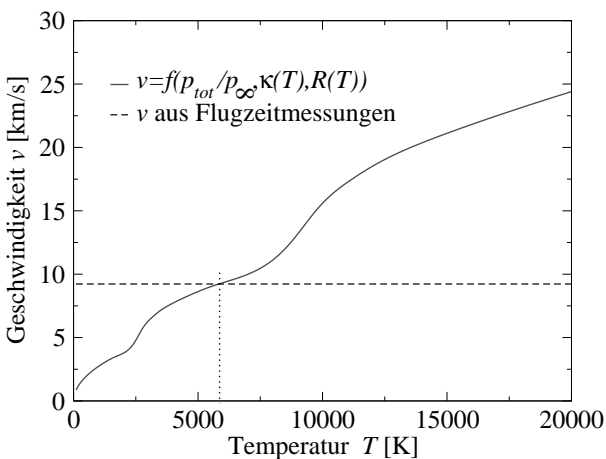


Bild 3.16: Prinzip des iterativen Lösungsverfahrens zur Bestimmung der Temperatur.

Die letzten beiden Größen sind abhängig von der Temperatur und können, wie in Kapitel 4.1 gezeigt, berechnet und aus [58] entnommen werden. Obwohl bei den niedrigen Umgebungsdruckwerten tatsächlich kein thermisches Gleichgewicht vorliegt, wird

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben kann die Machzahl aus dem Verhältnis von Totaldruck und Tankdruck am Ort der Messung ermittelt werden. Dazu wird angenommen, dass aufgrund der nur leichten Beugung des abgehobenen Stoßes vor der Sonde noch die Gesetze eines senkrechten Stoßes gelten und dass sich der Tankdruck dem turbulenten Freistrahls als statischer Druck aufprägt. Die Machzahl ist gasdynamisch definiert als

$$Ma = \frac{v}{a} = \frac{v}{\sqrt{\kappa RT}} \quad (3.14)$$

mit der Schallgeschwindigkeit a , dem Isentropenexponent κ und der spezifischen Gaskonstante R .

zur Berechnung in erster Näherung thermisches Gleichgewicht mit $T_e=T_s=T$ für Elektronen (e) und Schwerteilchen (s) angenommen. Anhand eines Vergleichs mit einem numerischen Strömungsberechnungsprogramm, das thermisches und chemisches Nichtgleichgewicht berücksichtigt, wird in Kapitel 4.3 die Abweichung abgeschätzt, die diese Annahme bedingt.

Umstellen von Gleichung (3.14) zur Geschwindigkeit als Funktion der statischen Temperatur T ergibt

$$v^2(T) = Ma^2 \kappa(T) R(T) T. \tag{3.15}$$

In Bild 3.16 wird mit der durchgezogenen Kurve für ein Verhältnis des Totaldrucks zum statischen Druck in Abhängigkeit der Temperatur nach Gleichung 3.15 die Geschwindigkeit dargestellt. Diese Kurve beinhaltet die Druckinformation der Messung an nur einem Punkt der radialen Verteilung bei der Bedingung T 50|00-300|0, die in Tabelle 2.3 aufgeschlüsselt ist.

Für dieselbe Betriebsbedingung und Messposition wird im Diagramm die mit elektrostatischen Sonden gemessene Geschwindigkeit als gestrichelte Horizontale aufgetragen. Die Temperatur, für die aus dem Druckverhältnis und aus Gleichung (3.15) die mit der Flugzeitsonde gemessene Geschwindigkeit hervorgeht, ist demnach die Plasmatemperatur. Die Plasmatemperatur ist hier die lokale statische Gleichgewichtstemperatur. Da tatsächlich jedoch kein thermisches Gleichgewicht in der Strömung vorliegt, wird mit dieser Methode die Schwerteilchentemperatur typischerweise über- und die Elektronentemperatur unterschätzt.

3.8 Schubbestimmung aus Totaldruckmessungen

In Anlehnung an [48] ist es auch möglich, aus den Totaldruckmessungen den Vakuumschub eines elektrischen Antriebs zu bestimmen. Für die Berechnung des Triebwerksschubs gilt unter Verwendung von Mittelwerten

$$F = \dot{m} \bar{v} + (\bar{p}_e - p_\infty) A_e = \dot{m} c_e. \tag{3.16}$$

Das Kontrollvolumen dieser Betrachtung wird dazu um das Triebwerk gelegt [16]. Am Düsenende herrscht der statische Druck \bar{p}_e über den Austrittsquerschnitt A_e aus dem Kontrollvolumen, wie in Bild 3.17 gezeigt. Bild 3.18 zeigt ein Kontrollvolumen, das 200 mm stromab des Düsenaustritts endet. Es wird angenommen, dass außer am Einström- und Ausströmrand kein Massenstrom ins Kontrollvolumen ein- oder austritt. Bei Betrachtung des größeren Kontrollvolumens, bei dem am Austritt ein statischer Druck $p_e=p_\infty$ herrscht, gilt [59]

$$F = \dot{m} \bar{v}. \tag{3.17}$$

Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung

$$\dot{m} = \rho v A \tag{3.18}$$

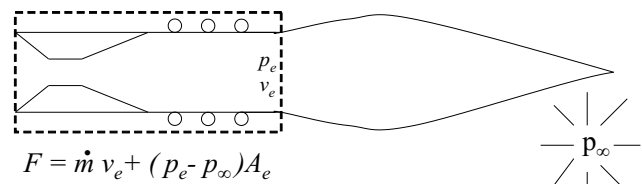


Bild 3.17: Kontrollvolumen über Düsenaustrittsquerschnitt.

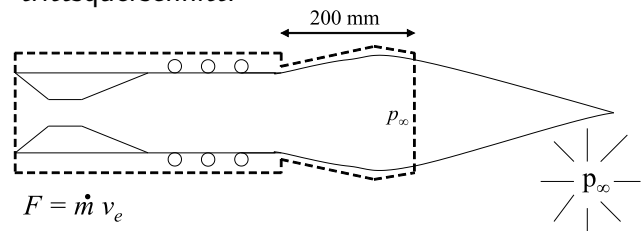


Bild 3.18: Kontrollvolumen über Messebene bei $x=200$ mm.

und der Zustandsgleichung

$$p = \rho RT \quad (3.19)$$

für ideale Gase wird der erste Summenterm in Gleichung (3.16) zu $\frac{p}{RT}v^2A$ und erweitert mit dem Isentropenexponenten auf $\frac{p\kappa}{\kappa RT}v^2A$ gilt schließlich

$$F = \int p_\infty \kappa \overline{Ma}^2 dA + \int (\bar{p}_e - p_\infty) dA_e, \quad (3.20)$$

wobei nach [59] für das Kontrollvolumen aus Bild 3.18 $p_e = p_\infty$ wird.

Fasoulas hat gezeigt, dass bei den Bedingungen der Plasmawindkanäle des Instituts entgegen der obigen Annahme eine beträchtliche Einmischung von Luft aus der Umgebung stattfindet [60]. Dieser Effekt wurde bei einem magnetoplasmadynamischen Plasmagenerator festgestellt, der bei einer Machzahl auf der Strahlachse um $Ma \approx 1$ gegen einen Umgebungsdruck von 290 Pa betrieben wurde. Da die vorliegenden Untersuchungen bei Umgebungsdruckwerten zwischen 30 und 40 Pa durchgeführt werden und somit das Verhältnis p_e/p_∞ im Vergleich groß ist, wird dieser Effekt hier in erster Näherung vernachlässigt. Die Schubbestimmung ist nach Gleichung 3.20 zunächst von Machzahl und Isentropenexponent abhängig, während die Machzahl selbst vor allem von Totaldruck und statischem Druck abhängt. In der Auswertung werden die Datenpunkte ringförmig über den Strahlquerschnitt entsprechend Gleichung (3.2) nach

$$F = \sum_i F_i = p_\infty \sum_i \kappa_i Ma_i^2 A_i \quad (3.21)$$

aufsummiert, wobei A_i das Ringsegment $r_{i+1}^2\pi - r_i^2\pi$ der radialen Messposition i im rotations-symmetrischen Plasmastrahl bezeichnet.

Die Schubmessung mittels Prallplatte und mittels Totaldruckmessungen sind beide indirekte Schubmessmethoden. Sie unterliegen beide den Einflüssen von beigemischem Restgas aus der Umgebung. Hierbei ist zu beachten, dass die Messungen mit der Prallplatte an direkten Messungen mit einer Schubwaage kalibriert wurden. Daher wurde das eingemischte Gas bei den Ergebnissen der Prallplatte bereits berücksichtigt.

In der Vergangenheit sind bereits Vergleiche von Schubmessungen aus Totaldruckwerten mit Schubwaagenmesswerten durchgeführt worden [61, 62]. Entscheidend ist unter anderem die Entfernung vom Düsenaustritt, an der gemessen wird. In [61] liegen die bei $x=150$ mm gemessenen Werte über den Schubwerten, die mit einer Schubwaage bestimmt wurden. In [62] wird die Schubbestimmung aus Totaldruckmessungen in Abhängigkeit des axialen Abstands durchgeführt. Die Kennlinie zeigt einen Abfall der ermittelten Schubwerte mit wachsendem Abstand vom Düsenende, der sich durch die Impulsflussdichteverteilung innerhalb des Strahls erklären lässt. Bei kleinem Abstand x konzentriert sich die Impulsflussdichte in der Mitte des Strahls [62]. Mit wachsendem Abstand breitet sie sich jedoch unter dem Einfluss der Zähigkeit weiter nach außen aus und die Profile werden flacher. Da Impuls nicht verloren gehen kann, ist die Ursache dieser Erscheinung in der messtechnischen Methode zu suchen. Am Rand der turbulenten Plasmasäule kann der Totaldruck nicht mehr genau und bei großem radialen Abstand gar nicht mehr gemessen werden. Das bedeutet, dass Anteile des Schubs nicht aufgezeichnet werden. Dieser Effekt verstärkt sich mit zunehmendem Abstand von der Düse, sodass geringerer Schub mit zunehmendem Abstand gemessen wird.

Die Totaldruckmessungen werden bei einem axialen Abstand von $x=200$ mm durchgeführt, wo mit großer Wahrscheinlichkeit die Restgasbeimischung noch nicht so groß ist wie bei $x=860$ mm, wo die Prallplatte aufgehängt wurde. Die aus der hier beschriebenen Methode ermittelten Schubwerte müssten demnach oberhalb derer der Prallplatte liegen.

3.9 Enthalpiebestimmung aus Sondenmessungen

Zur Bestimmung der radial aufgelösten lokalen massenspezifischen Enthalpie wird Bezug auf die Theorie von Marvin und Pope genommen [63]. Danach ist es durch auf den Anwendungsfall bezogene Betrachtungen der Grenzschichtgleichungen und unter der Annahme einer eingefrorenen Grenzschicht möglich, die lokale spezifische Enthalpie durch eine Näherungsbeziehung, die nur von Stoffgrößen des Gases und der lokalen Wärmestromdichte sowie dem Totaldruck nach

$$h_{tot}(r) = \frac{\dot{q}_{vk}(r)}{K_{Pope} \sqrt{\frac{p_{tot}(r)}{R_{eff}}}} \quad (3.22)$$

abhängt, zu ermitteln. Für die obige Formulierung muss vollständige Rekombination an der Wand angenommen werden. Für Wasserstoff ist jedoch unbekannt, wie stark sich die vollkatalytische Wärmestromdichte \dot{q}_{vk} von der gemessenen Wärmestromdichte von Wasserstoff auf den Siliziumoxidsensor unterscheidet. Der gasartabhängige Pope-Koeffizient K_{Pope} wird für Wasserstoff aus [63] zu

$$K_{Pope, H_2} = 0,10226 \text{ kW kg (MJ m)}^{-1} (\text{m Pa})^{-1/2} \quad (3.23)$$

ermittelt. Der effektive Sondenradius beträgt $R_{eff} = 2,3 \times R_S$ für die europäische Standardgeometrie mit flachem Sondenkopf und den Sondenradius R_S [22].

4 Theoretische Modelle

Nachdem in den vorangehenden Kapiteln der Aufbau und die Funktionsweise sowie die messtechnische Ausstattung für die Charakterisierung des Hybridplasmaantriebs TIHTUS beschrieben worden ist, sollen im Folgenden die theoretischen Modelle dargelegt werden. In Verbindung mit den messtechnisch experimentell gewonnenen Daten können daraus wichtige Auslegungskriterien wie zum Beispiel die optimale Leistungsaufteilung zwischen den Triebwerksstufen untersucht werden. Dies geschieht wieder im Hinblick auf einen Antrieb mit Ausblick auf eine technologische Anwendung.

Der erste Abschnitt beinhaltet die Modellbildung der thermodynamischen Zustände unter der Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht. Wie in Kapitel 3 zuletzt bemerkt, dienen sie später zur Interpretation der Messergebnisse. Wichtige Größen sind dabei die massenspezifische Enthalpie, der Isentropenexponent und die Plasmazusammensetzung. Da im Hybridtriebwerk in der induktiv beheizten Stufe eine Überschallströmung nachgeheizt wird und Rayleigh für diesen Fall eine Verzögerung der Strömung voraussagt [45], wird in Kapitel 4.2 die Strömung durch den Brenner eindimensional nachvollzogen. Basierend auf den Erhaltungsgleichungen erlaubt der Aufbau des Programms, das hierzu erstellt wurde, das Triebwerk bezüglich der Leistungsstufung und der Stufung der Massenstromzufuhr, aber auch bezüglich der Geometrie zu optimieren. Dies geschieht unter Betrachtung der Strömung als ein ideales Gas der Zusammensetzung aus obigem Modell. Danach wird in Kapitel 4.3 die Strömung durch die induktiv beheizte Stufe des Triebwerks unter Zuhilfenahme eines rotationssymmetrischen, zweidimensionalen numerischen Strömungsberechnungsverfahrens berechnet. Die rotationssymmetrischen, zweidimensionalen Berechnung berücksichtigt, dass am Rand der Strömung aus der TLT-Stufe der einleitend genannte Kaltgasmantel vorliegt, in dem sich die Strömung im Unterschall befindet, die nach Rayleigh durch Heizung beschleunigt wird. Des Weiteren dienen die Nichtgleichgewichtsdaten dazu, zu prüfen, welche Ungenauigkeit die Temperaturbestimmung aus Kapitel 3.7 durch die Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht entsteht. Zuletzt wird wieder mit einer eindimensionalen Abschätzung die Leistungsabgabe des Triebwerks ans Plasma analytisch bestimmt. Dazu werden die für elektrische Lichtbogenantriebe geltenden Zusammenhänge auf das hybride Triebwerk übertragen. Durch Aufstellen einer Gleichung für die Gesamttriebwerkswirkungsgrade kann analytisch eine Optimierung bezüglich der Leistungsstufung durchgeführt werden.

4.1 Plasmazusammensetzung

Um zur Interpretation der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit die Plasmazusammensetzung für thermisches und chemisches Gleichgewicht zu bestimmen, kann das Reaktionsgleichungsschema für Wasserstoff auf



reduziert werden.

Diese Reaktionsgleichungen beinhalten Stoßdissoziation und Elektronenstoßionisation. Anionen können bei den im betrachteten Plasma vorliegenden Teilchendichten von etwa $n=10^{22} \text{ m}^{-3}$ vernachlässigt werden, da ihre Teilchendichte nur cirka $n_{H^-}=10^{16} \text{ m}^{-3}$ beträgt [20]. Unter der Annahme von Quasineutralität gilt mit dem Molanteil $\psi_k = \frac{n_k}{n}$ der Komponente k und $\sum_k \psi_k = 1$, also mit den Molanteilen ψ_e der Elektronen und ψ_i der Ionen,

$$\psi_e = \psi_i. \quad (4.3)$$

Stehen Hin- und Rückreaktion im Gleichgewicht, so wird außerdem die Produktionsrate aller Komponenten über alle Reaktionen zu Null. Dies wird mit Hilfe des Massenwirkungsgesetzes

$$K = \prod_k \psi_k^{\nu_k} = \prod_k q_k^{\nu_k}, \quad (4.4)$$

mit der Gleichgewichtskonstanten K für einen k -komponentigen Stoff und den stöchiometrischen Koeffizienten ν_k , formuliert [64]. Die Gleichgewichtskonstante kann nach Gleichung (4.4) auch mit Hilfe von Zustandsgleichungen q ausgedrückt werden. Dabei können aufgrund der großen Energieunterschiede die Freiheitsgrade der Translation, Rotation und Vibration separat betrachtet werden. Elektronische Anregung wird im vorliegenden Fall vernachlässigt. Die Zustandsgleichungen geben an, wie die gesamte Energie einer Population über die möglichen Energieniveaus, in denen sich ein Teilchen befindet, verteilt sein kann [65]. Die gesamte Zustandsgleichung ist ein Produkt der individuellen Zustandsgleichungen für jeden Freiheitsgrad, in dem Energie gespeichert werden kann, sodass $q_k = q_{k,tr} q_{k,rot} q_{k,vib}$. Für diatomare Moleküle wie Wasserstoff sind diese Zustandsgleichungen mit den charakteristischen Rotations- und Vibrationstemperaturen θ_{rot} und θ_{vib} aus Tabelle 4.1 gegeben durch [65]

$$q_{k,tr} = \frac{(2\pi m_k kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3}, \quad (4.5)$$

$$q_{k,rot} = \frac{1}{\sigma} \left(\frac{h^2}{8\pi^2 I kT} \right) \quad \text{und} \quad (4.6)$$

$$q_{k,vib} = \frac{1}{1 - e^{-\theta_{vib}/T}}. \quad (4.7)$$

Tabelle 4.1: Charakteristische Werte für Wasserstoff [66, 67].

θ_{rot}	87,55 K	θ_{vib}	6332,35 K
E_{dis}	4,495 eV	E_{ion}	13,65 eV
h_{dis}	218,0 $\frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$	h_{ion}	1318,0 $\frac{\text{MJ}}{\text{kg}}$
u_0	2	u_1	1

Hierbei ist m_k die Masse der Teilchen des Stoffs k und σ ein molekularer Symmetriefaktor, der für homonukleare zweiatomige Moleküle den Wert 2 hat und h steht für das Plancksche Wirkungsquantum. Die Gleichgewichtskonstante $K_{dis} = \frac{q_H^2}{q_{H_2}}$ der Stoßdissoziation nach Reaktionsgleichung (4.1) lautet folglich für Wasserstoff unter Vernachlässigung von elektronischer Anregung

$$K_{dis} = \frac{q_{H,tr}^2}{q_{H_2,tr} q_{H_2,rot} q_{H_2,vib}} \frac{1}{h^3} e^{-E_{dis}/kT} = \frac{2\theta_{rot}}{T} \frac{(\pi m_H kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_{dis}}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{\theta_{vib}}{T}} \right). \quad (4.8)$$

Analog dazu kann die Gleichgewichtskonstante der Elektronenstoßionisation nach Reaktionsgleichung (4.1) mit der Saha-Eggert-Gleichung

$$K_{ion} = \frac{n_i}{n_n} n_e = 2 \frac{u_1}{u_0} \frac{(2\pi m_e kT_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{E_{ion}}{kT_e}} \quad (4.9)$$

berechnet werden [68]. Dabei stellen m_e die Elektronenmasse und E_{ion} die Ionisierungsenergie dar. Hier geht nur die Elektronentemperatur T_e ein, weil ausschließlich Elektronenstöße die Reaktionen verursachen [67]. Das Verhältnis der Zustandssummen $\frac{u_1}{u_0}$ beinhaltet die statistischen Gewichte und Energien der Quantenzustände eines einfach ionisierten Teilchens. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Zustandssummen u_0 und u_1 und weitere charakteristische Werte von Wasserstoff. Aus den Gleichgewichtskonstanten K kann nun für jede Temperatur und jeden

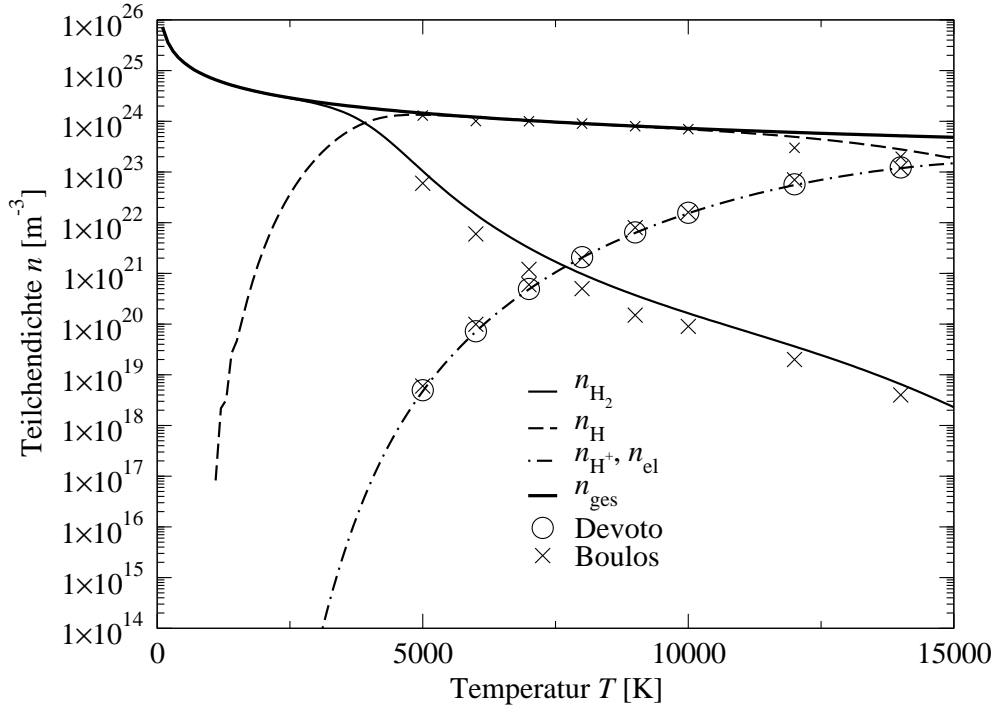


Bild 4.1: Gleichgewichtszusammensetzung eines Wasserstoffplasmas bei $p=1$ bar als Funktion der Temperatur im Vergleich zu Daten von Devoto [69] und Boulos [20].

Druck $p=nkT$ die Plasmazusammensetzung berechnet werden. Sie wird in Bild 4.1 für einen Druck von 1 bar dargestellt. Zum Vergleich sind außerdem in Bild 4.1 Werte aus den Quellen [20] und [69] eingetragen, welche genauere auf quantenmechanischen Berechnungen basierte Modelle enthalten. Die Abweichung von den Literaturwerten ist klein und das Modell bildet somit eine gute Annäherung.

Bild 4.2 zeigt die Molanteile der Wasserstoffkomponenten für verschiedene Drücke. Es wird beobachtet, dass die Ionisation von Wasserstoff erst bei höheren Temperaturen eintritt als seine Dissoziation. Außerdem ist zu erkennen, dass bei Temperaturen über etwa 6200 K der Anteil des molekularen Wasserstoffs vernachlässigbar klein wird. Dagegen kommt unterhalb dieser Temperaturgrenze kein ionisierter Wasserstoff und demzufolge keine freien Elektronen vor. Zur vereinfachten Berechnung wird daher die Ionisation der Wasserstoffatome entkoppelt von der Dissoziation von Wasserstoffmolekülen betrachtet. Die Evaluation dieser Methode hat ergeben, dass sie eine gute Annäherung an die Verfahren aus [20, 69] bildet, die mit einem Wasserstoff-Chemiemodell arbeiten, das auf den Reaktionsraten basiert.

Aus der Zusammensetzung werden der Ionisationsgrad

$$\alpha = \frac{n_e}{n_n + n_i} = \frac{n_i}{n_n + n_i} \quad (4.10)$$

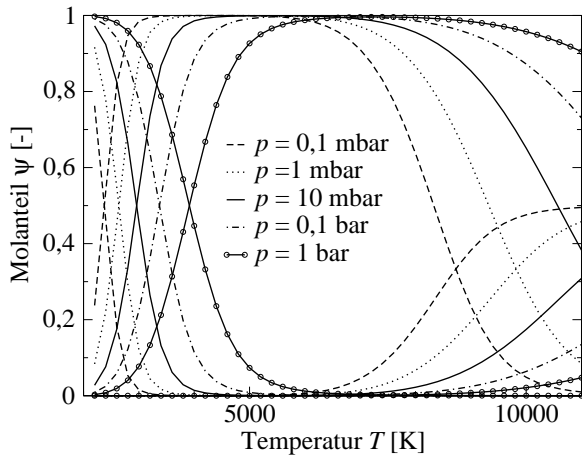


Bild 4.2: Molanteile von Wasserstoff.

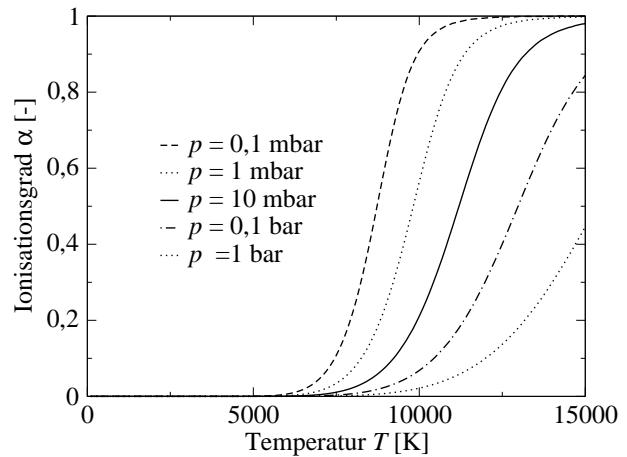


Bild 4.3: Ionisationsgrad von Wasserstoff.

und die mittlere Molmasse $\bar{M} = \sum_k \psi_k M_k$ bestimmt, die in den Bildern 4.3 und 4.4 abgebildet werden. In Bild 4.4 ist zu erkennen, wie der Wasserstoff bei niedrigen Temperaturen bis 2000 K als Molekülgas mit der mittleren Molmasse 2,02 g/mol vorliegt. Steigt die Temperatur, nimmt das mittlere Molgewicht ab bis alle Moleküle dissoziiert sind. Der atomare Wasserstoff hat dann eine mittlere Molmasse von 1,01 g/mol. Da die Elektronen mit $5,48 \times 10^{-4}$ g/mol im Vergleich zu den Schwerteilchen eine sehr geringe Molmasse haben, halbiert sich bei vollständiger Ionisation die mittlere Molmasse auf 0,5 g/mol. Bei steigendem Druck setzen Dissoziation und Ionisation erst bei höheren Temperaturen ein. Die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas wird den Quellen [20, 69, 70] entnommen und in Bild 4.5 aufgetragen. Im interessanten Temperaturbereich um 10.000 K ist eine verhältnismäßig schwache Abhängigkeit der Leitfähigkeit vom Druck zu erkennen.

Als weitere wichtige Größe zur Abschätzung der im Plasma enthaltenen Energie ist die lokale spezifische Enthalpie zu nennen. Sie kann ebenfalls aus der Plasmazusammensetzung bestimmt werden [71]. Mit Hilfe der im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Gaszusammensetzung werden zunächst die Massenanteile $\xi_k = \frac{\psi_k M_k}{\bar{M}}$ und der mittlere Freiheitsgrad als Mittelwert der translatorischen und rotatorischen Freiheitsgrade zu $\bar{f} = \sum_k \psi_k f_k = 3 + 2\psi_{H_2}$ ermittelt. Daraus ergibt sich für den Anteil der Translations- und Rotationsfreiheitsgrade an der spezifischen

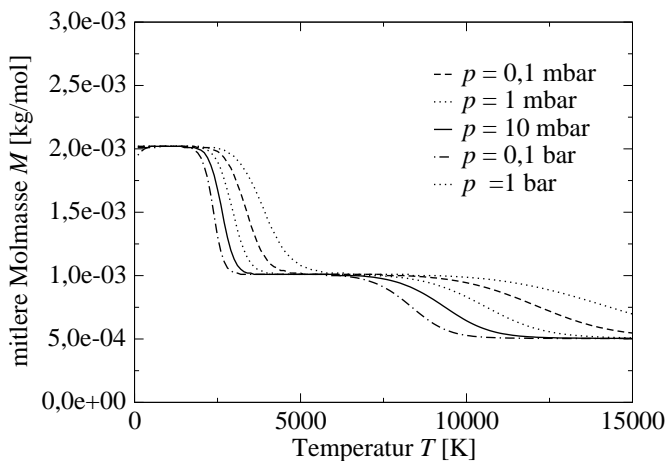


Bild 4.4: Mittlere Molmasse von Wasserstoff.

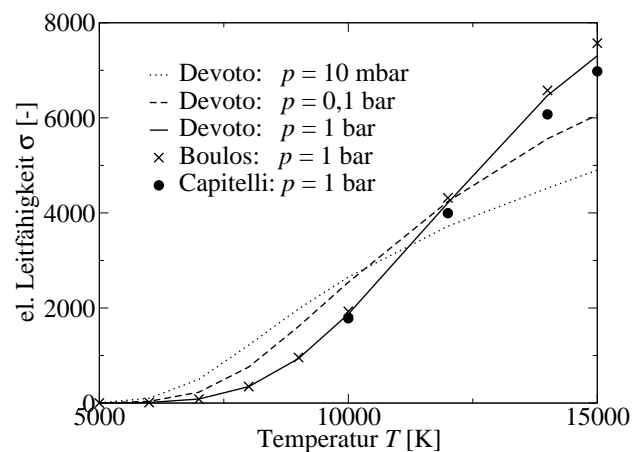


Bild 4.5: Elektrische Leitfähigkeit von Wasserstoff [20, 69, 70].

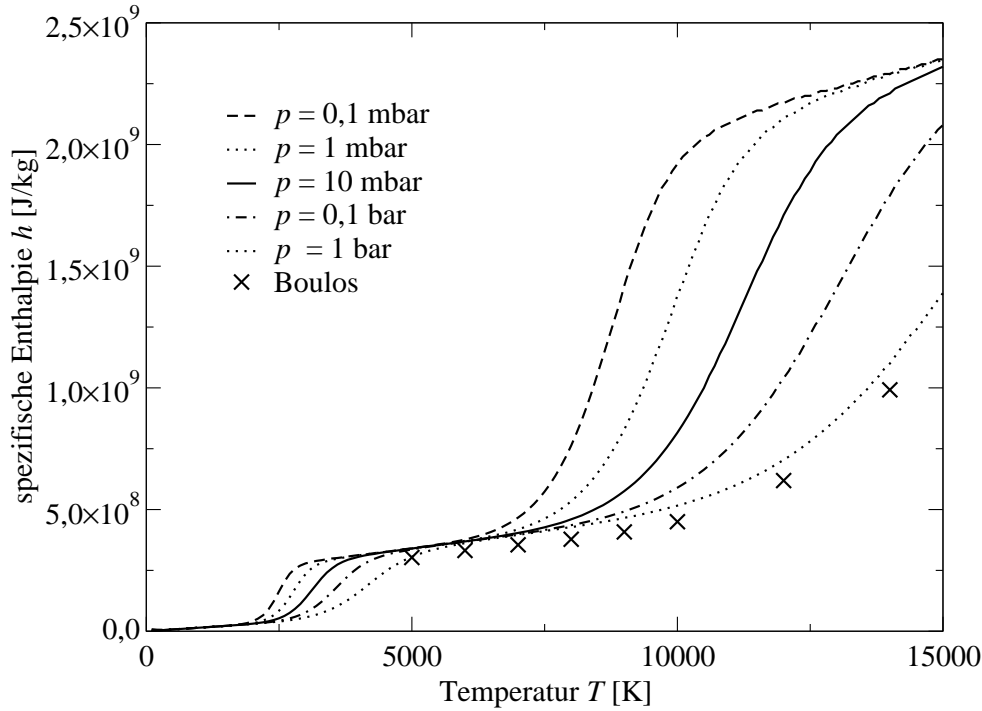


Bild 4.6: Spezifische Enthalpie von Wasserstoff mit Vergleich zu Daten von Boulos [20].

Wärmekapazität bei konstantem Druck für ein Gemisch idealer Gase

$$c_{p_{rot,tr}} = \frac{\bar{f} + 2 \Re}{2} \frac{\Re}{\bar{M}}. \quad (4.11)$$

Die massenspezifische Enthalpie ist dann die Summe mit den Werten für die Dissoziations- und die Ionisationsenthalpie aus Tabelle 4.1

$$h = \frac{1}{2} v_{\infty}^2 + c_{p_{rot,tr}} T_{\infty} + \xi_{H_2} h_{vib,H_2} + \xi_H h_{dis} + \xi_{H^+} (h_{dis} + h_{ion}). \quad (4.12)$$

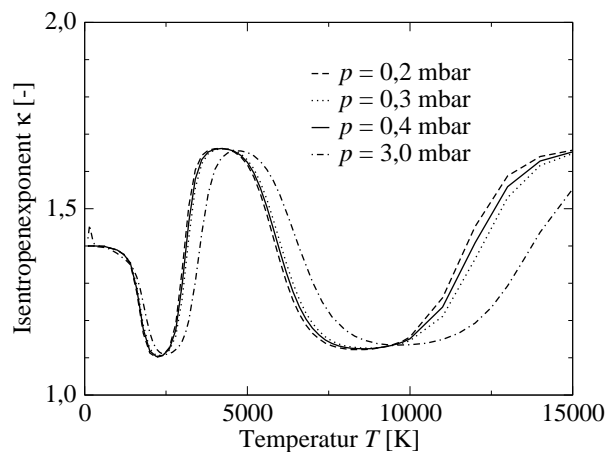
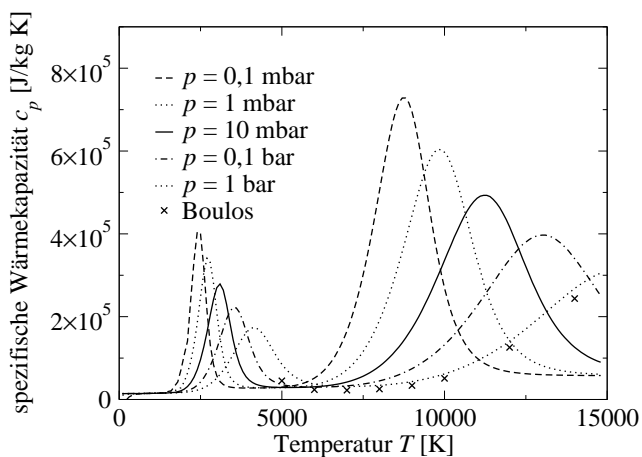


Bild 4.7: Spezifische Wärmekapazität von Wasserstoff mit Vergleich zu Daten von Boulos [20]. **Bild 4.8:** Isentropenexponent von Wasserstoff [58, 72].

Die Vibrationsenthalpie für Wasserstoff lautet nach Vincenti und Kruger [73]

$$h_{vib,H_2} = \frac{\frac{\mathfrak{R}}{M_{H_2}} \theta_{vib}}{e^{\frac{\theta_{vib}}{T_{vib}}} - 1}, \quad (4.13)$$

mit $T_{vib}=T_e=T_s=T$ im hier angenommenen thermischen Gleichgewicht. Die Elektronenanregungsenergien werden im oben genannten Modell wie erwähnt vernachlässigt. Die massenspezifische Enthalpie wird in Bild 4.6 für unterschiedliche Drücke gezeigt. Die Spezifische Wärmekapazität $c_p = \frac{dh}{dT}$ und Isentropenexponent κ werden in den Bildern 4.7 und 4.8 ebenfalls als Funktionen von Temperatur und Druck dargestellt. In den Bereichen der Dissoziation und der Ionisation nimmt die spezifische Enthalpie über diese Bereiche hinweg zu, während die spezifischen Wärmekapazität klare Maxima aufweist. Der Isentropenexponent wird in diesen Bereichen klein. Bei steigendem Druck wandern die Maxima der Wärmekapazitäten und die Übergänge der spezifischen Enthalpie zu höheren Temperaturen. Die Maxima der Wärmekapazität und Stufenhöhe der Enthalpie nehmen mit steigendem Druck ab.

4.2 Strömungsmechanische Betrachtung des Hybridtriebwerks

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung, aber auch mit der Optimierung des Hybridplasmatriebwerks TIHTUS. Es ist dabei von Bedeutung, die strömungsmechanischen und thermogasdynamischen Vorgänge im Gerät und ihre gegenseitige Beeinflussung, insbesondere hinsichtlich der geometrischen Auslegung des Triebwerks, zu verstehen. Dazu werden die Erhaltungsgleichungen aufgestellt und einige Quell- und Verlustterme berücksichtigt. Um die Variation aller Strömungsparameter, zum Beispiel des Drucks, entlang der Triebwerksachse zu untersuchen, wird die Annahme getroffen, dass die Strömung eindimensional ist, das heißt die Größen über jedem Querschnitt homogen sind. Des Weiteren wird vollständiges thermodynamisches Gleichgewicht angenommen.

Die geometrische Kontur des Triebwerks soll schlussendlich mit Hilfe der gewonnenen Erkenntnisse so ausgelegt werden, dass eine möglichst hohe Austrittsgeschwindigkeit erreicht wird. Für die vorliegenden Abschätzungen wird außerdem angenommen, dass die Veränderungen der stationären Strömungseigenschaften kontinuierlicher Natur sind und dass es sich um ideales Gas handelt.

4.2.1 Strömungsgleichungen mit Quell- und Verlusttermen

Die Strömung durch den Plasmagenerator wird als Rohrströmung betrachtet, die durch von außen aufgeprägte Phänomene beeinflusst wird. Als Beispiel wird in Bild 4.9 ein Kontrollvolumen dargestellt, dessen Anfangs- und Endquerschnitt einen infinitesimal kleinen Abstand dx voneinander entfernt liegen. In diesem Rohrelement wird Gas der Durchflussmenge $d\dot{m}$ in die Strömung eingeblasen und Wärme der Menge dQ der Strömung zugeführt, von der die Wärmemenge dW wiederum an die Wand abgegeben wird. Des Weiteren finden Querschnittsveränderungen und Rohrreibung statt.

Für den vorliegenden Fall soll die Analyse nach Shapiro und Hawthorne angewendet werden, in der die Gleichungen der Gasdynamik in differentieller Form notiert werden [74]. So lautet die Gleichung für die Schallgeschwindigkeit $a^2 = \kappa RT$ zum Beispiel in differentieller Form

$$\frac{da^2}{a^2} = \frac{d\kappa}{\kappa} + \frac{dR}{R} + \frac{dT}{T}, \quad (4.14)$$

jedoch entspricht $a = \sqrt{\kappa RT}$ der differentiellen Formulierung

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\kappa}{\kappa} + \frac{dR}{R} + \frac{dT}{T} \right). \quad (4.15)$$

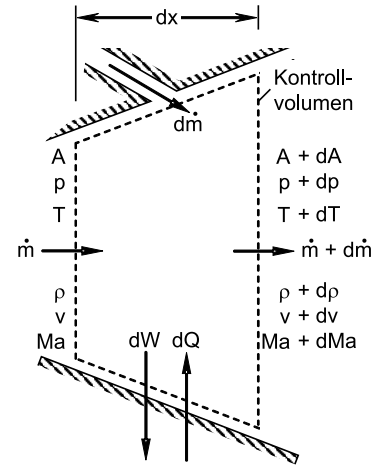


Bild 4.9: Kontrollvolumen.

Die in differentieller Form ausgedrückten Erhaltungsgleichungen ergeben nach ihrer Umformung die Einflussvariablen $\frac{dA}{A}$, $\frac{dT_{tot}}{T_{tot}}$, $\frac{d\dot{m}}{\dot{m}}$ und $4c_f \frac{dx}{D}$. Der Einfluss jeder dieser Variablen auf die abhängigen Variablen kann mit einer Summe dargestellt werden. Diese lautet zum Beispiel für die Machzahl [74]

$$\begin{aligned} \frac{dMa^2}{Ma^2} = & -\frac{2(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{1 - Ma^2} \frac{dA}{A} + \frac{(1 + \kappa Ma^2)(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{1 - Ma^2} \frac{dT_{tot}}{T_{tot}} \\ & + \frac{\kappa Ma^2(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{1 - Ma^2} 4c_f \frac{dx}{D} + \frac{2(1 + \kappa Ma^2)(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{1 - Ma^2} \frac{d\dot{m}}{\dot{m}}. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Diese Gleichung soll für den vorliegenden Fall, also die Wasserstoffströmung durch das Hybridtriebwerk, auf eine Aneinanderreihung von infinitesimal kleinen Rohrelementen nach Bild 4.9 angewendet werden, die zusammen das Volumen des Triebwerks TIHTUS mit der Kontur aus Bild 4.10 ergeben. Die Gleichung wird dazu nach der Rechenregel der Gleichungen (4.14) und (4.15) umgestellt und auf die Kontrollvolumenlänge dx bezogen. Man erhält für die Machzahl

$$\begin{aligned} \frac{dMa}{dx} = & -\frac{Ma}{2} \left(\frac{2(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{(1 - Ma^2)A} \frac{dA}{dx} \right) + \frac{Ma}{2} \left(\frac{(1 + \kappa Ma^2)(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{(1 - Ma^2)T_{tot}} \frac{dT_{tot}}{dx} \right) \\ & + \frac{Ma}{2} \left(\frac{\kappa Ma^2(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{1 - Ma^2} \frac{4c_f}{D} \right) + \frac{Ma}{2} \left(\frac{2(1 + \kappa Ma^2)(1 + \frac{\kappa-1}{2}Ma^2)}{(1 - Ma^2)\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx} \right). \end{aligned} \quad (4.17)$$

Zur Vereinfachung werden im vorliegenden Fall die Molmasse M , die spezifische Wärmekapazität c_p und der Isentropenexponent κ durch das gesamte Triebwerk als konstant angenommen. Es wird somit möglich, kontinuierliche Veränderungen der Eigenschaften in einer eindimensionalen, stationären, idealen Gasströmung abzuschätzen. Zur Übersicht sollen

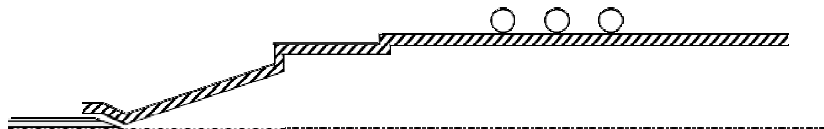


Bild 4.10: Querschnitt des Strömungskanals durch TIHTUS.

hier nur einige markante, für den Fall des Hybridtriebwerks TIHTUS ausschlaggebende Auswirkungen genannt werden.

Aus den Gleichungen geht unter Anderem hervor, dass eine Vergrößerung der Querschnittsfläche in einer Unterschallströmung zu einer Verminderung, in einer Überschallströmung jedoch zu einer Erhöhung der Machzahl führt. Außerdem haben Querschnittsveränderungen keinen Einfluss auf den dynamischen Druck, solange Wärmekapazität und molare Masse M als konstant betrachtet werden. Aufheizen steigert die Totaltemperatur T_{tot} und führt demnach in einer Überschallströmung zu einer Verringerung der Machzahl. Eine angehobene Totaltemperatur führt aber auch zu einer Reduktion des Totaldrucks p_{tot} , während Reibung den Totaldruck und die Machzahl im Überschall reduziert. Das geschieht bei einer Massenzufuhr ebenfalls.

Für den Anwendungsfall bedeutet dies, dass Aufheizen nur in Unterschallregionen des Strahls geschehen und die Reibung so gering wie möglich gehalten werden sollte. Im Detail werden die Vorgänge in der Strömung durch das Hybridtriebwerk TIHTUS im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.2.2 Die Strömung durch TIHTUS

Bild 4.11 zeigt die abhängigen Variablen der exemplarischen Bedingung T 50|0-300|0, das heißt reiner Lichtbogenbetrieb bei 300 mg/s Wasserstoff, die nach der hier beschriebenen Methode für die Durchströmung von TIHTUS berechnet werden.

Das Gas strömt zunächst mit Unterschallgeschwindigkeit durch den Ringspalt zwischen Anode und Kathode in den konvergenten Teil der Düse des Lichtbogentriebwerks ein und wird durch die Querschnittsverringering beschleunigt. Es durchläuft im Düsenhals den Lichtbogen, wo es gleichzeitig einen Wärmeeintrag erfährt und den Schalldurchgang zum Überschall macht. Der Quellterm für den Wärmeeintrag ist aus den Experimenten bekannt und daher wird hier der

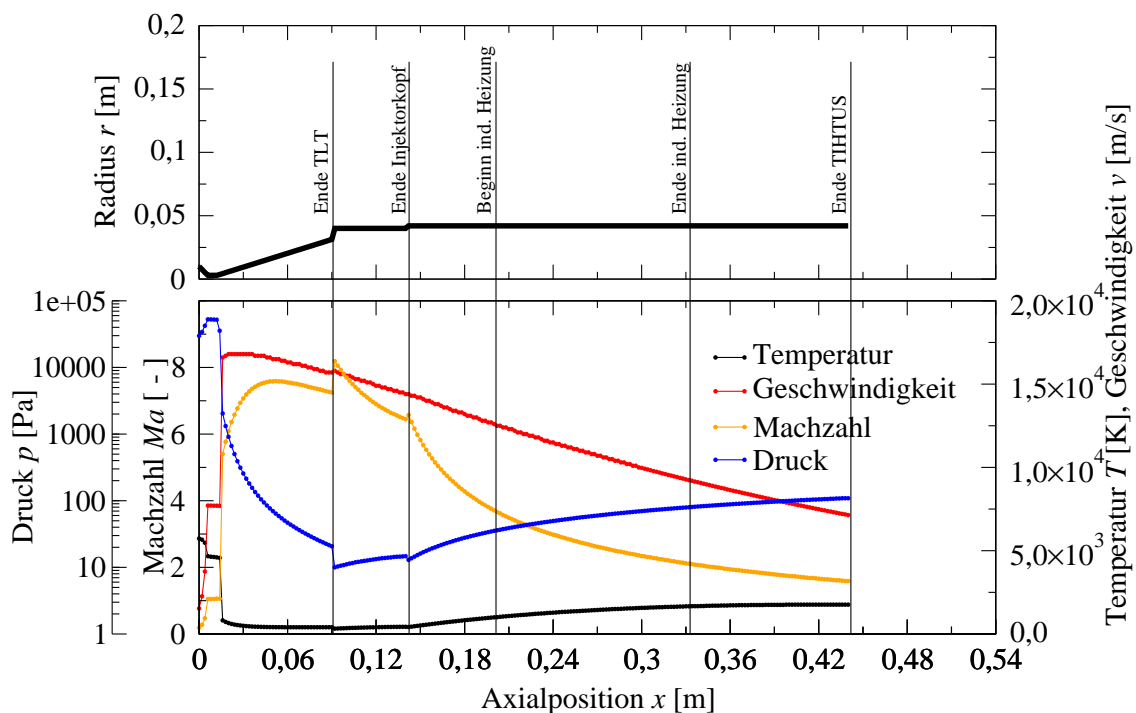


Bild 4.11: Zustandsgrößen der Strömung durch TIHTUS bei T 50|0-300|0.

gemessene Wärmestrom in die Segmente eingesetzt. Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik folgt für das Element n der Kontrollvolumenlänge dx

$$T_{tot,n} = T_{tot,n-1} + \frac{\dot{q}}{c_p} \quad (4.18)$$

mit der Anfangsbedingung $T_{tot,n=0} = P_{el} / \dot{m} c_p$ und der längen- und massenstromspezifischen Wärmestromdichte $\dot{q} = -P_{th} / \dot{m} l_{wirk}$ unter Berücksichtigung der thermischen Verlustleistung P_{th} im Triebwerk, auf die in Kapitel 4.4 noch genauer eingegangen wird. Das Gas wird dann in der divergenten Düse expandiert, die Überschallströmung wird beschleunigt und die Energie, die zunächst in Form von Wärme vorlag, in kinetische Energie umgewandelt. Dabei wird durch die Wasserkühlung Wärme abgeführt, was ebenfalls zur Beschleunigung beiträgt. Das Gas wird in den anschließenden Injektorkopf expandiert, wo weiteres Gas tangential zugemischt werden kann, und strömt daraufhin ins zylindrische Entladungsrohr mit etwas größerem Querschnitt.

Bis zum Beginn der Spule herrscht lediglich Reibung, die das Gas verlangsamt. Im Fall der TIHTUS-Geometrie liegt die auf den Rohrdurchmesser bezogene Reynoldszahl zwischen 1 und 100, also deutlich im laminaren Bereich. Shapiro gibt den Reibungsbeiwert für einen solchen Fall als nur von der Reynoldszahl abhängig mit $c_f = 16/Re$ an [74]. Mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung gilt also

$$c_f = \frac{4\pi D \eta}{\dot{m}}. \quad (4.19)$$

Das Gas verlässt das Triebwerk laut der hier unter den oben aufgezählten Annahmen gemachten Berechnung mit $v=7140$ m/s, $T=1760$ K, $p=109$ Pa und $Ma=1,59$. Der Schub, der nach

$$F = \dot{m}v + (p_e - p_\infty) A_e \quad (4.20)$$

für das Düsenende mit Austrittsquerschnitt A_e berechnet werden kann, beträgt $F=2,56$ N. Hier soll nochmals daran erinnert werden, dass es sich bei dieser Berechnung um eine Mittelung der Größen über den jeweiligen Rohrquerschnitt handelt. Betrachtete man die Strömung nicht als Stromfaden, sondern dreidimensional, würde ein Geschwindigkeitsprofil ausgebildet, das in seinem Zentrum einen hohen Geschwindigkeitsbetrag annimmt, am Rand jedoch Unterschall aufweist. Tatsächlich ist es daher von Bedeutung, ob die Heizung in den äußeren subsonischen Schichten stattfindet, wo sie die Strömung beschleunigt, oder im supersonischen Kern, wo die Strömung verzögert würde. In dieser eindimensionalen Berechnung, bei der eine homogene Verteilung über den Querschnitt zugrunde gelegt wird, kann dies jedoch nicht berücksichtigt werden.

In Bild 4.12 wird des Weiteren eine Berechnung der Bedingung T 25|25-300|0 gezeigt, bei der beide Stufen bei gleicher Leistung betrieben werden. Im Lichtbogen der ersten Stufe wird das Gas hier nicht so stark beheizt, wie bei der Einkopplung der Bogenleistung von 50 kW. Daher wird auch im divergenten Teil der Düse (bei $x=0,05$ m) das Maximum von $Ma=7,6$ nicht erreicht. Statt dessen erreicht das Gas eine Machzahl am Düsenende der ersten Stufe von $Ma=6,6$. Im Injektorkopf und am Anfang des Entladungsrohrs ist das Verhalten analog zu dem bei 50 kW Bogenleistung. Weil die Wärmestromdichte auf das Entladungsrohr geringer ist als die auf den Injektorkopf wirkt sich hier die Rohrreibung stärker verzögernd aus als die Kühlung beschleunigend. Da sich das Gas bei Beginn der induktiven Heizung noch im Überschall befindet wirkt diese, wie oben hergeleitet, ebenfalls verzögernd. Erreicht das Gas auf diese Weise eine Machzahl <1 , was im Fall T 25|25-300|0 bei circa $x=0,26$ m geschieht, wirkt die Heizung wieder beschleunigend, bis die Machzahl wieder $Ma=1$ erreicht, es also zum so genannten thermischen

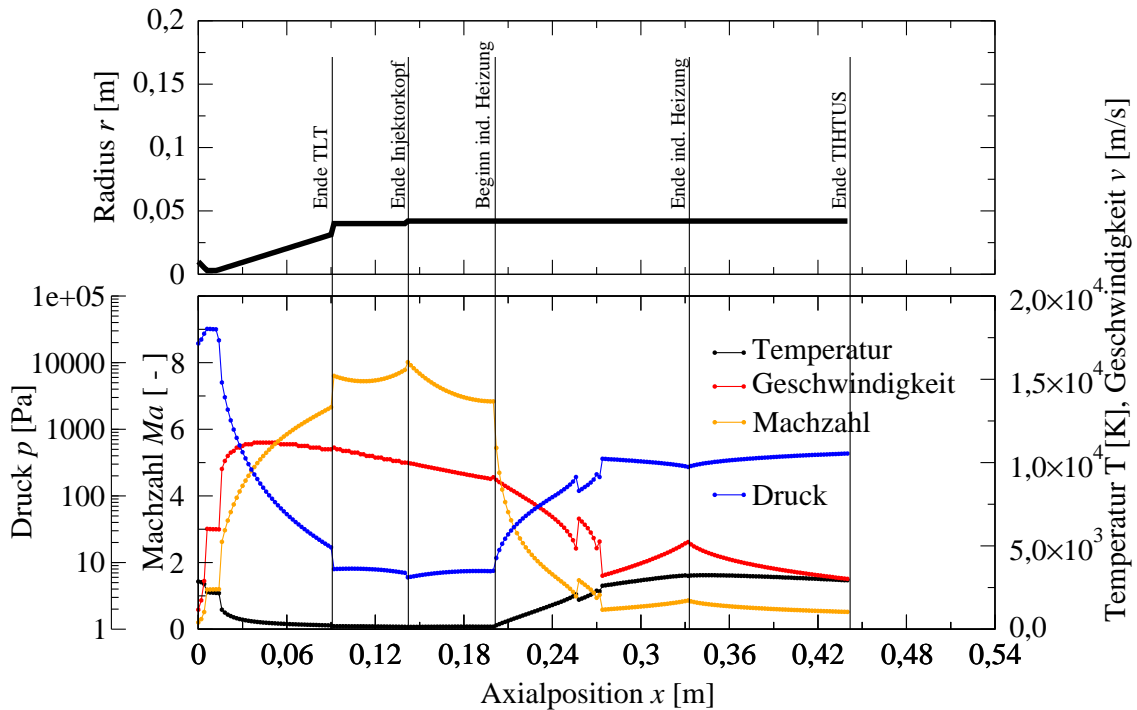


Bild 4.12: Zustandsgrößen der Strömung durch TIHTUS bei T 25|25-300|0.

Sperren kommt. Physikalisch entsteht hier in einer Überschallströmung meist ein Stoß, durch den die Strömung in Unterschall zurückgebracht wird. Solche Phänomene können in den Plasmaquellen tatsächlich beobachtet werden. In den induktiv beheizten Plasmaquellen geschieht dies bei hohen Leistungsbereichen und der Effekt äußert sich, indem der Plasmastrahl zu schlagen beginnt, also bei niedriger Frequenz von < 50 Hz abwechselnd eingeschnürt und aufgefächert wird [75]. Sie können vermieden werden, indem unter den entsprechenden Bedingungen der Querschnitt erweitert, die Rohrreibung verringert oder der Betrag der Heizung verringert wird.

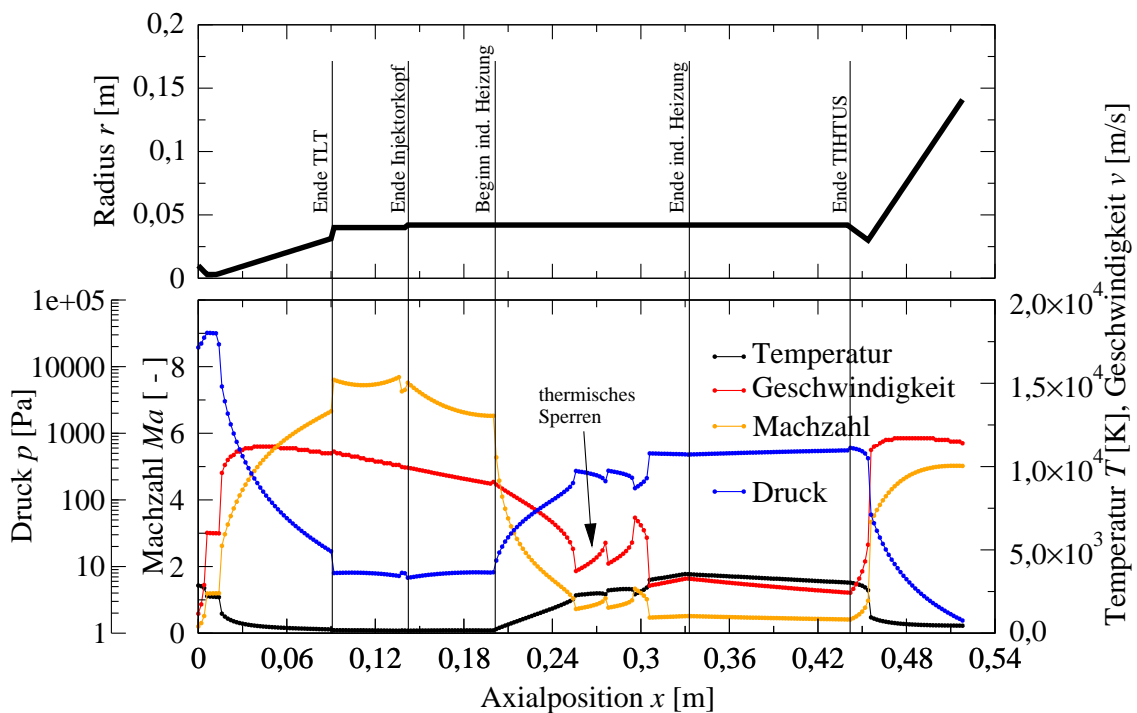


Bild 4.13: Zustandsgrößen bei bei T 25|25-300|0 und nachgeschalteter Düse.

Schließlich strömt das Gas aus dem Rohr in den Tank. Dabei liegen Geschwindigkeit und Temperatur bei gleicher Gesamtleistung (25|25) wie in der Bedingung 50|0 geringer, nämlich bei $v=3020\text{ m/s}$ und $T=2940\text{ K}$. Der Druck am Rohraustritt wird hier zu 430 Pa berechnet und das Gas tritt mit Unterschall und $Ma=0,5$ aus.

Damit eine hohe Austrittsgeschwindigkeit des Treibgases erreicht werden kann, müssen die beiden Massenströme schnell, effizient und möglichst ohne Totaldruckverluste in der zweiten Stufe vermischt werden. Deshalb spielt die geometrische Anordnung der beiden Stufen eine wichtige Rolle bei der Entwicklung eines Hybridtriebwerks. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird jedoch eine Variation geometrischer Parameter zu Gunsten einer ausführlichen experimentellen Charakterisierung einer einzigen Geometrie vernachlässigt. Das hier vorgestellte eindimensionale Modell erlaubt jedoch eben diese Untersuchung unterschiedlicher Geometrien. In Bild 4.13 wird der vorhandenen Geometrie eine Düse nachgeschaltet. Es wird deutlich, dass eine Düse das Gas, das direkt zuvor noch einen Leistungseintrag erhalten hat, noch weiter beschleunigen könnte. Ohne die Düse ist das Gas unterexpandiert. Die Geschwindigkeit beträgt dann 11.400 m/s bei einem statischen Druck am Rohrende von 2 Pa . Aus den vorliegenden Überlegungen lässt sich schließen, dass je nach Missionsszenario oder Anwendungsfall von grundsätzlich verschiedenen Geometrien ausgegangen werden muss.

4.2.3 Der Überschallfreistrah von TIHTUS

Rein augenscheinlich ist aus dem Experiment, wie auch Bild 2.15 in Kapitel 2.3 zeigt, zu erkennen, dass sich der Freistrah des Triebwerks aufweitet. Dies lässt darauf schließen, und auch die obigen Ergebnisse in den Bildern 4.11 und 4.12 zeigen, dass die Strömung aus dem Gerät unterexpandiert ist, das heißt, dass der statische Druck am Ende der Düse höher als der statische Druck im Tank ist. In Bild 4.14 ist die erste Strahlzelle eines rotationssymmetrischen Überschallfreistrahls bei mäßigem relativen Überdruck schematisch dargestellt [76].

An den Düsenrändern findet nach Rist eine so genannte Prandtl-Meyer-Expansion statt, wodurch das Gas beim Durchströmen des aus Machschen Linien gebildeten Expansionsfächers umgelenkt und beschleunigt wird [76]. Der statische Druck sinkt dabei bis auf den Gegendruck p_∞ der Umgebung ab, von dem erwartet wird, dass er dem Plasmafreistrah aufgeprägt wird [46, 47]. Der Umgebungsdruck beträgt im Bodenteststand zwischen $0,3$ und $0,4\text{ hPa}$. Ein aus Gleichgewichtsbetrachtungen und unter Annahme von konstanter Molmasse, spezifischer Wärmekapazität und konstantem Isentropenexponent berechnetes Druckprofil auf der Strahlachse im Hybridtriebwerk, wird in den Bildern 4.11 und 4.12 dargestellt. Am Strahlrand werden die divergierenden Machschen Linien reflektiert. Dort entsteht eine Expansions-Kompressionszone, an die sich eine Kompressionszone anschließt, die durch konvergierende Machsche Linien gekennzeichnet ist. Durch diesen Vorgang entsteht im Strahl nach der anfänglichen Aufweitung eine Einschnürung. Innerhalb des Strahls gibt es Bereiche, wo der statische Druck genau so groß wie der Umgebungsdruck ist [76]. Bei mäßigem Überdruck folgen

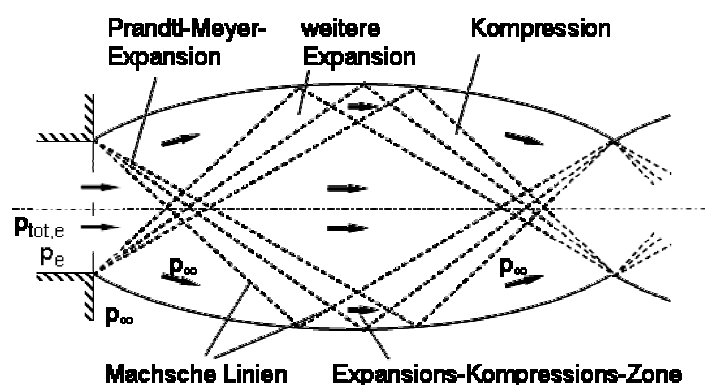


Bild 4.14: Erste Strahlzelle eines Überschallfreistrahls bei mäßigem Überdruck [76].

der ersten Strahlzelle einige weitere, die dieser ähneln. Dies ist bei TIHTUS der Fall. Aufgrund von anisotropen Stoßfronten und durch die turbulente Mischung mit der Umgebungsrestluft, die bereits in Kapitel 3.1 erwähnt wurde, lösen sich die Zellen allmählich auf. In der Wasserstoffströmung aus TIHTUS kann wegen der niedrigen optischen Dichte des Freistrahls jedoch nur noch eine weitere Strahlzelle mit dem Auge, nicht aber fotografisch, beobachtet werden.

4.3 Numerische Berechnungen

Die eindimensionale Betrachtung im vorigen Abschnitt wurde unter Verwendung von thermischem und chemischem Gleichgewicht angesetzt. Dies gilt auch für die Methode der Temperaturbestimmung aus Totaldruck und Strömungsgeschwindigkeit in Kapitel 3.7. Mit Hilfe eines rotationssymmetrischen, zweidimensionalen Strömungsberechnungsprogramms, das thermisches und chemisches Nichtgleichgewicht berücksichtigt, soll die Temperaturbestimmung validiert werden. Ferner soll das Programm dazu dienen, die Kopplungsvorgänge innerhalb des Brenners unter Nichtgleichgewicht und zweidimensional zu untersuchen. Im Gegensatz zur Betrachtung im eindimensionalen Stromlinienfall befindet sich nämlich die Strömung am Strahlrand und somit in Spulennähe, wo die Einkopplung aufgrund des Hauteffekts bevorzugt stattfindet, im Unterschall, sodass Heizen beschleunigend wirkt. Für die numerische Simulation kam ein Verfahren zum Einsatz, welches ausschließlich die induktiv beheizte zweite Stufe simulieren kann.

Die Untersuchung des Kopplungsverhaltens von TIHTUS ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit zusätzlich zur analytischen und auf die Symmetrie-Stromlinie bezogenen Rechnung mit dem numerischen Strömungsberechnungsprogramm ARCHE ergänzt worden. Dieses Strömungsberechnungsprogramm ist ein Programmpaket zur Simulation hochenthalper, viskoser Strömungen und berücksichtigt thermisches und chemisches Nichtgleichgewicht sowie die Auswirkungen von elektrischer Entladung, über welche Energie in die Strömung eingekoppelt wird [77]. Aufgrund der Zeitabhängigkeit und Phasenverschiebung der elektromagnetischen Felder bei der Radiofrequenz-Entladung wird eine komplexe mathematische Formulierung der Entladungsgleichungen benötigt. Zusätzlich sind auch Gleichungen für das Verhalten der Strömung sowie die mathematischen Modelle für die chemischen Reaktionen und andere Hochtemperatureffekte enthalten. Da diese Beziehungen jedoch für komplexe Geometrien nicht mehr analytisch gelöst werden können, muss das Problem diskretisiert und iterativ gelöst werden. Das Programm verwendet daher ein Finite-Volumen-Verfahren zur Iteration der instationären Gleichungen bis eine stationäre Strömung erreicht wird. Die Erhaltungsgleichungen, Massenbilanzen und die Entladungsgleichungen für die induktive Entladung werden in Anhang B angegeben.

Bei TIHTUS wird das heiße Plasma aus der ersten Stufe ins Entladungsrohr der induktiv beheizten Stufe expandiert. Bereits hier befindet sich das Plasma im thermischen und chemischen Nichtgleichgewicht. Außerdem befindet sich die Strömung teilweise im Überschall. Frühere Berechnungen der induktiven Stufe hatten nur die RF-Stufe simuliert. Dazu wurde am Einströmrand eine Kaltgaseinströmung mit homogen über den Querschnitt verteilter sich im Unterschall befindender Einströmgeschwindigkeit angenommen, die nur direkt an der Rohrwand zu Null gesetzt wurde [77, 78]. Da bei TIHTUS nicht wie in Bild 4.15 eine Kaltgasströmung ins Entladungsrohr eingebracht wird, sondern ein heißes Plasma, müssen die Einströmprofile der Zustandsgrößen über dem Rohrquerschnitt modelliert werden, wie sie bei Lichtbogenplasmageneratoren am Austritt gemessen wurden [36]. Dies geschieht durch Formulierung der Temperatur und Geschwindigkeit als Gauß-Profil mit den Randwerten $u_{min}=30\text{ m/s}$ und

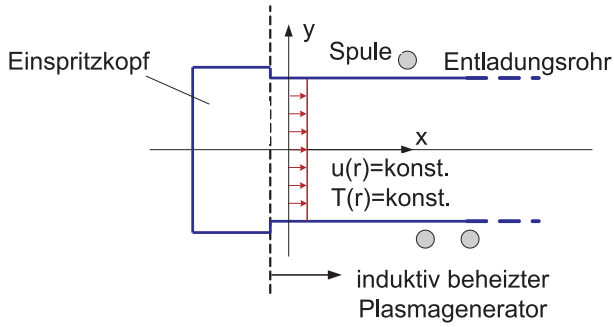


Bild 4.15: Geschwindigkeitsverteilung bei Einströmung ohne erste Stufe.

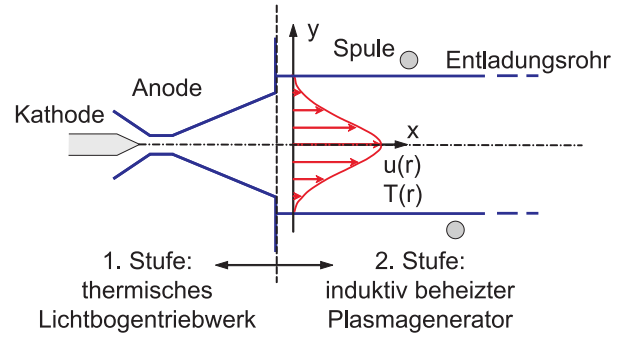


Bild 4.16: Geschwindigkeitsverteilung im Bereich zwischen den TIHTUS-Stufen.

$$T_{min} = 300 \text{ K}$$

$$u(r) = u_{min} \cdot \left(\frac{u_{max}}{u_{min}} \right)^{\left(2\left(\frac{r}{R}+1\right) - \left(\frac{r}{R}+1\right)^2 \right)} \quad \text{und} \quad (4.21)$$

$$T(r) = T_{min} \cdot \left(\frac{T_{max}}{T_{min}} \right)^{\left(2\left(\frac{r}{R}+1\right) - \left(\frac{r}{R}+1\right)^2 \right)}, \quad (4.22)$$

wie in Bild 4.16 dargestellt [79]. Diese Vorgehensweise wird auch bei der numerischen Simulation der DC-RF Hybridplasmageneratoren am Department of Metallurgy and Materials Science an der Universität Tokio angewendet [27]. Dort werden in der ersten Stufe jedoch keine Überschallströmungen erzeugt. T_{min} wird auf die minimale Temperatur, welche an der gekühlten Rohrwand vorliegt, gesetzt. Aus den Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilungen über dem Rohrquerschnitt müssen die Eingangsgrößen für das Programm ARCHE abgeleitet werden.

Die numerische Simulation einer Wasserstoff-Nichtgleichgewichtschemie steht derzeit für dieses Programm noch nicht zur Verfügung. Sie befindet sich in Arbeit und Ergebnisse wurden erstmals in [80] veröffentlicht. Das Programm ARCHE wurde in der Vergangenheit zur Berechnung atmosphärischer Wiedereintrittsmanöver eingesetzt und das Strömungsmedium, das im Programm verwendet wird, ist daher Luft. Im Sinne einer Triebwerksentwicklung können die vorliegenden Berechnungen also lediglich als Voruntersuchungen betrachtet werden. Sie sind aber qualitativ gültig, da für alle Gasarten das gleiche prinzipielle Aufheizverhalten erwartet wird. Im Hinblick auf technische Plasmaanwendungen sind die Ergebnisse direkt anwendbar.

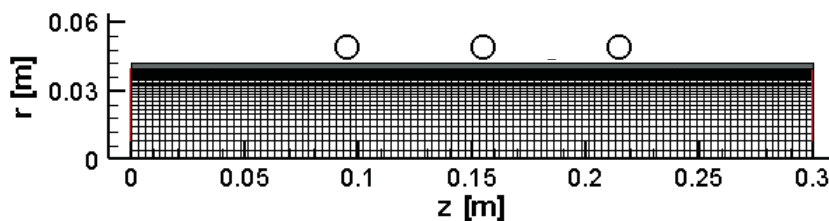


Bild 4.17: Rechenetz der induktiv beheizten Stufe von TIHTUS.

Für die numerische Berechnung des stationären Strömungsfelds muss das Rechenggebiet in diskrete Bereiche unterteilt werden. Der erste Schritt zur numerischen Lösung ist somit die Einführung eines Rechnetzes, für das die Zustandsgrößen bestimmt werden. Es wird ins

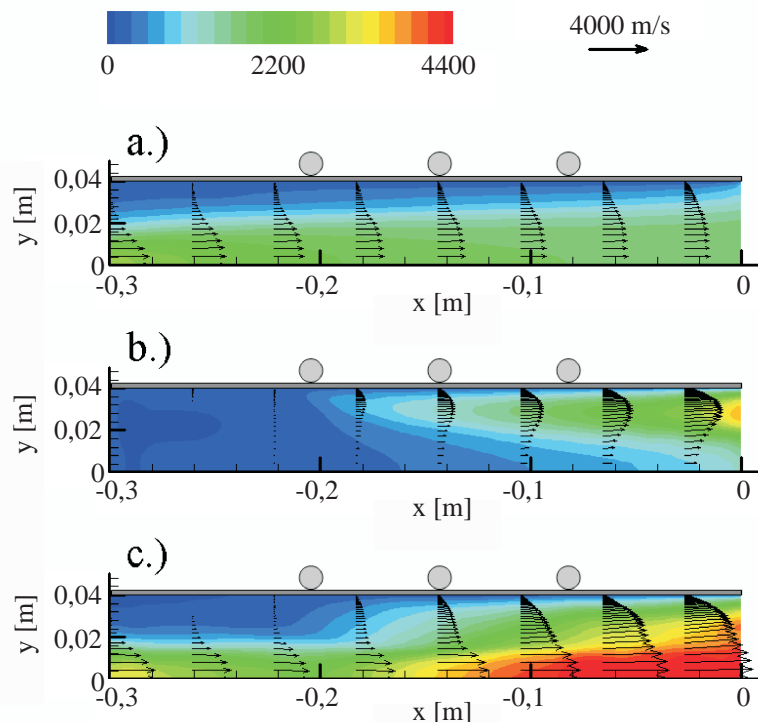


Bild 4.18: Geschwindigkeitsverteilung von Luft bei a.) Einströmung im Überschall ohne Nachheizung ($T \ X|0$), b.) homogener Einströmung im Unterschall mit Nachheizung ($T \ 0|X$) und c.) inhomogener Einströmung im Überschall mit Nachheizung ($T \ X|X$).

Strömungsfeld gelegt und ist in Bild 4.17 zu sehen. Insbesondere in Wandnähe, wo die Entladung stattfindet, ist dabei eine hohe Auflösung erforderlich.

Bild 4.18 b.) zeigt die Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung im Entladungsrohr der zweiten Stufe. Die Einströmgeschwindigkeit nach Bild 4.15 wurde dazu auf 18 m/s gesetzt, die Temperaturen befinden sich bei der Einströmung im Gleichgewicht und betragen 300 K. Im Bild wird diese Bedingung mit $T \ 0|X$ bezeichnet, um anzudeuten, dass hier nur die zweite Stufe aktiv ist. Der Einströmdruck beträgt 2350 Pa. Der Treibstoff, der für diese numerische Simulation verwendet wurde ist Luft, deren Zusammensetzung mit dem Reaktionsmodell von Park berechnet wird [81]. Das Bild zeigt die langsame Einströmung und die Beschleunigung des Plasmas – in Spulennähe beginnend, wo die Leistungseinkopplung durch den Hauteffekt maximal ist. Die maximale Geschwindigkeit am Ausströmrand liegt knapp unter 3400 m/s. Auf der Strahlachse strömt das Plasma mit ungefähr 1000 m/s aus dem Triebwerk aus.

Bild 4.18 c.) zeigt die sich ausbildende Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der induktiv beheizten Stufe wenn ein Einströmprofil vorgegeben wird. Die Einströmbedingungen wurden so gesetzt, dass die Amplituden des Profils $u_{max}=3000$ m/s und $T_{max}=3300$ K bei einem Minimum von $T_{min}=T_{Wand}=300$ K betragen. Aus einem Einströmdruck von 550 Pa wurde eine Durchflussrate von 2,5 g/s berechnet. Die Strömung ist im Kernstrahl im Überschall mit $Ma=2,7$. Diese Bedingung ist jedoch moderat für ein Lichtbogenplasma und am Einströmrand ist das Plasma nicht ionisiert.

In den für die vorliegende Arbeit untersuchten Versuchsbedingungen wurde jeweils die Gesamtleistungsaufnahme des zweistufigen Geräts auf insgesamt 50 kW eingestellt. In Bild 4.18 ist darauf zu achten, dass im Gegensatz dazu die abgebildeten Geschwindigkeitsfelder auf Be-

triebsbedingungen verschiedener Gesamtleistungsaufnahme basieren. Der zweistufige Betrieb aus Bild 4.18 c.) zeigt eine Berechnung mit höherer Gesamtleistungsaufnahme als die Bilder 4.18 a.) und b.). Daraus wird ersichtlich, dass die Strömung durch das Entladungsrohr bei höherer gesamter Leistungsaufnahme stärker beheizt wird. Der Schub des Triebwerks wird aus den numerischen Lösungsdaten nach Gleichung (3.16) ermittelt und steigt ebenfalls mit der Nachheizung an. Um jedoch zu beurteilen, ob die induktiv beheizte Stufe von TIHTUS mit Lichtbogen-Vorheizung besser einkoppelt als ohne Vorheizung, muss nach Gleichung 1.1 der Wert der Schubstrahlleistung P_F auf die Leistungsaufnahme bezogen und ein Schubwirkungsgrad unter Berücksichtigung der Kaltgasleistung

$$\eta_F = \frac{P_F}{P_{el} + P_{kalt}} \quad (4.23)$$

definiert werden. Er beschreibt das Verhältnis von Schubstrahlleistung zu Eingangsleistung. In Analogie zu Gleichung (4.23), wird der Schubwirkungsgrad der induktiv beheizten Stufe als

$$\eta_{F,RF} = \frac{P_F}{P_{RF} + P_{F,DC}} \quad (4.24)$$

formuliert. Dazu muss jedoch die Schubstrahlleistung der ersten Stufe $P_{F,DC}$ bekannt sein, was hier der Fall ist, da ein Eingangsprofil vorgegeben wird. Die Durchströmung des Entladungsrohrs wird in Bild 4.18 a.) gezeigt. Die Schubstrahlleistung wird nach Gleichung (1.1) aus dem Schub, der mit Gleichung (3.20) aus den Strömungsgrößen berechnet wird, ermittelt. Dabei ist die effektive Austrittsgeschwindigkeit durch Gleichung (1.2) definiert.

Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse der numerischen Berechnungen mit den oben beschriebenen Bedingungen. Der Wirkungsgrad der zweiten Stufe wird im Fall des zweistufig betriebenen Triebwerks im Gegensatz zum Fall ohne Vorheizung erhöht. Schon durch die Einströmung der moderaten TLT-Bedingung hebt sich der Wirkungsgrad der zweiten Stufe von 21% auf 29,8% an. Dies muss sich infolgedessen auch auf den Gesamtwirkungsgrad auswirken. Des Weiteren wird in Bild 4.19 die radiale Verteilung der Schwerteilchentemperaturen für die drei Berechnungsfälle gezeigt. Dieses Ergebnis bestätigt den Grundgedanken aus der Einleitung, dass das radiale Profil der Zustandsgrößen homogenisiert und insgesamt angehoben wird.

Eine rotationsymmetrische, zweidimensionale numerische Strömungssimulation der Wasserstoffströmung durch beide Stufen befindet sich in Arbeit und Ergebnisse wurden erstmals in

Tabelle 4.2: Schub und Wirkungsgrad aus numerischer Strömungsberechnung bei Einströmbedingung $c_{e,DC}=1840$ m/s, $F_{DC}=4,6$ N und somit $P_{F,DC}=4,2$ kW.

DC	RF	c_e [m/s]	F [N]	P_F [kW]	P_{RF} [kW]	$\eta_{F,RF}$ [%]
X	0	1840	4,6	4,2		-
0	X	3360	8,4	14,1	65,9	21
X	X	4000	10	20	62,9	29,8

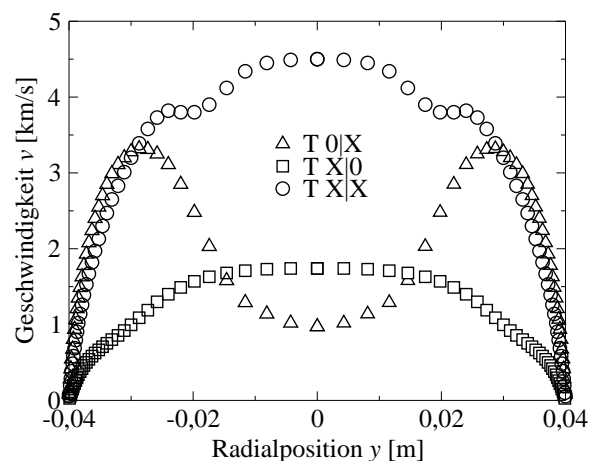


Bild 4.19: Radialprofile der Strömungsberechnung am Rohrende für die Fälle T X|0, T 0|X und T X|X.

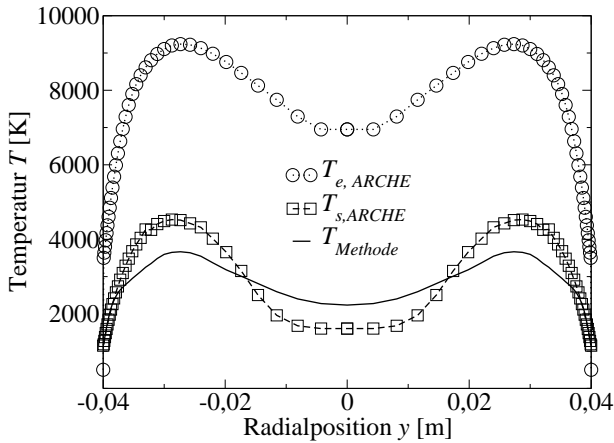


Bild 4.20: Vergleich der Temperaturen aus der Methode aus Kapitel 3.7 und aus ARCHE bei $x=-60$ mm.

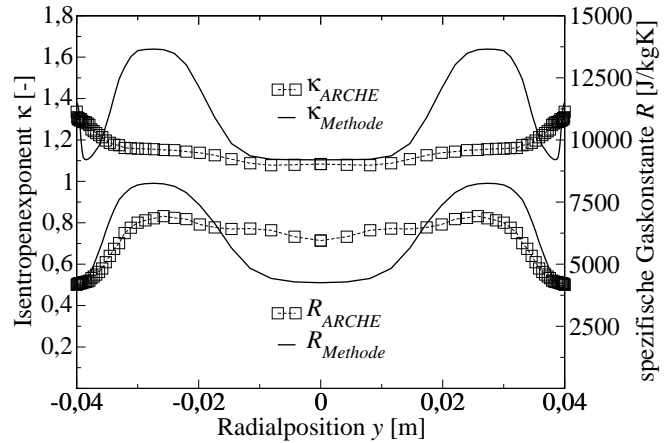


Bild 4.21: Vergleich der Isentropenexponenten aus der Methode aus Kapitel 3.7 und aus ARCHE bei $x=-60$ mm.

[80] veröffentlicht. Mit den ersten Berechnungen aus dieser Arbeit konnte für die vorliegende Arbeit die neuartige Methode der Temperaturbestimmung aus Kapitel 3.7 validiert werden. Aus dem Datensatz werden die Strömungsgeschwindigkeit v , die Dichte ρ , der statische Druck p und der Isentropenexponent κ für Wasserstoff entnommen, um nach Gleichungen (3.4) und (3.5) das Druckverhältnis $\frac{p_{tot}}{p_\infty}$ und damit den Totaldruck zu berechnen. Sie werden wie in der Methode beschrieben mit der Strömungsgeschwindigkeit kombiniert, um auf die Temperatur zu schließen. Diese wird danach mit den von ARCHE berechneten Nichtgleichgewichtstemperaturen verglichen. In Bild 4.20 sind die Temperaturen im Entladungsrohr aus ARCHE und aus der Methode über den Rohrquerschnitt in einem Schnitt 60 mm vor dem Rohrende, also bei $x=-60$ mm, zusammengestellt.

Zunächst geht aus dem Bild hervor, dass die Elektronentemperatur um einen Faktor zwischen zwei und drei über der Schwerteilchentemperatur liegt. Die Temperatur, die mit der Methode als Plasmatemperatur ermittelt wurde, liegt in der Größenordnung der Schwerteilchentemperatur, die aus ARCHE ausgegeben wird. Auf der Rohrachse werden mit der Methode um circa 500 K zu hohe und in der heißen Haut mit der Dicke der Eindringtiefe um circa 900 K zu niedrige Werte berechnet. Der Methode aus Kapitel 3.7 liegt eine reibungsfreie isentrope Kompression des Plasmas zugrunde. Die Einflussfaktoren aus den Gleichungen (3.4) und (3.5), die in die Temperaturbestimmung einfließen sind der Isentropenkoeffizient und die spezifische Gaskonstante. Sie werden in Bild 4.21 ebenfalls über dem Rohrquerschnitt gezeigt. An dieser Stelle herrscht, wie auch aus den Bildern hervorgeht, ein Nichtgleichgewichtszustand. In der Folge weicht die Temperatur um $<40\%$ von der Schwerteilchentemperatur aus der Nichtgleichgewichtsberechnung ab.

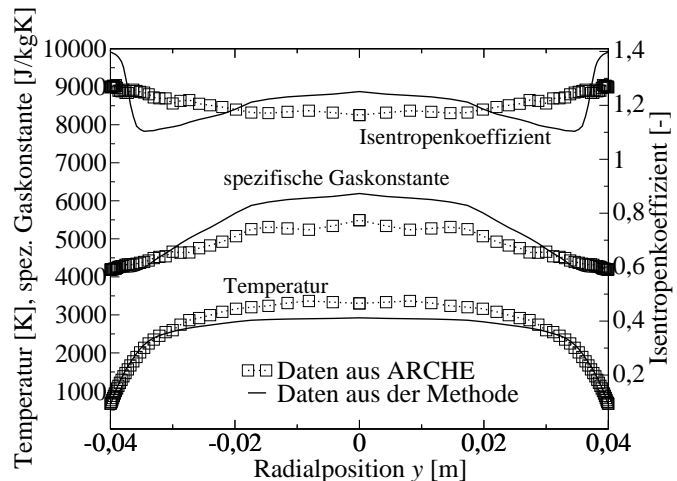


Bild 4.22: Vgl. der Zustandsgrößen aus der Methode aus Kapitel 3.7 und aus ARCHE bei $x=-200$ mm.

Zum Vergleich wurden auch noch die Zustandsgrößen bei einem Schnitt stromauf der Spule bei $x=-200$ mm und bei kalter Einströmung verglichen. Sie werden in Bild 4.22 gezeigt. Die flachen Profile der numerischen Strömungsberechnung lassen erkennen, dass an diesem Ort noch keine starke Aufheizung stattfindet. Daher ist hier auch kein starkes Nichtgleichgewicht zu erwarten. In der Folge stimmen die Kurven der Gleichgewichtsrechnung hier deutlich besser mit denjenigen der numerischen Strömungsberechnung überein. Der Unterschied in der Temperaturbestimmung in der Mitte des Rohrs beträgt nur noch 13%.

4.4 Analytische Beschreibung eines hybriden Antriebssystems

Eine weitere Möglichkeit, ein Triebwerk zu charakterisieren, ist eine Leistungsbilanzierung. Von besonderem Interesse ist dabei die ins Plasma eingekoppelte Leistung. Sie wird im Experiment mit dem Hohlraumkalorimeter gemessen. Hier soll nun geprüft werden, ob man sie auch aus den Betriebsdaten des Triebwerks bestimmen kann. Aus der Bilanzierung lassen sich auch nach der allgemeinen Definition $\eta = \frac{\text{nutzbare Leistung}}{\text{zugeführte Leistung}}$ Wirkungsgrade für die zweistufige Plasmaquelle ableiten. Diese gilt sowohl für Triebwerke als auch für industrielle Plasmageneratoren.

4.4.1 Leistungsbeschreibung

Um die Plasmaleistung aus Betriebsdaten des Triebwerks zu beschreiben, geht man meist von der elektrischen Leistungsaufnahme $P_{el}=UI$ aus. Von der Eingangsleistung geht zur Abschätzung der Plasmaleistung die thermische Verlustleistung P_{th} ab. Sie beschreibt die Leistung, die an die Wasserkühlung des Generators verloren wird. Während des Betriebs werden der Kühlwassermassenstrom \dot{m}_{H_2O} und die Temperaturerhöhung des Kühlwassers durch das Triebwerk ΔT gemessen. Die thermische Verlustleistung wird dann durch

$$P_{th} = \dot{m}_{H_2O} c_{p,H_2O} \Delta T \quad (4.25)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität von Wasser, $c_{p,H_2O}=4,19$ kJ/kgK, ermittelt [82]. Für lichtbogenbeheizte Triebwerke gilt

$$P_{Pl,DC} = P_{DC} - P_{th}. \quad (4.26)$$

Im Fall der induktiv beheizten Stufe von TIHTUS werden zwei thermische Verlustleistungen, nämlich diejenige durch die Rohrwand des Entladungsgefäßes (Nr. ④ in Bild 2.11) und die durch den gekühlten Injektorkopf (Nr. ⑥ in Bild 2.11), $P_{th,RF}=P_{th,Rohr} + P_{th,Inj}$, beobachtet. Auch sie werden auf die oben beschriebene Art und Weise aus Messwerten bestimmt. Bei thermischen Lichtbogentriebwerken werden Strom und Spannung direkt am Triebwerk gemessen, während bei der induktiv beheizten Plasmaquelle des IRS an der Anode der Triode in der Verstärkerröhre gemessen wird und es gilt

$$P_{RF} = U_{RF} I_{RF} \approx b_{RF} (U_{RF})^{c_{RF}}, \quad (4.27)$$

mit den gasart-, massenstrom- und anlagenspezifischen Konstanten b_{RF} und $c_{RF}>2$ [5]. Die so genannte RF-Anodenleistung P_{RF} kann jedoch nicht vollständig zur Heizung des Plasmas verwendet werden. Anlagenbedingt kann die Leerlaufleistung P_{leer} aufgrund von Wirkungsgraden

der Oszillatorröhre und anderen Bauteilen nicht genutzt werden und verbleibt in der Anlage. Es wird also nur ein Teil der zu Verfügung gestellten RF-Anodenleistung ins Plasma als

$$P_{ind} = P_{RF} - P_{leer} \quad (4.28)$$

induziert. Typische Leerlaufwirkungsgrade

$$\eta_{leer} = P_{ind}/P_{RF} \quad (4.29)$$

wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit zu 50 bis 70% gemessen. Bild 4.23 zeigt für Wasserstoff und 840 kHz Betriebsfrequenz unter anderem die Leerlaufleistung. Sie wird bei Betrieb ohne Plasmalast gemessen. Man versucht damit, die Verluste an die Anlage zu isolieren, indem keine Entladung im Entladungsraum der Plasmaquelle erlaubt wird. Dies wird realisiert, indem kein Gas ins Entladungsrohr eingeblasen wird und der Umgebungsdruck dort 1 bar beträgt. Es wird angenommen, dass die bei einem solchen Betriebszustand gemessene Leistungsaufnahme der Anlage auch während einer Entladung an die Anlagenbauteile verloren geht.

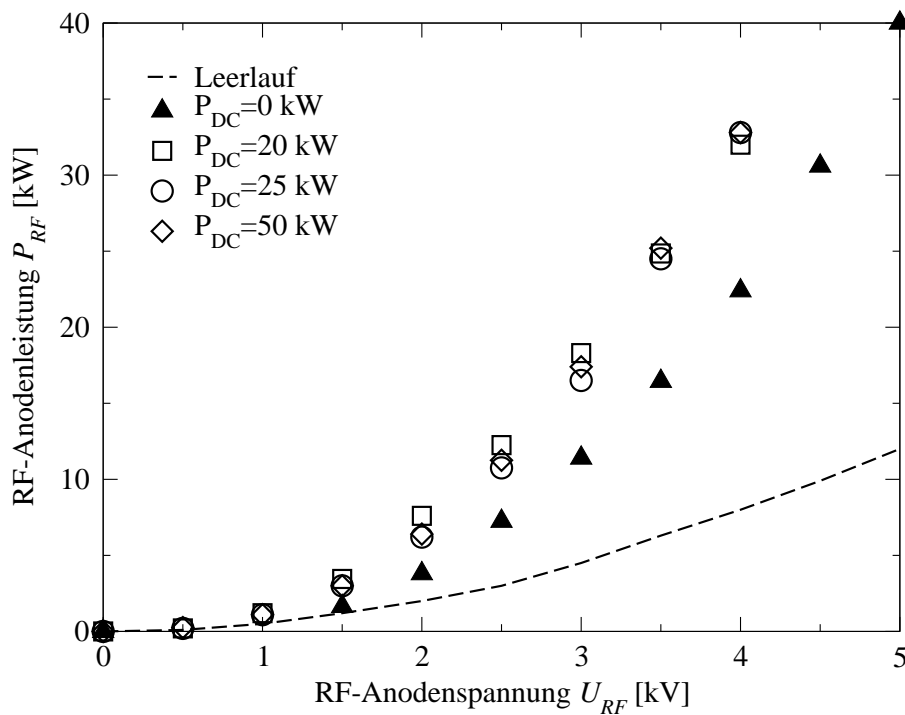


Bild 4.23: Entladungscharakteristik der induktiv beheizten Stufe mit $f=840$ kHz bei reinem Zentralgasmassenstrom von 300 mg/s und verschiedenen Leistungen der ersten Stufe.

Die Plasmaleistung der induktiv beheizten zweiten Stufe beträgt daher nach Verlust der thermischen Leistungen ans Kühlwasser

$$P_{Pl,RF} = P_{RF} - P_{leer} - P_{th,Rohr} - P_{th,Inj} = P_{ind} - P_{th,RF}. \quad (4.30)$$

Die Wärmeverluste im Leerlauf der RF-Stufe betragen <100 W und werden hier vernachlässigt.

Bild 4.24 zeigt eine schematisierte Darstellung des zweistufigen Antriebssystems mit allen Eingangs- und Ausgangsgrößen. Dargestellt werden die Massenströme, die Eingangsleistungen an jeder Stufe sowie die Verlustleistungen jeder Stufe. Die Größen der ersten, lichtbogenbeheizten Stufe sind wie in den obigen Gleichungen mit dem Index DC versehen, die der zweiten,

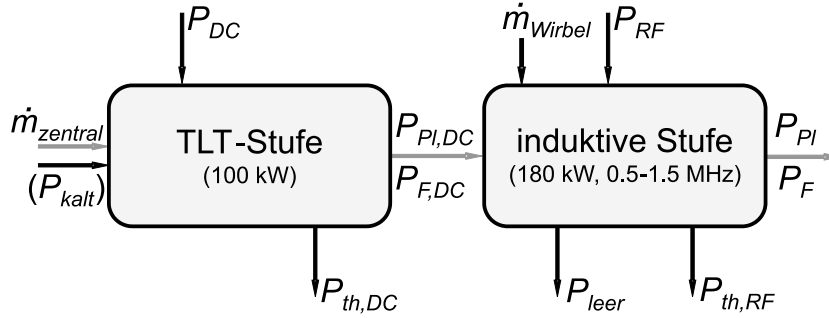


Bild 4.24: Schema zur Leistungsbilanzierung des Zweistufensystems mit Ein- und Ausgangsgrößen.

induktiv beheizten Stufe mit dem Index RF , da der thermische Lichtbogenantrieb mit Gleichstrom und das induktiv beheizte Gerät mit radiofrequentem Wechselstrom betrieben werden.

Die lichtbogenbeheizte erste Stufe verändert ihr Entladungsverhalten durch die Nachschaltung einer zweiten Stufe nicht. Dies kann durch Messung der Verlustleistungen und der Strom-Spannungscharakteristik des TLT mit und ohne Betrieb der zweiten Stufe bestätigt werden. Wie aus Bild 4.24 hervor geht, wird die zweite Stufe mit zwei Leistungsquellen versorgt, nämlich der Anodenleistung aus dem RF-Generator und der Plasmaleistung, die von der ersten Stufe bereitgestellt wird. Bild 4.23 zeigt neben der Leerlaufleistung auch die Entladungskurven der induktiv beheizten Stufe mit Wasserstoff, wobei das TLT mit 0 kW, 25 kW und 50 kW DC-Leistung betrieben wurde. Die Kennlinie steigt deutlich steiler an als die Leerlaufkennlinie, sodass man erkennt, dass auch hier eine induktive Entladung stattfindet. Die Leistung, mit der das Plasma die zweite Stufe, und damit TIHTUS, verlässt, ist demnach

$$P_{PI} = P_{PI,DC} + P_{ind} - P_{th,RF}. \quad (4.31)$$

Ersetzt man $P_{PI,DC}$, so folgt nach Gleichung (4.26)

$$P_{PI} = P_{DC} + P_{ind} - P_{th,DC} - P_{th,RF}. \quad (4.32)$$

Um die obigen Gleichungen aufzustellen wurden die Annahmen gemacht, dass die Leerlaufleistung auch während einer Entladung dem Teil der Leistung entspricht, der an die Anlagenbauteile verloren geht und dass die Wärmeverluste ans Kühlwasser im Leerlauf klein sind im Vergleich der Wärmeverluste bei Betrieb. Um nachzuweisen, dass die hier erstmals aufgestellten Gleichungen für die Modellierung eines Hybridtriebwerks, beziehungsweise eines Hybridplasmagenerators, dennoch gelten, muss die Plasmaleistung gemessen werden. Dazu steht das in Kapitel 3.5 beschriebene Hohlraumkalorimeter zur Verfügung. Wie in Kapitel 5.2 durch den Vergleich gezeigt wird werden die getroffenen Annahmen durch die Experimente bestätigt.

Bei der Umsetzung der Plasmaleistung in Schubstrahlleistung tritt ein zusätzlicher Leistungsverlust aufgrund von eingefrorenen chemischen Bedingungen auf. Abhängig von Treibstoff, Brennkammertemperatur und Brennkammerdruck verbleibt Leistung P_f eingefroren in der Strömung und steht nicht für Schub zur Verfügung. Der aerodynamische Expansionsprozess in der Düse wird zusätzlich durch Divergenz-, Profil- und Reibungsverluste beeinträchtigt, die zu Düsenverlusten P_D zusammengefasst werden. Da das Triebwerk aus einem Druckbehälter gespeist wird, kommt zur Leistungsaufnahme die Kaltgasleistung P_{kalt} hinzu und schließlich verbleibt in der Strömung die Schubstrahlleistung [14]

$$P_F = P_{ein} - P_{th} - P_f - P_D = \eta_F P_{ein}, \quad (4.33)$$

mit dem Schubwirkungsgrad η_F . Die Kaltgasleistung kann nach Gleichung (1.1) messtechnisch bestimmt werden.

4.4.2 Wirkungsgrade

Im vorliegenden Fall wird zur Beurteilung der thermischen Leistungseinkopplung in den Plasmastrahl der thermische Wirkungsgrad

$$\eta_{th} = \frac{P_{Pl}}{P_{el}} = \frac{P_{el} - \dot{m}_{H_2O} c_{p,H_2O} \Delta T}{P_{el}} \quad (4.34)$$

aufgestellt. Dieser liegt bei thermischen Lichtbogentriebwerken um 80-90%, bei der induktiv beheizten Stufe

$$\eta_{th,RF} = \frac{P_{Pl}}{P_{RF} + P_{Pl,DC}} \quad (4.35)$$

bei ca. 70% und bei TIHTUS je nach Massenstromaufteilung bei ca. 50% [16, 5, 3]. Der thermische Gesamtwirkungsgrad $\eta_{th,tot}$ von TIHTUS kann demnach als

$$\eta_{th,tot} = \frac{P_{Pl}}{(P_{el,DC} + P_{RF})} \quad (4.36)$$

geschrieben werden. Mit Gleichung (4.31), Bild 4.24 und $\eta = \frac{\text{nutzbare Leistung}}{\text{zugeführte Leistung}}$ gilt für die Plasmaleistung auch

$$P_{Pl} = \eta_{th,RF} (P_{Pl,DC} + P_{RF}). \quad (4.37)$$

Dabei ist $P_{Pl,DC} = \eta_{th,DC} P_{el,DC}$, sodass

$$P_{Pl} = \eta_{th,RF} (P_{DC} \eta_{th,DC} + P_{RF}). \quad (4.38)$$

Durch Gleichsetzen der Gleichungen (4.36) und (4.38) zeigt sich nach einer Umformung dass

$$\eta_{th,tot} = \eta_{th,RF} \left(1 + \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}} (\eta_{th,DC} - 1) \right). \quad (4.39)$$

Der Wirkungsgrad des Gesamtsystems hängt nach dieser Gleichung primär vom Wirkungsgrad der induktiven zweiten Stufe ab. Dass diese Beschreibung und die dazu aufgestellten Modelle und Annahmen zutreffend sind, wird in Kapitel 5.2 und [3] messtechnisch nachgewiesen. Der Nachweis wird durchgeführt, indem während der Plasmaerzeugung die Betriebsparameter gemessen und mit den Gleichungen (4.25), (4.30) und (4.34) die Wirkungsgrade der einzelnen Stufen und der Gesamtwirkungsgrad ermittelt werden. Diese werden dann mit den Wirkungsgraden aus Messungen im Plasmastrahl über Gleichung (4.36) verglichen.

Wird der Schubwirkungsgrad unter Berücksichtigung der Kaltgasleistung nach Gleichung (4.23) definiert, beschreibt er das Verhältnis von Schubstrahlleistung zu Eingangsleistung. Tatsächlich hat der Kaltgasschub bei düsenförmigen Triebwerken wie einem TLT einen Anteil am Gesamtschub. Im Fall von TIHTUS beträgt der Einfluss des Kaltgasschubs auf den Schubwirkungsgrad weniger als ein Zehntel des Wirkungsgrads. Im Schubwirkungsgrad sind thermische Verluste, Düsenverluste und Verluste durch eingefrorene Strömung enthalten [14]. Bei thermischen Lichtbogenantrieben liegen die Schubwirkungsgrade bei wassergekühlten Geräten unter 40% [16]. Die lichtbogenbeheizte Stufe von TIHTUS weist einen Schubwirkungsgrad $\eta_{F,DC}$ zwischen 24 und 28% auf. Induktiv beheizte Plasmaquellen dieser Leistungsklasse wurden bisher nicht als Antrieb vorgesehen. Typische Schubwirkungsgrade liegen daher nicht vor. Im Betrieb mit Wasserstoff wurde in der vorliegenden Arbeit für reinen Betrieb der induktiven Plasmaquelle 5,2% und für TIHTUS in der aktuellen Konfiguration bei 50 kW Gesamtleistung 13% gemessen [4].

Nach der Definition von Gleichung (4.23) ist in Analogie zur Herleitung der thermischen Wirkungs- und Gesamtwirkungsgrade der Schubwirkungsgrad der Hybridplasmaquelle TIHTUS auf dieselbe Art aus den Einzelwirkungsgraden der Stufen zu bestimmen.

4.4.3 Optimierungsgrundlagen bezüglich Leistungsstufung

Gleichung (4.39) gilt für die Wirkungsgrade, bei denen auf die Eingangsleistung bezogen wird. Der thermische Gesamtwirkungsgrad zum Beispiel wird darin nicht nur von den beiden thermischen Wirkungsgraden $\eta_{th,DC}$ und $\eta_{th,RF}$, sondern auch vom Leistungsverhältnis $g = \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}}$ beeinflusst.

Dieses Leistungsverhältnis wird $g = \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}} = 1$, wenn die gesamte aufgebrachte Leistung in der ersten Stufe zugeführt wird. Das Plasma strömt in diesem Fall zuerst durch die erste und danach durch die zweite Stufe, ohne dort weiter aufgeheizt zu werden. Gleichung (4.39) zeigt, dass die thermischen Wirkungsgrade der jeweiligen Stufen dann klassisch multipliziert werden, um den thermischen Gesamtwirkungsgrad zu erhalten. Wird $g = \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}} = 0$, wird also die gesamte Leistung in der zweiten Stufe zugeführt, dann wird der thermische Wirkungsgrad der ersten Stufe uninteressant und der thermische Gesamtwirkungsgrad ist dann gleich dem thermischen Wirkungsgrad der zweiten Stufe. Tabelle 4.3 zeigt eine Auflistung der Verhältnisse für die untersuchten Bedingungen der vorliegenden Arbeit. Im Folgenden sollen kurz die Eigenschaften von Gleichung (4.39) dargelegt werden.

Tabelle 4.3: Leistungsstufung bei den Untersuchungsbedingungen aus Tabelle 2.3.

P_{DC} [kW]	P_{RF} [kW]	$P_{DC} + P_{RF}$ [kW]	$g = \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}}$ [-]
50	0	50	1
25	25	50	0,67
20	30	50	0,33
0	50	50	0

Bild 4.25 zeigt den thermischen Gesamtwirkungsgrad in Abhängigkeit des Leistungsverhältnisses für eine Variation des thermischen Wirkungsgrads $\eta_{th,DC}$ der Lichtbogenstufe bei konstant auf $\eta_{th,RF} = 0,6$ gehaltenem thermischen Wirkungsgrad der induktiv beheizten Stufe. Aus Gleichung (4.39) und Bild 4.25 geht hervor, dass der thermische Gesamtwirkungsgrad auf den thermischen Wirkungsgrad der induktiv beheizten Stufe $\eta_{th,RF}$ begrenzt ist und diesen nie übersteigt. Es geht jedoch auch hervor, dass er nach Gleichung (4.39) größer werden kann als der thermische Wirkungsgrad der Lichtbogenbeheizten Stufe $\eta_{th,DC}$. Bild 4.26 zeigt dazu eine Variation des thermischen Wirkungsgrads $\eta_{th,RF}$ der induktiv beheizten Stufe bei konstant auf $\eta_{th,DC} = 0,6$ gehaltenem thermischen Wirkungsgrad der Lichtbogenbeheizten Stufe.

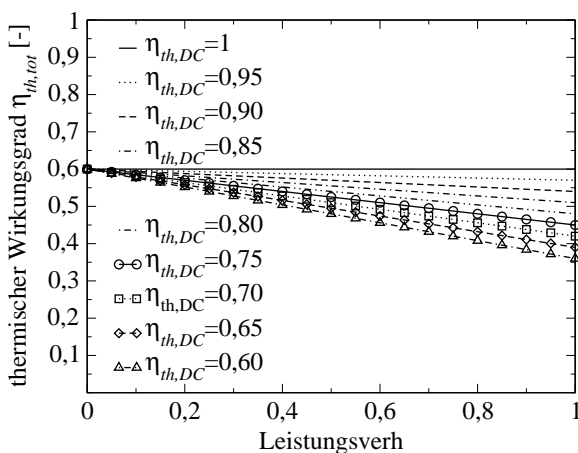


Bild 4.25: Thermischer Gesamtwirkungsgrad bei $\eta_{RF} = 0,6$.

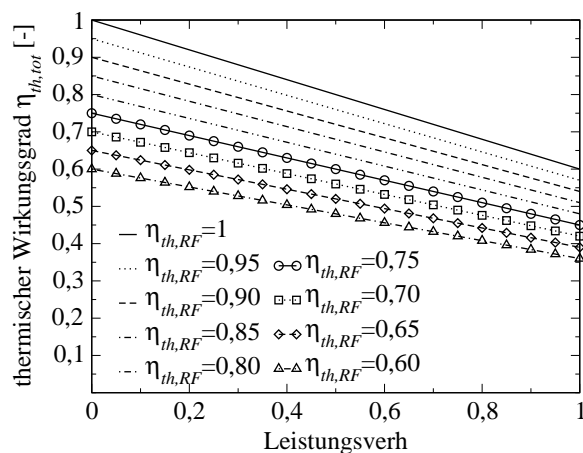


Bild 4.26: Thermischer Gesamtwirkungsgrad bei $\eta_{DC} = 0,6$.

Der thermische Gesamtwirkungsgrad $\eta_{th,tot}$ variiert also je nach Leistungsverhältnis g zwischen $\eta_{th,RF}$ und $\eta_{th,RF}\eta_{th,DC}$. Hierbei ist zu beachten, dass $\eta_{th,RF}$ nach der Definition der vorliegenden Arbeit als $\eta_{th,RF} = \eta_{th,RF}(P_{RF}, \dot{m}_{Wirbel}, P_{Pl,DC})$ definiert ist. Der thermische Wirkungsgrad $\eta_{th,RF}$ ist daher auch von der elektrischen Leitfähigkeit des einströmenden Plasmas und damit indirekt von der Eingangsleistung der ersten Stufe abhängig, d.h. $\eta_{th,RF} = \eta_{th,RF}(P_{ein,DC}, P_{ein,RF}, \dot{m}_{zentral}, \dot{m}_{Wirbel})$. Der thermische Wirkungsgrad $\eta_{th,DC} = \eta_{th,DC}(P_{DC}, \dot{m}_{zentral})$ der lichtbogenbeheizten Stufe ist dagegen nur von der "eigenen" Leistung und dem "eigenen" Massenstrom abhängig. Hieraus folgt, dass es unbedingt notwendig ist, den Wirkungsgrad der zweiten Stufe $\eta_{th,RF}$, zum Beispiel durch die Art der Rohrkühlung, zu optimieren.

5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse unter Berücksichtigung der theoretisch-experimentellen Betrachtungen des vorigen Kapitels präsentiert. Das sind Leistungsoptimierung (Kapitel 4.4), die eindimensionale Betrachtung der Strömung unter Zuhilfenahme der Gleichgewichtsbetrachtung des Gases wie in Kapitel 4.1 und die numerische Simulation der Strömung.

Zunächst werden die Erkenntnisse über die induktive Heizung von Wasserstoff und die daraus folgende Optimierung dargestellt, wobei vor allem die Leistungsaufnahme bewertet wird. Danach werden die Wirkungsgrade einander gegenüber gestellt und aus experimentell ermittelten Daten die optimale Leistungsstufe nach der Theorie von Kapitel 4.4 ermittelt. Dies geschieht hinsichtlich des maximalen thermischen Wirkungsgrads, der für alle Plasmaquellen eine wichtige Größe darstellt. Als Drittes wird die Strahlvermessung mit Sonden präsentiert. Darunter werden zunächst die Ergebnisse der integralen Messung (mit Prallplatte und Hohlraumkalorimeter) und danach die lokalen Sondenmessungen (Totaldruck- und Flugzeitmessungen) dargestellt. Zuletzt werden alle Ergebnisse diskutiert und in einen globalen Zusammenhang bezüglich des möglichen Einsatzes als Raumfahrtantrieb und als Plasmagenerator für atmosphärische Eintrittsmanöver oder industrielle Anwendungen gestellt.

5.1 Verbesserung der Einkopplung der zweiten Stufe

Damit Austrittsgeschwindigkeit und Schub – die essentiellen Größen in der Beschreibung des Leistungsspektrums von Plasmatriebwerken – gezielt gesteigert werden können, müssen die Wirkungsgrade der zwei Einzelstufen maximiert werden. Im folgenden Abschnitt wird die geometrische Optimierung der lichtbogenbeheizten Stufe beschrieben.

Um die induktive Heizung von Wasserstoff möglichst effizient zu gestalten, sind verschiedene Maßnahmen getroffen worden. Die wichtigste ist, den Wasserstoff nicht kalt, sondern vorionisiert zuzuführen, sodass das Gas bereits eine erhöhte elektrische Leitfähigkeit aufweist, wenn es ins Entladungsrohr der zweiten induktiv beheizten Stufe strömt, so die induktive Einkopplung erleichtert und dadurch der thermische Wirkungsgrad erhöht wird.

5.1.1 Geometrische Optimierung des Lichtbogentriebwerks

Um eine qualitative Aussage über die Beschleunigungsmechanismen in Lichtbogentriebwerken zu machen, wird wieder die stationäre eindimensionale Strömung in einer konvergent-divergenten Düse mit ohmscher Heizung und elektromagnetischen Volumenkräften aus Kapitel 4.2 betrachtet. Dort wurden Strahlungs-, Wärmeleitungs-, Viskositäts- und Nichtgleichgewichtseffekte vernachlässigt und der Treibstoff wurde als einkomponentiges ideales Gas behandelt. Aus Gleichung (4.18) war demnach hervorgegangen, dass ohmsche Heizung im Unterschall beschleunigend und im Überschall verzögernd wirkt, während ein sich vergrößernder

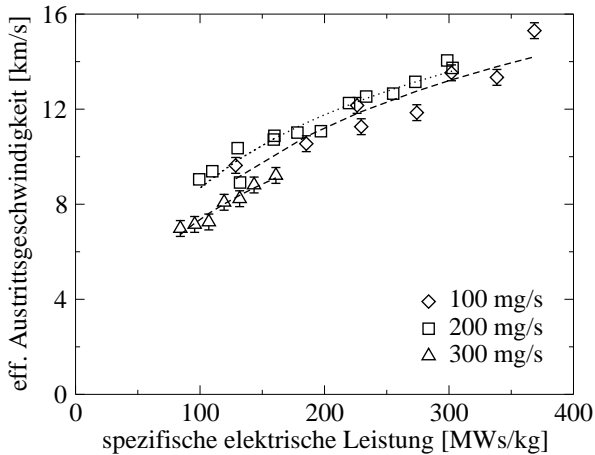


Bild 5.1: Effektive Austrittsgeschwindigkeit.

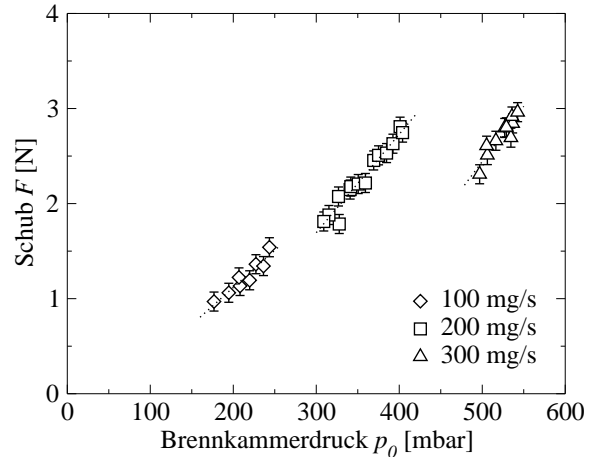


Bild 5.2: Schub von HIPARC-W.

Querschnitt im Unterschall verzögernd und im Überschall beschleunigend wirkt. Man versucht daher, das Plasma bei Triebwerken im Unterschall aufzuheizen und dann im Überschall durch eine divergierende Düse weiter zu beschleunigen. Magnetische Beschleunigungskräfte sind bei thermischen Lichtbogentriebwerken aufgrund des kurzen Lichtbogens vernachlässigbar.

Mit der in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Parallelogrammschubwaage ist die erste Stufe des Hybridtriebwerks TIHTUS in Abhängigkeit von Massenstrom und Anodenlänge untersucht worden. Austrittsgeschwindigkeit und Schub werden in den Bildern 5.1 und 5.2 für den Betrieb mit vier Anodensegmenten angegeben. Der Fehler der Schubwaage beträgt nach der Kalibrierung, die vor jedem Messdurchgang durchgeführt wird, $\pm 0,1$ N. Es ist zu erkennen, dass beide Größen sich mit höherer Leistungszufuhr noch steigern ließen, wobei die Kurven der Austrittsgeschwindigkeit den Beginn einer Sättigung erkennen lassen. Ein geometrisch gleiches aber strahlungsgekühltes Modell von HIPARC erzielt bei einer Leistungsaufnahme von 100 kW eine effektive Austrittsgeschwindigkeit von >20 km/s und 6 N Schub ohne jegliche Anzeichen von Sättigung [19]. Eine noch höhere Austrittsgeschwindigkeit könnte durch regenerative Kühlung erreicht werden. Die Leistungsaufnahme über 100 kW zu steigern, würde jedoch mit den Materialeigenschaften des Düsenhalsmaterials kollidieren und zum Versagen führen. Im Sinne der hier durchgeführten Grundlagenuntersuchung stellt das wassergekühlte Modell allerdings keine Beschränkung dar. Außerdem gelten die Ergebnisse so auch für terrestrische Anwendungen von induktiv nachgeheizten Plasmen.

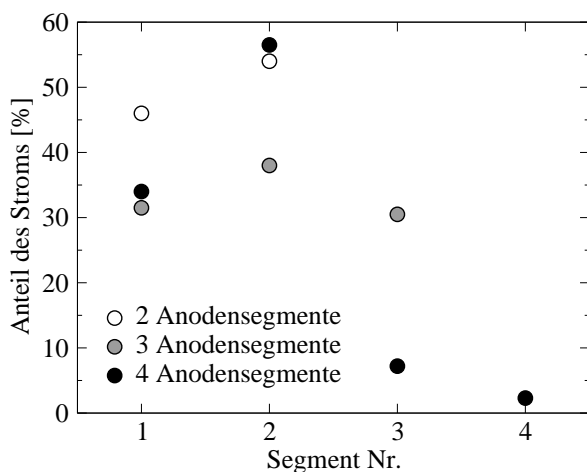


Bild 5.3: Stromanteile bei einer elektrischen Leistung von 30 kW bei 300 mg/s.

Bei großer Anodenlänge kann der Lichtbogen zu einem großen Anteil im divergierendem Düsenteil brennen. Das hat zur Folge, dass die ohmsche Heizung des Gases im divergenten Teil der Düse stark ansteigt, und damit die Austrittsgeschwindigkeit und nach Gleichung (1.2) aus der Einleitung auch der Schub verringert wird. Werden Anodensegmente entfernt, so wird dadurch der Düsenteil mit divergierendem Querschnitt verkürzt und der das Gas verzögernde Effekt der ohmschen Heizung in diesem Düsenteil nimmt ab. Dabei ist zunächst unbekannt, wie stark sich dieser Effekt gegenüber der Beschleunigung durch die diver-

gierende Düse auswirkt. Tatsächlich hat sich gezeigt, dass beim Einsatz von nur zwei Anodensegmenten, also verkürzter Düse, der Schub des Geräts zunimmt. Diese Überlegungen lassen sich mit den Stromanteilen der Anodensegmente belegen, die in Bild 5.3 in einer Übersicht zusammengetragen sind. Die Werte sind bei jeweils der gleichen elektrischen Leistung aus den Messreihen für verschiedene Düsenlängen entnommen. Es ist zu erkennen, dass bei einer Düsenlänge von drei und vier Anodensegmenten ein Gesamtanteil des Stroms von über 65% über die Segmente mit divergentem Düsenteil (Segmente 2, 3 und 4) und entsprechende 31%, beziehungsweise 34%, über das konvergent-divergente Düsenshalssegment 1 fließen. Bei einer Düsenlänge von nur zwei Anodensegmenten fließen dagegen 46% des Stroms über das erste Segment. In Bild 5.4 wird der Schub mit vier kontaktierten Anodensegmenten dem Schub mit kurzer Anode und nur zwei Anodensegmenten gegenübergestellt. Der Schub des Triebwerks mit nur zwei Anodensegmenten (offene Symbole) ist höher als sein Schub wenn vier Anodensegmente angeschlossen sind (volle Symbole), was die vorangehenden Bemerkungen zur ohmschen Heizung im divergenten Düsenteil bekräftigt.

Um beide Beschleunigungseffekte – nicht ohmsch zu heizen und die divergierende Düsenkontur – nutzen zu können, sollte die Düse möglichst lang gewählt werden, das Gas aber nur auf kurzer Strecke beheizt werden. Aufgrund dieser Überlegungen wurde ein weiterer Versuch mit vier Düsensegmenten durchgeführt, von denen nur zwei statt wie sonst vier als Anode geschaltet waren. Das Gas kann dadurch vollständig expandieren und wird so wenig wie möglich durch die ohmsche Heizung des Lichtbogens abgebremst. In dieser Konfiguration wurde ein höherer Schub als der bei einer Düsenlänge von 50 mm (zwei Anodensegmente) erwartet. Diese Erwartung konnte im Versuch jedoch nicht bestätigt werden. Wie in Bild 5.4 in den schraffierten Symbolen zu erkennen ist wird der mit nur zwei montierten Anodensegmenten erreichte Schub nicht übertroffen. Zwar kann der Schub bei vier kontaktierten Anodensegmenten durch diese Konfiguration gesteigert werden und somit die oben gemachten Überlegungen bestätigt werden,

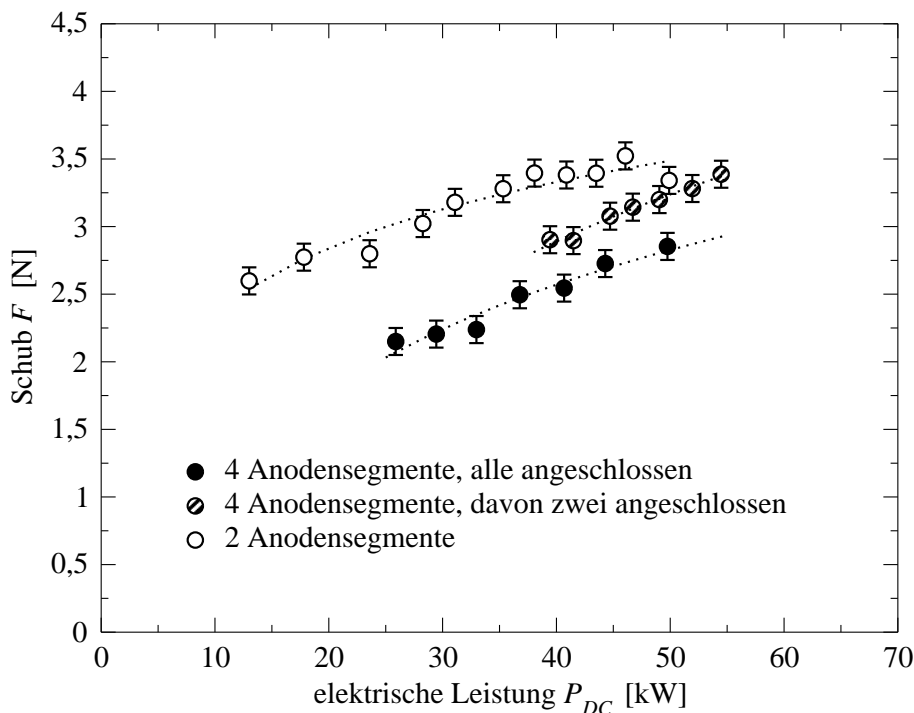


Bild 5.4: Schub bei unterschiedlicher Düsensegmentanzahl und einem Massenstrom von 300 mg/s.

aber ein weiterer Effekt verringert den Schub. Bei allen Bedingungen stellte sich ein Brennkammerdruck von cirka 530 hPa bei einem Umgebungsdruck von 12 Pa ein. Wie aus Bild 4.11 hervorgeht, wird der Strahl den Berechnungen nach etwa 0.05 m, also bis zur Hälfte der divergierenden Düse, beschleunigt und danach wieder verzögert. Am axialen Druckverlauf ist dort zu erkennen, dass der Strahl aber nicht überexpandiert ist. Der geringer als erwartet gemessene Schub muss also mit der Düsengeometrie und der Reibung der Strömung an der Düsenwand erklärt werden. Ein möglicher Grund können auch aufgrund der Segmentierung der Düse an jeder Kante auftretenden Stöße sein.

Die Konsequenz dieser Erkenntnisse ist, dass bei TIHTUS später im Optimalfall nur zwei Anodensegmente eingesetzt werden. Dies hat den positiven Nebeneffekt, dass der Abstand von Düsenendquerschnitt zu mittlerer Spulenwindung der zweiten Stufe verkürzt wird. Nachdem der Plasmastrahl nämlich die Düse des Lichtbogentriebwerks verlässt, rekombinieren die Ionen und Elektronen zunehmend. Die Kopplungseffizienz der zweiten Stufe wird dadurch beeinträchtigt.

Auf der Distanz zwischen Düsenendquerschnitt des TLT, also im Injektorkopf und vor der ersten Spulenwindung, findet noch keine Einkopplung statt, wie auch aus Kapitel 4.3 hervorgeht. Das Gegenteil geschieht: in der Zeit, in der das Plasma diese Strecke zurück legt haben die Ionen Zeit, wieder zu rekombinieren und zum Neutralgaszustand zurückzukehren. Außerdem findet auf dieser Strecke Wandreibung statt, die den Rekombinationseffekt verstärkt und die Strömung verzögert. Diese Strecke muss also möglichst kurz ausgelegt werden. Zu diesem Zweck wurde ein neuer, verkürzter Injektorkopf konstruiert, der statt $a=150$ mm nur noch $a=50$ mm lang ist. Alle folgenden Experimente werden mit dem neuen Injektorkopf durchgeführt. Der lichtbogenbeheizte Teil des Hybridtriebwerks wird mit vier Anodensegmenten betrieben. Für zukünftige Untersuchungen wird jedoch empfohlen, die stromab gelegenen zwei Düsensegmente des TLT zu entfernen. In diesem Fall muss allerdings erneut untersucht werden, ob die induktiv beheizte Stufe auch dann keine Rückwirkung auf die lichtbogenbeheizte Stufe ausübt.

5.1.2 Frequenzoptimierung der induktiv beheizten Stufe

Für thermische Triebwerke wird wie einleitend erwähnt als Treibstoff Wasserstoff vorgesehen, da dieses Gas als leichtestes Element des Periodensystems bei thermischen Triebwerken die höchsten effektiven Austrittsgeschwindigkeiten erreichen kann. Die induktiv beheizten Plasma-Generatoren des IRS wurden jedoch zunächst für Wiedereintrittssimulation und dabei insbesondere für die elektrodenlose Aufheizung von Sauerstoff als wichtigem Bestandteil der Erdatmosphäre entwickelt und optimiert. Um die Leistungseinkopplung des Schwingkreises zu maximieren, wenn Wasserstoff durch die induktiv beheizte Stufe strömt, wird im Folgenden die durchgeführte Frequenzoptimierung für Wasserstoffbetrieb beschrieben.

Tabelle 5.1: Übersicht über die Frequenzen der induktiv beheizten Plasmaquellen am IRS.

n	$3\frac{1}{2}$	$5\frac{1}{2}$
L_{Spule}	$0,8 \mu\text{H}$	$1,8 \mu\text{H}$
L_{peri}	$0,75 \mu\text{H}$	$0,75 \mu\text{H}$
$C=12$ nF	$f=840$ kHz	$f=640$ kHz
$C=18$ nF	$f=740$ kHz	$f=570$ kHz
$C=24$ nF	$f=680$ kHz	$f=520$ kHz

Die ins Plasma eingekoppelte Leistung hängt stark von der Eindringtiefe δ ab und aus der induktiven Heizung von Metallen ist bekannt, dass mit

$$\delta/R = 0,57 \quad (5.1)$$

mit Entladungsradius R für alle Stoffe eine maximale Leistungseinkopplung erreicht werden kann [83]. Dieses Verhältnis wurde von Eckert

für ein Argonplasma und von Herdrich für eine Sauerstoffströmung bestätigt und muss somit auch bei einer Wasserstoffströmung durch die Stufe der induktiven Nachheizung erreicht werden. Die Eindringtiefe δ wird als

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \sigma \pi f}}, \quad (5.2)$$

mit der Permeabilität μ_0 , der Betriebsfrequenz f und der effektiven elektrischen Leitfähigkeit $\sigma = \sigma(p, T)$, formuliert. Sie wird von der Leitfähigkeit des Plasmas und der Betriebsfrequenz des induktiv beheizten Plasmagenerators bestimmt. Dabei beträgt die Nominalfrequenz nach Gleichung (3.13) $f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$, wird also durch die Windungszahl der Spule und der im Schwingkreis angeschlossenen Kapazitäten eingestellt, wobei $L = L_{Spule} + L_{peri}$. Tabelle 5.1 zeigt die Verschaltungsmöglichkeiten am RF-Generator. Die Frequenz für die Heizung von Sauerstoff war mit einer Spule von 5,5 Windungen auf 640 kHz optimiert worden [5].

Die Frequenzoptimierung für Wasserstoff basiert auf der Kenntnis einer optimalen Betriebsfrequenz für Sauerstoff. Wird in Gleichung (5.1) der Entladungsradius R in der Wasserstoffströmung als gleich groß wie in einer Sauerstoffentladung angenommen, so ergibt sich für die Eindringtiefe im Wasserstoffbetrieb $\delta_{H_2} = \delta_{O_2}$ und die Eindringtiefen sollten gleich sein. Aus Gleichung (5.2) folgt dann für die optimale Frequenz des Schwingkreises

$$\sigma_{H_2} f_{H_2} = \sigma_{O_2} f_{O_2}. \quad (5.3)$$

Mit einer überschlägigen Berechnung wird aus einer Plasmaleistung von 40 kW nach

$$T \approx \frac{P_{Pl}}{\dot{m} c_p} \quad (5.4)$$

für die oben genannte Sauerstoffbedingung mit $c_p = 1170 \text{ J/kg K}$ [20] eine Plasmatemperatur von 8000 K ermittelt. Herdrich gibt für dieselbe Bedingung mit Sauerstoff einen Rohrrinnendruck von $p = 1500 \text{ Pa}$ an. Aus den Daten von Andriatis geht hierfür eine elektrische Leitfähigkeit von $\sigma = 1560 \text{ S/m}$ hervor [84].

Für Wasserstoffbetrieb wurde ein statischer Druck im Entladungsrohr von 1000 Pa gemessen. Setzt man eine ähnliche Einkopplung und daher dieselbe Temperatur von 8000 K voraus, geht aus Kapitel 4.1 und [69] für diesen Plasmazustand die effektive elektrische Leitfähigkeit $\sigma = 1190 \text{ S/m}$ hervor. Diese liegt damit etwas unter der von Sauerstoff. In der Folge liegt die optimale Betriebsfrequenz für Wasserstoff über derjenigen von Sauerstoff. Sie wird nach Gleichung (5.3) zu $f = 840 \text{ kHz}$ bestimmt und kann mit der dreieinhalbwindigen Spule und vier Kondensatoren, wie in Tabelle 5.1 aufgelistet, realisiert werden. Die oben abgeschätzte Temperatur hat auf die elektrische Leitfähigkeit und damit auf die bestimmte Betriebsfrequenz großen Einfluss.

Es wurden experimentelle Untersuchungen bei Betriebsfrequenzen von $f = 640 \text{ kHz}$, $f = 700 \text{ kHz}$, $f = 740 \text{ kHz}$ und $f = 840 \text{ kHz}$ durchgeführt. Eine höhere Frequenz als 840 kHz kann mit der dreieinhalbwindigen Spule nicht erreicht werden, da der Schwingkreis mit mindestens vier Kondensatoren arbeiten muss, um stabil betrieben zu werden. Für ein Experiment bei kalter Einströmung ins Entladungsrohr sind die Kennlinien der Leistungsaufnahme des Triebwerks in Bild 5.5 dargestellt. Da während der Versuche Temperatur und Durchflussmenge des Kühlwassers des Entladungsrohrs gemessen werden, können mit Gleichung (4.25) die Kühlleistung, bzw. die Wärmeverluste durch das Quarzrohr überwacht werden.

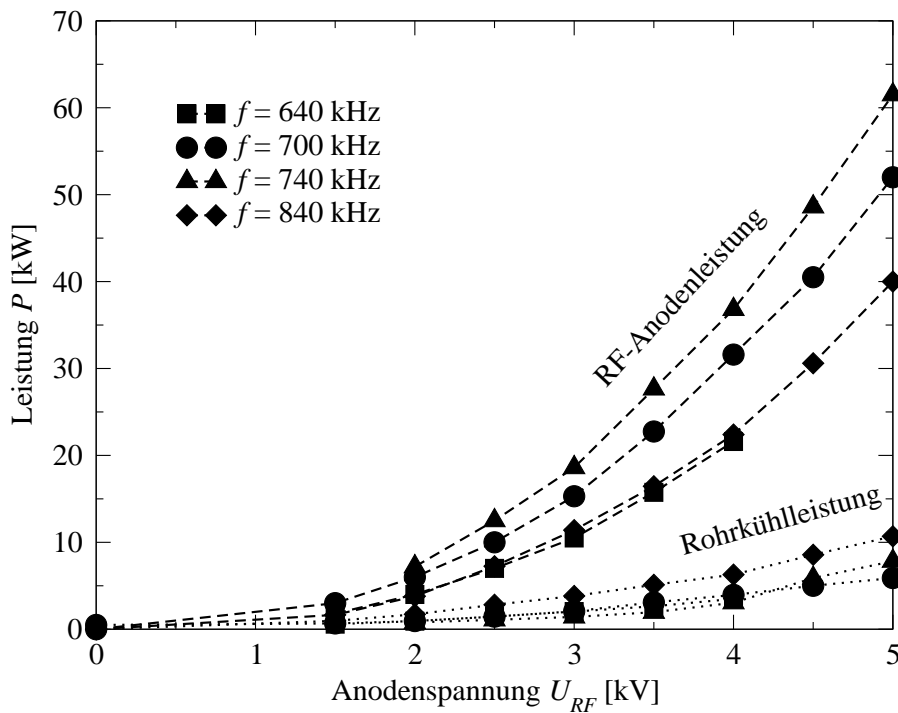


Bild 5.5: Leistungskennlinien für Wasserstoff bei 300 mg/s Gesamtmassenstrom und $\dot{m}_{zentral} | \dot{m}_{Wirbel} = 200 | 100^1$ mg/s.

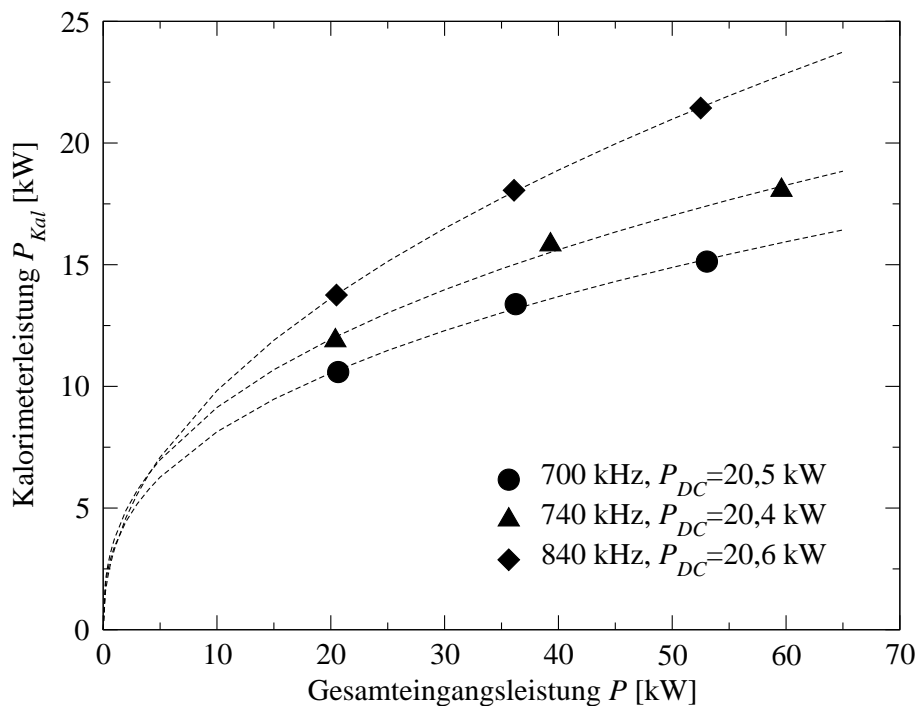


Bild 5.6: Plasmaleistungen für Wasserstoff bei 300 mg/s Gesamtmassenstrom und $\dot{m}_{zentral} | \dot{m}_{Wirbel} = 200 | 100^1$ mg/s.

¹200 mg/s in der ersten und 100 mg/s in der zweiten Stufe, siehe Tabelle 2.3

Die Kühlleistungen sind ebenfalls in Bild 5.5 eingetragen. Es wird beobachtet, dass bei einer Frequenz von $f=740$ kHz die maximale Leistungsaufnahme erfolgt, während bei der Frequenz $f=840$ kHz die Leistungsaufnahme geringer ist. Bei dieser Frequenz ist die Kühlleistung vergleichsweise hoch und das Entladungsrohr wird stark belastet.

Neben den Wärmeverlusten ins Kühlwasser tritt beim Radiofrequenzgenerator ein Leistungsverlust auf, der in Kapitel 4.4 als Leerlaufleistung bezeichnet wurde und zum Beispiel zur Erwärmung der Bauteile im RF-Generator führt. Diese Leerlaufleistung ist jedoch ebenfalls frequenzabhängig und nicht für alle Frequenzen bekannt. Die Plasmaleistung P_{Pl} kann daher nicht für alle Frequenzen analytisch aus der Leistungsaufnahme abgeleitet werden, sondern wird mit dem in Kapitel 3.5 beschriebenen Hohlraumkalorimeter gemessen. Für eine Versuchsreihe bei zweistufigem Betrieb des Triebwerks wird in Bild 5.6 die gemessene Plasmaleistung über der Gesamtleistungsaufnahme aufgetragen. Aus diesem Bild wird deutlich, dass mit geeigneter Frequenz bei gleichbleibender Eingangsleistung mehr Leistung ins Plasma eingekoppelt werden kann. Hieraus folgt, dass die Frequenz, bei der die Leistungsübertragung ins Plasma optimal ist, tatsächlich bei $f=840$ kHz liegt. Die analytischen Überlegungen von oben werden also bestätigt. Bei einer RF-Anodenspannung von $U_{RF}=4000$ V beträgt der thermische Wirkungsgrad bei dieser Frequenz $\eta_{th}=40,6\%$.

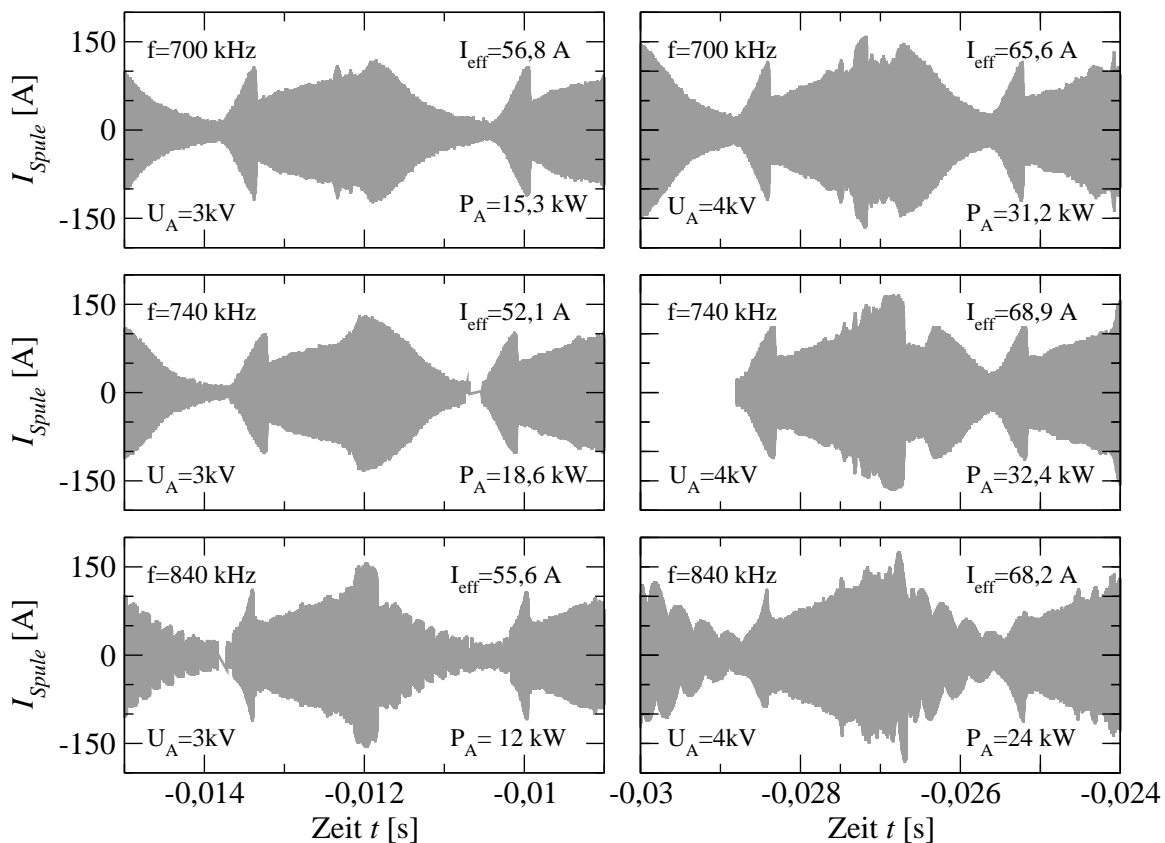


Bild 5.7: Zeitlich aufgelöste Spulenstrommessung bei verschiedenen Betriebsfrequenzen.

Für alle gezeigten Bedingungen wird mit dem HOKA-Sensor aus Kapitel 3.6 zusätzlich der Spulenstrom gemessen. Er wird in Bild 5.7 für alle Frequenzen gezeigt und man erkennt die sich mit der Speisefrequenz von circa 300 Hz wiederholenden Wellenpakete, die in Kapitel 3.6 beschrieben wurden. In [5] werden die Wellenpakete für den optimierten Sauerstoffbetrieb als bauchige, sinusähnliche Schwingungen beschrieben, die beim Wechsel zur zweiten induktiven

Entladungsform, die in Kapitel 2.2 dargelegt wurde, in dreieckförmige Wellenpakete mit steil abfallenden Flanken mit einer aufrechterhaltenen Mindestamplitude übergehen. Im Vergleich dazu lässt sich über den in der vorliegenden Arbeit gemessenen Spulenstrom feststellen, dass die zweite induktive Entladungsform mit Wasserstoff nicht erreicht wird. Das stimmt auch mit der Interpretation von Bild 4.23 überein. Dennoch wird erwartet, dass sich bei besserer Einkopplung die Amplitude des Spulenstroms erhöht. Der effektive Spulenstrom wird gemäß

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} I^2(t) dt} \quad (5.5)$$

aus den Messdaten des HOKA-Sensors bestimmt und es fällt auf, dass die maximale effektive Stromstärke von 68,9 A bei $f=740$ kHz gemessen wird. Dies geschieht jedoch bei einer Eingangsleistung ins Triebwerk von 32,4 kW, während bei $f=840$ kHz fast dieselbe effektive Stromstärke bei nur 24 kW Leistungsaufwand erreicht werden kann. Dieses Ergebnis bestätigt die Daten, die mit dem Hohlraumkalorimeter ermittelt wurden. Alle folgenden Experimente werden folglich bei der Frequenz 840 kHz durchgeführt.

Die Frequenzoptimierung wird hier für Wasserstoff durchgeführt, das für eine hohe zu erreichende Austrittsgeschwindigkeit besonders geeignet ist. Die hier vorgestellte Vorgehensweise ermöglicht es jedoch prinzipiell für jede Gasart, die Leistungseinkopplung des Schwingkreises zu maximieren.

5.2 Leistungsoptimierung

Nachdem die optimale Frequenz für den hier untersuchten Wasserstoff gefunden wurde, soll nun das Plasma systematisch für die verschiedenen Bedingungen aus Tabelle 2.3 untersucht werden. In diesem Kapitel wird die Untersuchung auf integrale Größen fokussiert. Mit dem in Kapitel 3.5 vorgestellten Hohlraumkalorimeter kann die Plasmaleistung der ersten Stufe des Hybridtriebwerks TIHTUS gemessen werden. Da es in nur 70 mm Entfernung vom Triebwerksaustritt aufgebaut wird, kann davon ausgegangen werden, dass sich kein Restgas aus der Tankumgebung in den Plasmastrahl einmisch, das die Messergebnisse verfälscht. Es zeigt sich in dieser Untersuchung außerdem, dass das Entladungsverhalten der ersten Stufe von der nachgeschalteten zweiten Stufe und deren Entladungsrohr nicht beeinflusst wird.

5.2.1 Plasmaleistung

Die Messungen am kombinierten Hybridtriebwerk zeigen bei den ausgewählten Betriebsbedingungen aus Tabelle 2.3 je nach Leistungsstufung und Stufung der Massenstromzufuhr Plasmaleistungen zwischen 20 und 26 kW. Die Plasmaleistungen der Versuchsbedingungen aus Tabelle 2.3 werden in Tabelle 5.2 aufgeschlüsselt.

Die Bedingungen repräsentieren zwei Parameterveränderungen. Die erste bildet die Variation der Leistungsaufteilung bei einem Massenstrom von 300 mg/s durch die erste Stufe. Im Injektorkopf der zweiten Stufe wird kein weiterer Massenstrom zugeführt. Die zugeführte Leistung bleibt in der Summe 50 kW. Es ist deutlich zu erkennen, dass die höchste Plasmaleistung im reinen lichtbogenbeheizten Plasmastrahl vorliegt, der lediglich durch die Wasserkühlung der zweiten Stufe weiter ausgekühlt wird. Wird jeder Stufe jeweils die Hälfte der Leistung zugeführt, sinkt die Plasmaleistung. Das ist dadurch zu begründen, dass die induktiv beheizte

Tabelle 5.2: Plasmaleistung aus direkter Messung und aus Betriebsdaten.

	$P_{Pl,Kal}$ [kW]	$P_{Pl,Gl.(4.32)}$ [kW]	Abw. [%]
T 50 00-300 0	25,56	25,56	0
T 25 25-300 0	20,39	22,16	8,7
T 20 30-300 0	21,16	21,73	2,7
T 25 25-200 100	21,08	19,99	5,2
T 25 25-100 200	21,32	19,54	8,4

Tabelle 5.3: Thermischer Wirkungsgrad aus kalorimetrischer Messung und aus Betriebsdaten.

$\eta_{th,DC}$ [%]	$\eta_{th,RF}$ [%]	$\eta_{th,Kal}$ [%]	$\eta_{th,Gl.(4.39)}$ [%]	Abw. [%]
78,72	64,84	51,04	51,04	0
76,98	49,46	40,67	43,76	1,62
78,18	46,50	41,73	42,44	7,61
77,38	47,40	42,87	42,04	2,03
60,61	46,98	42,31	37,72	10,66

Stufe zwar viel Leistung einkoppelt aber durch das wassergekühlte Entladungsrohr dem Plasma auch viel Leistung – ca. 35% der zur zweiten Stufe zugeführten Leistung – wieder entzogen wird. Es wurde bereits vorangehend bemerkt, dass beim derzeitigen Entwicklungsstand des Hybridtriebwerks diese Wasserkühlung noch benötigt wird, da die Dichtungstechnik für das Kühlwasser des Entladungsrohrs die derzeit einzigen Verschleißteile darstellt und daher selbst nur bei ausreichender Kühlung nicht versagt. Desweiteren ist das Gerät geometrisch noch nicht optimiert und die Strecke zwischen Austritt der ersten Stufe und erster Spulenwindung muss voraussichtlich verkürzt werden. Wird die Leistung in der ersten Stufe noch weiter gesenkt und in der zweiten Stufe erhöht, sinkt die Plasmaleistung jedoch nicht wesentlich weiter. Die thermische Verlustleistung der zweiten Stufe steigt auch nicht weiter. Die induktive Einkopplung muss demnach zu besseren Wirkungsgraden stattfinden.

In der zweiten Variation wird das Massenstromverhältnis bei gleichbleibender Leistungsaufteilung von 25|25² kW verändert, wobei in der Summe immer 300 mg/s zugeführt werden. Es stellt sich heraus, dass die Variation der Massenstromzufuhr keinen maßgeblichen Einfluss auf die Plasmaleistung hat. In der zweiten Stufe können demnach 25 kW in eine Gasmischung aus 200 mg/s Heißgas mit spezifischer Leistung P/\dot{m} von 250 MW und 100 mg/s Kaltgas ebensogut einkoppeln wie in eine Gasströmung aus 300 mg/s Heißgas. Dies kann ein Hinweis darauf sein, dass sich der in der zweiten Stufe kalt und tangential zugeführte Treibstoff gut mit dem heißen Gas mischt.

In Kapitel 4.4 wurde eine Methode erörtert, mit der die Plasmaleistung durch die Betriebsdaten $T_{H_2O, ein}$, $T_{H_2O, aus}$, \dot{m}_{H_2O} , U_{DC} und I_{DC} bestimmt werden kann. Die Ergebnisse aus den Gleichungen (4.32) und (4.39) sind ebenfalls in den Tabellen 5.2 und 5.3 eingetragen. Sie stimmen gut mit den Werten aus den Kalorimetermessungen überein. Daraus geht hervor, dass die Plasmaleistung des aus TIHTUS ausgestoßenen Plasmas aus den Betriebsdaten des Hybridtriebwerks näherungsweise bestimmt werden kann. Diese Näherung weicht weniger als 11% von den Daten ab, die mit dem Hohlraumkalorimeter gemessen werden.

Nun soll die Abhängigkeit des thermischen Wirkungsgrads η_{th} von der Gleichstromleistung P_{DC} und dem Massenstrom $\dot{m}_{zentral}$ untersucht werden. In Bild 5.8 werden die Messwerte des thermischen Wirkungsgrads bei Wasserstoffbetrieb für die lichtbogenbeheizte erste Stufe mit ihren möglichen systematischen Abweichungen vom wahren Wert nach $\Delta P_{el} = U\Delta I + I\Delta U$ und $\Delta P_{th} = c_{p,H_2O}\dot{m}_{H_2O}(\Delta T_{aus} + \Delta T_{ein}) + c_{p,H_2O}\Delta\dot{m}_{H_2O}(T_{aus} - T_{ein})$ sowie $\Delta\eta_{th} = \Delta P_{el}P_{th}/P_{el}^2 + \Delta P_{th}/P_{el}$ gezeigt, die sich auf maximal 9% belaufen. Den größten Anteil an dieser Abweichung hat die Genauigkeit der Temperaturmessung. Die Wirkungsgrade

²25 kW in der ersten und 25 kW in der zweiten Stufe, siehe Tab. 2.3

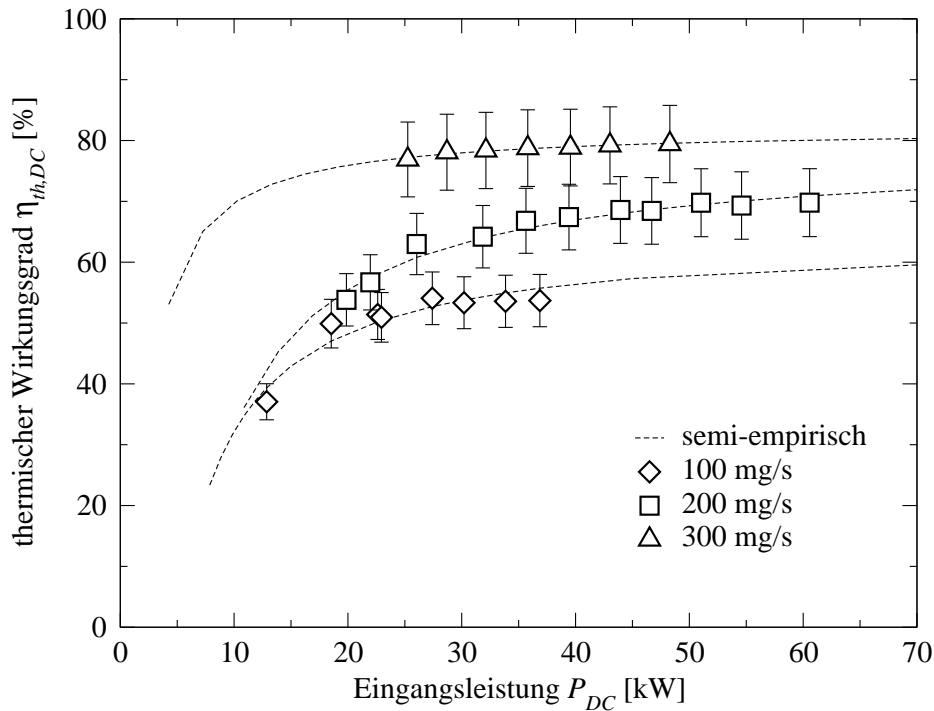


Bild 5.8: Thermischer Wirkungsgrad der lichtbogenbeheizten Stufe im Vergleich mit dem empirischen Modell nach Gleichung (5.6).

nähern sich mit zunehmender Leistung asymptotisch an ihren Maximalwert an. Außerdem ist der Wirkungsgrad vom Gasmassenstrom abhängig. Bei zwischen 100 und 300 mg/s steigendem Massenstrom steigt auch der thermische Wirkungsgrad.

Basierend auf den experimentellen Daten wurde auf diese Weise ein semi-empirisches Modell entwickelt, mit dem die Wirkungsgrade direkt in Abhängigkeit der Gleichstromleistung und des Massenstroms angegeben werden können. Es folgt der Funktion

$$\eta_{th,DC} = \eta_{th,DC,max} - \frac{b}{P_{DC}} \quad (5.6)$$

mit den Konstanten aus Tabelle 5.4. Die auf diese Weise bestimmten Kurven werden ebenfalls in Bild 5.8 dargestellt. Die Kurven weichen weniger als 7% von den Messwerten ab.

Tabelle 5.4: Modellkonstanten zur Berechnung des thermischen Wirkungsgrads der lichtbogenbeheizten Stufe von TIHTUS.

\dot{m} [mg/s]	$\eta_{th,max}$ [%]	$b(\dot{m})$ [kW]
100	64,5	323,6
200	78,5	461,1
300	82,1	123,5

Außerdem wurde oben durch einen Vergleich der kalorimetrisch gemessenen und der aus Betriebsdaten bestimmten Daten gezeigt, dass auch für die zweite Stufe die Bestimmung der Plasmaleistung aus Betriebsdaten zulässig ist. Aus Bild 5.9 geht hervor, dass die Plasmaleistung ansteigt, wenn die Anodenleistung gesteigert wird. Die Näherungskurven gehorchen mit der Konstanten d der Funktion

$$P_{Pl} = d P_{RF}^2 + P_{Pl,DC} \eta_{th,RF=0}, \quad (5.7)$$

die eine Summierung der durch die erste Stufe verursachten Plasmaleistung auf das Kühlwasser mit der durch die zweite Stufe erzeugten Plasmaleistung darstellt. Die Konstante d wird aus diesen Messwerten empirisch bestimmt und in Tabelle 5.5 aufgelistet. Es zeigt sich, dass sie

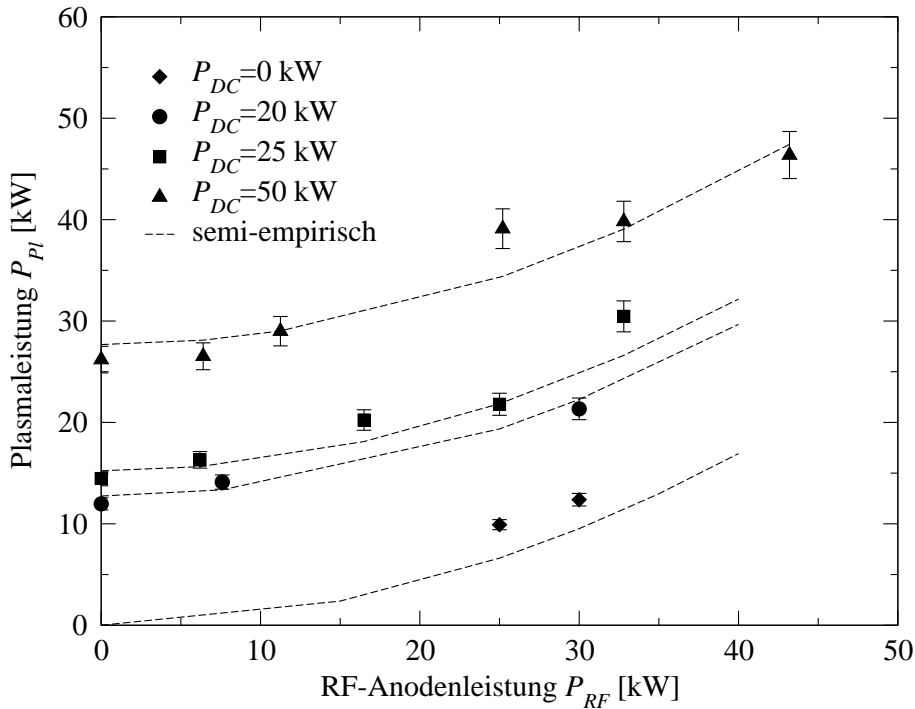


Bild 5.9: Plasmaleistung von TIHTUS in Abhängigkeit der Anodenleistung bei variierender DC-Leistung.

unabhängig von der Eingangsleistung der ersten Stufe und konstant ist. Der Wirkungsgrad $\eta_{th,RF=0}$ bezeichnet hier den Wirkungsgrad der induktiven Stufe, wenn an der Induktionsspule keine Spannung anliegt, sodass $P_{RF}=0$. Er ist abhängig von der Plasmaleistung $P_{Pl,DC}$ und aus Messwerten bekannt. Bild 5.10 zeigt $\eta_{th,RF=0}$ für die Massenstromaufteilung 300|0 mg/s, das wiederum der Funktion

$$\eta_{th,RF=0} = -14,65 \ln(P_{DC}) + 122 \quad \text{folgt.} \quad (5.8)$$

Der Wirkungsgrad der zweiten Stufe wird in Kapitel 4.4.2 mit Gleichung (4.37) beschrieben. Somit ist, wie in Kapitel 4.4 diskutiert wurde, $\eta_{th,RF}$ eine Funktion der im einströmenden Plasma enthaltenen Leistung $P_{Pl,DC}$, des Massenstroms \dot{m}_{Wirbel} und der zugeführten RF-Anodenleistung P_{RF} . Für die Massenstromaufteilung 300|0 mg/s und somit $\dot{m}_{Wirbel}=const=0$ wurde wieder ein semi-empirisches Modell abgeleitet. Die Wirkungsgrade der induktiv beheizten Stufe werden in Bild 5.11 gezeigt. Die Kurven zeigen das Modell, das der Gleichung

$$\eta_{th,RF} = \frac{d P_{RF}^2 + P_{Pl,DC} \eta_{th,RF=0}}{P_{RF} + P_{Pl,DC}}. \quad (5.9)$$

entspricht und die Symbole den Messwerten. Die Konstanten d und $P_{Pl,DC}$ sowie $\eta_{th,RF}$ werden für die Bogenleistungen P_{DC} in Tabelle 5.5 angegeben. Der Wirkungsgrad $\eta_{th,RF=0}$ ist hoch, wenn die Leistung der ersten Stufe niedrig ist und hängt stark vom Strahldurchmesser ab. Die Messwerte in Bild 5.9 weichen an zwei Punkten um 13 und 15% von den Kurven ab, stimmen aber an allen anderen Punkten bis auf 10% mit den Kurven überein. Die Kurven

Tabelle 5.5: Modellkonstante d und Messwerte $P_{Pl,DC}$ und $\eta_{th,RF=0}$ für Gl. (5.7) und (5.9).

P_{DC} [kW]	d [kW ⁻¹]	$P_{Pl,DC}$ [kW]	$\eta_{th,RF=0}$ [%]
20	0,01	15,19	78,0
25	0,01	19,05	75,4
50	0,01	39,43	64,8

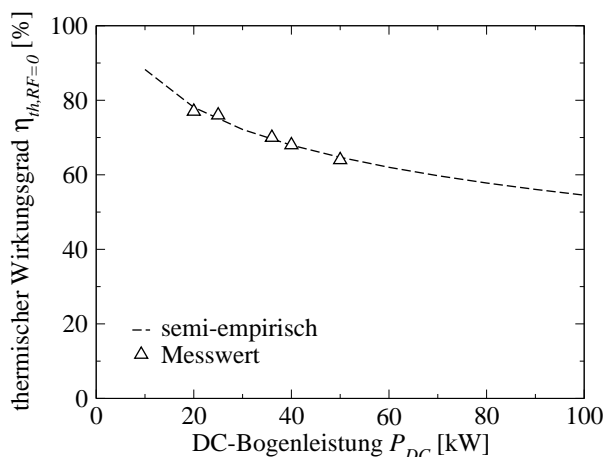


Bild 5.10: Thermischer Wirkungsgrad der induktiv beheizten Stufe bei $P_{RF}=0$ und $\dot{m}=300|0$ mg/s und semi-empirischem Modell nach Gleichung (5.6).

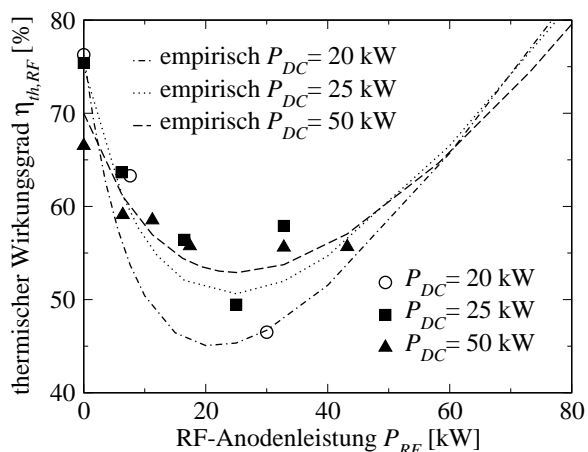


Bild 5.11: Thermischer Wirkungsgrad der induktiv beheizten Stufe nach Gleichung (4.35) im Vergleich mit dem semi-empirischem Modell nach Gleichung (5.9) bei $\dot{m}=300|0$ mg/s.

verdeutlichen die Wirkungsgradsteigerung durch die Einspritzung von vorgeheiztem Gas in die induktiv beheizte Stufe. Bei einer RF-Anodenleistung von 30 kW wird der Wirkungsgrad der zweiten Stufe zum Beispiel bei mit 50 kW vorgeheiztem Gas gegenüber mit 20 kW vorgeheiztem Gas von 46% auf 53% gesteigert. Bei einer RF-Anodenleistung von 20 kW wird eine Steigerung von 45% auf 54% erreicht.

Als Ergebnis liegt nun der in diesem Kapitel messtechnisch nachgewiesene erstmalig aufgestellte Zusammenhang der Wirkungsgrade der einzelnen Stufen nach Gleichung (4.39) vor. Durch die Messungen wurde gezeigt, dass kein weiterer Leistungsverlust als die aufgezählten Verlustleistungen Bedeutung hat. Aus den Ergebnissen lässt sich außerdem schlussfolgern, dass die induktiv beheizte Stufe keine Rückwirkung auf das Betriebsverhalten der lichtbogenbeheizten Stufe nimmt.

5.2.2 Optimierung

In den vorangehenden Ausführungen wurde gezeigt, dass der thermische Wirkungsgrad der induktiv beheizten zweiten Stufe durch eine Frequenzanpassung und durch Einspritzung eines möglichst hoch ionisierten Plasmas um bis zu 10% gesteigert wird. Das zweistufige Konzept wird in der vorliegenden Arbeit untersucht, um mehr Leistung im Plasmastrahl zu platzieren. Es ist jedoch auch interessant, die erhöhte Leistung sinnvoll zu nutzen, also mit hohem Wirkungsgrad unterzubringen. In Anlehnung an die in Kapitel 4.4 hergeleitete Theorie wird nun der thermische Gesamtwirkungsgrad in Abhängigkeit der Einzelwirkungsgrade beleuchtet. Die thermischen Wirkungsgrade der Stufen wurden aus den Betriebsdaten des Triebwerks ermittelt und werden in den Bildern 5.8 und 5.11 gezeigt.

Bild 5.12 zeigt die thermischen Wirkungsgrade der Einzelstufen und des Gesamtsystems im Vergleich miteinander. Die fetten Kurven stammen aus experimentell nachgewiesenen Daten, dünne Kurven geben einen extrapolierten Bereich entsprechend des oben beschriebenen semi-empirischen Modells an. Für steigende elektrische Gleichstromleistung P_{DC} an der lichtbogenbeheizten Stufe wird der thermische Wirkungsgrad der ersten Stufe bei einem Massenstrom

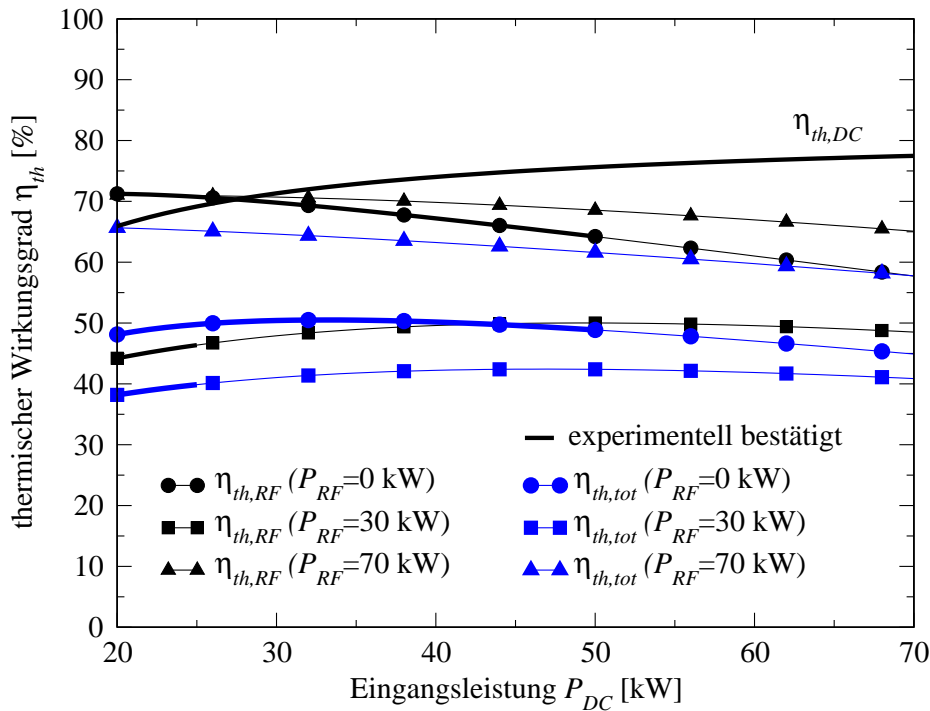


Bild 5.12: Thermische Wirkungsgrade der Einzelstufen und des Gesamtsystems im Vergleich.

von 300 mg/s mit der durchgezogenen Linie ohne Symbole aufgetragen. Für drei konstante Anodenleistungen ($P_{RF}=0, 30$ und 70 kW) der induktiv beheizten Stufe werden ebenfalls die thermischen Wirkungsgrade der zweiten Stufe in Abhängigkeit der Lichtbogenleistung aufgetragen. Der thermische Wirkungsgrad aus Gleichung (4.34) hängt wesentlich von den Leistungsverlusten ans Kühlwasser ab und man erkennt am Verlauf der Kennlinie von $\eta_{th,RF} (P_{RF}=0 \text{ kW})$, dass der thermische Wirkungsgrad mit steigender Bogenleistung tendenziell sinkt. Dies muss bedeuten, dass der Plasmastrahl der ersten Stufe bei steigender Leistung breiter und heißer wird und dadurch mehr Leistung ans Kühlwasser verloren wird. Mit zunehmender RF-Anodenleistung P_{RF} sinkt der thermische Gesamtwirkungsgrad zunächst bevor er wieder ansteigt, wie auch in Bild 5.11 gezeigt wird. Der thermische Gesamtwirkungsgrad liegt bei jeder der experimentell realisierten Bedingungen beträchtlich unter den beiden Einzelwirkungsgraden $\eta_{th,DC}$ und $\eta_{th,RF}$, aus denen er sich zusammensetzt. Aus Bild 5.9 war hervorgegangen, dass die im Plasma enthaltene Leistung bei Erhöhung der Anodenleistung steigt. Am sinkenden thermischen Gesamtwirkungsgrad ist jedoch zu erkennen, dass die Steigerung nicht der Steigerung der aufgewendeten Leistung entspricht. In Bild 5.12 ist außerdem zu sehen, dass der thermische Gesamtwirkungsgrad $\eta_{th,tot}$ bei Betrieb der induktiv beheizten Stufe mit $P_{RF}=70$ kW über demjenigen liegt, in dem die zweite Stufe mit $P_{RF}=0$ kW nicht in Betrieb ist, obwohl die Einzelwirkungsgrade $\eta_{th,RF}$ vergleichbar sind. Folglich werden hohe RF-Eingangsleistungen benötigt, wenn der thermische Wirkungsgrad des zweistufigen Geräts hoch sein soll. Eine RF-Anodenleistung von 70 kW wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch nie angefahren, da das Kühlsystem, wie in Kapitel 2.3 erklärt, dafür nicht ausgelegt ist.

Bild 5.13 zeigt einen Überblick über die thermischen Gesamtwirkungsgrade, die aus den Messdaten hervorgehen. Im Bild gibt wieder das hervorgehobene Gebiet, für das auch Potentialkurven eingetragen sind, den experimentell bestätigten Bereich an. In Übereinstimmung mit den Bildern 4.25 und 4.26, sowie Gleichung (4.39), übersteigt der thermische Gesamtwirkungsgrad

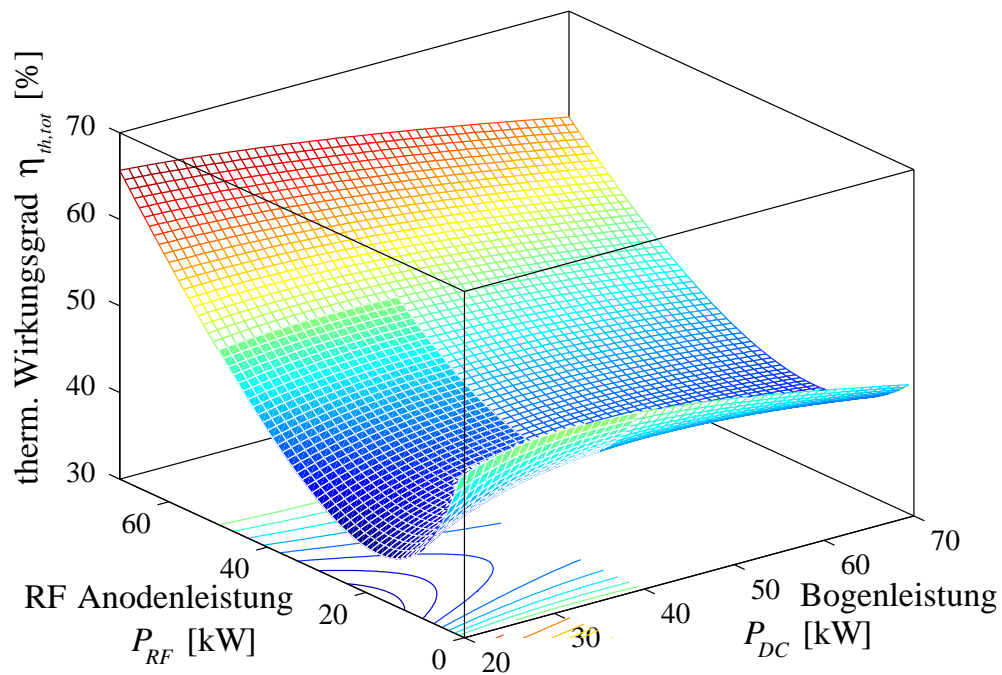


Bild 5.13: Thermischer Gesamtwirkungsgrad von TIHTUS bei einer Massenstromaufteilung von 300|0 mg/s.

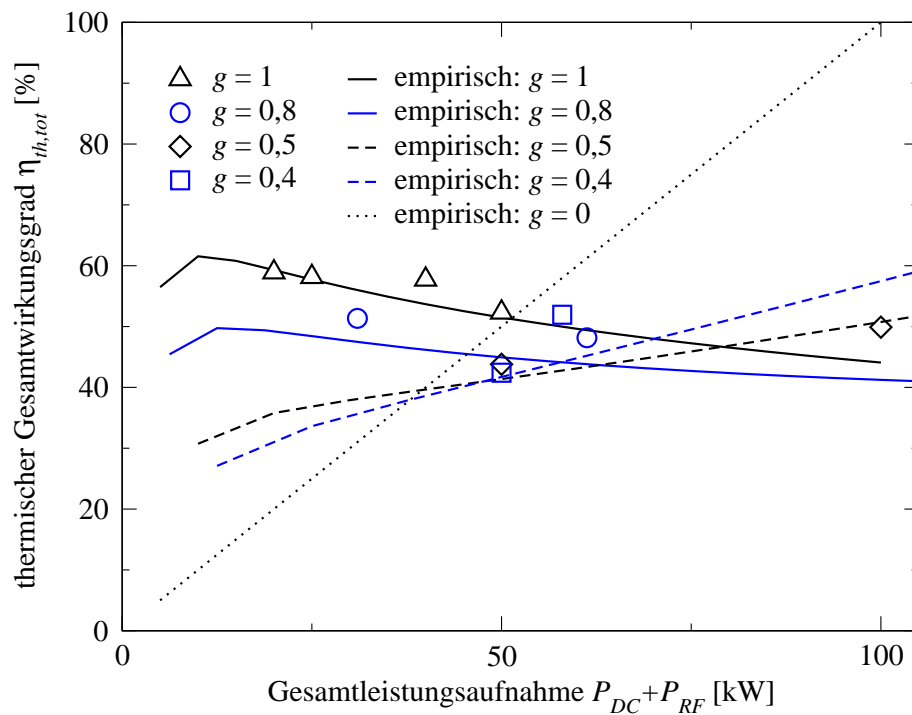


Bild 5.14: Thermischer Gesamtwirkungsgrad von TIHTUS bei einer Massenstromaufteilung von 300|0 mg/s bei konstanter Leistungsstufung $g = \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}}$.

nie den thermischen Wirkungsgrad der zweiten Stufe. Induktiv beheizte Plasmaquellen sind jedoch derzeit wenig effizient, sodass ihr thermischer Wirkungsgrad grundsätzlich unter dem einer Lichtbogentriebwerksstufe liegt.

Der thermische Gesamtwirkungsgrad des zweistufigen Hybridplasmatriebwerks wird in Bild 5.14 nochmals in Abhängigkeit der Gesamtleistungsaufnahme bei konstanter Leistungsstufe $g = \frac{P_{DC}}{P_{DC} + P_{RF}}$ dargestellt. Dazu wurde wieder das im vorliegenden Kapitel erarbeitete semi-empirische Modell zugrunde gelegt. Aus dem Bild geht hervor, dass auch beim zweistufigen Triebwerk bis zu einer Gesamtleistungsaufnahme von 50 kW der höchste Wirkungsgrad mit einem Leistungsverhältnis von $g=1$, also mit rein bogenbeheizter Stufe, erreicht wird. Erst bei höherer Leistungsaufnahme werden nach Voraussage des vorliegenden Modells höhere Gesamtwirkungsgrade erreicht, wenn die zweite Stufe zugeschaltet wird, also wenn $g < 1$.

Die Nachschaltung einer zweiten Stufe resultiert also im bisher realisierbaren Leistungsbereich noch nicht in einer Steigerung des thermischen Gesamtwirkungsgrads, wie aus den Bildern 5.13 und 5.14 ersichtlich wird. Dies ist unter anderem darauf zurückzuführen, dass die zweite induktive Entladungsform nicht erreicht wird, siehe Kapitel 2.2. Bei einer Steigerung der Gesamtleistungsaufnahme, kann jedoch der thermische Gesamtwirkungsgrad denjenigen des zweistufigen Triebwerks mit aktiver lichtbogenbeheizter Stufe und inaktiver induktiv beheizter Stufe übertreffen, wie ebenfalls aus den Bildern 5.13 und 5.14 hervorgeht.

Durch die zweite Stufe lässt sich aber bereits im derzeit vorliegenden Triebwerksaufbau nach der Düse der ersten Stufe weitere Leistung im Strahl unterbringen, die messtechnisch erfasst werden kann wie Bild 5.9 zeigt. Gelänge es nun, diese Leistung nutzbar zu machen, könnte die Anlage mit signifikant höheren thermischen Wirkungsgraden betrieben werden.

5.2.3 Schubstrahlleistung

Die Leistungsmessungen mit Hilfe des Hohlraumkalorimeters geben Aufschluss darüber, welche Leistung im Plasma durch die Lichtbogenheizung und die induktive Einkopplung vorliegt. Diese Mechanismen der Leistungsübertragung sind verbunden mit den thermischen Wirkungsgraden der Geräte, die bereits beschrieben wurden. Von der Leistungsmenge, die im Plasma untergebracht wird, wird ein Teil für die Dissoziation und die Ionisation aufgewendet. Dieser Teil kann nicht zur Produktion von Schub beitragen. Von der übrigen Leistung – also die für Schub zur Verfügung stehende Leistung – wird nur der Teil effektiv für Schub genutzt, dessen thermische Leistung durch die Düse in Schubstrahlleistung umgewandelt werden kann und der nicht aufgrund von einer nicht-angepassten Düse verloren geht. Die verbleibende Schubstrahlleistung ist ein sehr wichtiger Parameter eines Triebwerks. Sie ist nach Gleichung (1.1) definiert als $P_F = \frac{1}{2} \frac{F^2}{\dot{m}}$.

In der vorliegenden Untersuchung des Triebwerks TIHTUS wurden auch Schubmessungen durchgeführt. Der Schub wird wieder unter Variation der Leistungs- und der Massenstromstufe gemessen. In Kapitel 3.3 wurde bereits dargelegt, dass es aufgrund des komplexen zweistufigen Triebwerksaufbaus schwierig ist, beide Stufen im evakuierten Bodenteststand auf einer Schubwaage zu installieren. Der Schub wird daher mittels einer Prallplatte gemessen, die in Kapitel 3.3.2 beschrieben wird. Sie wurde anhand des Nominalschubs des wassergekühlten Lichtbogentriebwerks HIPARC-W kalibriert, der mittels einer Schubwaage mit einem Fehler $< 1\%$ bestimmt wurde.

Zunächst wird das Triebwerk bei Kaltgasbetrieb ohne elektrische Leistungszufuhr untersucht.

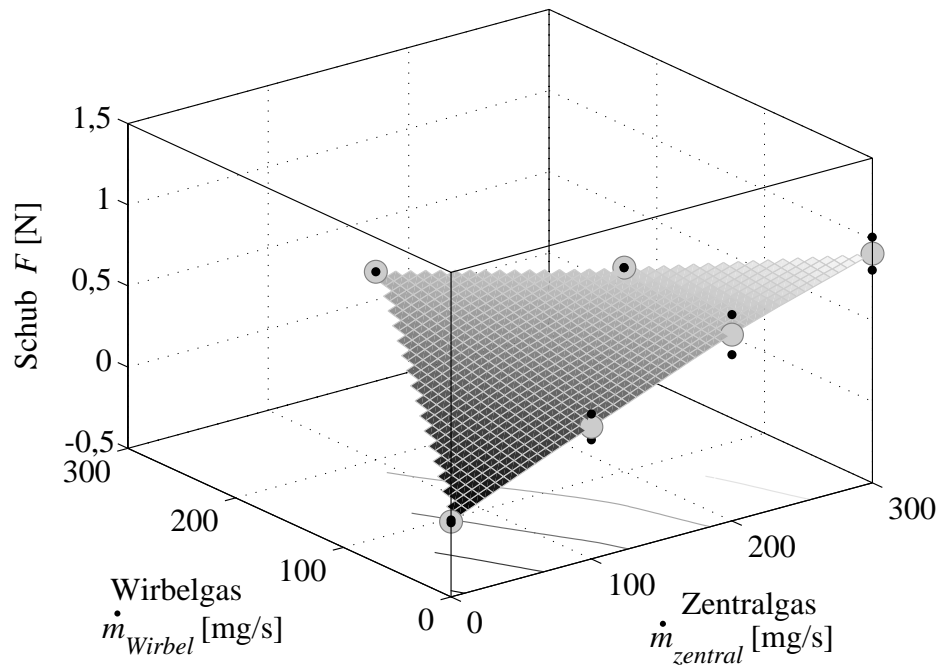


Bild 5.15: Kaltgasschub bei verschiedenen Massenstromverteilungen.

Der Druck in der ringförmigen Vorkammer p_0 wird bei einem Massenstrom von $300|0^3$ mg/s zu 209 hPa gemessen. Mit der analytischen Gleichung für eine angepasste Düse,

$$F = p_0 A_t \sqrt{\kappa \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}, \quad (5.10)$$

mit dem engsten Düsenquerschnitt A_t und dem Isentropenexponenten $\kappa=1,4$, wurde der Kaltgasschub zu 1,04 N abgeschätzt. Mit der Prallplatte werden 0,91 N gemessen. Der Schub, der mit der Prallplatte bei verschiedenen Kaltgasbedingungen gemessen wurde, ist in Bild 5.15 gezeigt. Die großen Symbole zeigen die Messpunkte an. Die vollen, kleineren Punkte markieren die Standardabweichung des Mittelwerts nach

$$\Delta \bar{F} = \sqrt{\sum_{i=1}^n (F_i - \bar{F})^2 / n(n-1)}. \quad (5.11)$$

Die Fläche dazwischen zeigt interpolierte Werte. Im Mittel wurden $n=4$ Messungen pro Bedingung durchgeführt. Bei einem Gesamtmassenstrom von 300 mg/s fällt auf, dass bei steigendem Anteil des Wirbelgasmassenstroms, der durch den Injektorkopf der zweiten Stufe zugeführt wird, der Schub sinkt. Dies kann dadurch begründet werden, dass der Massenstrom \dot{m}_{Wirbel} erst stromab der Düse zugeführt wird und nicht mehr gasdynamisch beschleunigt werden kann. Außerdem wird das Gas im Injektorkopf tangential eingeblasen und hat daher in Axialrichtung aufgrund der geringeren axialen Anfangsgeschwindigkeit einen geringeren Impuls. In Kapitel 4.2 ist bereits mit Gleichgewichtsannahme und eindimensional berechnet worden, dass zur vollen Nutzung der Plasmaleistung dem Triebwerk eine weitere Düse nachgeschaltet werden muss. Dieses Ergebnis wird hier bestätigt.

³300 mg/s in der ersten und 0 mg/s in der zweiten Stufe, siehe Tabelle 2.3

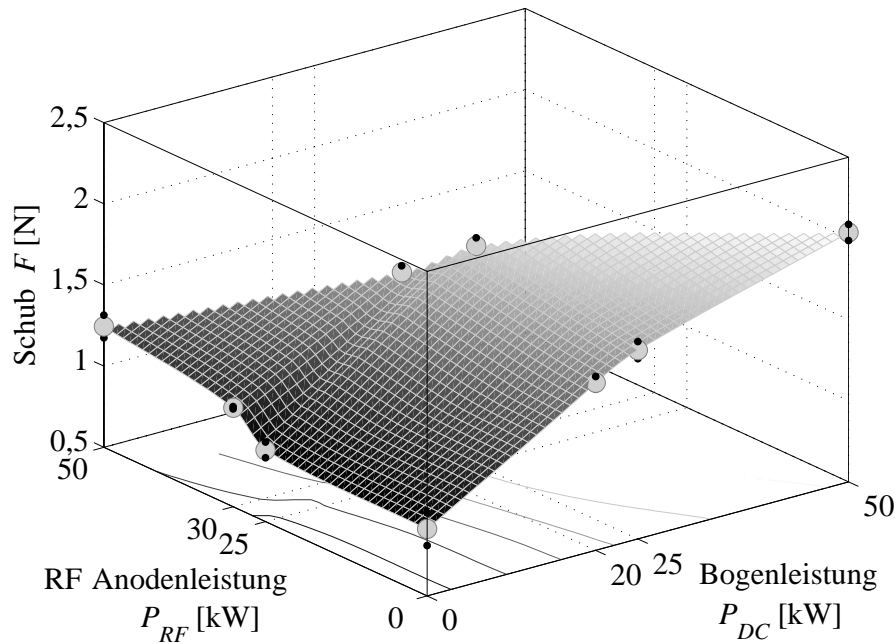


Bild 5.16: Schub bei einer Massenstromstufung von 300|0 mg/s.

Bild 5.16 zeigt den Schub bei Betrieb von TIHTUS bei ausschließlich zentraler Zuführung des Massenstroms mit 300|0 mg/s. Hier zeigen wieder die großen Symbole die Messwerte an. Die Fläche zwischen diesen Punkten basiert auf einer Interpolation zwischen den Werten. Der Schub erreicht für die Betriebsbedingung T 50|00-300|0, in der nur die Gleichstromstufe betrieben wird, einen Maximalschub von 2,04 N. Von der reinen TLT-Bedingung, für die die Schubdaten in Kapitel 5.1.1 angegeben werden, unterscheidet sich diese Bedingung durch das sich anschließende gekühlte Rohr der induktiv beheizten Stufe, die jedoch nicht betrieben wird. Bei sinkender Leistungsaufnahme der lichtbogenbeheizten Stufe nimmt auch der Schub bis auf den Kaltgasschub ab. Bei gleicher Massenstromaufteilung aber bei einer Leistungsstufung von 25|25 kW, sinkt der gemessene Schub auf 1,85 N und bei 20|30 kW sogar auf 1,66 N. An beiden Stufen werden jeweils insgesamt 50 kW angelegt. Wird der Löwenanteil der Leistung demnach nach der Düse im zylindrischen Rohr zugeführt, kann die Leistung nicht mehr gerichtet werden. Hinzu kommt, dass die induktive Stufe möglicherweise teils bis in den heißeren Überschallbereich der Lichtbogenströmung einkoppelt und diese dadurch verzögert wie in Kapitel 4.2 ausführlich beschreiben. Die Ergebnisse der radial aufgelösten Sondenmessungen geben im nachfolgenden Kapitel darüber Aufschluss.

Dennoch geht aus Bild 5.16 auch hervor, dass bei beibehaltener Bogenleistung der Schub zunimmt, wenn die RF-Leistung zunimmt und somit die Summe der Leistungsaufnahme gesteigert wird. Dies deutet darauf hin, dass die in der zweiten Stufe aufgebrauchte Leistung nicht nur zur Verzögerung der Überschallströmung führt wie die Theorie vorgeschrieben hatte. Der Anteil, der in den kälteren subsonischen Mantel des Plasmastrahls einkoppelt, scheint denjenigen, der die Strömung verzögert, zu übertreffen. Dies ist ein deutliches Zeichen dafür, dass ein großer Teil der Leistung nach einer Geometrieoptimierung besser genutzt werden kann.

In Bild 5.17 wird die Schubstrahlleistung des zweistufigen Hybridtriebwerks abgebildet. Nach Gleichung (4.23) wurde auch der Schubwirkungsgrad für einige Punkte berechnet und es zeigt sich, dass die Leistung der zweiten Stufe zwar zur Schuberhöhung beiträgt, jedoch bei sinkender

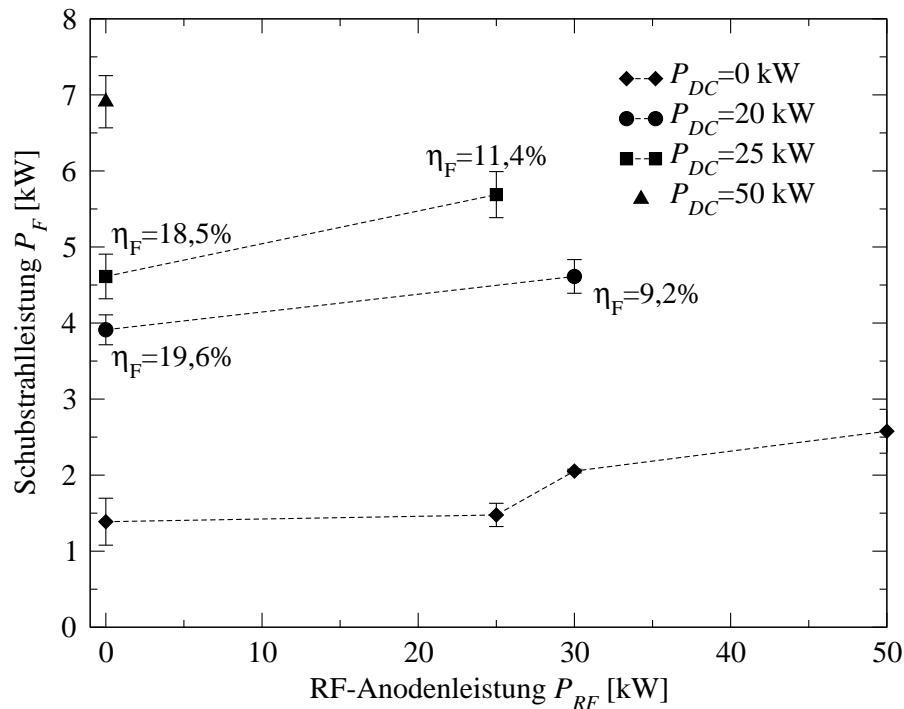


Bild 5.17: Schubstrahlleistung von TIHTUS in Abhängigkeit der Anodenleistung bei variierender DC-Leistung.

Effizienz. Das Gerät kann in der derzeitigen geometrischen Konfiguration und im untersuchten Leistungsbereich nicht als Triebwerk vorgesehen werden. Ein sinkender thermischer Wirkungsgrad wurde für diese Bedingungen bereits am Ende von Kapitel 5.2.2 beobachtet.

Des Weiteren wird eine Variation der Massenstromstufung untersucht. In der Summe wurden 300 mg/s Wasserstoff zugeführt, die auf die zwei Stufen aufgeteilt wurden. Die Gaszufuhr zur ersten Stufe erfolgt tangential in einer Vorkammer. Das Gas strömt danach durch die konvergent-divergente Düse und wird dort beschleunigt. Bei der zweiten Stufe wird das Gas durch den Injektorkopf tangential in die Entladungszone eingeblasen und in keiner Düse mehr beschleunigt.

Die Ergebnisse der Schubmessungen werden in Bild 5.18 gezeigt. Auf der Abszisse wird das Verhältnis $k = \frac{\dot{m}_{Wirbel}}{(\dot{m}_{zentral} + \dot{m}_{Wirbel})}$ bei einer konstanten Summe von 300 mg/s angegeben. Das Verhältnis k steigt also mit zunehmendem \dot{m}_{Wirbel} und die Aufteilung 200|100 mg/s liegt demnach bei $k=0,67$. Die Leistungsstufung wurde für jede Kurve konstant gehalten. Aus dem Bild ist zu erkennen, dass diese Variation keinen starken Einfluss auf den Schub hat. Bei ausgeschalteter induktiv beheizter Stufe nimmt dennoch der Schub ab, wenn der Massenstrom zur zweiten Stufe erhöht wird. Diese Beobachtung stimmt auch mit der Bedingung $F = \dot{m}c_e$ aus Gleichung (1.2) überein, wegen derer in der ersten Stufe, in der die Gaszufuhr vermindert wird, der Schub sinkt. Wird die Gasmenge nach der Düse kalt und ohne axialen Impuls zugemischt, sinkt der Schub noch weiter ab.

Bei zugeschalteter induktiv beheizter Stufe, also bei Hybridbetrieb, scheint in der Kurve für T 25|25- $\dot{m}_{zentral}$ | \dot{m}_{Wirbel} in Bild 5.18 eine Tendenz von steigendem Schub bei höherer Massenstromzufuhr an der zweiten Stufe zu erkennen zu sein. Wird bei reduziertem Massenstrom der bogenbeheizten Stufe eine konstante Leistung von 25 kW zugeführt, erhöht sich die spezifische Leistung. Diesem energiereicheren Plasma wird tangential der Wirbelgasstrom zugeführt, der

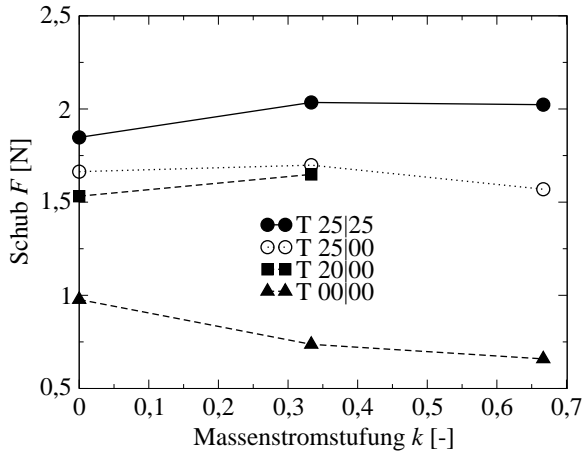


Bild 5.18: Schub bei verschiedener Leistungs- und Massenstromstufung.

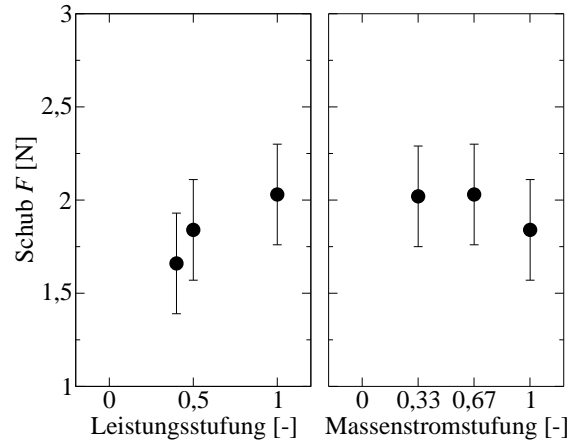


Bild 5.19: Schub für Leistungsstufung $\frac{P_{DC}}{P_{DC}+P_{RF}}$ bei konstantem Massenstromverhältnis von 300|0 mg/s (links) und Massenstromstufung $\frac{\dot{m}_{zentral}}{\dot{m}_{zentral}+\dot{m}_{wirbel}}$ bei konstanter Leistungsstufung von 25|25 kW (rechts).

das Plasma wieder auskühlt. Die Messdaten, die in Bild 5.18 dargestellt sind, zeigen, dass sich in diesem Fall bei ansteigendem Wirbelgasstrom die Kaltgasschicht besser mit dem heißen Plasma vermischt, sodass auch dort mehr elektrisch leitendes Plasma vorhanden ist und das elektromagnetische Feld der Induktionsspule hier effizienter einkoppeln kann. Diese Beobachtung stimmt auch mit der Interpretation der Ergebnisse aus Tabelle 5.2 überein.

In Bild 5.19 sind zur Übersicht nochmals die Schubwerte in Abhängigkeit der Bedingung aus Tab. 2.3 dargestellt. Das Bild zeigt deutlich, dass bei Abnahme der Leistungsaufnahme der ersten Stufe und Zunahme der Leistungsaufnahme der zweiten, induktiv beheizten Stufe der Schub abnimmt, weil die Leistung, die in der zweiten Stufe einkoppelt, durch die Geometrie des Entladungsrohrs nicht für Schub genutzt werden kann. Bei Steigerung der Wirbelgaszufuhr und Senkung der Zentralgaszufuhr nimmt der Schub tendenziell zu, weil die Einkopplung der Leistung ins Gas der zweiten Stufe verbessert wird.

5.3 Radiale Untersuchung des Plasmastrahls

Die Radialprofile von Totaldruck und Strömungsgeschwindigkeit der Plasmasäule des Hybridtriebwerks TIHTUS werden mittels einer Totaldrucksonde und einem Paar Flugzeitsonden vermessen, die in Kapitel 3 beschrieben wurden. Dort wurde ebenfalls beschrieben, wie aus diesen Werten die Plasmatemperatur abgeleitet wird. Für die Messungen der Wärmestromdichte wird eine Sonde mit Atomlagenthermosäule eingesetzt. Die Messungen finden bei einer Axialposition von $x=200$ mm stromab des Triebwerksaustritts statt.

Zur Bestimmung einiger Plasmaparameter wird im folgenden das oben dargelegte Gleichgewichtsmodell herangezogen. Über die Höhe der Abweichung des vorliegenden Plasmas vom Gleichgewichtszustand kann anhand der vorliegenden Messdaten nur spekuliert werden. Jedoch kann anhand des Vergleichs der Messdaten mit Modelldaten und der Temperaturdaten mit den Daten aus der numerischen Berechnung gezeigt werden, dass die Annahme von Gleichgewicht für das vorliegende System TIHTUS eine schlüssige Interpretation der Messdaten erlaubt.

5.3.1 Totaldruck

In den Bildern 5.20 und 5.21 werden die Totaldruckprofile von verschiedenen Betriebsbedingungen des zweistufigen Plasmatriebwerks gezeigt. Die induktiv beheizte zweite Stufe ist nicht in Betrieb, während in den Bildern die Leistung, die dem Plasma durch den Lichtbogen zugeführt wird, gesteigert wird. In der ersten Kurve in Bild 5.20 wird in den Wasserstoff auch im lichtbogenbeheizten Triebwerksteil keine Leistung eingekoppelt. Dabei wird die Totaldruckverteilung gemessen, wenn der Wasserstoff mit der Massenstromverteilung 200|100 durch das Triebwerk strömt. Das Druckprofil ist schlank mit circa 80 mm Durchmesser und weist auf der Strahlachse ein Maximum mit einem Totaldruck von 2,73 hPa auf. Bei von 0 kW auf 20 kW steigender Bogenleistung sinkt der Wert auf der Strahlachse. Es bildet sich ein exzentrisches Maximum aus und mit steigender Bogenleistung wird der Plasmastrahl zunehmend breit. Die Bilder unterscheiden sich in der Massenstromaufteilung bei den Experimenten, nämlich 200|100 mg/s in Bild 5.20 und 300|0 mg/s in Bild 5.21. Die Totaldruckkurven vermitteln jedoch den Eindruck, dass die Variation der Massenstromzufuhr auf die Strömung keinen starken Einfluss hat. Die Strahlbreite ist für beide Verhältnisse bei $P_{DC}|P_{RF}=20|0$ kW mit circa 180 mm vergleichbar und die Tendenz vom breiter werdenden Strahl setzt sich über die Massenstromaufteilung hinweg fort.

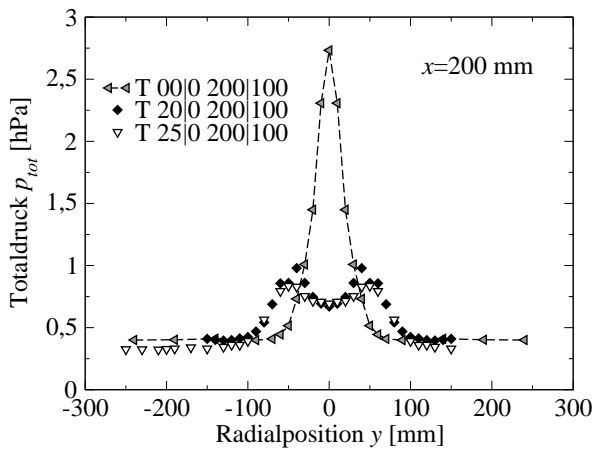


Bild 5.20: Totaldruck bei variierender Bogenleistung und Massenstromstufung 200|100 mg/s.

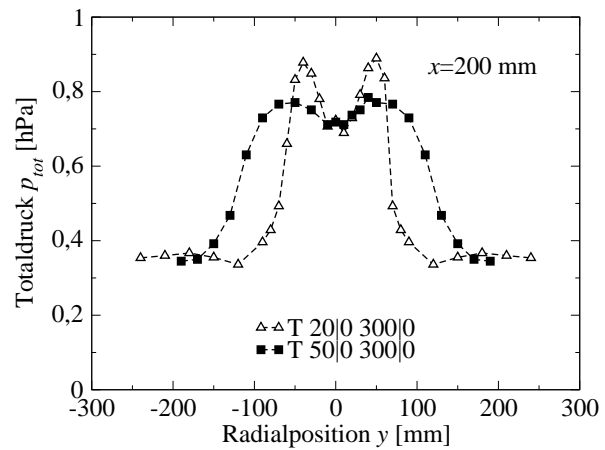


Bild 5.21: Totaldruck bei variierender Bogenleistung und Massenstromstufung von 300|0 mg/s.

Der sinkende Totaldruck bei steigender Bogenleistung ist nach Gleichung (3.4) auf eine sinkende Machzahl zurückzuführen, die das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit $Ma=v/\sqrt{\kappa RT}$ ausdrückt. Die Geschwindigkeit kann näherungsweise mit

$$v = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_0 \left(1 - \left(\frac{p_\infty}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right)} \quad (5.12)$$

für eine reibungsfreie, kompressible Strömung eines idealen Gases berechnet werden. Die Werte, die hierfür herangezogen und berechnet werden, sind in Tabelle 5.6 aufgelistet. Sie werden aus dem Gleichgewichtsmodell von Kapitel 4.1 entnommen. Aus der Tabelle geht hervor, dass der Totaldruck sinkt, wenn die Gastemperatur steigt. Die Tendenz der Messergebnisse aus den obigen Bildern wird somit bestätigt.

⁴Angaben ohne Referenz sind Messwerte der vorliegenden Arbeit

Tabelle 5.6: Parameter der Versuchsbedingung T 20|0-200|100⁴.

	h	T	κ	R	p_∞	p_0	v	v	Ma	p_{tot}
	[J/kg]	[K]	[-]	[J/kgK]	[hPa]	[hPa]	[m/s]	[m/s]	[-]	[hPa]
Referenz	$\eta_{th} P_{DC} / \dot{m}$	Kap.4.1	Kap.4.1	Kap.4.1			Gl. (5.12)		Gl. (3.14)	Gl. (3.4)
Kaltgas	-	300	1,4	4124	40	92	2613	-	1,98	2,22
T 50 0-300 0	1×10^8	6585	1,2	5044	40	300	-	8000	1,26	0,96

Bild 5.22 zeigt den Totaldruck bei konstant gehaltener Bogen- und zunehmender induktiver Leistung und $\dot{m}_{zentral} | \dot{m}_{Wirbel} = 300 | 0$ mg/s. Bei einem reinen Lichtbogenstrahl mit 20 kW Leistungsaufnahme hat der Plasmastrahl einen Durchmesser von cirka 180 mm mit einem maximalen Totaldruckwert von 0,88 hPa bei einer Position 40 mm von der Strahlachse entfernt. Bei steigender Leistungsaufnahme an der zweiten Stufe, die das Plasma induktiv aufheizt, wird im Totaldruck eine leichte Senkung der Maxima bemerkt. Sie wandern außerdem mit der Steigerung der induktiven Leistung nach außen und der Plasmastrahl verbreitert sich. Bei 30 kW Leistungsaufnahme an der zweiten Stufe beträgt die Strahlbreite 280 mm und das Totaldruckmaximum 0,81 hPa. Dieses Verhalten bestätigt die einleitend genannten Erwartungen, dass die induktive Leistung in Spulennähe eingekoppelt wird und den Strahl daher aufweitet.

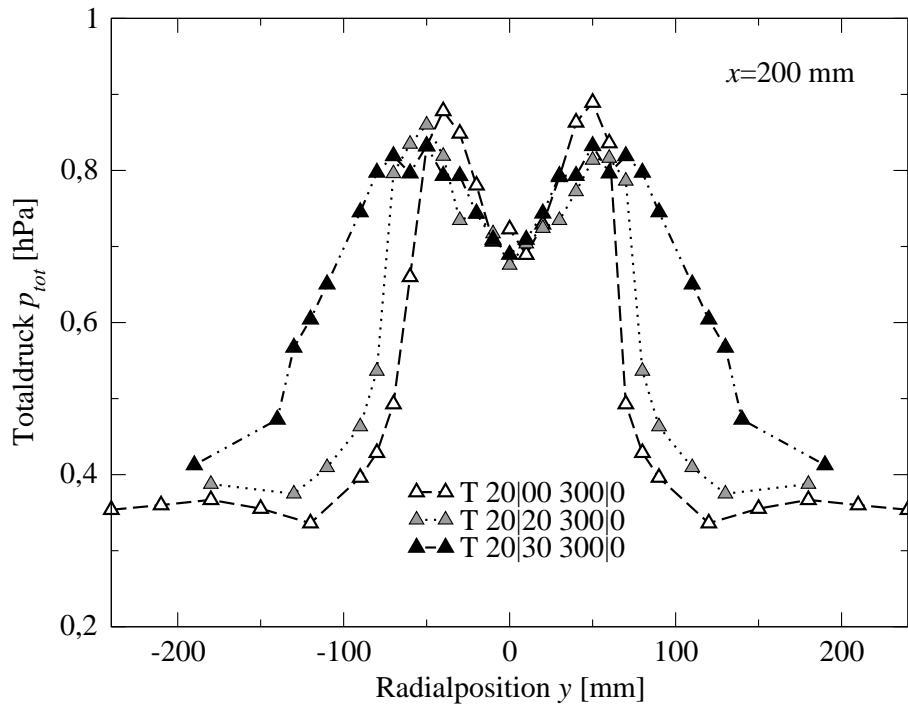
**Bild 5.22:** Totaldruck bei steigender induktiver Leistungsstufung.

Bild 5.23 zeigt den Totaldruck bei einem Wasserstoffmassenstrom von $\dot{m}_{zentral} = 300$ mg/s und $\dot{m}_{Wirbel} = 0$ mg/s. Offene Dreiecke zeigen den Totaldruck bei reiner Lichtbogenheizung im Vergleich mit zusätzlicher induktiver Leistung in der Kurve mit vollen Dreiecken. Die auch in diesem Bild auftretende Einsenkung des Drucks in der Strahlmitte ist typisch für hohe Massenströme und entspricht dem aus der Literatur bekannten Verhalten [36]. Zweifellos haben das an die Düse anschließende Entladungsrohr der zweiten Stufe, die radiale Verteilung der Massenstromdichte, aber auch die der Geschwindigkeit, wesentlichen Einfluss darauf.

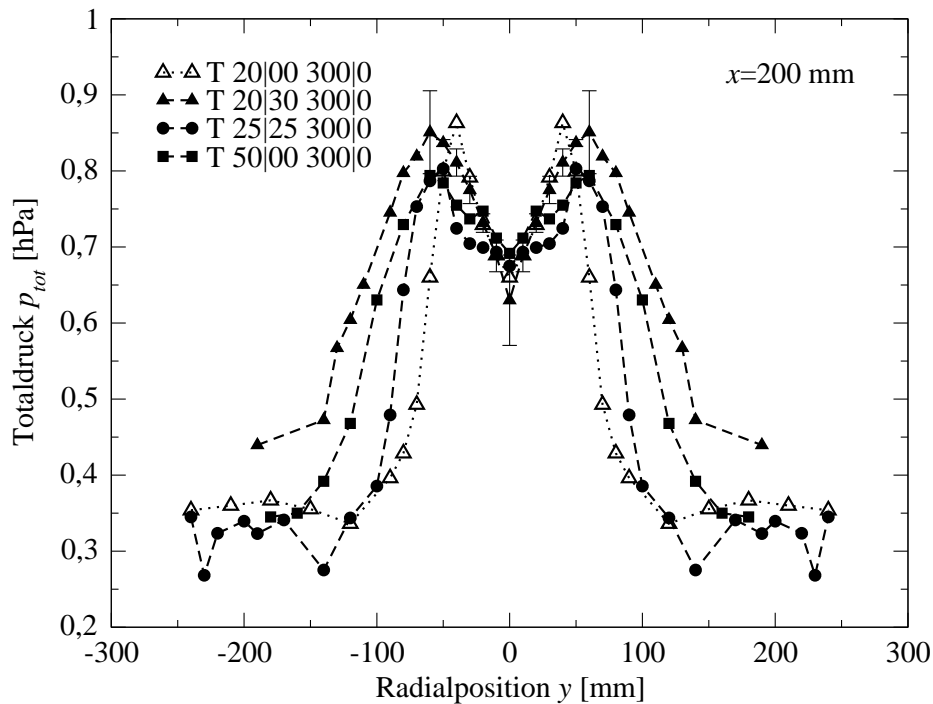


Bild 5.23: Totaldruck bei variierender Leistungsstufung.

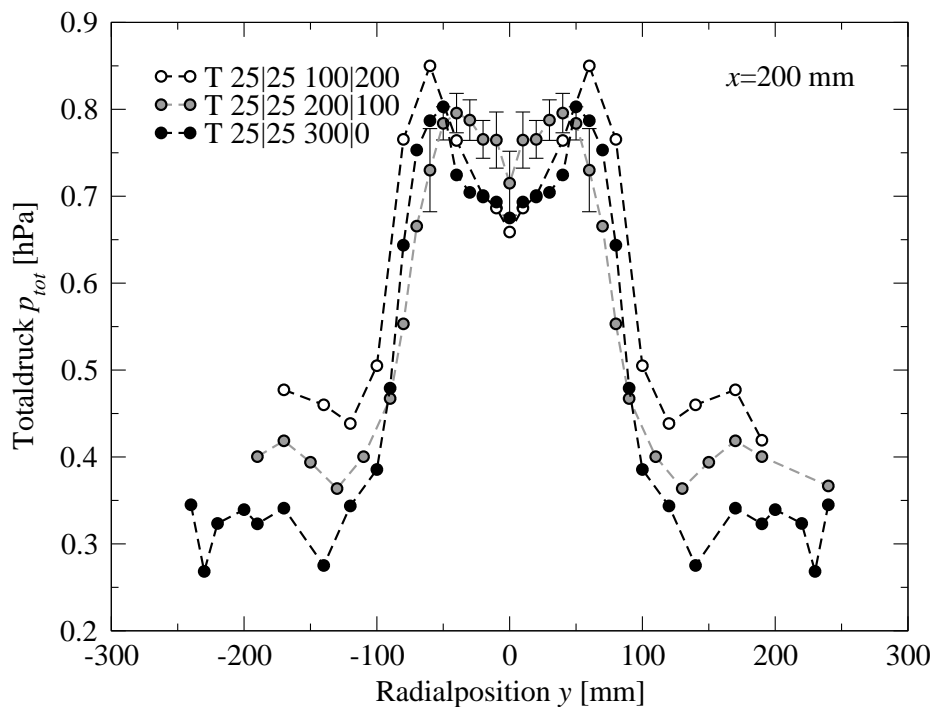


Bild 5.24: Totaldruck bei variierender Massenstromstufung.

Alle vollen Symbole repräsentieren Totaldruckwerte aus Bedingungen, deren Leistung sich jeweils zu 50 kW addiert. Im Strahlzentrum wird bei steigender Lichtbogenleistung ein zunehmender Totaldruck beobachtet. Die höchsten exzentrischen Maxima von 0,85 hPa werden bei der Bedingung T 20|30-300|0 erreicht. Dieselbe Bedingung resultiert auch in der größten Strahlbreite. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass der Großteil der Leistung der induktiv beheizten zweiten Stufe zugeführt wird. Dieser koppelt ringförmig in Spulennähe ins Plasma

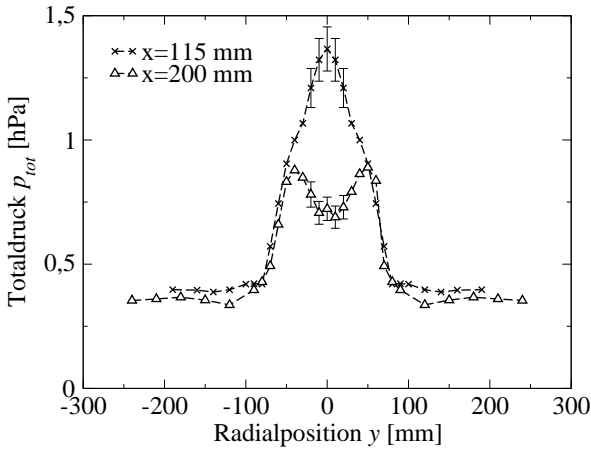


Bild 5.25: Totaldruck bei $P_{DC}|P_{RF}=20|0$ kW an verschiedenen axialen Positionen.

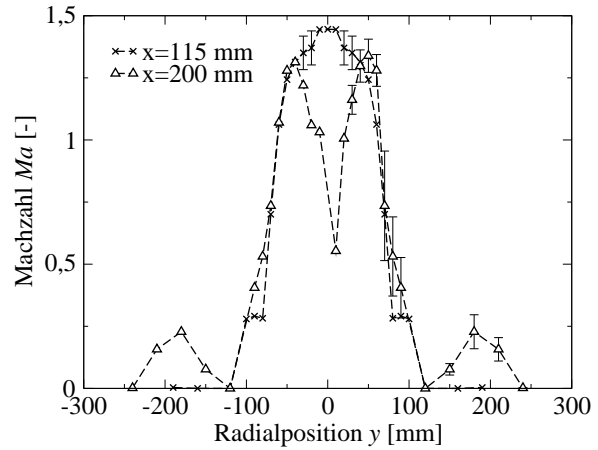


Bild 5.26: Machzahl bei $P_{DC}|P_{RF}=20|0$ kW an verschiedenen axialen Positionen.

ein. Dennoch wird der schmalste Plasmastrahl nicht bei reiner Lichtbogenheizung und T 50|00-300|0, sondern bei T 25|25-300|0 beobachtet. Die Fehlerbalken, die in Bild 5.23 aus Gründen der Übersichtlichkeit beispielhaft nur an einer Kurve eingetragen sind, beinhalten sowohl die Ungenauigkeit des Messwertaufnehmers als auch die Standardabweichung des Einzelwerts der Wiederholungsmessungen. In der Regel wurde jeder Messpunkt dreimal angefahren.

Wird die Leistung bei $P_{DC}|P_{RF}=25|25$ kW konstant gehalten und die Massenstromzufuhr variiert, stellen sich die Totaldruckprofile aus Bild 5.24 ein. Am Strahlrand ist zu erkennen, dass je nach Betriebsbedingung der Umgebungsdruck im Tank zwischen 0,34 und 0,4 hPa variiert. Der Drucksensor zur Messung des Tankdrucks war bei diesen Messungen am Ende eines 5 cm tiefen Kanals befestigt, der radial zur Strahlachse cirka 1 m stromab des Triebwerksaustritts liegt. Mit steigender Wirbelgaszufuhr steigt auch der Umgebungsdruck im Tank an. Jedoch scheint die Strahlbreite nicht von der Massenstromstufung beeinflusst zu werden. Diese scheint nur von der Leistungsstufung abzuhängen. Die Totaldruckmaxima bei dieser Variation werden mit 0,85 hPa für die Aufteilung $\dot{m}_{zentral}|\dot{m}_{Wirbel}=100|200$ mg/s erreicht.

In Kapitel 3.8 wird eine Methode vorgestellt, um aus Totaldruckmessungen den Schub eines Plasmastrahls zu ermitteln. Aus den Totaldruckmessungen wird die Machzahl einer Strömung ermittelt und aus ihr die Schubdichte. Die Schubdichte liefert nach Integration über den Strahlquerschnitt den Schub des Plasmastrahls. Der Schub eines Triebwerks ist eine integrale Größe, die von der axialen Messposition unabhängig sein muss. Um zu prüfen, ob diese Bedingung für die Bestimmung des Schubs mit einer Totaldrucksonde erfüllt ist, wurde bei der Leistungsstufung 20|0 kW zusätzlich zu den bereits gezeigten Kurven eine Totaldruckverteilung bei $x=115$ mm aufgenommen. Sie wird in Bild 5.25 gezeigt und mit derjenigen der Position $x=200$ mm verglichen.

In Bild 5.26 wird für dieselben beiden axialen Entfernungen die Machzahl über dem Strahlradius aufgetragen. Sie wird aus den Totaldruckmessungen nach den Gleichungen (3.4)

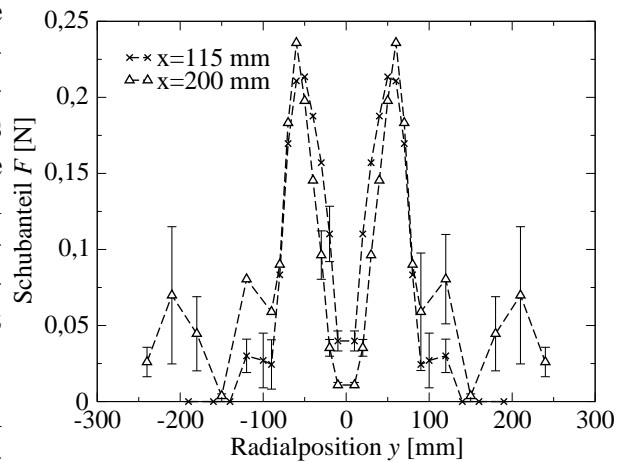


Bild 5.27: Schubanteile bei $P_{DC}|P_{RF}=20|0$ kW und verschiedenen axialen Positionen.

und (3.5) ermittelt. Sie ist wenig sensitiv gegenüber einer Ungenauigkeit des Isentropenoeffizienten [48], jedoch wirkt sich eine Ungenauigkeit der Totaldruckmessung von nur 6,5% besonders im Unterschallgebiet mit bis zu 30% stark aus. Im Überschall beträgt die Unsicherheit nur 5%. Exemplarisch sind in Bild 5.26 am Strahlrand und im Zentrum einige Fehlerbalken eingetragen. In Bild 5.27 wird der Schubanteil in Abhängigkeit der radialen Position gezeigt. Der Fehler wurde nach $\Delta F = 2p_\infty \sum_i \kappa_i Ma_i A_i \Delta Ma_i + \Delta p_\infty \sum_i \kappa_i Ma_i^2 A_i$ bestimmt. Für den Isentropenexponenten wurde Bild 4.8 herangezogen. Am Strahlrand wirken sich die Messungenauigkeiten besonders stark aus, da hier die Schubdichte auf vergleichsweise große Flächen wirkt. Der Schub bei $x=115$ mm beträgt $F_{115}=1,25 \text{ N} \pm 0,3$ und der Schub bei $x=200$ mm beträgt $F_{200}=1,28 \text{ N} \pm 0,39$. Die Daten weichen $<2\%$ voneinander ab und liegen somit in guter Übereinstimmung miteinander, auch in Bezug auf die Genauigkeit der Messverfahren für Schübe dieser Größenordnung. In [62] wird die Änderung des Schubs mit der axialen Entfernung auf die Messgenauigkeit und das Auflösungsvermögen des Messwertaufnehmers zurückgeführt. Die Übereinstimmung in der vorliegenden Messungen ist daher vielleicht auch mit dem Fortschritt in der Entwicklung von Druckmessaufnehmern zu begründen.

Für diese Bedingung liefert die Messung des Schubs mit der Prallplatte, wie in Bild 5.16 gezeigt, einen Wert von $F=1,53 \pm 0,4 \text{ N}$. Damit unterscheiden sich die Werte je nach Messmethode um circa 18%. Bei der Schubbestimmung durch die Totaldrucksonde konnten zwei wesentliche Einflussfaktoren auf den Schub identifiziert werden. Dies sind der statische Druck, also der Umgebungsdruck, und die niedrigen aber schwankenden Druckwerte am Strahlrand. Sie können Folge des turbulenten Charakters des Strahls am Rand sein oder Anzeichen für die Einmischung der Umgebungsluft, die zum Schub beiträgt. Eine genaue Messung des Umgebungsdrucks, beziehungsweise eine genaue Messung des statischen Drucks im Plasmastrahl, ist daher von grundlegender Bedeutung.

Der Schub wird nach demselben Verfahren auch für die Bedingungen aus Tabelle 2.3 bestimmt. Die Werte für den Isentropenexponenten κ wurden in Abhängigkeit der Plasmatemperatur, die nachfolgend in Kapitel 5.3.3 angegeben wird, aus dem Gleichgewichtsmodell entnommen. In Tabelle 5.7 werden die Werte mit den Schubwerten aus Bild 5.19 verglichen. Der Schub von 2,25 N für die Bedingung T 20|30-300|0 ist vergleichsweise hoch.

Dies wird auf den hohen statischen Druck zurückgeführt, der hier als dem Umgebungsdruck entsprechend angenommen wird. Auch bei wiederholter Messung stellt sich dieser hohe Umgebungsdruck bei der Bedingung ein. Die übrigen Daten lassen sich auf 25% mit den durch die Prallplatte gemessenen Daten aus Bild 5.19 vergleichen.

Tabelle 5.7: Vergleich der Schubmessungen.

	F [N]	$F_{p,tot}$ [N]	Abw. [%]
T 50 00-300 0	2,03	2,57	26,60
T 25 25-300 0	1,84	1,97	5,98
T 20 30-300 0	1,66	2,25	35,54
T 25 25-200 100	2,03	2,12	16,26
T 25 25-100 200	2,02	2,08	7,43

5.3.2 Strömungsgeschwindigkeit

In den Bildern 5.28 und 5.29 werden die radialen Verläufe der Strömungsgeschwindigkeiten abgebildet, die mit der beschriebenen elektrostatischen Flugzeitsonde gemessen wurden. Sie sind nicht so breit wie die der Totaldruckmessungen. Das liegt daran, dass die elektrostatische Flugzeitsonde, die einen Stromfluss durch das Plasma misst, nur dort einen Strom detektieren kann, wo das Plasma ausreichend elektrisch leitfähig ist. Dies ist im Strahlzentrum der Fall. Signale konnten jedoch auch bis circa 150 mm vom Strahlzentrum entfernt gemessen

sen werden. Weiter zum Strahlrand hin ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu gering, um verlässliche Aussagen über die Plasmageschwindigkeit zu treffen. Das bedeutet jedoch nicht, dass die Strömungsgeschwindigkeit an diesen Positionen null ist. Sie ist dort lediglich nicht mit dieser Diagnostikmethode zu erfassen. Es ist anzunehmen, dass sie erst an derjenigen Stelle bis auf null zurückfällt, an der der Totaldruck den Wert des Tankdrucks annimmt. An jeder Position wurden fünf Messwerte aufgenommen und der Angabe der Messunsicherheit in den Bildern 5.28 und 5.29 liegt die Standardabweichung des Mittelwerts nach Gleichung (5.11) zugrunde. Mit enthalten sind auch Unsicherheiten, die aus dem Abstand der Sondenpaare zueinander hervorgehen. Es wurde davon ausgegangen, dass der Abstand der Einzelsonden um maximal 0,5 mm vom Messwert abweicht.

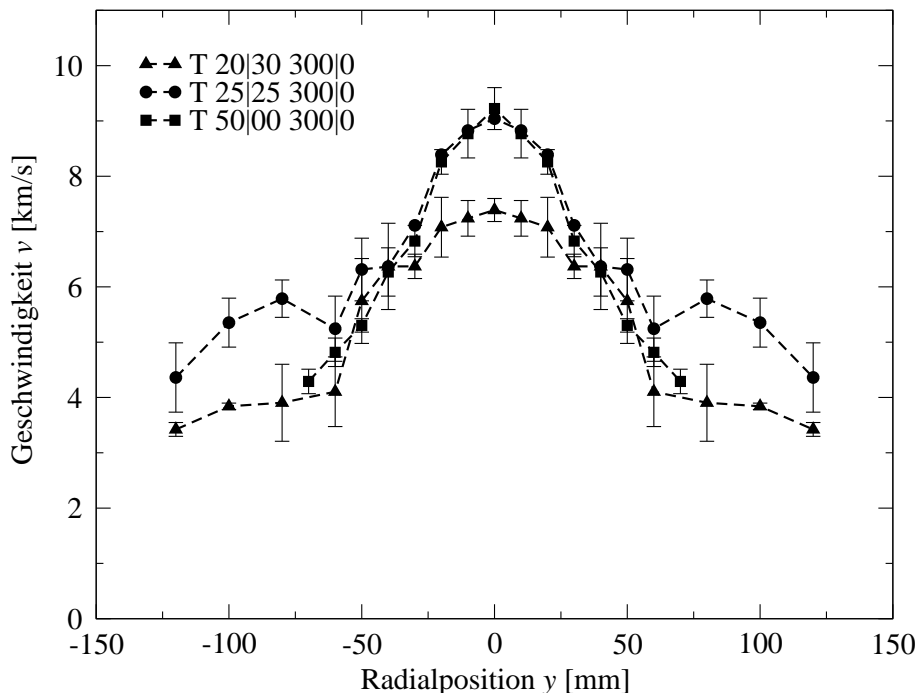


Bild 5.28: Geschwindigkeit bei variierender Leistungsstufung bei axialem Abstand $x=200$ mm.

Bild 5.28 zeigt die Veränderung der Strömungsgeschwindigkeit mit der Leistungsverteilung auf die zwei Triebwerksstufen. Die Kurven haben keine Form, die exzentrische Maxima aufweisen, wie es sämtliche Totaldruckkurven tun. Das Maximum liegt im Strahlzentrum, wo die Werte genau wie bei den Totaldruckkurven mit zunehmender Leistungsaufnahme an der ersten Stufe ansteigen. Bei einer Aufteilung der Leistung von 25|25 kW⁵ wird mit $v=9040$ m/s eine fast gleich hohe Geschwindigkeit erreicht wie mit $v=9224$ m/s bei 50|0 kW. Offensichtlich ist die Leitfähigkeit der Plasmaströmung von der lichtbogenbeheizten Stufe ausreichend hoch, sodass die induktiv eingekoppelte Leistung gut genutzt werden kann. Eine gute Kopplung bei dieser Bedingung, im Gegensatz zu einer Leistungsstufung von 20|30 kW, ist auch schon in Bild 5.16, das Schubwerte zeigt, beobachtet worden. Viel niedriger ist die Maximalgeschwindigkeit von $v=7389$ m/s der Aufteilung 20|30 kW. Dies könnte dadurch begründet werden, dass zu wenig Leistung in der ersten Stufe eingekoppelt wird und daher die Ionisation und die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas, das in die zweite Stufe einströmt, nicht ausreicht, um gute Kopplung der induktiv beheizten zweiten Stufe zu gewährleisten. Die Geschwindigkeitsprofile der

⁵300 mg/s in der ersten und 0 mg/s in der zweiten Stufe, siehe Tabelle 2.3

Hybridbedingungen 25|25 kW und 20|30 kW unterscheiden sich quantitativ; qualitativ folgen sie jedoch einem ähnlichen Verlauf, der eine hohe Strahlbreite andeutet. Aus dem Bild geht auch hervor, dass die lokale Geschwindigkeit im Zentrum bei Verminderung der Leistungszufuhr zur ersten Stufe abnimmt, während der Plasmastrahl mit zunehmender induktiver Leistung breiter wird.

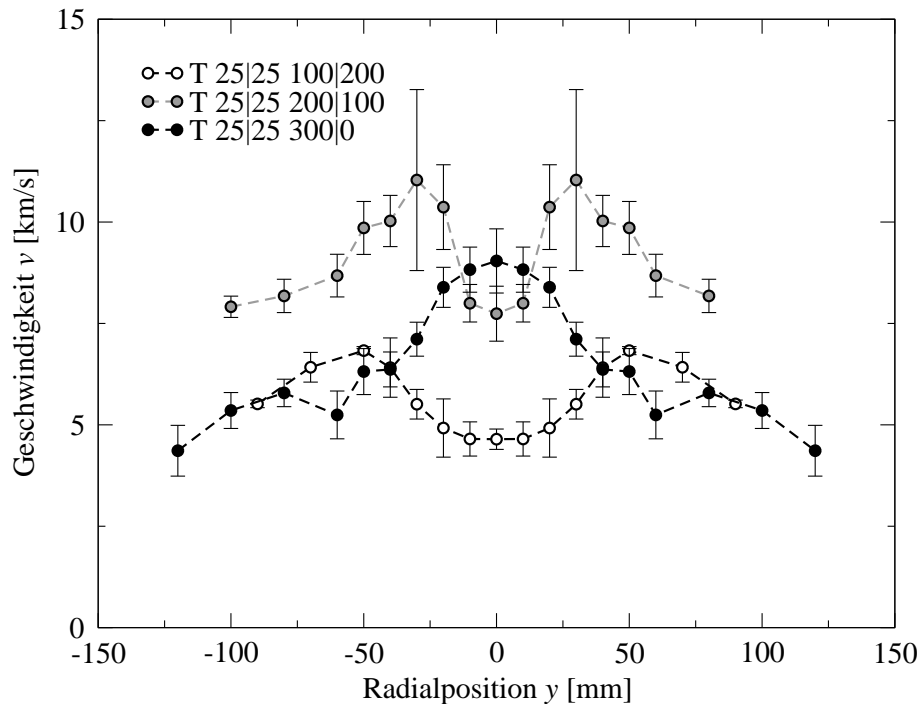


Bild 5.29: Geschwindigkeit bei variierender Massenstromstufung bei axialem Abstand $x=200$ mm.

Wird die Leistungsstufung bei 25|25 kW festgehalten und eine Variation der Massenstromstufung zwischen der ersten und zweiten Triebwerksstufe durchgeführt, nimmt die radiale Geschwindigkeitsverteilung die Form der Kurven aus Bild 5.29 an. Bei reiner Gasströmung durch die lichtbogenbeheizte düsenförmige Stufe, bildet sich in der Strahlmitte ein Maximum aus. Am Rand ist aber auch eine erhöhte Geschwindigkeit zu sehen, die auf die induktive Einkopplung zurückgeführt wird. Bei steigender Gasdurchflussrate des Wirbelgases, wandert das Maximum zunehmend von der Strahlachse ab und wird exzentrisch. Die Geschwindigkeitswerte auf der Strahlachse nehmen bei abnehmendem Gasmassenstrom durch die erste Stufe ab. Dies widerspricht zunächst dem bekannten Verhalten von lichtbogenbeheizten Systemen, das auch aus Bild 5.1 für die erste Stufe von TIHTUS hervorgeht. Bei abnehmendem Gasmassenstrom zur ersten Stufe wird jedoch der kalte Gasmassenstrom zur zweiten Stufe erhöht, damit der Gesamtmassenstrom von 300 mg/s gewährleistet ist. Dass die Werte auf der Strahlachse abnehmen ist ein Zeichen dafür, dass der kalte Gasmassenstrom sich mit dem heißen Plasma vermischt – vermutlich erzwungen durch das Rohr, in dem das Plasma nicht frei expandieren kann – und es auf diese Weise verzögert. Einige Hinweise auf Durchmischung wurden auch schon in den thermischen Wirkungsgraden in Tabelle 5.2 und den Schubwerten aus Bild 5.18 gefunden. Die höchsten lokalen Geschwindigkeiten von >11.000 m/s werden mit 200 mg/s Wasserstoff, zugeführt durch die Lichtbogenstufe, und 100 mg/s, zugeführt durch den Injektorkopf, also einer Massenstromstufung von 200|100 mg/s, erreicht.

Ein Freistrahler wird als schnelles Fluid definiert, das durch eine plötzliche Querschnittsvergrößerung in eine Umgebung von ruhendem Gas expandiert wird [47]. Diese Definition trifft auch für den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Plasmastrahl zu. Nach der Freistrahlertheorie von Abramovich gilt für die radiale Geschwindigkeitsverteilung das universelle Radialprofil [47]

$$v = v_a \left(1 - \left(\frac{r}{R_S} \right)^{3/2} \right)^2. \quad (5.13)$$

Das Geschwindigkeitsmaximum v_a liegt nach dieser Theorie im Strahlzentrum, r steht für die radiale Position des Messpunkts und R_S für den Strahlradius. Es hat sich gezeigt, dass diese Beschreibung auch zu den Freistrahleren von Lichtbogenplasmaquellen [71, 22] passt. In Bild 5.30 werden die Messwerte der Geschwindigkeit bei der Bedingung T 50|00-300|0 mit dem universellen Radialprofil verglichen und es ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen.

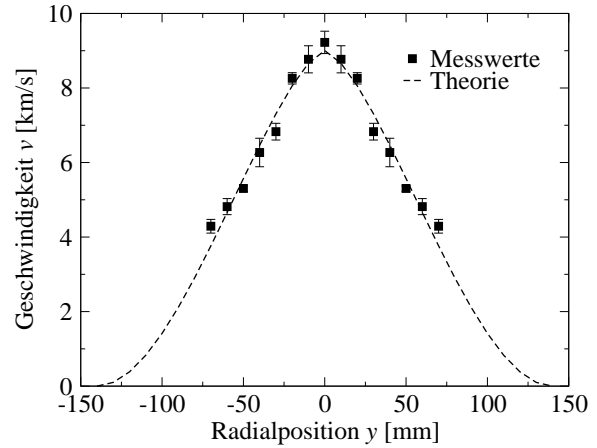


Bild 5.30: Geschwindigkeitsprofil bei T 50|00-300|0 bei $x=200$ mm: Messwerte und Näherung nach dem Freistrahlermodell von Abramovich.

5.3.3 Plasmatemperatur

Mit Hilfe der Methode aus Kapitel 3.7 kann aus den radialen Verteilungen des Totaldrucks und der Geschwindigkeit die Plasmatemperatur ermittelt werden, wenn dazu die Annahme von thermischem Gleichgewicht zugrunde gelegt wird. Dafür wurde der Isentropenexponent aus Bild 4.8 verwendet. Die radialen Temperaturverteilungen können den Bildern 5.31 und 5.32 entnommen werden. Sie unterliegen den Unsicherheiten bei der Angabe der Strömungsgeschwindigkeit und derjenigen des Totaldrucks, aus dem zur Bestimmung der Temperatur die Machzahl bestimmt wird. Weil diese Bestimmung iterativ erfolgt, kann die Unsicherheit der Temperaturbestimmung nur durch die Überlegung bestimmt werden, dass nach Gleichung (3.15) $T=v^2/(Ma^2\kappa(T)R(T))$ die Plasmatemperatur hoch wird, wenn die Machzahl klein und die Geschwindigkeit groß ist. Aus dieser Überlegung folgt $T+\Delta T$ für $p_{tot}-\Delta p_{tot}$ und $v+\Delta v$ und umgekehrt. Die Unsicherheit wird ebenfalls in den Bildern 5.31 und 5.32 angegeben.

Aus Bild 5.31 geht hervor, dass die radialen Temperaturverläufe für alle Betriebsbedingungen, in denen ein Zentralgasmassenstrom von 300 mg/s eingestellt wird, einander prinzipiell ähnlich sind. Sie weisen ein Maximum in der Strahlmitte und radiale Temperaturgradienten auf. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Kopplung der zweiten Stufe effizient erfolgt, was auch aus Tabelle 5.2 hervorgegangen war. Die Bilder 5.23 und 5.28 mit Totaldruck und Strömungsgeschwindigkeit für dieselben Bedingungen zeigen, dass für diese Massenstromaufteilung die radiale Verteilung des Totaldrucks exzentrische Maxima aufweist, nicht aber die Geschwindigkeit. Die Temperatur unterliegt daher bei steigender radialer Entfernung von der Strahlachse steilen Gradienten, da die Geschwindigkeit fällt und der Totaldruck steigt.

Die höchste Temperatur tritt bei der Bedingung T 20|30-300|0 mit 8689 K auf. Bei Bedingung T 50|00-300|0 liegt das Maximum mit 6841 K um circa 1850 K niedriger. Die im Vergleich

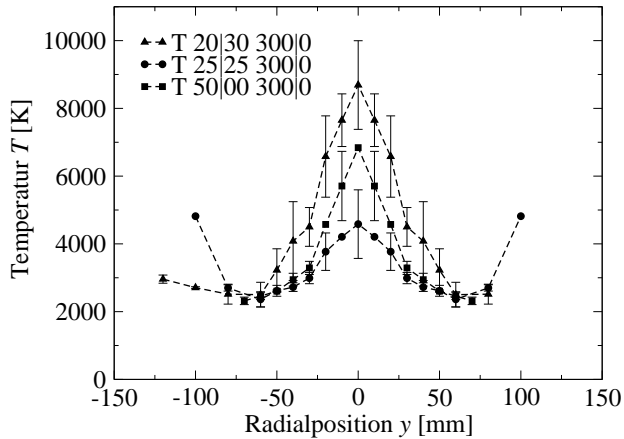


Bild 5.31: Plasmatemperatur bei variierender Leistungsstufe.

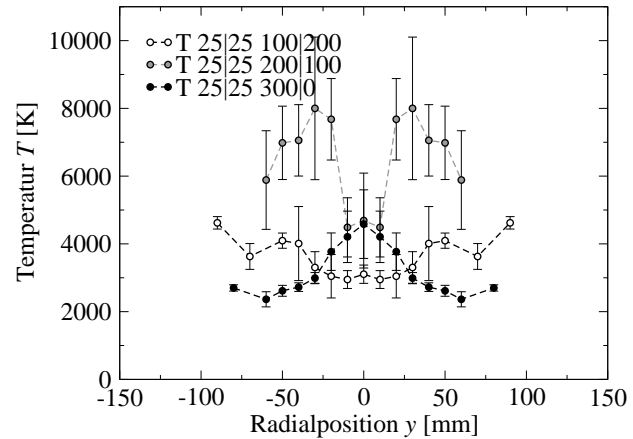


Bild 5.32: Plasmatemperatur bei variierender Massenstromstufe.

niedrigste Temperatur ist bei der Bedingung T 25|25-300|0 zu verzeichnen. Zum Strahlrand hin sinken die Temperaturen bei allen Bedingungen auf circa 2300 K ab und danach wieder leicht an. Dieser erneute Anstieg ist unphysikalisch und rührt von Skalierungsproblemen bei der Berechnung her. Die Tatsache, dass bei T 20|30-300|0 die höchsten Temperaturen vorliegen, lässt sich darauf zurückführen, dass das Plasma stark induktiv aufgeheizt wird, danach aber nicht mehr über eine Düse entspannt wird. Die Wärme wird also nicht in kinetische Energie umgewandelt und folglich ist bei dieser Bedingung das Geschwindigkeitsprofil im Kontrast zum Temperaturprofil am niedrigsten. Das Gegenteil gilt für T 25|25-300|0. Entsprechend Gleichung (1.4) wird mit höherer Brennkammertemperatur eine höhere effektive Austrittsgeschwindigkeit erreicht. Die ins Plasma eingekoppelte Leistung wird vergleichsweise gut in Austrittsgeschwindigkeit umgesetzt.

Bei der Variation der Massenströme ergeben sich in einer Entfernung vom Düsenaustritt von 200 mm die Temperaturprofile, die in Bild 5.32 gezeigt sind. Es ist zu erkennen, dass die Maxima der Temperaturverteilung bei Steigerung des Wirbelgasstroms nach außen wandern und ein exzentrisches Maximum ausgebildet wird. Mit reiner Zentralgasströmung, die im Lichtbogen beheizt, durch die Düse entspannt, dann ins Entladungsrohr expandiert und dort nachgeheizt wird, entsteht jedoch ein Maximum von 4583 K auf der Strahlachse. Die Messergebnisse aus Bild 5.32 zeigen im Strahlzentrum eine abnehmende Temperatur bei zunehmendem Wirbelgasstrom. Dies ist, wie oben bereits genannt, ein Hinweis darauf, dass sich das kalte Wirbelgas mit dem bereits aufgeheizten Zentralgas vermischt. Möglicherweise wird die Vermischung der zwei Massenflüsse durch das Entladungsrohr der zweiten Stufe erzwungen, das die natürliche Ausbreitung des Strahls im Raum verhindert.

5.3.4 Wärmestromdichte und Plasmaenthalpie

Zur Bestimmung der Enthalpie aus Messdaten wurden zusätzlich lokal aufgelöste Messungen der Wärmestromdichte \dot{q} mit der Atomlagenthermosäule (ALTS), die in Kapitel 3.4 beschrieben wird, durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde der Sensor in eine Sondenhalterung mit europäischer Standardgeometrie eingebaut, sodass Totaldrucksonde und Wärmestromdichtesonde dieselbe Geometrie haben und im hochenthalpen Plasma dieselbe Staupunktsströmung verursachen. Während der Messkampagne hatte sich gezeigt, dass der neuartige Sensor nur bei abgeschalteter RF-Stufe lesbare Signale aufnimmt. Die Wärmestromdichte und der an dersel-

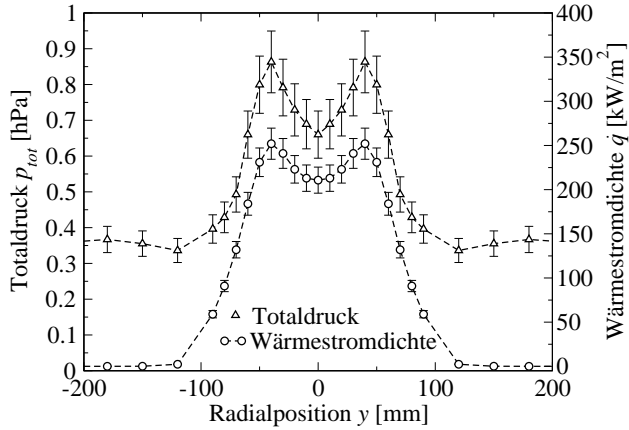


Bild 5.33: Wärmestromdichte und Totaldruck bei T 20|0-300|0.

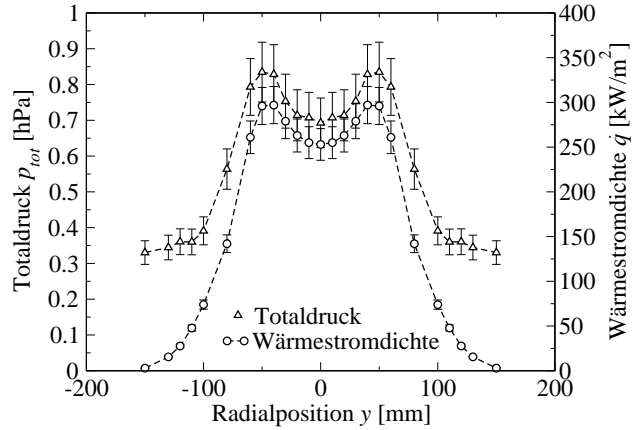


Bild 5.34: Wärmestromdichte und Totaldruck bei T 25|0-200|100.

ben Position gemessene Totaldruck sind in Bild 5.33 daher nur für die Bedingung T 20|0-300|0 angegeben. Aus diesen Messungen soll nach der in Kapitel 3.9 beschriebenen Methode die lokale massenspezifische Enthalpie ermittelt werden.

Durch die verallgemeinerte Theorie nach Abramovich können die Zustandsgrößen des Plasmas auch für Positionen stromab des Triebwerksaustritts berechnet werden [47]. Den gegebenen universellen Radialprofilen fügte Fasoulas zusätzlich ein universelles Radialprofil für die spezifische Enthalpie in der Form

$$h = h_a \left(1 - \left(\frac{r}{R_S} \right)^{3/2} \right)^3 \quad (5.14)$$

hinzu [71]. In der Gleichung steht h_a für den Maximalwert des Profils auf der Strahlachse und R_S für den Strahlradius. Diese Beschreibung passt wieder zu den Freistrahlen von Lichtbogenplasmaquellen aber auch die Enthalpieprofile aus [5] entsprechen dieser Form.

Der Wert h_a wird hier so gewählt, dass die Integration über den Strahlquerschnitt nach

$$h_{Pl} = \int_A h dA = \frac{1}{A} \sum_i h_i A_i \quad (5.15)$$

mit dem Wert der Gesamtenthalpie im Strahl, bekannt aus

$$h_{Pl,Kal} = \frac{P_{Pl}}{\dot{m}} \quad (5.16)$$

aus Messungen der Plasmaleistung mit dem Hohlraumkalorimeter, übereinstimmt. Die Messdaten für die Bedingung T 25|0-200|100 sind zum Vergleich in Bild 5.34 dargestellt. Aufgrund der höheren Leistungseinkopplung sind bei Bedingung T 25|0-200|100 sowohl Wärmestromdichte als auch Totaldruck höher als bei Bedingung T 20|0-300|0.

In Bild 5.35 wird die lokale spezifische Enthalpie in Form des universellen Radialprofils nach Gleichung (5.14) über dem Strahlradius für beide Bedingungen angegeben. Das nach dieser Methode aus Messungen bestimmte Profil ist über den Strahlquerschnitt homogen verteilt und sinkt am Rand steil ab. Außerdem ist die lokale spezifische Enthalpie gezeigt, die aus Totaldruck- und Wärmestromdichtemessungen mittels der Theorie von Pope aus Kapitel 3.9 ermittelt wurde. Setzt man für die Wärmestromdichtemessung, wie in [9, 10] angegeben, einen

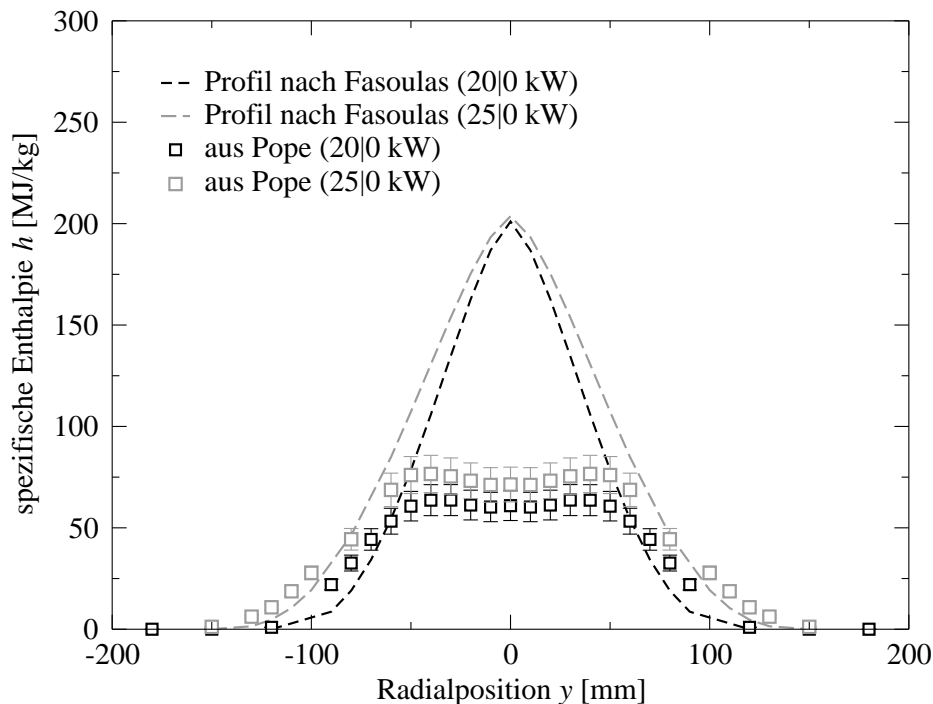


Bild 5.35: Enthalpie nach Fasoulas aus Kalorimetermessung und aus der Methode nach Pope für die Bedingungen T 20|0-300|0 und T 25|0-200|100.

Messfehler von 7% und für die Totaldruckmessung eine Reproduzierbarkeit auf 10% an, ergibt sich eine fortgepflanzte Unsicherheit von 12% in der Bestimmung der Enthalpie nach Pope. Pope gibt zusätzlich die Genauigkeit seiner semi-empirischen Methode mit 30-40% an [63]. Der Wert der Gesamtenthalpie, der aus den Kalorimetermessungen hervorgeht, ergibt sich bei der hier betrachteten Bedingung T 20|0-300|0 zu 36,67 MJ/kg. Der Wert der nach Pope aus Totaldruck und Wärmestromdichte bestimmten und nach Gleichung (5.15) integrierten Enthalpie beträgt 31,44 MJ/kg und weicht um 14% von der kalorimetrisch gemessenen Gesamtenthalpie am Triebwerksaustritt ab. Bei Bedingung T 25|0-200|100 ergeben sich die Integralwerte zu 36,5 MJ/kg aus der Kalorimetermessung und 30,0 MJ/kg aus den Sondenmessungen und der Theorie von Pope. Diese Werte liegen um 18% des Gesamtenthalpiewerts am Triebwerksaustritt auseinander. Diese Ergebnisse sind in Tabelle 5.8 nochmals zusammengestellt. In beiden Fällen geben diese Ergebnisse nach Pope geringere Werte als das Kalorimeter an.

Diese Abweichung ist durch das für Wasserstoff unbekanntes Verhältnis aus der vollkatalytischen Wärmestromdichte zur Wärmestromdichte auf einer niederkatalytischen Siliziumoxidoberfläche zu begründen. Der für die hier durchgeführte Messung eingesetzte Sensor hat eine Siliziumoxidoberfläche von 8 mm Durchmesser und wird zur Messung in ein gekühltes Kupfergehäuse von 25 mm Durchmesser eingesetzt. An der Siliziumoxidoberfläche rekombinieren die Wasserstoffatome nicht vollständig, wie es die Theorie von Pope annimmt. Für Luft und Kupfersensoren ist ein Verhältnis von $\dot{q}_{vk} = 1,2 \dot{q}_{Cu}$ bekannt [22]. Für den vorliegenden Fall von Wasserstoff und Siliziumoxidsensoren liegen allerdings keine Vergleichswerte zwischen der vollkatalytischen und der gering katalytischen Oberfläche vor. Aus den vorliegenden Ergebnissen wird das Verhältnis in erster Näherung zu

$$\dot{q}_{vk} = 1,16 \dot{q}_{SiO_2} \quad (5.17)$$

bestimmt. Für akkurate Wärmestromdichtemessungen werden jedoch verlässliche Angaben

über die Rekombinationskoeffizienten, die Energieakkommodationskoeffizienten und die Enthalpie benötigt.

Unter Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht kann die lokale spezifische Enthalpie auch nach Gleichung (4.12) bestimmt werden [71]. Dazu werden die lokal aufgelösten Geschwindigkeitswerte aus Kapitel 5.3.2 und die Temperaturen aus Kapitel 5.3.3 eingesetzt. Obwohl die Geschwindigkeitsdaten nur bis zu einer radialen Position von circa 100 mm detektiert werden konnten, zeigt die radiale Verteilung des Totaldrucks, dass die radiale Ausdehnung des Plasmastrahls darüber hinausgeht. Die Temperatur- und Geschwindigkeitsdaten werden deshalb mit Hilfe der Freistrahtheorie von Abramovich nach Gleichung 5.13 und Bild 5.30 auf die Breite des Totaldruckprofils extrapoliert. Wird aus den Messdaten der Bedingung T 50|00-300|0 die Enthalpie nach der Gleichgewichtsannahme mit Gleichung (4.12) bestimmt, ergibt sich die Kurve, die in Bild 5.36 gezeigt wird. Auch dargestellt sind der thermische $h_{therm}=c_p T$, der kinetische $h_{kin}=\frac{1}{2}v^2$ und der chemische Anteil h_{chem} der Enthalpie. Zum Vergleich ist auch eine Kurve nach der Freistrahtheorie mit Gleichung (5.14) dargestellt. Wie oben wurde der Maximalwert h_a so gewählt, dass das Integral der Kurve nach Gleichung (5.15) mit der mit dem Hohlraumkalorimeter gemessenen Plasmaenthalpie $h_{Pl,Kal}=\frac{P_{Pl}}{\dot{m}}=86,67$ MJ/kg übereinstimmt. Aus dem Bild geht hervor, dass die Kurven einen ähnlichen Trend aufweisen und nah beieinander liegen.

Tabelle 5.8: Vergleich der Enthalpiebestimmung.

	$h_{Pl,Kal}$ [MJ/kg]	$h_{Pl,Pope}$ [MJ/kg]	Abw. [%]
T 20 0-300 0	36,7	31,4	14,4
T 25 0-200 100	36,5	30,0	17,8
	$h_{Pl,Kal}$ [MJ/kg]	$h_{Pl,Gl. (5.20)}$ [MJ/kg]	Abw. [%]
T 50 00-300 0	86,7	79,1	8,8

Die Messwerte weichen im Strahlzentrum um nur 12% und am Strahlrand um bis zu 50% von

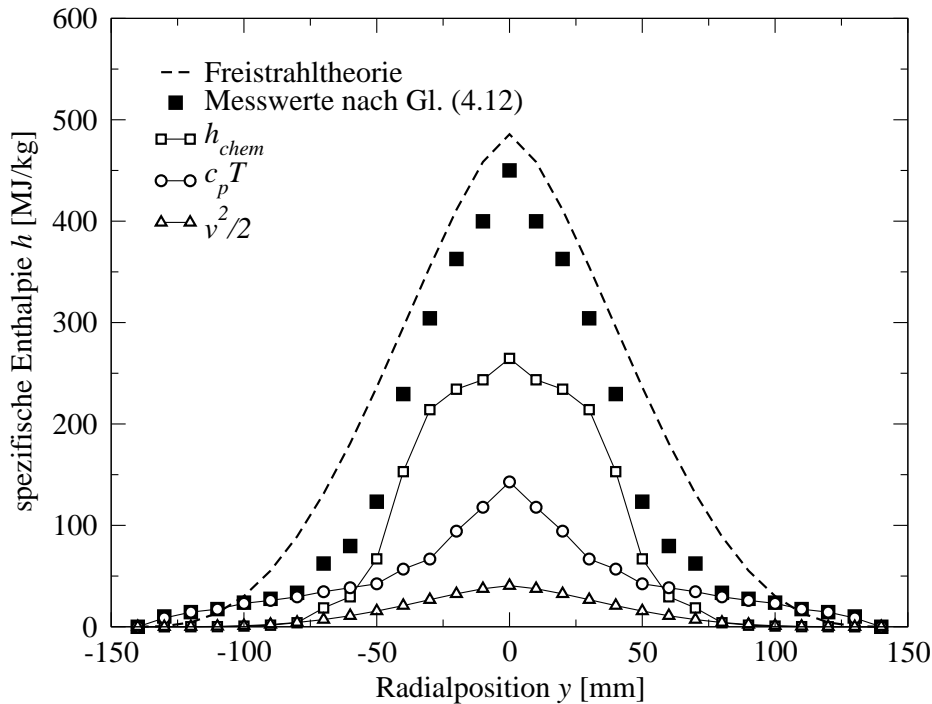


Bild 5.36: Enthalpieprofile bei T 50|00-300|0: aus Kalorimetermessung und Freistrahtheorie [71] und aus lokalen Messwerten unter Gleichgewichtsannahme nach Gleichung (4.12).

der Freistrahtheorie ab. In Analogie zu Gleichung (3.2) kann das Integral der Kurve mit

$$h_{Pl} = \frac{1}{A_S} \sum_i h_i A_i, \tag{5.18}$$

bestimmt werden. Hier muss jedoch auch berücksichtigt werden, dass der Massenstrom nicht homogen über den Querschnitt verteilt ist. Das Integral wird daher mit

$$\dot{m}_i = \frac{p}{R_i T_i} v_i A_i \quad \text{zu} \tag{5.19}$$

$$h_{Pl} = \frac{1}{\sum_i \frac{p}{R_i T_i} v_i A_i} \sum_i h_i \frac{p}{R_i T_i} v_i A_i \tag{5.20}$$

umformuliert. Die Enthalpie, die für die im Bild gezeigten Messwerte auf diese Weise bestimmt wurde, differiert mit 79,05 MJ/kg um nur 8,8% von den 86,67 MJ/kg, die mit dem Kalorimeter gemessen wurden, wie Tabelle 5.8 zeigt. Bei dieser Berechnung fällt jedoch auf, dass der Massenstrom nach $\dot{m} = \sum_i \frac{p}{R_i T_i} v_i A_i$ um cirka 30% höher bestimmt wird als der Massenstrom, der zugeführt wird.

Es wurde bereits mehrfach darauf hingewiesen, dass tatsächlich bei dem niedrigen vorliegenden Druck im Plasmastrahl kein thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt. Dennoch weist die geringe Abweichung der Enthalpie von <10% darauf hin, dass das hier verwendete Gleichgewichtsmodell ein geeignetes Werkzeug darstellt um die Verhältnisse im Gas zu bestimmen.

5.4 Bedeutung der Ergebnisse

Tabelle 5.9 zeigt eine Übersicht über die wesentlichen Messergebnisse der Untersuchungen an TIHTUS. Das Hybridtriebwerk wurde dazu mit einer Betriebsfrequenz von 840 kHz betrieben. Seine Maße und Parameter sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt. Die Sondenmessungen sind in einer Entfernung vom Triebwerksaustritt von 200 mm gemacht worden, das Kalorimeter wurde 70 mm stromab des Austritts platziert und die Prallplatte in 860 mm Entfernung.

Tabelle 5.9: Übersicht der Messergebnisse.

	F [N]	c_e [km/s]	η_F [%]	$P_{Pl,Kal}$ [kW]	$\eta_{th,Kal}$ [%]	h_{Pl} [MJ/kg]	$p_{tot,max}$ [hPa]	v_{max} [m/s]	T_{max} [K]
T 50 00-300 0	2,03	6,77	13,74	25,56	51,04	85,20	0,79	9224	6841
T 25 25-300 0	1,84	6,13	11,29	20,39	43,76	67,97	0,80	9040	4583
T 20 30-300 0	1,66	5,53	9,19	21,16	42,44	70,53	0,85	7389	8688
T 25 25-200 100	2,03	6,77	13,74	21,08	42,04	70,27	0,80	11035	4095
T 25 25-100 200	2,02	6,73	13,60	21,32	37,72	71,03	0,85	6829	7999

Zunächst lässt sich feststellen, dass die Leistungswerte des Hybridtriebwerks weit hinter denen eines Lichtbogentriebwerks zurückliegen. Im Hinblick auf ein Triebwerk ist dieser Vergleich jedoch nicht zulässig, da es sich beim vorliegenden Triebwerkskonzept um einen reinen Technologiedemonstrator handelt.

Bei Vergleich der Variationen der Leistungsaufspaltung, ist zu erkennen, dass bei konstanter Gesamtleistungsaufnahme von 50 kW mit zunehmender Leistungszufuhr zur zweiten Stufe sowohl Plasmaleistung als auch Schubstrahlleistung sinken, wie die Tabellen 5.2 und 5.7 zeigen. Es ist gezeigt worden, dass, da die Leistung der zweiten Stufe nach dem engsten Querschnitt zugeführt wird, sie im zylindrischen Rohr nicht effektiv in Schubstrahlleistung umgewandelt werden kann, wie in Kapitel 4.2 diskutiert wird. Der in Kapitel 2.2 erwähnte düsenähnliche Effekt durch die Lorentzkraft könnte dabei den Wirkungsgrad der induktiv beheizten zweiten Stufe erhöhen.

Bei zusätzlicher Variation der Massenstromaufteilung wird jedoch auch bei Leistungsaufspaltung auf zwei Stufen die gleiche effektive Austrittsgeschwindigkeit und der gleiche Schub erreicht, wie bei Lichtbogenbetrieb des Hybridtriebwerks. Dies geschieht, obwohl die geometrische Form des Triebwerks, zum Beispiel durch Nachschalten einer Düse oder Verkürzung des Abstands zwischen Lichtbogenheizung und induktiver Heizung, in der vorliegenden Arbeit noch nicht optimiert wurde und die ungenügende Kühlung nicht zulässt, dass die effizientere zweite induktive Entladungsform erreicht wird.

Zur Steigerung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit und des Schubs des zweistufigen Triebwerks werden sowohl zukünftige Geometrievariationen, wie auch die Reduktion der Rohrwandstärke, beitragen.

5.4.1 TIHTUS – Raumfahrtantrieb

Für interplanetare Reisen werden bisher impulsive Antriebskonzepte vorgesehen. Unter diese Kategorie fallen alle chemischen sowie nuklear-thermischen Antriebe, bzw. Festkernreaktoren [85]. Weil die Reise mit impulsiven Antriebskonzepten jedoch ballistische Niederenergetrajektorien voraussetzt, ist die Missionsflexibilität gering, denn nur selten steht bei Missionsabbruch ein niederenergetischer Rückreiseorbit zur Verfügung [2]. Elektrische Antriebe bieten hier mehr Flexibilität im Bezug auf die Flugbahn und dadurch ein geringeres Risiko für die Mannschaft. Unter der Voraussetzung, dass mit dem Hybridkonzept höhere Austrittsgeschwindigkeit oder höherer Schub effektiver erzeugt wird, könnte das Triebwerk zu einem Antrieb für bemannte interplanetare Missionen entwickelt werden.

Der notwendige Antriebsbedarf Δv aus Gleichung (1.3) wird bei kontinuierlichen Antriebssystemen, die sich durch einen vergleichsweise geringen Schub auszeichnen, mit typischen Brenndauern von 30 bis 100% der Transferzeit kontinuierlich über einen längeren Zeitraum aufgebracht. Schmidt zeigt für eine Marsreise, dass unter Verwendung kontinuierlicher Antriebe jederzeit während des Hinflugs, die Möglichkeit besteht, die Mission abzubrechen [85]. Kontinuierlicher Treibstoffausstoß vermindert also das Risiko für die Besatzung einer bemannten Marsmission erheblich. Schmidt hat Bahnen untersucht, die Flugzeiten in der Größenordnung von 550 Tagen mit Aufenthaltszeiten auf dem Mars von bis zu 60 Tagen vorsehen [86]. Dieses Szenario ist mit elektrischen Antrieben bei einem Schubniveau von mindestens 100 N und einer Austrittsgeschwindigkeit von $c_e=30.000$ m/s erreichbar [87]. TIHTUS stellt einen solchen kontinuierlich betriebenen Antrieb dar, wobei das Leistungsspektrum für eine Marsmission noch erreicht werden muss.

Wie erwähnt, entsteht bei hohen Leistungen in der induktiv beheizten zweiten Stufe aufgrund der Lorentzkräfte eine Art Düseneffekt, der das Gas im Unterschall auf $Ma>1$ beschleunigt [5]. Dieser Leistungsbereich wird jedoch bei Wasserstoffbetrieb mit TIHTUS nicht im sicheren Betriebsbereich erreicht. Es wird daher empfohlen, das Kühlkonzept der Plasmaquelle neu aus-

zulegen, um die zweite induktive Entladungsform zu erreichen. Für ein späteres Modell muss auch die Wasserkühlung durch eine strahlungs- oder regenerative Kühlung ersetzt werden. Die Kühlleistung steigt nach dem Umschlag in diesen Modus nicht mehr stark an und es kann mehr Leistung bei höherem Wirkungsgrad ins Plasma eingekoppelt werden. Mit dem oben genannten Düseneffekt kann dann auch die höhere und effektiver eingekoppelte Leistung in Schubstrahlleistung umgewandelt werden. Solange dies nicht realisiert werden kann, wird empfohlen, dem Gerät eine Düse nachzuschalten, wie das 1-D-Modell aus Kapitel 4.2 nahe legt. Des Weiteren sollte derselben Theorie zufolge im Teil der induktiven Heizung eine Querschnittserweiterung stattfinden, um dem verzögernden Effekt der Heizung einer Überschallströmung entgegenzuwirken. Hier muss jedoch untersucht werden, wie sich die dadurch bedingte Entfernung der Spulenwindungen von der Triebwerksachse auf das Kopplungsverhalten der zweiten Stufe auswirkt.

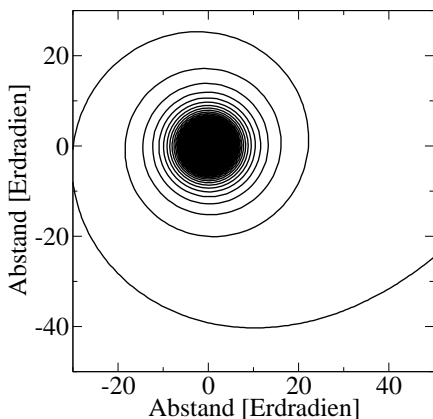


Bild 5.37: Aufspiralen im Hochschubmodus für eine bemannte Marsmission mit $c_e=30.000$ m/s und $F=100$ N.

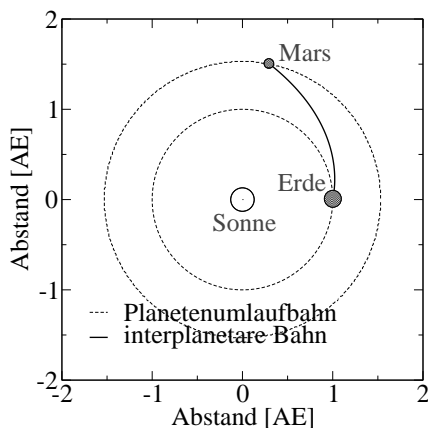


Bild 5.38: Nichtoptimierte nahezu ballistische Niederschubphase einer Marsmission.

Gängige Untersuchungen schlagen steigende Austrittsgeschwindigkeit vor, wenn der Treibstoff nach und nach verbraucht wird [89, 90, 91]. Außerdem muss, während das Fahrzeug der Gravitation des Erdschwerefelds entkommt, der Treibstoffausstoß langsam von Hochschubmodus zum Modus hoher Austrittsgeschwindigkeit übergeleitet werden, um das Raumfahrzeug weiter zu beschleunigen. In den Bildern 5.37 und 5.38 werden beispielhaft die Missionsabschnitte für eine Hinreise zum Mars mit einer Flugdauer von 100+143 Tagen gezeigt.

Als Treibstoff würde für eine bemannte interplanetare Reise mit kontinuierlichem Antrieb trotz seiner Lagerungsschwierigkeiten Wasserstoff vorgesehen, da er ein hohes Spannungsniveau erlaubt und das niedrigste Molekulargewicht hat [13]. Für TLT ist Wasserstoff außerdem geeignet, weil er nicht chemisch mit den Elektroden des TLT reagiert. Dies schließt den Gebrauch aller sauerstoff- oder kohlenstoffhaltigen Treibstoffe aus. Wasserstoff fällt typischerweise in Lebenserhaltungssystemen bei der Gewinnung von Sauerstoff aus der Elektrolyse von Wasser an. Bei einer Reise könnte dieser Abfall als Treibstoff genutzt werden. Da die zweite Stufe des Triebwerks elektrodenlos betrieben wird, können hier auch oxid- und kohlenstoffhaltige Fluide, zum Beispiel Kohlendioxid, verwendet werden, das bei metabolischen Aktivitäten von Astronauten und biologischem Experimentiermaterial anfällt [88]. Wird dieses schwere Gas ins Triebwerk gespeist, sinkt die effektive Austrittsgeschwindigkeit und der Massendurchsatz steigt. Aus der exothermen Reaktion der Gase entstehen bei einer Reaktionstemperatur ab 650 K Wasser und Methan bei einem Wirkungsgrad von unter 10% [88]. Das Gas könnte für Phasen eingesetzt werden, in denen hoher Schub benötigt wird.

Je nachdem wo sich ein Fahrzeug im Weltraum befindet, kann es variieren, wann hoher Schub und wann hohe Austrittsgeschwindigkeit aufgeprägt wird. In Gegenwart eines Gravitationsfelds muss hoher Schub aufgebracht werden, während er nicht nutzbringend umgesetzt werden kann, wenn die Trajektorie kontinuierlichen Antriebs nahezu ballistisch verläuft. Daher ist eine Variation der Austrittsgeschwindigkeit

Aus den Ergebnissen, unter anderem in Tabelle 5.9, geht hervor, dass der Schub gesteigert wird, wenn mehr Massenstrom zur zweiten Stufe zugemischt wird. Mit einem elektronischen Regelungssystem, das stationär Leistung unter Variation der Leistungsaufteilung bereitstellt, kann der Antrieb entweder in einem Modus betrieben werden, in dem Treibstoff eingespart wird oder in einem schubstarken Modus, in dem die Flugdauer minimiert wird. Eine derartige Austrittsvariation kann durch selektive Aufteilung der Leistung und des Massenstroms auf die RF-betriebene Stufe bzw. die TLT-Stufe erfolgen. Für eine Mission zum Mars wird eine Leistung von etwa 5 MW benötigt. Als Hauptansatz für Weltraum-Leistungsquellen in dieser Größenordnung sind thermonukleare Fusionsreaktoren vorgesehen, die sich noch in Entwicklung befinden [92].

5.4.2 TIHPUS – Industrielle Plasmaquelle

Außer als Raumfahrtantriebe können Hochenthalpieplasmaquellen für industrielle Prozesse als Ionenquellen in der Fusionsforschung [93] oder als Anlagen für experimentelle Wiedereintrittssimulation eingesetzt werden. Industriell eingesetzte Plasmageneratoren dienen als Quellen für Wärme und Radikale. Zum Beispiel können sie in der chemischen Industrie zur Entsorgung stark belasteter Abgase aus der Produktion von Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffen verwendet werden [88]. Auf dem Gebiet des Plasmapulverspritzens ist das Ziel die Produktion einer gleichförmigen gut haftenden Beschichtung. Die Funktionen der Schichten reichen dabei von thermischen Schutzschichten über hochfeste Schutzschichten bis hin zur Anwendung in der Herstellung von Hochtemperatur-Brennstoffzellen (solid oxide fuel cell, SOFC), für welche gasundurchlässige Schichten, Festkörperelektrolyte und poröse Festkörperelektroden erzeugt werden müssen.

Um eine niedrige Porosität von Schichten zu erzeugen, müssen hohe Strahlgeschwindigkeiten gewährleistet sein. In den letzten Jahrzehnten war das Interesse an radiofrequent betriebenen induktiv beheizten Plasmageneratoren angestiegen. Sie haben gegenüber lichtbogenbeheizten Plasmageneratoren den Vorteil, ein großes Plasmavolumen zu erzeugen. So können Schichten großer Fläche erzeugt werden und mit Sauerstoffplasmen, die nur in elektrodenlosen Plasmageneratoren erzeugt werden können, wird zum Beispiel die Reduktion von Oxidschichten, verhindert. Nachteile dieser Plasmageneratoren sind ihre schwierige Zündung, leichtes Erlöschen und dass das Substrat aufgrund geringer Strömungsgeschwindigkeit nah bei der Quelle aufgebaut werden muss. Der Hybridplasmagenerator soll diese Nachteile kompensieren, indem der induktiven Stufe eine lichtbogenbeheizte Stufe vorgeschaltet wird. Wie bereits in Kapitel 1 aufgezeigt wurde, werden solche Hybridplasmageneratoren zu Beschichtungszwecken in Japan [27, 30], Korea [28] und in Deutschland [32] entwickelt und untersucht. Der Hybridplasmagenerator TIHPUS (Thermisch-induktiver Hybridplasmagenerator der Universität Stuttgart) hat durch seine hohe Leistungsaufnahme und hohe Plasmatemperaturen von mehr als 8000 K als Plasmaquelle für Plasmasprühverfahren großes Potenzial. Auch große Partikel könnten während kurzer Aufenthaltszeit im Plasma aufgeschmolzen werden. Durch die hohe Geschwindigkeit im Vergleich zu induktiv beheizten Plasmaquellen erhalten die Partikel einen höheren Impuls auf das Substrat, wodurch optimale Haftung gewährleistet wird

Ein Hybridplasmagenerator stellt außerdem folglich ein großes Plasmavolumen zur Verfügung und ermöglicht damit die Erzeugung homogener Schichten auf großen Bauteilen. Die strömungsmechanischen Betrachtungen in Kapitel 4.2 hatten aufgezeigt, dass es zu vermeiden ist, in den heißen Überschall-Kernstrahl einzukoppeln, wenn man das Gas nicht verzögern möchte. Anhand der Totaldruckmessungen in Bild 5.22 ist auch zu erkennen, dass die Leis-

tung von der zweiten Stufe wie erwartet besonders in den Randzonen des lichtbogenbeheizten Plasmastrahls einkoppelt, wie es auch die numerischen Berechnungen aus Kapitel 4.3 vorhergesagt haben. Der Effekt dieses Phänomens ist die Aufweitung des Plasmastrahls und die Homogenisierung des Profils, wie man am Enthalpieprofil in Bild 5.35 erkennen kann. Große und homogene Strahlquerschnitte sind auch für Plasmawindkanalanwendungen von Vorteil, sodass größere Materialproben bei der Wiedereintrittssimulation bei entweder höherem Staudruck oder höherer Wärmestromdichte als bei herkömmlichen Plasmageneratoren eingesetzt werden können.

Bei einer experimentellen Wiedereintrittssimulation im Plasmawindkanal wird keine Strömungsähnlichkeit erzeugt, sondern die thermochemische Belastung nachgebildet. Mit Hilfe eines Plasmagenerators wird das Atmosphärgas erhitzt und beschleunigt. In einer Messstrecke können Materialien dem Plasma ausgesetzt und ihr Verhalten untersucht werden. Üblicherweise werden Eintrittsszenarien durch die massenspezifische Enthalpie h und die Höhe H , bzw. den Totaldruck im Staupunkt p_{tot} , charakterisiert [22]. Beispielsweise besteht die Jupiteratmosphäre zu 86,4% aus Wasserstoff, 13,6% aus Helium. Die Hitzeschutzmaterialien, die beim Eintritt in die Jupiteratmosphäre eingesetzt werden sollen, müssen zuvor in einer Bodentestanlage untersucht und geprüft werden. Es wird sich dabei um ablativ Hitzeschutzsysteme handeln. Ein wesentlicher Anteil des Abbrands des Materials wird durch chemische Prozesse beeinflusst, sodass die Bodentests mit dem Atmosphärgas durchgeführt werden müssen. Der Gasplanet Jupiter weist keine bekannte feste oder flüssige Oberfläche auf. Die Höhe 0 km wird deshalb auf die Höhe festgelegt, an der der Umgebungsdruck 100.000 Pa beträgt. Bild 5.39 zeigt Daten aus der Galileo-Mission, bei der das Fahrzeug 1995 in eine Jupiter-Umlaufbahn einschwenkte [94]. Eine Sonde trat am 7. Dezember 1995 mit einer Relativgeschwindigkeit von 47,6 km/s in die Jupiteratmosphäre ein. Mit einigen überschlägigen Berechnungsmethoden lässt sich abschätzen,

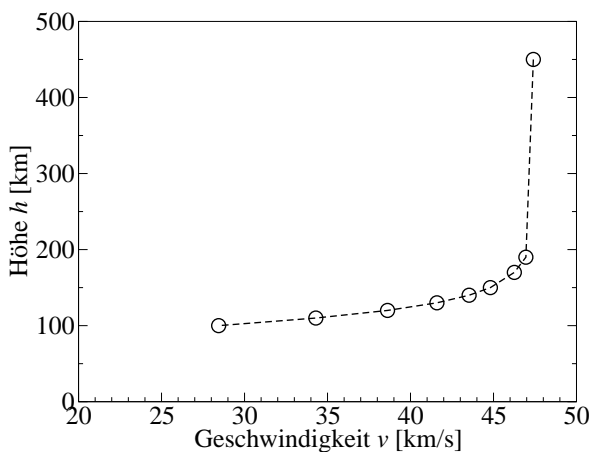


Bild 5.39: Trajektorie eines Jupitereintritts.

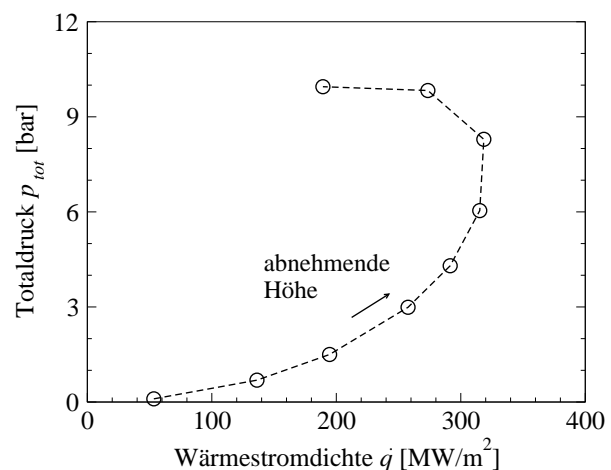


Bild 5.40: Verlauf des Totaldrucks in Abhängigkeit der Wärmestromdichte.

wie hoch die Wärmestromdichte auf das Material ist und welcher Totaldruck dabei herrscht. Aufgrund der Hyperschallbedingung wird für die Schätzung des Totaldrucks $p_{tot} = \rho v^2 + p_{stat}$ gesetzt. Während des Abbremsens mit einer Machzahl von $Ma=50$, wuchsen beim Jupitereintritt 1995 die Spitzenwärmestromdichte und die Wärmebelastung bis auf 300 MW/m² und 3000 MJ/m² an [94]. Bild 5.40 stellt die hier beschriebene Abschätzung der thermochemischen Lasten grafisch dar. Die in der vorliegenden Arbeit entwickelte Anlage bietet einen Totaldruck von ca. 1 bar bei einer Wärmestromdichte von 1 MW/m². Die Plasmaströmungsgeschwindigkeit von 47 km/s kann nicht erreicht werden. Dasselbe gilt für Totaldruck und Wärmestromdichte,

die im Bereich von einigen hundert MW/m^2 liegt. In der Höhe von 100 km kann die Enthalpie beim Eintritt in erster Näherung mit $h = \frac{1}{2}v^2$ bestimmt werden. Mit weiteren Entwicklungsarbeiten, insbesondere an einem verbesserten Kühlsystem für die Dichtungen, wird es möglich sein, die vollen zur Verfügung stehenden 250 kW ins System zu bringen. Die benötigten 117 MJ/kg machen dann nur 47% davon aus.

Als weitere Atmosphärenbeispiele kann auch die lichtbogenbeheizte Stufe mit Stickstoff betrieben werden und in der zweiten Stufe Sauerstoff hinzugemischt werden, um einen Eintritt in die Erdatmosphäre zu simulieren. Die Atmosphären der äußeren Planeten, die zusätzlich zu Wasserstoff auch Methan enthalten können hier auch simuliert werden. Bei Einsatz unterschiedlicher Gase muss das Mischungsverhalten in der Plasmaquelle untersucht werden. In den Ergebnissen für die Integralwerte Plasmaleistung und Schub in den Kapiteln 5.2.1 und 5.2.3 gibt es jedoch ein Mischungsverhältnis aus kaltem und heißem Gas, in dem die Induktionsleistung besser eingekoppelt wird. Diese Beobachtung gibt Anlass zu vermuten, dass die Gasströme sich tatsächlich vermischen.

Obwohl das primäre Ziel, den Treibstoff nach dem Düsenhals der ersten Stufe effizient zu beheizen und durch den durch die Lorentzkräfte in der zweiten Stufe verursachten Düseneffekt weiter zu beschleunigen, nicht erreicht ist, steht mit der vorliegenden TIHTUS/TIHPUS-Konfiguration eine Anlage zur Verfügung, die für industrielle Einsatzzwecke alle gestellten Anforderungen erfüllt und für Untersuchungen hinsichtlich des Materialverhaltens in H_2 -Atmosphären geeignet ist. Die theoretischen Modelle zeigen darüberhinaus, dass zukünftige Forschungsarbeiten zunächst in Richtung einer Geometrieverbesserung und dann in Richtung einer Verbesserung des Kühlsystems zielen sollten.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde erstmals die neuartige thermisch-induktive Hybridplasmaquelle TIHTUS in einer Bodentestanlage aufgebaut und charakterisiert. Mit ihr wurde systematisch untersucht, inwiefern es möglich ist, den Wasserstoffüberschallplasmastrahl eines elektrischen Lichtbogentriebwerks gezielt induktiv nachzuheizen. Mit einer derartigen Nachheizung soll das Leistungsspektrum von Plasmageneratoren und -triebwerken hinsichtlich Schub oder Austrittsgeschwindigkeit und Totaldruck oder spezifischer Enthalpie erweitert werden.

TIHTUS wurde aus einem thermischen Lichtbogentriebwerk und einem induktiv beheizten Plasmagenerator zunächst als Antrieb mit Ausblick auf technologische Anwendungen zusammengesetzt. Zur Untersuchung der Effekte wurden Gesamtmassenstrom und Gesamtleistungszufuhr zu den Triebwerksstufen konstant gehalten und lediglich die Aufteilung der Größen auf die beiden Stufen variiert. Das zweistufige Hybridtriebwerk wurde so aufgebaut, dass es ausschließlich induktiv, ausschließlich lichtbogenbeheizt oder kombiniert betrieben werden kann. Die Charakterisierung erfolgte im Betrieb mit Wasserstoff bei einem Gesamtmassenstrom von 300 mg/s und 50 kW Gesamtleistungsaufnahme. Die maximale Leistungsaufnahme des Gesamtsystems wird hierbei durch die Rohrkühlung in der zweiten Stufe beschränkt.

Nach Voruntersuchungen an den einzelnen Triebwerksstufen wurde der Plasmastrahl des zweistufigen Hybridtriebwerks mit verschiedenen Messverfahren untersucht. Dazu gehörten eine Totaldrucksonde, ein Hohlraumkalorimeter und eine HOKA-Spule zur Messung der Spulenstromstärke und der Schwingkreisfrequenz. Außerdem wurde der Schub von TIHTUS mit Hilfe einer wassergekühlten Prallplatte gemessen. Die Plasmageschwindigkeit wurde mit einer elektrostatischen Flugzeitsonde gemessen, die für Betrieb mit induktiver Nachheizung angepasst wurde. Zuletzt wurde ein neuartiger Sensor mit einer Atomlagenthermosäule zur Messung der Wärmestromdichte auf eine Siliziumoxidoberfläche eingesetzt.

Nach den Voruntersuchungen der Einzelstufen wurde die optimale Frequenz der Induktionsheizung für lichtbogenbeheizten Wasserstoff sowohl theoretisch als auch experimentell mit dem Hohlraumkalorimeter bestimmt. Alle weiteren Experimente der vorliegenden Arbeit wurden bei dieser Frequenz von 840 kHz durchgeführt. Für sämtliche Betriebspunkte des Hybridtriebwerks wurde dann eine Leistungsbilanzierung durchgeführt. Dabei wurde beobachtet, dass sich die Plasmaleistung, die mit dem Hohlraumkalorimeter gemessen wurde, bei reiner Lichtbogenheizung mit 25 kW von 13,1 kW auf 21 kW bei zusätzlicher induktiver Nachheizung mit nochmals 25 kW steigern lässt. Dies geschieht jedoch bei einem thermischen Wirkungsgrad, der von 52,4% auf 42,9% sinkt. Ebenso nimmt die Schubstrahlleistung bei Zuschalten der zweiten Stufe bei den gleichen Bedingungen von 4,6 kW bei 18,5% Schubwirkungsgrad auf 5,6 kW bei 11,4% Schubwirkungsgrad zu. Dies entspricht Schubwerten von 1,66 N und 1,85 N. Daraus ist zu erkennen, dass die dem Gas nach der Düse der lichtbogenbeheizten Stufe zugeführte Leistung im zylindrischen Rohr nicht effizient in Schubstrahlleistung umgewandelt wird. Die strömungsmechanische Betrachtung unter Zugrundelegung der Erhaltungsgleichungen unterstützt dieses Erkenntnis.

Bei Vergleich der Variationen der Leistungsaufspaltung ist zu erkennen, dass bei konstanter Gesamtleistungsaufnahme von 50 kW mit zunehmender Leistungszufuhr zur zweiten Stufe so-

wohl Plasmaleistung als auch Schubstrahlleistung sinken. Bei zusätzlicher Variation der Massenstromaufteilung werden jedoch auch bei Leistungsaufspaltung auf zwei Stufen die gleiche effektive Austrittsgeschwindigkeit und der gleiche Schub erreicht, wie bei reinem Lichtbogenbetrieb des Hybridtriebwerks. Dies geschieht, obwohl die geometrische Form des Triebwerks, zum Beispiel durch Nachschalten einer Düse oder Verkürzung des Abstands zwischen Lichtbogenheizung und induktiver Heizung, in der vorliegenden Arbeit noch nicht variiert wurde.

Zusätzlich wurden auch Radialprofile bei einem axialen Abstand von $x=200$ mm vom Triebwerksaustritt gemessen. Der maximale Totaldruck beträgt bei den eingestellten Bedingungen bis zu 85 Pa. Bei steigender Einkopplung von RF-Leistung in ein konstant bogenbeheiztes Wasserstoffplasma wird eine Aufweitung des Plasmas mit leicht einsinkenden exzentrischen Maxima beobachtet. Dies zeigt, dass wie erwartet die Induktionsleistung in Spulennähe am Strahlrand einkoppelt. Im Strahlzentrum steigt bei den 50 kW-Bedingungen bei steigender Bogenleistung der Totaldruck an, während die Profildicke keiner Tendenz folgt. Die Variation der Massenstromstufung äußert sich nur im Umgebungsdruckwert, der mit steigendem Gasstrom in der zweiten Stufe ansteigt. Die Profildicke des Totaldrucks bleibt davon wieder unbeeinflusst. Die Bestimmung des Schubs aus Totaldruckmessungen stimmt mit den Ergebnissen aus den Prallplattenmessungen im Abstand von 860 mm überein.

Die Geschwindigkeitsverteilung verbreitert sich ebenfalls bei Zuschaltung der zweiten Stufe und zeigt für steigende Bogenleistung ansteigende Werte im Zentrum. Bei Zuschaltung und Erhöhung des Gasmassenstroms in der zweiten Stufe wird das Profilmaximum zunehmend exzentrisch. Für die Bedingung mit je 25 kW Eingangsleistung und 200 mg/s Massenstrom zur ersten und 100 mg/s Massenstrom zur zweiten Stufe wird das höchste Profil gemessen. Die gute Einkopplung wird auf eine gute Durchmischung des Kaltgases mit der heißen Plasmaströmung zurückgeführt. Aus der Geschwindigkeit und dem Totaldruck wurden unter Zuhilfenahme eines Gleichgewichtsmodells Plasmatemperaturen auf der Strahlachse zwischen 3000 K und 9000 K bestimmt. Mit Wärmestromdichtemessungen und einem Gleichgewichtsansatz konnte auch die spezifische Enthalpie des Plasmastrahls lokal aufgelöst bestimmt werden. Der über den Strahlquerschnitt aufintegrierte Wert stimmt mit der durch die Kalorimeterleistung bestimmten Plasmaenthalpie überein. Von der induktiven Nachheizung wurde außerdem nach Interpretation der numerischen Berechnungen der Plasmaströmung im Entladungsrohr erwartet, dass sie in den äußeren, sich im Unterschall befindlichen Zonen des Plasmastrahls einkoppelt und neben der Beschleunigung auch eine Homogenisierung der radialen Verteilung der Zustandsgrößen im Plasma bewirkt. Die experimentell bestimmten Enthalpieprofile bestätigen dies.

Mit Hilfe der systematischen experimentellen Untersuchung der Nachheizung einer Überschallwasserstoffströmung wurden in der vorliegenden Arbeit die Grundlagen zur Optimierung für weitere Untersuchungen im Hinblick auf einen Raumfahrtantrieb als auch auf Plasmatechnik geschaffen. Die entwickelten analytischen Modelle erlauben darüber hinaus, entsprechende Auslegungsrechnungen für zukünftige Entwicklungen durchzuführen.

Zur Weiterführung der Arbeit an TIHTUS bietet sich nun die geometrische Optimierung der Plasmaquelle an. Dazu können die hier vorgestellten theoretischen und experimentellen Methoden zur eindimensionalen Strömungsberechnung und zur Schub- und Geschwindigkeitsmessung eingesetzt werden. Um die zweite induktive Entladungsform zu erreichen muss das Kühl- und Dichtungskonzept des Entladungsrohrs verbessert werden. Dann kann sich der typische, durch die Lorentzkräfte verursachte Düseneffekt der induktiv beheizten Stufe einstellen, sodass die Strömung ohne materielle Düse vollständig entspannt werden kann und so der Wirkungsgrad der induktiv beheizten zweiten Stufe gesteigert wird.

A Übersicht der Versuchsbedingungen

Tabelle A.1: Übersicht ausgewählter Versuche

Mess- reihe	Sonden- art	Frequenz	Düsen- länge	Massenfluss		Strom	Leistung	Spannung	Leistung
		f [kHz]	[-]	\dot{m}_{DC} [mg/s]	\dot{m}_{RF} [mg/s]	I_{DC} [A]	P_{DC} [kW]	V_A [V]	P_A [kW]
T1 26	SW ¹	-	4 AS ²	50-200	-	Kaltgas		-	-
T1 27	SW	-	4 AS	100-200	-	var	var	-	-
T1 31	SW	-	4 AS	300	-	var	var	-	-
T1 32	SW	-	4 AS	100-300	-	var	var	-	-
T1 33	SW	-	3 AS	100	-	var	var	-	-
T1 34	SW	-	3 AS	200	-	var	var	-	-
T1 37	SW	-	3 AS	100-300	-	var	var	-	-
T1 38	SW	-	3 AS	100-300	-	Kaltgas		-	-
T1 39	SW	-	2 AS	100	-	var	var	-	-
T1 40	SW	-	2 AS	100	-	Kaltgas		-	-
T1 41	SW	-	2 AS	200	-	var	var	-	-
T1 44	SW	-	2 AS	200	-	var	var	-	-
T1 46	SW	-	4 AS	300	-	var	var	-	-
T1 47	SW	-	2 AS	0	-	666	0	Kurzschlusschub	
T1 48	SW	-	4 AS	300	-	var	var	nur 2 AS angeschl.	
T3 05	-	-	4 AS	300	-	200	<50	-	-
T3 10	-	660	4 AS	300	-	-	-	3500	20,3
T3 11	-	660	4 AS	300	-	-	-	-	-
T3 12	-	660	4 AS	300	-	-	-	-	-
T3 19	-	660	4 AS	100/200	200/100	-	-	var	var
T3 22	-	840	4 AS	200	100	-	-	var	<40
T3 23	-	740	4 AS	200	100	-	-	var	<60
T3 24	-	700	4 AS	200	100	-	-	var	<52
T3 25	-	840	4 AS	200-100	100-200	-	-	<6000	<96
Mess- reihe	Sonden- art	Frequenz	Sonden- abstand	Massenfluss		Strom	Leistung	Spannung	Leistung
		f [kHz]	[mm]	\dot{m}_{DC} [mg/s]	\dot{m}_{RF} [mg/s]	I_{DC} [A]	P_{DC} [kW]	V_A [V]	P_A [kW]
T3 29	PP ³	840	860	200	-	200-500	<45	-	-
T3 34	PP	740	860	300	-	200-500	<50	-	-
T3 39	-	740	860	Leerlauf	1 bar	-	-	<5000	<50

¹SW: Schubwaage, ²AS: Anodensegmente, ³PP: Prallplatte, ⁴Pitot: Pitotsonde,

⁵FZ: Flugzeitsonde, ⁶ALTS: Wärmeflusssonde, ⁷Kal: Hohlraumkalorimeter

Tabelle A.2: Übersicht weiterer ausgewählter Versuche

Messreihe	Sondenart	Frequenz f [kHz]	Sondenabstand [mm]	Massenfluss		Strom I_{DC} [A]	Leistung P_{DC} [kW]	Spannung V_A [V]	Leistung P_A [kW]
				\dot{m}_{DC} [mg/s]	\dot{m}_{RF} [mg/s]				
T3 40	-	740	860	Leerlauf	1 bar	-	-	<5000	<50
T3 41	PP	-	860	200	100	280	30	-	-
T3 43	PP	740	860	200	100	300/400	30/40	<5000	<65,5
T3 68	Pitot ⁴	840	200	200	100	250	20	-	-
T3 69	Pitot	840	200	200	100	280	25	3500	25
T3 72	Pitot	840	200	300	0	250	25	3500	25
T3 74	Pitot	-	200	300	0	490	50	-	-
T3 76	Pitot	840	200	300	0	200	20	3750	30
T3 78	Pitot	-	200	200	100	Kaltgas		-	-
T3 79	Pitot	840	200	100	200	-	25	3500	25
T3 80	Pitot	-	200	300	0	480	50	-	-
T3 87	FZ ⁵	840	200	200	100	280	25	3500	25
T3 89	FZ	840	200	200	100	280	25	3500	25
T3 90	-	840	200	Leerlauf	1 bar	-	-	<5000	<50
T3 91	FZ	840	200	300	0	250	25	3500	25
T3 93	FZ	-	200	300	0	490	50	-	-
T3 95	FZ	-	200	300	0	490	50	-	-
T3 97	FZ	-	200	300	0	490	50	-	-
T3 98	FZ	840	200	300	0	250	25	3500	25
T3 99	FZ	840	200	300	0	200	20	3750	30
T3 100	FZ	840	200	100	200	-	25	3500	25
T3 104	ALTS ⁶	-	200	200	100	320	25	-	-
T3 105	ALTS	-	200	200	100	300	25	-	-
T3 105	ALTS	-	200	300	0	250	25	-	-
T3 110	PP	-	860	300	0	290	30	Driftmessung	
T3 111	PP	-	860	300	-	var	20-50	HIPARC Kalib.	
T3 113	PP	-	860	300	-	var	var	HIPARC Kalib.	
T3 114	PP	-	860	200/100	-	var	var	HIPARC Kalib.	
T3 115	PP	840	860	300	0	var	20-50	var	25-30
T3 116	PP	-	860	100-300	100/200	Kaltgas		-	-
T3 119	PP	-	860	300	0	var	var	var	var
T3 121	PP	840	860	300	0	-	-	var	20-30
T3 122	Kal ⁷	-	70	300	0	var	20-50	Kalibrierung	
T3 123	Kal	840	70	300	0	var	20-25	var	25-30
T3 125	Kal	840	70	200	100	var	20-25	var	25-30
T3 126	Kal	840	70	200	100	var	20-25	var	25-30
T3 126	Kal	840	70	300	0	-	2-	var	20-30

¹SW: Schubwaage, ²AS: Anodensegmente, ³PP: Prallplatte, ⁴Pitot: Pitotsonde,⁵FZ: Flugzeitsonde, ⁶ALTS: Wärmeflusssonde, ⁷Kal: Hohlraumkalorimeter

B Numerische Modellierung

In ARCHE wurde unter der Annahme von thermischem Nichtgleichgewicht ein Modell implementiert, das auf einem Idealgasverfahren basiert. Zusätzlich werden Realgaseffekte durch die drei unterschiedlichen Temperaturen $T_\infty = T_{trans} = T_{rot} = T_s, T_{vib}$ und T_e und ein chemisches Reaktionsmodell berücksichtigt. Zusätzlich sind außerdem die Gleichungen der Radiofrequenzladung implementiert.

Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie der Schwerteilchen in allgemeiner Form lauten [77]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \nabla(\rho \vec{v}) = 0, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} + \nabla \rho \vec{v} \times \vec{v} = \nabla(-p\vec{I} + \vec{\tau}) + \vec{j} \times \vec{B}, \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} e_s + \nabla \cdot (H\vec{v}) = \nabla(\vec{\tau}\vec{v}) + \nabla \cdot \lambda \nabla T + \sum_s \nabla \cdot \lambda_{vib,m} \nabla T_{vib,m} + \\ \nabla \sum_k H_k D_k \nabla \psi_k + \vec{v}(\vec{j} \times \vec{B}) + \sum_k n_k n_e \alpha_{e,k} (T - T_e), \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

mit den Größen Zeit t , Dichte ρ , Geschwindigkeit \vec{v} , Druck p , Stromdichte \vec{j} , magnetische Induktion \vec{B} , innere Energie e_s , Enthalpie H , Viskositätstensor $\vec{\tau}$, Wärmeleitfähigkeit λ , Temperatur T , Diffusionskonstante D , Molenbruch ψ , den Teilchendichten n und dem Temperatúraustauschkoeffizient α_{ek} . Der Einheitstensor wird mit \vec{I} bezeichnet. Die Massenbilanzen der Einzelkomponenten k lauten

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot (n_k \cdot \vec{v}) = \omega_k + \nabla c_k D_k \nabla \psi_k, \quad (\text{B.4})$$

mit der chemischen Produktionsrate ω und der Konzentration c . Die Erhaltungsgleichung der Vibrationsenergie wird als

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{vib}}{\partial t} + \nabla \cdot (E_{vib} \vec{v}) = \nabla \cdot \lambda_{vib} \nabla T_{vib} + E_{vib} D_m \nabla \psi_m + \omega_m \hat{D}_m + \\ \frac{E_{vib}(T) - E_{vib}(T_{vib})}{\tau_{m-vib}} + \frac{M_m}{M_e} \frac{E_{vib}(T_e) - E_{vib}(T_{vib})}{\tau_{e-vib}} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

geschrieben. Hier sind E_{vib} die Vibrationsenergie der Moleküle m mit $E_{vib} = c_m \mathfrak{R} \frac{\theta_{vib}}{e^{\theta_{vib}/T_{vib}-1}}$, M die Molmassen und τ die Relaxationszeiten der jeweiligen Kopplung. Des Weiteren hat die Elektronentemperatur erheblichen Einfluss auf die chemischen Reaktionsgeschwindigkeiten, auf die Transportkoeffizienten und auf die Stromverteilung im Plasma. Daher wird noch die stationäre Erhaltungsgleichung der Elektronenenergie aufgestellt, die

$$\begin{aligned} \frac{\vec{j}^2}{\sigma} - \sum_k n_k n_e \alpha_{e,k} (T_e - T) - E_{ion} \nabla \cdot (n_e \cdot \vec{v}) + \\ p_e \nabla \cdot \vec{v} + \nabla \cdot \left(\lambda_e \nabla T_e + \frac{5}{2} \frac{k}{e} T_e \vec{j} \right) = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

lautet. Hier bedeutet σ die elektrische Leitfähigkeit und E_{ion} die Ionisierungsenergie. Der turbulente Transport spielt im Vergleich zum molekularen Transport in der betrachteten Plasmaströmung keine erhebliche Rolle und wird daher vernachlässigt.

Die obenstehenden Gleichungen beschreiben die stationäre Strömung durch die Plasmaquelle. Um die elektrische Entladung durch die Induktionsspule mathematisch zu formulieren, wird eine sinusförmige, periodische Oszillation im Schwingkreis vorausgesetzt. Die Entladungsgleichungen lauten in komplexer Vektorpotenzialform [78]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{A}_R}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vec{A}_R}{\partial r} \right) - \frac{\vec{A}_R}{r^2} + \mu_0 \sigma \omega \vec{A}_I - \\ \mu_0 \sigma \left(v \frac{\partial \vec{A}_R}{\partial r} + \frac{u}{r} \vec{A}_R + u \frac{\partial \vec{A}_R}{\partial r} \right) \frac{\omega^2}{a^2} \vec{A}_R = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vec{A}_I}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \vec{A}_I}{\partial r} \right) - \frac{\vec{A}_I}{r^2} + \mu_0 \sigma \omega \vec{A}_R - \\ \mu_0 \sigma \left(v \frac{\partial \vec{A}_I}{\partial r} + \frac{u}{r} \vec{A}_I + u \frac{\partial \vec{A}_I}{\partial r} \right) \frac{\omega^2}{a^2} \vec{A}_I = 0. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

Die Lösungsgrößen der obigen Gleichungen sind die Dichte ρ , die Teilchendichten der Einzelkomponenten n_i , die axiale und radiale Geschwindigkeitskomponente u und v , die innere Energie der Schwerteilchen e_s , die Vibrationsenergien $E_{v,s}$ für die Moleküle s , die Elektronentemperatur T_e und der Real- und Imaginärteil des Vektorpotenzials \vec{A}_R und \vec{A}_I . Sie beschreiben die Plasmaströmung im Generator vollständig.

Literaturverzeichnis

- [1] BONNEVILLE, J.M.: High-Frequency Supersonic Heating of Hydrogen for Propulsion. In: *AIAA Electric Propulsion Conference*. Colorado Springs, USA, 1963
- [2] BÖHRK, H., SCHMIDT, T., AUWETER-KURTZ, M.: Flexible Piloted Mars Missions using the TIHTUS Engine. In: *Aerospace Science and Technology*. 11 (2007), Nr. 2-3, S. 211–221
- [3] BÖHRK, H., AUWETER-KURTZ, M.: Efficiency Analysis of the Two-Stage Thruster TIHTUS. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 22 (2008), Nr. 2. – auch: AIAA 2007-4149
- [4] BÖHRK, H., AUWETER-KURTZ, M.: Thrust Measurement of the Two-Stage Electric Thruster TIHTUS by a Baffle Plate. In: *Journal of Propulsion and Power*. (2008). – eingereicht, auch: AIAA 2007-5297 "TIHTUS Thrust Measurement with a Baffle Plate"
- [5] HERDRICH, G.: *Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 2004
- [6] KARRER, N., HOFER-NOSER, P., HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M.: Isolated current probe for continuous monitoring of AC currents of high amplitude and high frequency. In: *10th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)*. Toulouse, Frankreich, 2003
- [7] BÖHRK, H., AUWETER-KURTZ, M.: Velocity and Total Pressure Measurement in the Two-Stage Hybrid Thruster TIHTUS. In: *Proceedings of the European Conference For Aerospace Sciences (EUCASS)*. Brüssel, Belgien, Jul. 2007
- [8] BÖHRK, H., AUWETER-KURTZ, M.: On Supersonic Hydrogen Heating: The TIHTUS Engine. In: *Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference*. Florenz, Italien, Sep. 2007
- [9] RÖDIGER, T., JENKINS, S., KNAUSS, H., v. WOLFERSDORF, J., GAISBAUER, U., KRÄMER, E.: Time-Resolved Heat Transfer Measurements on the Tip Wall of a Ribbed Channel Using a Novel Heat Flux Sensor - Part I: Sensor and Benchmark. In: *Journal of Turbomachinery*. 1128 (2006)
- [10] RÖDIGER, T.: A Novel Fast-Response Heat Flux Sensor For Fundamental Research in the Field of Future Space Transportation Systems. In: *58th International Astronautical Congress*. Hyderabad, India, 2007
- [11] BÖHRK, H., AUWETER-KURTZ, M.: Preliminary Results of TIHTUS Operation. In: *Proceedings of the 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Sacramento, CA, Jul. 2006. – AIAA 2006-5158



- [12] BÖHRK, H., WEBER, J., LAURE, S., HERDRICH, G. AUWETER-KURTZ, M.: Experimental Investigation of the Plasma Jet Generated by ATTILA. In: *Proceedings of the 40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Fort Lauderdale, FL, Jul. 2004. – AIAA 2004-3642
- [13] AUWETER-KURTZ, M. AND KURTZ, H.: Optimization of Electric Thrusters for Primary Propulsion based on the Rocket Equation. In: *Journal of Propulsion and Power*. Vol. 19 (2003), Nr. 3, S. 413–423
- [14] WALLNER, L.E., CZIKA, J.: Arc-Jet Thrustor for Space Propulsion / NASA Lewis Research Center. 1965. – Technical Note. NASA TN-D-2868
- [15] DUCATI, A.C., GIANNINI, G.M., MÜHLENBERGER, E.: Experimental Results in High-Specific Impulse Thermo-Ionic Acceleration. In: *AIAA Journal*. 2 (1964), Nr. 8, S. 1452–1454
- [16] AUWETER-KURTZ, M.: *Lichtbogenantriebe für Weltraumaufgaben*. Stuttgart : B.G. Teubner, 1992
- [17] ANDERSON, J.D.: *Modern Compressible Flow*. 2. New York-Hamburg : McGraw-Hill, 1990
- [18] GÖLZ, T., AUWETER-KURTZ, M., KURTZ, H., SCHRADER, H.O.: High Power Arcjet / Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart. 1991. – Forschungsbericht. IRS 91-P3. NASA Grant No. NAGW-1736
- [19] AUWETER-KURTZ, M., GÖLZ, T., HABIGER, H., HAMMER, F., KURTZ, H., RIEHLE, M., SLEZIONA, C.: High-Power Hydrogen Arcjet Thrusters. In: *Journal of Propulsion and Power*. 14 (1998), Sep.-Okt., Nr. 5, S. 764–773
- [20] BOULOS, M.: *Thermal Plasmas*. New York : Plenum Press, 1994
- [21] LAUX, T.: *Untersuchungen zur Hochtemperautroxidation von Siliziumkarbid in Plasmaströmungen*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 2004
- [22] LÖHLE, S.: *Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenzmessungen*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 2006
- [23] ENDLICH, P.: *Untersuchung zur experimentellen Simulation des Eintritts von Raumflugkörpern in die Marsatmosphäre*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 2008
- [24] PIDAN, S.: *Entwicklung eines katlyzitätsbasierten Sensorsystems für Wiedereintrittsflugkörper*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, eingereicht
- [25] VERMEULEN, P.J., BODDIE, W.L., WIERUM, F.A.: State Control of a Flowing Plasma by Means of Radio Frequency Electromagnetic Fields. In: *AIAA Journal*. 5 (1967), Nr. 5, S. 1015–1017
- [26] POOLE, J., VOGEL, C.: Induction Plasma Nozzle Tests / NASA. 1971. – Contractor Report. NASA CR-1765

- [27] YOSHIDA, T., TOSHIHIKO, T., NISHIMURA, H., AKASHI, K.: Characterization of a Hybrid Plasma and its Application to Chemical Synthesis. In: *Journal of Applied Physics*. 54 (Sep. 1983), S. 640–646
- [28] SEO, J.H., HWANG, J.S., NAM, J.S., CHOI, S.I., HONG, S.H.: Enthalpy Probe Analysis on Thermal Plasma Characteristics of DC-RF Hybrid Plasma Jets. In: *16th International Symposium on Plasma Chemistry*. Taormina, Italien, Jun. 2003
- [29] SEO, J.H., NAM, J.S., HWANG, J.S., LEE, C.M., CHOI, S.I., HONG, S.H.: Water-Cooled Electrostatic Probe Measurements on the Temperature of Electron and Heavy Particle in DC-RF Hybrid Plasma Jets. In: *30th International Conference on Plasma Science (ICOPS)*. Jeju, Korea, Jun. 2003
- [30] INSTITUTE OF FLUID SCIENCE, TOHOKU UNIVERSITY, JAPAN. *Electromagnetic Intelligent Fluids Laboratory*. <http://www.ifs.tohoku.ac.jp/nishiyama-lab/facility.html>
- [31] NAM, S.W., NISHIYAMA, H., KAMIYAMA, S.: Numerical Analysis on Plasma Spraying in a DC-RF Hybrid Plasma Reactor. In: *JSME International Journal, Series B*. 39 (1996), Nr. 1, S. 134–140
- [32] LAURE, S. *DE 198 35 224 A1, Offenlegungsschrift*. Deutsches Patent- und Markenamt
- [33] LAURE, S., HEIERMANN, J., AUWETER-KURTZ, M., KURTZ, H.: Experimental and Numerical Investigation of a Power Augmented Thermal Arc Jet. In: *AIAA 2001-3923*, Juli 2001
- [34] LAURE, S., BÖHRK, H., AUWETER-KURTZ, M.: Design Optimization of the Hybrid Plasma Generator System ATTILA. In: *4th International Symposium on Applied Plasma Science*. Kyoto, Japan, Sep. 2003
- [35] BÖHRK, H., LAURE, S., AUWETER-KURTZ, M.: Feasibility Study of Application of ATTILA to In-Space Propulsion for Piloted Missions. In: *Proceedings of the 55th International Astronautical Congress*. Vancouver, Kanada, Okt. 2004. – IAC-04-S.4.03
- [36] LAURE, S.: *Experimentelle Simulation der Staupunktströmung wiedereintretender Raumflugkörper und deren Charakterisierung mittels mechanischer Sonden*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 1998
- [37] HABIGER, H.: *Elektrostatische Sonden und Fabry-Perot Interferometrie zur Untersuchung von lichtbogenbeheizten Plasmen für Triebwerksanwendungen und Wiedereintrittssimulation*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 1994
- [38] WEGMANN, T.: *Experimentelle Untersuchung kontinuierlich betriebener magnetoplasma-dynamischer Eigenfeldtriebwerke*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 1994
- [39] AUWETER-KURTZ, M., WEGMANN, T.: Overview of IRS Plasma Wind Tunnel Facilities. In: *Measurement Techniques for High Enthalpy and Plasma Flow*. Neilly-sur-Seine, Frankreich : RTO/NATO, 2000. – ISBN 92-837-1030-4
- [40] SCHIEB, R.: *Schubmessungen mit dem wassergekühlten Lichtbogengenerator HIPARC-W*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2005



- [41] AUWETER-KURTZ, M., KURTZ, H., LAURE, S.: Plasma Generators for Re-Entry Simulation. In: *Journal of Propulsion and Power*. 12 (1996), Nov.-Dez., Nr. 6, S. 1053–1061
- [42] BERGMANN, L., C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik*. Shaker Verlag, Aachen, 2002
- [43] GEHRTSEN: *Physik*. New York : Springer, 1965
- [44] KRAUSE, S.: *Pitotsonden in magnetofluidodynamischen Strömungen*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 1977
- [45] LIEPMANN, H.W., A.: *Elements of Gasdynamics*. 3. John Wiley and Sons, Inc., New York-London, 1960
- [46] LAURE, S., AUWETER-KURTZ, M. FASOULAS, S., HABIGER, H., SCHÖNEMANN, A.: Experimentelle Simulation einer hochenthalpen Luftströmung im Plasmawindkanal. In: *Jahrbuch der deutschen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt* Bd. 3. Erlangen : DGLR, 1994
- [47] ABRAMOVICH, G.N.: *Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, 1963
- [48] HIERS, R., PRUITT, D.: Determination of Thrust from Pitot Pressure Measurements. In: *AIAA 2001-3314*. Salt Lake City, USA, Jul. 2001
- [49] KÜPFMÜLLER, K., MATHIS, W., REIBIGER, A.: *Theoretische Elektrotechnik*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2005
- [50] WICHMANN, H.G.: Über die Bestimmung des Schubs von elektrodenlosen magnetohydrodynamischen Triebwerken. In: *Jahrbuch der wissenschaftlichen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt*. 1963, S. 382–388
- [51] JEROMIN, A.: *Vergleichende Schubmessung zwischen einer Schubpendelwaage und einer Prallplatte*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2003
- [52] BOHNERT, C.: *Untersuchung der Einflussgrößen bei der Bestimmung des Schubs von Plasmaantrieben mittels Prallplatte*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 2005
- [53] CHAVERS, G., CHANG-DIAZ, F.: Momentum Flux Measuring Instrument for Neutral and Charged Particle Flows. In: *Review of Scientific Instruments*. 73 (2002), Nr. 10, S. 3500–3506
- [54] CHAVERS, G., CHANG-DIAZ, F., IRVINE, C., SQUIRE, J.: Momentum and Heat Flux Measurements Using an Impact Target in Flowing Plasma. In: *Journal of Propulsion and Power*. 22 (2006), Nr. 3, S. 637–644
- [55] ENDLICH, P.: *Vermessung des induktiv beheizten Plasmagenerators IPG 3*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Studienarbeit, 1999
- [56] MATSUI, M., KOMURASAKI, K., HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M.: Enthalpy Measurement in an Inductive Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy. In: *AIAA Journal*. 43 (2005), Nr. 9, S. 2060–2064
- [57] LÖHLE, S., PIDAN, S., AUWETER-KURTZ, M., HERDRICH, G.: Laser-Induced Fluorescence Measurements in Inductively Heated High-Enthalpy Plasma Flows. In: *AIAA-2005-5324*. Toronto, Kanada, Jun. 2005

- [58] PATCH, R.W.: Thermodynamic Properties and theoretical Rocket Performance of Hydrogen to 100,000 K and $1.01325 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ / NASA Lewis Research Center. 1971. – Special Publication. NASA SP-3069
- [59] ABRAMOVICH, G.N.: *Theory of Turbulent Jets*. MIT Press, 1963. – S. 269
- [60] FASOULAS, S., SLEZIONA, C., AUWETER-KURTZ, M., HABIGER, H., LAURE, H., SCHÖNEMANN, A.: Characterization of a Nitrogen Flow within a Plasma Wind Tunnel. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 9 (1995), Nr. 3, S. 422–431
- [61] BAMBAGIOTTI, S.: *Bestimmung der lokalen spezifischen Enthalpie und des Schubs mittels mechanischer Sonden*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2003
- [62] AOKI, R.: *Messungen mit aerodynamischen Sonden in Plasmastrahlen*, Institut für Raumfahrtantriebe, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 1971
- [63] MARVIN, J.G., POPE, R.B.: Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere. In: *AIAA Journal*. 5 (1968), Nr. 2, S. 240–248
- [64] FROHN, A.: *Einführung in die Technische Thermodynamik*. 2. Wiesbaden : AULA-Verlag, 1989
- [65] ROBERTSON, D.K.: *A Two-Dimensional, Non-Equilibrium, numerical Model of an Alkali Seeded Hydrogen Arcjet Thruster*, Massachusetts Institute of Technology, Aeronautical and Astronautical Engineering, Masterarbeit, 1998
- [66] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY. *NIST Chemistry Webbook*. www.nist.gov
- [67] UNSÖLD, A.: *Physik der Sternenatmosphären*. Springer, 1938
- [68] SLEZIONA, C.: *Plasmaströmungen für Raumfahrtanwendungen*. Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1997. – Manuskript zur Vorlesung
- [69] DEVOTO, R.S.: Transport Coefficients of Partially Ionized Hydrogen. In: *Journal of Plasma Physics*. 2 (1955), S. 617
- [70] CAPITELLI, M., CELIBERTO, R., GORSE, C., LARICCHIUTA, A., PAGANO, D., TRAVERSA, P.: Transport Properties of Local Thermodynamic Equilibrium Hydrogen Plasmas including Electronically Excited States. In: *Physical Review E*. 69 (2004), Nr. 026412
- [71] FASOULAS, S.: *Experimentelle und theoretische Charakterisierung einer hochenthalpen Stickstoffströmung zur Wiedereintrittssimulation*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 1995
- [72] KUBIN, R.F., PRESLEY, L.L.: Thermodynamic Properties and Mollier Chart for Hydrogen from 300°K to 20000°K / NASA Ames Research Center. 1964. – Scientific Progress. NASA SP-3002
- [73] VINCENTI, W.G., KRUGER, C.H.: *Introduction to Physical Gas Dynamics*. New York : John Wiley & Sons Inc., 1965
- [74] SHAPIRO, A.: *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Flow*. Bd. 1. The Ronald Press Company, New York, 1953



- [75] HERDRICH, G.: *persönliche Mitteilung*. 2008
- [76] RIST, D.: *Dynamik Realer Gase*. Bd. 1. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1996
- [77] SLEZIONA, C.: *Hochenthalpieströmungen für Raumfahrtanwendungen*. Shaker Verlag, Aachen, 1999. – Habilitationsschrift
- [78] HEIERMANN, J., AUWETER-KURTZ, M., SLEZIONA, P.C.: Air and Argon RF Plasma Flow Simulation on Structured and Unstructured Meshes. In: *Proceedings of the 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Norfolk, VA, Jun. 1999. – AIAA-99-3496
- [79] BAUDER, U.: *Numerische Simulation der induktiv beheizten Stufe des zweistufigen Plasmatriebwerks TIHTUS*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2005
- [80] BAUDER, U., FERTIG, M., BÖHRK, H., HERDRICH, G., PETKOW, D., AUWETER-KURTZ, M.: Initiation of the Numerical Investigation of the Hybrid Plasma Thruster. In: *Proceedings of the 30th International Electric Propulsion Conference*. Florenz, Italien, Sep. 2007
- [81] PARK, C.: *Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics*. New York : Wiley Interscience Publication, 1990
- [82] SCOTT, C.D.: Survey of Measurements of Flow Properties in Arc Jets. In: *5th Thermophysics and Heat Transfer Conference*. Seattle, WA, Jun. 1990. – AIAA 90-1765
- [83] ECKERT, H.U.: The Induction Arc: A State-of-the-Art Review. In: *Journal of High Temperature Science*. 6 (1974), S. 99–134
- [84] ANDRIATIS, A.V., SOKOLOVA, I.A.: Oxygen. Transport and Thermodynamic Properties. In: *Matemachieskoe Modelirovanie*. 6 (1994), Nr. 10, S. 88–128
- [85] SCHMIDT, T.: *Bemannte Missionen zum Mars mit kontinuierlichen Antrieben*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 2005
- [86] SCHMIDT, T., AUWETER-KURTZ, M.: Benefits of Electric Propulsion for Piloted Mars Missions. In: *55th International Astronautical Congress*. Vancouver, BC, 2004
- [87] SCHMIDT, T., DACHWALD, B., SEBOLDT, W., AUWETER-KURTZ, M.: Flight Opportunities from Mars to Earth for Piloted Missions Using Continuous Thrust Propulsion. In: *AIAA 2003-4573*. Huntsville, AL, Jul. 2003
- [88] NENTWIG, G.: *Entwicklung und Untersuchung von mit Wasserdampf betriebenen Plasmageneratoren für Industrie- und Raumfahrtanwendungen.*, Universität Stuttgart, Fak. Luft- und Raumfahrttechnik, Dissertation, 2001
- [89] CASALINO, L., COLASURDO, G.: Optimization of Variable-Specific-Impulse Interplanetary Trajectories. In: *Journal of Guidance, Control, and Dynamics*. 27 (2004), Nr. 4, S. 678–684
- [90] CHESTA, E. ET AL: Flexible Variable-Specific-Impulse Electric Propulsion Systems for Planetary Missions. In: *5th IAA Intl. Conference on Low-Cost Planetary Missions, ESA SP-542*, 2003

- [91] CHANG-DIAZ, F., SQUIRE, J. ET AL.: The Physics and Engineering of the VASIMR Engine. In: *AIAA 2000-3756*. Huntsville, AL, Jul. 2000
- [92] ZUBRIN, R.: The Outer Solar System and the Human Future. In: KAMMASH, T. (Hrsg.): *Fusion Energy in Space Propulsion* Bd. 167. Washington DC : American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 1995
- [93] CHRIST, S.: *Bestimmung der Plasmaparameter und orts aufgelöste Messungen negativer Ionendichten in einer Hochleistungs-HF-Quelle*, Universität Augsburg, Experimentalphysik, Dissertation, eingereicht
- [94] MATSUYAMA, S., OHNISHI, N., SASOH, A. AND SAWADA, K.: Numerical Simulation of Galileo Probe Entry Flowfield with Radiation and Ablation. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 19 (2005), Nr. 1



Hannah Böhrk

geboren am 10.09.1975 in Frankfurt am Main

Sprachen: Englisch, Schwedisch, Französisch, Japanisch

Ausbildung

- 08/1982–05/1995 Abitur an der Schillerschule in Frankfurt am Main
- 10/1996–09/2002 Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart, Abschluss: Diplom
- 08/1999–12/1999 Auslandsstudium an der Königlichen Technischen Hochschule (Kungliga Tekniska Högskolan, KTH) in Stockholm, Schweden
- 04/2001–11/2001 Studienarbeit an der Universität Tokio, Japan, Dept. of Advanced Energy, Thema: Absorption and Emission Spectroscopy of Arc-Heater Plumes
- 12/2001–06/2002 Diplomarbeit an der Universität Stuttgart, Institut für Flugmechanik und Flugregelung, Thema: Aufbau eines Verfahrens zur Berechnung interplanetarer Bahnen

Berufserfahrung

- 09/1995–08/1996 Service und Etage im SCANDIC Hotel St.Jörgen, Malmö, Schweden
- 10/2002–08/2005 Wissenschaftliche Mitarbeit bei Dr. Laure Plasmatechnologie GmbH, Bereich Plasmabeschichtungsprozesse
- 10/2002–06/2007 Wissenschaftliche Mitarbeit am Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Abteilung Raumtransporttechnologie
- seit 07/2007 Wissenschaftliche Mitarbeit am Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, Abteilung Raumfahrtssystemintegration, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
- seit 05/2005 Beiträge für die Südwestpresse (Tagespresse), populärwissenschaftliche Artikel

Stipendien

- 2000–2001 Teilstipendien der Herrmann-Reissner-Stiftung der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik der Universität Stuttgart und der Walther-Blohm-Stiftung der EADS Airbus GmbH
- 10/2002–09/2005 Stipendium des Irene-Rosenberg-Promotionsprogramms des Ministeriums für Wissenschaft, Forschung und Kunst des Landes Baden-Württemberg
- 04/2004 Amelia Earhart Fellowship der Organisation Zonta International
- 04/2006 zweites Amelia Earhart Fellowship der Organisation Zonta International

Stuttgart, den 4. April 2008