

**Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung
einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur
Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver**

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

vorgelegt von

Georg H. Herdrich

aus Ettenheim

Hauptberichter:

Mitberichter:

Tag der mündlichen Prüfung:

Prof. Dr.-Ing. habil M. Auweter-Kurtz

Prof. Dr. rer. nat. habil. U. Schumacher

03.12.2004

Institut für Raumfahrtsysteme
Universität Stuttgart

2004

Für Andrea

Wissen ist Macht
(Benjamin Franklin)

- 40 Vielwisserei lehrt nicht Verstand haben
41 Eins nur ist das Weise, sich auf den Gedanken verstehen, als welcher alles auf alle Weise zu Steuern weis.
112 Gesund denken ist die größte Vollkommenheit, und die Weisheit besteht darin, die Wahrheit zu sagen und zu handeln nach der Natur, auf sie hinhörend.
113 Gemeinsam ist allen das Denken.

(Heraklit)

(„Das Feuer der Welt“, aus: Heraklit, Fragmente. Hrsg. von H. Diels - W. Kranz, Die Fragmente der Vorsokratiker, Bd. I, 8. Aufl. Weidmannsche Verlagsbuchhandlung Berlin 1956.)

Kurzfassung

Zur elektrodenfreien Erzeugung von Plasmen für die Entwicklung, Untersuchung und Qualifikation von Hitzeschutzmaterialien, die von Raumflugkörpern bei Eintrittsmanövern in die Atmosphären von Venus, Erde und Mars benötigt werden, wurde im Rahmen dieser Arbeit der induktiv beheizte Plasmawindkanal PWK3 des IRS aufgebaut. Die Anlage, die über modular konstruierte induktive Plasmageneratoren zum Betrieb mit den Gasen Kohlendioxid, Luft, Sauerstoff und Stickstoff verfügt, wurde für hohe Plasmaleistungen bis zu 60 kW qualifiziert.

Messungen von Plasmaleistungen, Induktorströmen, Betriebsfrequenzen, elektromagnetischen Feldstärken, Wärmeströmen auf Probekörpern, Pitotdrücken und Machzahlen dienen der umfassenden Charakterisierung des Betriebsverhaltens der Plasmageneratoren und der Plasmabedingungen.

Neuentwickelte analytische Modelle und numerische Berechnungen, deren Ergebnisse gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen, ermöglichen durch die Optimierung der Wandstärke des Entladungsgefäßes, der Spulenwindungszahl und der Anzahl der Kapazitäten im Schwingkreis eine maximale Plasmaleistung bei hoher Betriebszeit für unterschiedliche Gaszusammensetzungen.

Abstract

In the frame of this work the inductively driven plasma wind tunnel PWK3 of IRS has been built up in order to electrodelessly generate plasmas for the development, investigation and qualification of heat shield materials, which are required for space vehicles performing entry manoeuvres at the atmospheres of Venus, Earth and Mars. The facility, equipped with modularly constructed inductive plasma generators enabling the operation with gases such as carbon dioxide, air, oxygen and nitrogen has been qualified for thermal plasma powers up to 60 kW.

Measurements of plasma powers, coil currents, operational frequencies, electromagnetic fields, heat fluxes on probes, Pitot pressures and Mach numbers allow the extensive characterisation of both the operational behaviour of the plasma generators and the plasma flow conditions.

Newly developed models and numerical simulations, which correspond pretty well with the experimental data, enable a maximum plasma power in combination with long operational periods using different operational gases and gas mixtures by optimising the plasma container wall thickness, the number of coil turns and the number of the capacitors in the resonant circuit.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter. Für die Unterstützung im Rahmen der Projekte PYREX-HX (PYRometrisches EintrittsExperiment für den Raumgleiter HOPE-X), FESTIP (Future European Space Transportation Investigation Programme), PYREX-KAT38 (PYRometrisches EintrittsExperiment für den Technologiedemonstrator X-38), TETRA (TEchnologien für zukünftige RaumTRANSPORTsysteme) und ASTRA (Ausgewählte Systeme und Technologien für zukünftige Raumtransportsystem-Anwendungen) sowie des Aufbaus der induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage PWK3 und der zugehörigen Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5 möchte ich mich bei der ganzen Abteilung „Raumtransporttechnologie“ bedanken. Mein besonderer Dank gilt Frau Professor Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz, die den Hauptbericht für diese Arbeit übernahm und mich durch die mir anvertrauten Projekte sehr gefördert hat. Ihre wertvollen Erfahrungen sowie die vielen nützlichen Hinweise haben diese Arbeit geprägt. Herrn Professor Dr. rer. nat. habil. Uwe Schumacher vom Institut für Plasmaforschung der Universität Stuttgart danke ich für das Interesse an dieser Arbeit und für die Übernahme des Mitberichts.

Bei den Herren Dr.-Ing. Torsten Laux, DLR Stuttgart, Lab.-Ing. Edgar Schreiber, Dipl.-Ing. Manfred Hartling, Dipl.-Ing. Helmut Kurtz, Institut für Raumfahrtsysteme, Dr.-Ing. Stefan Laure und Dr.-Ing. Thomas Stöckle, Dr. Laure Plasmatechnologie GmbH, möchte ich mich für die angeregten Diskussionen, die kritischen Hinweise aber auch für die fruchtbare und freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken.

Meinem Freund Dr.-Ing. Frank Hammer möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen.

Dank an Herrn Dr.-Ing. Thomas Wegmann und Frau Dipl.-Ing. Pia Endlich für die gute Zusammenarbeit.

Zu großem Dank bin ich Herrn Dr.-Ing. Jörg Heiermann für die vielen Diskussionen und Hinweise sowie für die Überlassung numerisch berechneter Daten verpflichtet.

Bei Herrn Dr.-Ing. Nico Karrer von der ETH Zürich möchte ich mich für die intensive Zusammenarbeit im Bereich der Induktorstrommessung und seine dienlichen Hinweise bedanken. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Anatoly Kolesnikov vom Institute for Problems in Mechanics der Russischen Akademie der Wissenschaften für die vielen hilfreichen Hinweise und Auskünfte.

Dank auch an die vielen Studierenden, die mich durch Studien- und Diplomarbeiten sowie durch ihre Tätigkeit als wissenschaftliche Hilfskräfte unterstützt haben. Dabei möchte ich mich insbesondere bei Frau Dipl.-Ing. Anusheh Navaz und Frau Dipl.-Ing. Franziska Harms bedanken.

Meinen Eltern Franziska und Hans-Dieter Herdrich, ohne die ich nie die Möglichkeit gehabt hätte, meinen Beruf zu ergreifen und diese Arbeit durchzuführen, möchte ich meinen Dank aussprechen. Insbesondere meiner Ehefrau Andrea und ihrer Familie möchte ich für die Unterstützung, die große Geduld und die Entbehrungen danken.

Esslingen, 25.02.2004

Georg Herdrich

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	10
2	Anforderungen an induktiv beheizte Plasmawindkanäle für Raumfahrtanwendungen	14
2.1	Wiederverwendbare rückkehrfähige Raumtransportsysteme.....	14
2.2	Interplanetare Missionen.....	17
2.3	Untersuchung der Katalyzität.....	18
2.4	Passive und aktive Oxidation.....	20
2.5	Entwicklung von Meßverfahren für atmosphärische Eintrittsmanöver.....	21
3	Induktiv beheizte Plasmawindkanäle	23
3.1	Stand der Forschung.....	23
3.1.1	Chronologie induktiv beheizter Plasmasysteme.....	23
3.1.2	Übersicht weltweit eingesetzter induktiver Plasmawindkanäle.....	26
3.2	Aufbau des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3.....	29
3.2.1	Struktur und betriebstechnische Daten der Versuchsanlage PWK3.....	30
3.2.2	Sicherheitskriterien und Beurteilung elektromagnetischer Eigenschaften des PWK3.....	35
3.2.3	Grundlagen der elektrischen Leistungseinkopplung.....	38
3.2.4	Entwurfs- und Auslegungskriterien.....	43
3.2.5	Aufbau des Plasmagenerators IPG3.....	45
3.2.6	Aufbau des Plasmagenerators IPG4.....	49
3.2.7	Aufbau des Plasmagenerators IPG5.....	50
4	Meßverfahren zur Charakterisierung des PWK3	53
4.1	Charakterisierung des Plasmagenerators.....	53
4.1.1	Hohlraumkalorimeter zur Bestimmung der Plasmaleistung.....	53
4.1.2	Modifizierter Pearson Strommonitor 6247 und HOKA zur Induktorstrom- und Frequenzmessung.....	55
4.1.3	EMR-200 zur Messung elektrischer und magnetischer Feldstärken.....	57
4.2	Meßverfahren zur Charakterisierung der Plasmaströmung.....	58
4.2.1	Materialproben-Pitotdruck-Doppelsonde zur Untersuchung von Materialproben und des Pitotdruckes.....	58
4.2.2	Messungen mit Keilsonden.....	62
4.2.3	Wärmestromdichte-Pitotdruck-Sonde.....	64
5	Theoretische Beschreibung des induktiv beheizten Plasmagenerators	65
5.1	Abschätzung der Feldstärken und der Leistungsverhältnisse im Schwingkreis: Kapazitive und induktive Plasmaentladung.....	67
5.2	Transformatormodell und Ersatzschaltbild für IPG.....	68
5.3	Modell für IPG mit großem Verhältnis von Durchmesser zu Eindringtiefe.....	70
5.3.1	Berechnung des Plasmastroms.....	72
5.3.2	Berechnung der induzierten Leistung.....	72
5.3.3	Berechnung der magnetischen Feldstärke und der radialen Lorentzkraft.....	74
5.3.4	Berechnung der radialen Wärmeleitung im Rohr des IPG.....	76
5.3.5	Ringmodell zur Berechnung des Verhältnisses von Spulen- zu Plasmastrom.....	76
5.4	Das Plasma als leitender Zylinder im axialen Magnetfeld.....	79
6	Zusammensetzung und Eigenschaften des Plasmas	83
6.1	Massenwirkungsgesetz.....	83
6.1.1	Dissoziation.....	84
6.1.2	Ionisation: Eggert-Saha-Gleichung.....	86
6.1.3	Mittlere molare Masse und Dichte.....	88
6.2	Energie und Enthalpie.....	89
6.3	Elektrische Leitfähigkeit.....	93
7	Meßergebnisse und Vergleich mit numerischen Rechnungen	96

7.1	Charakterisierung des induktiv beheizten Plasmagenerators	96
7.1.1	Bestimmung der Leistungsparameter	96
7.1.2	Charakteristische elektrodynamische Betriebsparameter	107
7.1.3	Eindringtiefe und elektrische Leitfähigkeit der Plasmen	115
7.2	Strömungsfelder und Wärmestromdichteverteilung im Plasmawindkanal	118
7.3	Kohlendioxid als Arbeitsgas	123
7.3.1	Ermittlung der Generatorbetriebsparameter	124
7.3.2	Wärmefluß-Pitotdruckprofile	125
7.4	Einfluß der Rohrwandstärke auf die induzierte Plasmaleistung (IPG5)	125
7.5	Schadensanalyse der IPG3-Rohrkühlung und des Induktors	128
8	Zusammenfassung und Ausblick	131
9	Literatur	135
10	Anhänge	147
10.1	Anhang A: Numerische Simulation der Plasmaquelle IPG3	147
10.2	Anhang B: RI-Fließdiagramm des PWK3	148
10.3	Anhang C: Differentialgleichungen der elektromagnetischen Feldgrößen	149
10.3.1	Nichtleitendes Medium	149
10.3.2	Elektrisch leitende Plasmen	150
10.4	Anhang D: Analyse der Rayleigh-Formel	151
10.5	Anhang E: Besselfunktionen	152
10.6	Anhang F: Betrachtungen zur näherungsweisen Berechnung von ψ_e und α	152
10.7	Anhang G: Wirkungsquerschnitte für Sauerstoff, Stickstoff und Argon	154
10.8	Anhang H: Sensitivitätsanalyse für das Hohlraumkalorimeter	155
10.8.1	Einfache Berechnung der Wärmekapazitäten von Sauerstoff und Stickstoff	155
10.8.2	Fehlerabschätzung	157
10.9	Anhang I: Weitere E-Feldmessungen am IPG3	160
	Lebenslauf	161

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

A	Fläche		m^2
a	Schallgeschwindigkeit		m/s
a_A	Koeffizient, anlagenspezifische Anodenleistungskennlinie		$1/\Omega$
$a_{E(H)}$	Koeffizient, Anpassungsfunktion elektrische (magnetische) Feldstärke	E-Feld: H-Feld:	$V \cdot m^{b_E-1}$ $A \cdot m^{b_H-1}$
B	magnetische Flußdichte		$(V \cdot s)/m^2$
B_i	i-ter Stoff		-
b_A	Koeffizient, anlagenspezifische Anodenleistungskennlinie		A/V^{c-1}
$b_{E(H)}$	Koeffizient, Anpassungsfunktion elektrische (magnetische) Feldstärke		-
C	Kapazität		F
C	Konstante für Rayleigh-Pitiot-Formel		-
c	Konstante der Chapman-Gleichung		$(W \cdot s^3)/(kg^{1/2} \cdot m)$
c	Wärmekapazität		J/(kg·K)
c_A	Koeffizient, anlagenspezifische Anodenleistungskennlinie		-
$c_{E(H)}$	Koeffizient, Anpassungsfunktion elektrische (magnetische) Feldstärke ($c_H = 0$)		V/m
D	Diffusionskonstante		m^2/s
\dot{D}	dielektrische Verschiebung		N/(V·m)
d	Durchmesser		m
E	spezifische Massenverlustrate		$kg/(m^2 \cdot s)$
E	Elastizitätsmodul		N/m^2
E	elektrische Feldstärke		V/m
e	spezifische Energie		J/kg, J/mol
F	Kraft		N
f	Freiheitsgrad		-
f	Frequenz		Hz
G	allgemeine zu ermittelnde Größe		(beliebig)
g	Geometriefunktion, Berechnung von Induktivitäten zylindrischer Spulen		H
g	spezifische freie Enthalpie		J/kg, J/mol
H	magnetische Feldstärke		A/m
h	spezifische Enthalpie		J/kg, J/mol
I	Stromstärke		A
J	Federkonstante eines schwingenden Moleküls		$1/s^2$
j	Stromdichte		A/m^2
k	Anzahl der parallel verschalteten Kondensatoren		-
k	Skalierungsfaktor		-
K	gasspezifische Konstante zur Enthalpieberechnung		$(W \cdot kg)/(m^{3/2} \cdot Pa^{1/2} \cdot J)$
K	semi-empirische Konstante, Wärmestromdichte		W/m^2
K_ψ	dimensionslose Massenwirkungskonstante		-
K_p	dimensionsbehaftete Massenwirkungskonstante für Dissoziation O_2 , N_2		Pa
Le	Lewis-Zahl		-
L	Induktivität		H
l	Länge		M
Ma	Machzahl		-
M	molare Masse		kg/mol
M	Gegeninduktivität		H
m	Masse		kg

\dot{m}	Massenstrom	kg/s
N	Molzahl	-
n	Windungszahl	-
n	Teilchendichte	1/m ³
P	Leistung	W
p	Druck	Pa
Q	Stoßquerschnitt	m ²
\dot{q}	Wärmestromdichte	W/m ²
R	elektrischer Widerstand	Ω
R	Radius	m
r	Koordinate des IPG-Zylinderkoordinatensystems (Radius) / ungerichteter Abstand	m
S	Geometrieparameter, Berechnung von Stoßquerschnitten	m
s	spezifische Entropie	J/kg , J/mol
t	Zeit	s
t	Wandstärke des Quarzrohres	m
T	Temperatur	K
T	Periodendauer	s
U	Spannung	V
v	Geschwindigkeit	m/s
V	Volumen	m ³
W _e	Elektronenenergie	J
X _i	Ionisationsenergie	J
x _i	allgemeine zu messende Größe	(beliebig)
x	Exponent, Berechnung des konvektiven Wärmeflusses	-
z	Richtung der IPG-Achse (Koordinatensystem) / Abstand entlang IPG-Achse	m
Z	Impedanz	Ω

Griechische Symbole

α	thermischer Längenausdehnungskoeffizient	1/K
α	Korrekturfunktion, Berechnung von Spuleninduktivitäten	10 ⁷ ·H/cm
α	Oberer Machlinienwinkel der Keilsonde zur Horizontalen	-
α	Ionisationsgrad	-
β	Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichttrand	1/s
β	Unterer Machlinienwinkel der Keilsonde zur Horizontalen	-
γ	Rekombinationskoeffizient	-
γ	Adiabatenkoeffizient	-
δ	Eindringtiefe, Eindringmaß	m
δ	dielektrischer Verlustwinkel	-
Δ	Dissoziationsgrad	-
ε	Emissionsgrad	-
ε	Dehnung, $\varepsilon = \Delta l/l_0$	-
ε	Energie	J
η	Wirkungsgrad	-
ι	Reaktionslaufzahl	-
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/(m·K)
λ	Wellenlänge	m
λ_{eig}	Eigenwert	-
μ	reduzierte Masse	-
φ	Phasenwinkel	-

φ	Umfangswinkel, Koordinate des IPG-Koordinatensystems (Umfang)	-
ψ	Molanteil	-
ν	Querkontraktionszahl / stöchiometrischer Koeffizient	-
ν	charakteristische Frequenz	Hz
ρ	Dichte	kg/m ³
ρ	Ersatzplasmawiderstand	Ω
ξ	Ersatzplasmainduktivität	H
χ	Exponent, Anpassungsfunktion Wirkungsquerschnitt	-
σ	elektrische Leitfähigkeit	S/m
σ	Normalspannung	N/m ²
θ	charakteristische Schwingungstemperatur	K
Θ	Keilwinkel	
ϕ	magnetischer Fluß	V·s
ζ	Koeffizient, Anpassungsfunktion Wirkungsquerschnitt	-
ω	Kreisfrequenz	Hz

Indizes

a	außen	N	Nasen-
ab	abgehend	n	Windungszahl betreffend
A	Anoden	P	auf Proben-/ Sondengeometrie bezogen
A	Bezug auf Spezies A	Peri	bezogen auf Peripherie
cond	konduktiv	Pl	plasmabezogen
Cu	auf Kupfer(oxid) bezogen	p	p = const.
D	auf Dipolrichtung bezogen	rad	strahlungsbedingt
e	auf Grenzschichtrand bezogen	ref	Referenzgröße
e-A	Elektron → Atom	rek	rekombinativ
e-A ₂	Elektron → zweiatomiges, homonukleares Molekül	rot	Rotation
e-i	Elektron → geladenes Teilchen	R	Rest
e-0	Elektron → Neutralteilchen	Rohr	auf das Rohr des IPG bezogen
eff	Effektivwert, zeitlich und/oder räumlich, geometrisch	S	strukturell / strukturbedingt
E	auf elektrisches Feld bezogen	SiC	auf Siliziumkarbid bezogen
g	gasförmig	SK	schwingkreisbezogen
geo	geometriebezogen	SP	staupunktbezogen
i	auf Ionen bezogen	Spule	auf Spule bezogen
ij	Spezies i zu j	s	fest
in	innen	therm	thermisch
ind	induziert	tot	Gesamt-
I	stromführend	trans	Translation
j	auf j-te Spezies bezogen	vib	Schwingung
ji	Spezies j zu i	vk	vollkatalytisch
k	Anzahl der Kondensatoren betreffend	W	Wand, wandnah / auf Wasser bezogen
korr	korrigiert	zu	zugehend
kW	auf kalte Wand bezogen	zul	auf zulässigen Wert bezogen
L	Lorentz	φ	auf Umfangsrichtung bezogen
meß	bezogen auf Messung	∞	ungestörte Anströmung

max	auf Maximum bezogen	1	vor dem Stoß
min	auf Minimum bezogen	2	nach dem Stoß
M	auf magnetisches Feld bezogen	\bar{x}	Mittelwert der Größe x

Abkürzungen

ASTRA	Ausgewählte Systeme und Technologien für zukünftige Raumtransportsystem-Anwendungen		
CORIA	Interprofessional Aerothermochemistry Research Complex		
CRV	Crew Return Vehicle		
EADS/LV	European Aeronautic Defence and Space Company / Launch Vehicles, Bordeaux, Frankreich		
EVA	Energieversorgungsanlage		
FESTIP	Future European Space Transportation Investigation Programme		
IPG	Induktiv beheizter Plasmagenerator		
IPM RAS	Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Science, Moskau		
NASA	National Aeronautical Space Agency		
NIST	National Institute of Standards and Technology		
PWK	Plasmawindkanal		
SSiC	gesintertes Siliziumkarbid		
TETRA	TEchnologien für zukünftige RaumTRANsportsysteme		
TsAGI	Central Aerohydrodynamics Institute		
TSNIIMASH	Central Research Institute for Machine Building		
URANUS	Upwind Relaxation Algorithm for Non-Equilibrium Flows of the University of Stuttgart		
VKI	Van Karman Institute, Brüssel, Belgien		

Konstanten

c	Lichtgeschwindigkeit (Vakuum)	$1/(\mu_0 \cdot \epsilon_0)^{0,5}$	$2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
h	Planck'sches Wirkungsquantum		$6,6262 \cdot 10^{-34}$ J·s
k	Boltzmann-Konstante		$1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
m_e	Elektronenmasse		$9,10956 \cdot 10^{-31}$ kg
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante		$5,6697 \cdot 10^{-8}$ W/(m ² ·K ⁴)
μ_0	Permeabilitätskonstante		$4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ (V·s)/(A·m)
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante		$8,85419 \cdot 10^{-12}$ (A·s)/(V·m)
\mathfrak{R}	universelle Gaskonstante		8,314 J/(K·mol)

1 Einleitung

Während des Eintritts in die Atmosphäre eines Himmelskörpers haben Raumfluggeräte Geschwindigkeiten von mehreren Kilometern pro Sekunde. Bei der Dissipation der hohen kinetischen Energie kommt es zur Dissoziation und Ionisation der atmosphärischen Gase, sodaß die Raumfluggeräte einem Plasma hoher Temperatur ausgesetzt werden. Dadurch heizt sich die Oberfläche des Raumflugkörpers auf. Für die Entwicklung und Qualifikation der daher erforderlichen Hitzeschutzsysteme, aber auch flugtauglicher Meßsysteme, werden Bodentestanlagen, wie sie am Institut für Raumfahrtssysteme (IRS) aufgebaut wurden, eingesetzt [1.1, 1.2]. Für ballistische Kapseln werden ablationsgekühlte Hitzeschutzsysteme verwendet, die aufgrund von chemischen Reaktionen, Sublimation, Verdunsten oder Schmelzfluß zumindest teilweise zerstört werden und daher nicht wiederverwendbar sind. Strahlungsgekühlte Faserverbundmaterialien, die mit einem geeigneten Oxidationsschutz versehen sind, ermöglichen hingegen die Entwicklung wiederverwendbarer Hitzeschutzsysteme [1.3].

Das amerikanische Space Shuttle ist das einzige operationelle Raumtransportsystem, bei dem teilweise wiederverwendbare Technologien zum Einsatz gebracht werden. Was die Wiederverwendbarkeit des Hitzeschutzsystems anbelangt, so läßt sich diese insbesondere anhand der wegen der aerodynamischen Konfiguration des Space Shuttle moderaten thermischen Lasten, dem die SiC-beschichteten Faserverbund-C-C-Hitzeschutzpaneele während des Wiedereintritts ausgesetzt sind, begründen. So erfahren Staupunkt und Flügelvorderkanten des Space Shuttle Temperaturen von maximal 1480 °C, und die höchste Auslegungstemperatur beträgt für die Flügelvorderkante 1540 °C [1.4]. Allerdings fallen immer noch hohe Kosten für die Wartung des Hitzeschutzsystems an. Für die Entwicklung des Space Shuttle-Hitzeschutzsystems wurden lichtbogenbeheizte Plasmawindkanäle eingesetzt [1.5], d.h. die Plasmageneratoren, mit denen diese Plasmawindkanäle beheizt werden, sind elektrodenbehaftet, was zu Verunreinigungen der Plasmen aufgrund der mit dem Betrieb einhergehenden Elektrodenerosion führt [1.2, 1.6].

Die Entwicklung eines vielseitig verwendbaren Raumtransportssystems, wie das Space Shuttle, ist kostenintensiv und erfordert die Beherrschung komplexer Raumtransporttechnologien, wie z.B. der Hauptstromtechnologie für chemische Triebwerke. In jüngster Zeit sollten Raumtransportsysteme für spezielle Missionsaufgaben entwickelt werden, wobei im Unterschied zum Space Shuttle häufig bereits existierende Verlustträger Raketen zum Einsatz kommen: Ein Beispiel hierfür ist das ursprünglich für die Internationale Raumstation (ISS) geplante Rettungsfahrzeug, genannt CRV (Crew Return Vehicle), mit dem in Notfällen bis zu 7 Astronauten von der ISS zur Erde gebracht werden sollten [1.7]. Nach dem Flug zur ISS sollte das CRV bis zu drei Jahre wartungsfrei an der ISS verbleiben. Zum Schutz vor Meteoriten waren „Parkbuchten“ bzw. „Garagen“ vorgesehen.

Zusammen mit der speziellen Missionsaufgabe, die im Unterschied zum Space Shuttle ausschließlich mit Personentransport verbunden ist, führt dies dazu, daß Raumflugkörper wie das CRV deutlich kleiner ausfallen als das Space Shuttle, sodaß die maximalen Temperaturen auf dem Hitzeschild mit ca. 1750 °C im Fall des CRV deutlich höher als beim Shuttle sind [1.7-1.12]. Es existieren keine Materialien, mit denen die geforderte Wiederverwendbarkeit für derartig hohe Temperaturen erreicht werden kann. Daher ist die Wiederverwendbarkeit, wie sie auch beim CRV gefordert wurde [1.13], für solche Fälle ein ungelöstes Problem.

Ungeachtet dessen sind strahlungsgekühlte SiC-basierte Faserkeramiken für den Einsatz unter diesen hohen Thermallasten bei wiederverwendbaren Raumtransportsystemen momentan immer noch die besten Kandidaten. Allerdings sind die thermo-chemischen und thermo-physikalischen Prozesse im Hinblick auf die Plasma-Wand-Wechselwirkung trotz umfangreicher Forschungsprogramme, wie FESTIP (Future European Space Transportation Investigation Programme), TETRA (TEchnologien für zukünftige RaumTRANsportsysteme) und ASTRA (Ausgewählte Systeme und Technologien für zukünftige Raumtransportsystem-Anwendungen), noch nicht ausreichend verstanden. Ein bekanntes Beispiel ist das ungenügende Verständnis der Reaktionsprozesse in Wandnähe, bei denen es unter bestimmten Bedingungen zu unterschiedlichen Oxidationsregimen während des Eintrittsvorganges kommen kann. Die sogenannte aktive Oxidation hat im Vergleich zur passiven Oxidation eine Erhöhung des spezifischen Massenverlustes um bis zu drei Größenordnungen und der Oberflächentemperatur T_{Wand} um mehrere 100 K zur Folge, was sich missionsgefährdend auswirken kann. Typische spezifische Massenverlustraten für die passive Oxidation liegen bei ca. $10^{-1} \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$, bei aktiver Oxidation können sich diese auf $10^2 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ erhöhen. Gleichzeitig nimmt die zeitbezogene Dickenänderung Δs zu, die bei passiver Oxidation bei etwa 10^{-4} mm/s liegt. In seiner Dissertation zeigte Hilfer [1.14], daß der Übergang von passiver zu aktiver Oxidation hinsichtlich der damit verbundenen Reaktionsmechanismen komplex ist, wobei Untersuchungen von Hald [1.3] die Vermutung stützen, daß neben den Reaktionsmechanismen der Oxidation auch der Stickstoff hinsichtlich des Energieeintrags im aktiven Oxidationsregime eine Rolle spielt.

Von großer Bedeutung ist weiterhin die Katalyzität der Hitzeschutzmaterialien. So kann an einer katalytischen Wand infolge der Rekombination von im Plasma dissoziierten Spezies Energie in erheblichem Maße freigesetzt und an die Materialwand übertragen werden. Zu hohe Katalyzität des Wandmaterials kann daher ebenso zu einer deutlichen Erhöhung der Wandwärmestromdichte und damit der Wandtemperatur führen. Im Staupunkt werden Katalyseprozesse aufgrund des molaren Gradienten zur Wand durch einen diffusionsgetriebenen Transport der Teilchen aufrechterhalten [1.15]. Eine wichtige Größe ist dabei die Diffusionskonstante, für die in nicht-binären Gemischen Werte auf Basis semi-empirischer Gleichungen berechnet werden müssen, wohingegen die Annahme eines binären Gemisches, wie sie oft bei Plasmen aus den Einzelkomponenten der Erdatmosphäre Sauerstoff und Stickstoff zulässig ist, eine erhebliche Vereinfachung zur Folge hat [1.15, 1.16]. Zusätzlich liegt für Luft ein komplexes Zusammenspiel der Molekülbildungen $\text{N}+\text{N}\rightarrow\text{N}_2$, $\text{O}+\text{O}\rightarrow\text{O}_2$ und $\text{N}+\text{O}\rightarrow\text{NO}$ vor. Dabei ist der Rekombinationskoeffizient γ diejenige Größe, die das Verhältnis des Massenstroms rekombinierender Atome bezogen auf die Menge aller auftreffenden Atome angibt [1.17], womit sich für Luft drei verschiedene Rekombinationskoeffizienten ergeben. Damit ergibt sich für das reale Eintrittsmanöver eine recht komplizierte Situation, wobei die Kenntnis der katalytischen Eigenschaften des Hitzeschutzsystems und damit der Rekombinationskoeffizienten unerlässlich ist.

Um die Situation zu vereinfachen, ist es daher sinnvoll, Untersuchungen in Form von Grundlagenexperimenten zur Katalyzität und zur Oxidation in reinen Sauerstoff- und reinen Stickstoffplasmen durchzuführen. Für die Katalyzität lassen sich somit die einzelnen Katalyseprozesse charakterisieren, d.h. die Größen γ_{O} und γ_{N} lassen sich mit einem Enthalpiemodell zusammen mit bekannten Grenzschichtmodellen [1.18] als Funktion von Druck und Temperatur bestimmen. Was die Oxidationsmechanismen anbelangt, lassen sich mit der vorgeschlagenen Vorgehensweise die vorliegenden Reaktionsschemata vereinfachen. Auf diese Weise läßt sich die Bedeutung der Einzelkomponenten

der Erdatmosphäre ermitteln. Sowohl für die Katalyzitätsuntersuchungen als auch Forschungen im Bereich der Oxidationsmechanismen müssen Meßverfahren, wie sie am IRS entwickelt wurden, eingesetzt werden [1.19]. Dabei ist im Hinblick auf die Simulation mit Bodentestanlagen die Reinheit des Plasmas ein äußerst wichtiger Gesichtspunkt, da Verunreinigungen [1.2, 1.6, 1.20], die im Zuge der Plasmagenerierung entstehen, die thermo-chemische Situation und damit beispielsweise Wandkatalyzitätseffekte verfälschen können. Da solche Bedingungen mit elektrodenbehafteten Plasmageneratoren nicht erzeugt werden können, sind induktive Hochleistungs-Plasmaquellen für die Generierung reiner Sauerstoff- und Stickstoffplasmen, frei von Elektrodenerosionsprodukten, für die Bearbeitung dieser Aufgaben prädestiniert.

Auch für interplanetare Missionen müssen die oben genannten Untersuchungsgebiete Oxidation und Katalyzität in Betracht gezogen werden. Bei Landemissionen zu Venus und Mars sind die Oxidationsregime in Verbindung mit katalytischen Prozessen zu berücksichtigen [1.21, 1.22] und müssen untersucht werden. Erschwerend kommen hier hochenergetische atmosphärische Bremsmanöver insbesondere jedoch Flugbahnänderungen durch atmosphärische Bremsmanöver hinzu. Beispiele hierfür sind die Missionen „Mars Surveyor 2001 Orbiter“ und die „Mars Sample Return Mission“ von CNES/NASA [1.23, 1.24]. Im Fall des Mars sind die klimabedingten Unsicherheiten in der Atmosphäre bedeutend. So müssen Sandstürme und Sonnenaktivität für den Eintritt in die Atmosphäre berücksichtigt werden. Auch hier sind geeignet ausgelegte induktive Plasmageneratoren in der Lage, die auftretenden hochenthalpen Strömungen unter Berücksichtigung von Staubvorkommen in der Marsatmosphäre zu simulieren [1.25, 1.26].

Es sei angemerkt, daß es beim Eintritt in die Marsatmosphäre neben der konvektiven Wärmestromdichte zu einem radiativen Wärmestromanteil kommt. Dies hat verschiedene Ursachen [1.3, 1.27]: So kommt es bei Atmosphären mit kohlenstoffhaltigen Gasen zur Bildung stark strahlender Spezies. Zusätzlich führen hohe Bahnenergien, wie sie z.B. auch bei hyperbolischen Wiedereintrittsmanövern vorliegen, zur Zunahme der strahlungsbedingten Wärmestromdichten [1.28]. Beim Saturnmond Titan kommt es durch den Methananteil in der Atmosphäre zu einem verhältnismäßig starken Anteil der strahlungsbedingten Wärmestromdichte, was zusammen mit dem konvektiven Anteil auf beachtliche Wandtemperaturen im Staupunkt von bis zu 2040 K führt. Dies konnte durch radiometrische Messungen im Zuge der Qualifikation des Hitzeschutzsystems von Huygens am IRS bestätigt werden [1.27]. Ähnliche Zustände sind auch für den Neptunmond Triton zu erwarten [1.29].

Da die Strahlungsprozesse, die an und in der Grenzschicht bis zur Oberfläche des Hitzeschutzmaterials ablaufen, noch nicht ausreichend verstanden sind [1.28, 1.30], müssen neben den numerischen Analysen auch experimentelle Untersuchungen zur Reproduktion der tatsächlichen Reaktionen und Plasmaspezies durchgeführt werden, um die Strahlungsmechanismen an TPS Materialien charakterisieren zu können. Bei ablativen Hitzeschutzsystemen kommen hier erschwerend Strahlungsanteile, verursacht durch ablatierte Partikel hinzu [1.31]. Geeignete induktiv beheizte Plasmawindkanäle ermöglichen zur Untersuchung dieser Strahlungsprozesse die Generierung von Referenzbedingungen, mit denen sich z.B. Strahlungssimulationsprogramme validieren und verbessern lassen [1.32].

Zur Erfüllung dieser Aufgaben wurde in dieser Arbeit der induktiv beheizte Plasmawindkanal PWK3 aufgebaut, qualifiziert und charakterisiert. Für die jeweils spezifischen Aufgaben und Missionsanforderungen wurden die drei verschiedenen induktiv beheizten Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5 entwickelt.

Aufbau der Arbeit

Zunächst werden die Einsatzgebiete induktiv beheizter Plasmawindkanäle beschrieben. Dabei werden die Anforderungen für die Simulation von atmosphärischen Eintrittsmanövern für wiederverwendbare Raumflugkörper und für interplanetare Missionen diskutiert. Zusätzlich wird auf das Anwendungspotential im Bezug auf Plasma–Wand-Wechselwirkungen eingegangen. Abschließend wird hieraus die Möglichkeit zur Entwicklung von flugtauglichen Meßsystemen insbesondere im Bereich katalytizitätsbasierter Sensoren beleuchtet.

Existierende induktiv beheizte Plasmawindkanäle werden darauffolgend beschrieben und diskutiert. Dabei wird auf die historische Entwicklung induktiver Plasmasysteme und deren Modellierung eingegangen. Im Rahmen eines Vergleichs induktiv beheizter Plasmawindkanäle erfolgt eine Bewertung der unterschiedlichen Systeme. Anschließend wird der im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute PWK3 beschrieben, wobei zunächst auf den strukturellen Aufbau sowie grundlegende betriebstechnische Daten eingegangen wird. Einfache Zusammenhänge für kalorimetrische Leistung, Spulenspannung, Induktivität und Betriebsfrequenz werden angegeben. In Verbindung mit Meßdaten wird der Betriebsfrequenzbereich als Funktion der Kapazität sowie der verwendeten Spulen dargestellt. Sicherheitstechnische Aspekte werden beleuchtet, wobei Messungen der elektrischen und der magnetischen Feldstärken zusammen mit den Richtlinien der Weltgesundheitsorganisation (WHO) Sicherheitsabstände liefern, die in den Aufbau der Anlage einfließen. Danach wird das Funktionsprinzip der induktiv beheizten Plasmageneratoren mit Hilfe der Wellengleichung beschrieben, wobei die induktive und dielektrische Leistungseinkopplung bewertet werden. Mit der Bestimmung der Plasmaleistung sowie den Entwurfs- und Auslegungskriterien sind die Voraussetzungen für die folgenden Beschreibungen der Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5 geschaffen.

Darauffolgend wird auf Meßsysteme zur Charakterisierung der IPG eingegangen, die im Rahmen der Arbeit entwickelt und qualifiziert wurden. Ferner werden Meßverfahren zur Charakterisierung der Plasmaströmung im Plasmawindkanal beschrieben.

Mit theoretischen Modellen wird die Funktionsweise der IPG erläutert, wobei das Hauptaugenmerk auf die Entwicklung und Erstellung verschiedener algebraischer Modelle gerichtet wurde. Ähnliches gilt für die Berechnung der thermodynamischen Eigenschaften des Plasmas, die mit der Annahme thermo-chemischen Gleichgewichts ebenso algebraisch berechnet wurden.

Dank der Verknüpfung der elektrodynamischen und thermodynamischen Modelle können zusammen mit den Meßdaten typische Parameter wie Spulenstrom, Spulenspannung, Eindringtiefe und elektrische Leitfähigkeit der Plasmen bestimmt werden. Dabei erfolgt über die Variation der Frequenz eine Leistungsoptimierung. Zusätzlich wird der Einfluß der Rohrwandstärke anhand von Meßdaten und theoretischen Ansätzen analysiert. Die qualitativen Resultate aus der Schadensanalyse der IPG3-Rohrkühlung aber auch die Resultate für den Dissoziationsgrad, den Ionisationsgrad, die elektrische Leitfähigkeit und die Temperatur in der beheizten Ringzone des IPG3 wurden mit numerischen Simulationen verglichen. Eingangsgrößen sind die Betriebsfrequenz, der gemessene Spulenstrom, der Gasmassenstrom und der Tankdruck. Zusätzlich können Betriebszustände durch Vergleich der Meßdaten mit den elektrodynamischen Modellen beurteilt werden. So wird bei hohen Leistungen ein Betriebszustand beobachtet, der sich mit Hilfe magnetohydrodynamischer Gleichungen erklären läßt. Durch Messungen im Plasmastrahl werden Machzahlen, Wärmestromdichten, Totaldrücke sowie lokale spezifische Enthalpien in weiten Betriebsbereichen bestimmt.

2 Anforderungen an induktiv beheizte Plasmawindkanäle für Raumfahrtanwendungen

Im Folgenden werden potentielle Anforderungen und Einsatzgebiete induktiv beheizter Plasmawindkanäle beleuchtet, was eine Einordnung der Entwicklungen und der durchgeführten Messungen vereinfacht. Mit der Verwendung von induktiv beheizten Plasmageneratoren (IPG) werden die Wärme-flußdaten nicht durch unerwünschte metallische Erosionsprodukte, wie sie, wenn auch in geringen Mengen, bei den elektrodenbeheizten Plasmageneratoren (magnetoplasmadynamische bzw. thermische Plasmageneratoren) vorkommen, verfälscht. Eine wesentliche Voraussetzung ist hierbei, daß die IPG des IRS- im Unterschied zu vergleichbaren Anlagen- nicht mit einem innerhalb des Plasmabehälters liegenden geschlitzten Kupferkühler ausgestattet sind [2.1]. Diese interne Kühlerstruktur ist dem Plasma ausgesetzt und dient der thermischen Entlastung des Behälters sowie der Erhöhung der Leistungseinkopplung. Da die IPG, die in dieser Arbeit entwickelt wurden, nicht mit diesen Kühlern ausgestattet sind, können katalytische Mechanismen einzelner Gase einer Atmosphäre (z.B. O₂ und N₂ im Falle von Luft) getrennt untersucht werden.

Ein weiterer Vorteil besteht darin, Eintrittssimulationen für Atmosphären mit reaktiven Bestandteilen wie z.B. für Mars oder Venus durchführen zu können, deren Atmosphären CO₂ enthalten.

2.1 Wiederverwendbare rückkehrfähige Raumtransportsysteme

Als einziges operationelles Raumtransportsystem ist das Space Shuttle aufgrund seiner Missionsaufgaben herausragend: So können mit ihm annähernd 30 t in den niedrigen Erdorbit gebracht werden, wobei neben der Nutzlast 7 Astronauten für einen Zeitraum von rund 2 Wochen beherbergt werden können. Neben dem Einsatz als Raumlabor und der Durchführung von Reparaturaufgaben ist auch die Rendezvous-Fähigkeit mit der Internationalen Raumstation zu nennen, eine Voraussetzung für die Versorgung der Station, die Zuführung und Rückbringung von Nutzlasten sowie die Entsorgung von Abfällen. Die Technologien des Space Shuttle wurden bisher nur in Rußland mit der Entwicklung von BURAN nachvollzogen.

Aktuelle Bemühungen in den USA, Europa und Japan sind hingegen auf spezielle Raumtransportaufgaben, wie Nutzlastbeförderung oder Transport von Personen, ausgerichtet, wobei z.T. existierende Trägerraketen zum Einsatz kommen sollen. Dabei erscheint die Konzentration auf Wiederverwendbarkeit oft fragwürdig, jedoch legen die technologischen Herausforderungen nahe, daß diese Systeme als Zwischenschritt auf dem Weg zur vollständigen Wiederverwendbarkeit erforderlich sind. Lediglich für ehrgeizigere Ziele, wie HOPPER und Venture Star, werden vollständig wiederverwendbare Systeme gefordert, deren Realisierung infolge der technologischen und wirtschaftlichen Probleme jedoch erst mittelfristig angegangen werden kann. Ohnehin sind für diese Entwicklungen neben Bodentests auch experimentelle Flugkörper erforderlich, damit ausgewählte Technologien wie Hitzeschutzsystem, Steuerungs- und Regelungsalgorithmen und/oder Antriebssysteme erprobt werden können. Beispiele hierfür sind OREX, HYFLEX und AFLEX [2.2, 2.3], mit denen Technologien für den Raumgleiter HOPE entwickelt und erprobt wurden, aber auch EXPERT [2.4] sowie der geplante Technologiedemonstrator DESIRE des Instituts für Raumfahrtssysteme.

Wiederverwendbare rückkehrfähige Raumtransportsysteme wie HERMES, HOPE, CRV und HOPPER fallen aufgrund ihrer vergleichsweise eingeschränkten Aufgaben deutlich kleiner aus als universelle Raumflugsysteme wie Space Shuttle und BURAN. Noch gravierender ist dies bei den Prototypen HOPE-X, X-33 und X-38, die aufgrund von Schnittstellenproblemen oder aus anderen Gründen kleiner gebaut werden als ihre Nachfolger HOPE, CRV und Venture Star. Für eine anfängliche Beurteilung der auftretenden Staupunktswärmelasten bei atmosphärischen Eintrittsmanövern werden die aerothermodynamischen Belastungen stark vereinfacht mit

$$\dot{q}_s = \frac{c}{\sqrt{r_N}} \rho^{0,5} v^x \quad (2.1-1)$$

angenähert [1.8-1.12]. Die Konstanten c und x hängen vom Typ der Grenzschichtströmung ab. Der Exponent x variiert je nach Modell zwischen 3 und 3,22, wobei $x = 3$ ist, wenn man eine Proportionalität der Viskosität zu $T^{1/2}$ annimmt. Für den Eintritt in die Erdatmosphäre ergibt sich mit $x = 3$ für c ein Wert von $1,705 \cdot 10^{-4} \text{ W s}^3 \text{ kg}^{-0,5} \text{ m}^{-1}$. Die Wärmestromdichte hängt also von der Geschwindigkeit v , der Dichte ρ und dem Nasenradius r_N ab. Eine Verkleinerung der Fluggeräte führt zu einer Erhöhung der Wärmestromdichte und damit der Temperatur, die während des Wiedereintritts auf der Außenhülle des rückkehrenden Transportsystems herrscht. Gleichzeitig müssen mit der Wiederverwendbarkeit mehrere Missionen garantiert werden. Bei der Entwicklung der X-38, dem Technologiedemonstrator für das CRV, mußten mehrere aufeinanderfolgende Missionszyklen für das Raumfluggerät nachgewiesen werden [1.13]. Während des Wiedereintritts der X-38 treten Temperaturen von bis zu $1750 \text{ }^\circ\text{C}$ auf. Neben den passiven heißen Flächen sind auch aktive heiße Flächen zur Steuerung der Wiedereintrittsgeräte erforderlich. Im Fall der X-38 sind dies die Body Flaps, mit denen der Anstellwinkel geregelt sowie eine Kombination aus Roll- und Giermanövern ermöglicht wird. Aufgrund der geometrisch bedingten Einschränkung der Strahlungskühlung treten an diesen Steuerflächen Temperaturen auf, die mit den Staupunkttemperaturen vergleichbar sind. Die Bewältigung dieser hohen thermischen Belastungen ist eine nicht-triviale Aufgabe. Damit stellen Thermalchutzsysteme einen Treiber hinsichtlich der Entwicklung, der Herstellung und der Wartung von wiederverwendbaren Raumflugsystemen dar. Insbesondere ist die Wiederverwendbarkeit bei den im Vergleich zum Space Shuttle besonders hohen Temperaturen ohne ein genaueres Verständnis des Materialverhaltens und der Geometrieinflüsse nicht zu bewerkstelligen. Zur grundlegenden Bestimmung von Einsatzgrenzen der Materialien kommen auf der Ebene der Subsysteme des Hitze-schutzes wesentliche Anforderungen für induktiv beheizte Plasmawindkanäle in den folgenden Arbeitspunkten hinzu:

- Berechnung der Erosionsrate mit Hilfe von Strömungssimulationsprogrammen, welche die Gasoberflächenwechselwirkung berücksichtigen. Derartige Berechnungen wurden bereits mit dem Programmsystem URANUS des IRS durchgeführt [1.16]. Als Grundlage müssen hierzu experimentelle Untersuchungen der Erosionsrate in Verbindung mit Untersuchungen der Gasoberflächenwechselwirkung dienen, wobei hierfür Materialtests zusammen mit plasmadiagnostischen Meßverfahren, insbesondere Meßverfahren zur in situ Oberflächen- und Grenzschichtuntersuchung, herangezogen werden müssen. Allerdings ist es aufgrund der Ressourcenbeschränkungen heutiger Rechneranlagen bisher nicht möglich, eine komplette Wiedereintrittstrajektorie zu berechnen. Stattdessen lassen sich einzelne Punkte der Trajektorie berechnen. Mit geeigneten ingenieurmäßigen Vereinfachungen können Erosionsratenverläufe über der Trajektorienhöhe angege-

ben werden. Informationen bezüglich der Erosionsrate sind sehr bedeutsam, da somit vor dem Erstflug auf die zulässige Anzahl der Wiedereintritte geschlossen werden kann.

- Untersuchung von Spalt-, Stufen- und Rauigkeitseffekten, die an Schnittstellen zwischen angrenzenden Thermalschutzpaneelen auftreten. Bei solchen Effekten geht man gegenwärtig davon aus, daß sie beispielsweise beim HOPPER in der Zone der Steuerklappen zu einer Temperaturzunahme von bis zu 100 °C führen [2.5].
- Untersuchung von Oxidationsschutzsystemen für keramische Hitzeschutzmaterialien. Hier sind Beschichtungssysteme auf der Außenseite von C/SiC Strukturen bereits erfolgreich getestet worden. Innerhalb des ASTRA Programms wird die Entwicklung interner Oxidationsschutzsysteme vorangetrieben [2.6].
- Verhalten von Thermalschutzsystemen mit degradiertem externem Oxidationschutz. Bei SiC-basierten Schutzschichten kommt es oft zur Bildung feinsten Risse und Löcher, die dem Sauerstoff einen Zugang zu den darunterliegenden Faserstrukturen bieten. Erste Analysen degradierter C/C-Hitzeschutzmaterialien zeigen, daß die auftretenden Erosionsprozesse von Diffusionsprozessen und Oberflächenreaktionen geprägt sind [2.7]. Allerdings existieren bisher nur einfache Modelle, die kaum über die Beschreibung des Wachstums der entstehenden Hohlräume hinausgehen.
- Verhalten impaktgeschädigter Thermalschutzmaterialien. Im Verlauf der verschiedenen Missionsphasen kann es zur Schädigung des Thermalschutzsystems durch Hagel- und Meteoriteneinschläge kommen. Diese Schädigungen können kritisch für die Wiedereintrittsphase sein. In den USA wurden daher bereits Untersuchungen an SiC-beschichteten C/C Materialien durchgeführt mit dem Ziel, die Lochwachstumsraten in Abhängigkeit von Schadensart und Plasmabedingung festzustellen [1.5].
- Verhalten von Wartungs- und Reparatursystemen in Plasmaumgebung. Für operationelle wiederverwendbare Systeme müssen verschiedene Schadenstypen, die auf thermo-chemische, aber auch mechanische Belastungen, wie sie bei den verschiedenen Missionsphasen auftreten können, zurückzuführen sind, in Betracht gezogen werden.

Die Beherrschung der in diesen Arbeitspunkten betrachteten Prozesse ist eine Grundlage für die Wiederverwendbarkeit. Die thermo-chemischen Prozesse und damit die Wechselwirkungen zwischen Material und Plasmaumgebung sind dabei eine Voraussetzung für die Erschließung der oben genannten Arbeitspunkte. Eine induktiv beheizte Plasmawindkanalanlage muß über eine hohe Flexibilität hinsichtlich ihres operationellen Bereiches verfügen. Dies ist bedeutsam, da gerade mit Hilfe von reinen Sauerstoff- und Stickstoffplasmen bei der Untersuchung der Oxidationsschutzsysteme sowie der Reparaturverfahren ein wesentlicher Beitrag für das Verständnis des Materialverhaltens geliefert werden kann. Die Anlage muß daher auch über umfangreiche Schnittstellen für Diagnostikverfahren verfügen, mit denen die Plasmen charakterisiert werden können.

Weiterhin ergeben sich Anforderungen und Einsatzgebiete in den Bereichen Katalyse und Oxidationsverhalten keramischer und metallischer Hitzeschutzmaterialien, wobei hierfür Meßverfahren zur Charakterisierung der Plasmen ebenso erforderlich sind. Die Charakterisierung der Simulationspunkte anhand von typischen Parametern wie Totaldruck und Gesamtwärmestromdichte ist oft eine nicht-triviale Grundvoraussetzung. Am IRS kommen hierfür anspruchsvolle Meßverfahren zum Einsatz, die oft mit numerischen Modellen der hierfür eingesetzten Sonden korrigiert werden müssen.

2.2 Interplanetare Missionen

Mit der vereinfachenden Annahme idealer Gase läßt sich die massenspezifische Enthalpie h_s des Plasmas mit Hilfe des dimensionslosen Energiesatzes

$$\frac{h_s}{a_\infty^2} = \frac{f T_s}{2 T_\infty} = \frac{h_0}{a_\infty^2} + \frac{M_\infty^2}{2} \approx \frac{M_\infty^2}{2} \quad (2.2-1)$$

abhängig von der Anströmmachzahl M_∞ und der Temperatur der Strömung im Staupunkt T_s sowie der Umgebungstemperatur T_∞ angeben, wobei die Ruheenthalpie h_0 für eine Abschätzung gegenüber der hohen kinetischen Energie vernachlässigt werden kann [1.15]. Die Größe f repräsentiert die inneren Freiheitsgrade bezüglich der translatorischen, der rotatorischen und der vibratorischen Anregung der Moleküle und Atome. Die Schallgeschwindigkeit a_∞ hängt vom Gas und der umgebenden Temperatur T_∞ ab [1.15, 2.8], sodaß sich das Verhältnis der Staupunktströmungstemperatur T_s in der Höhe h zur Umgebungstemperatur mit Hilfe der Machzahl des Eintrittskörpers abschätzen läßt

$$\frac{T_s(h)}{T_\infty(h)} \approx \frac{1}{f} M_\infty^2(h) . \quad (2.2-2)$$

Dabei ist T_∞ charakteristisch für jede Atmosphäre als Funktion der Höhe h anzugeben, und M_∞ ist ebenso von der augenblicklichen Höhe des Eintrittskörpers abhängig. Gleichung 2.2-2 ist eine Näherung der Gleichung 4.2-8. Allerdings ist Gleichung 2.2-1, wie schon erwähnt, unter der Voraussetzung idealer Gase berechnet worden. Im realen Fall kommt es aufgrund der inneren Anregung und chemischer Reaktionen wie Dissoziation und Ionisation zu einer Verringerung der Strömungstemperatur, d.h. der Anstieg mit dem Quadrat der Anströmmachzahl liefert insbesondere bei hohen kinetischen Energien des Raumfahrzeugs zu hohe Temperaturen [1.17].

Anhand von Gleichung 2.2-2 kann man nun den Einfluß des jeweiligen Atmosphärentemperaturmodells verdeutlichen. Beim Planeten Mars beispielsweise lassen sich periodische Einflußparameter wie Jahreszeiten und Sonnenzyklen sowie Umweltbedingungen wie das Vorhandensein feiner Stäube, die durch jahreszeitlich auftretende Stürme in höhere Atmosphärenschichten getragen werden, unterscheiden. Die unterschiedlichen Kurven im unteren Bereich des Bildes 2.2-1 unterscheiden Temperaturmodelle für den Planeten Mars [2.9] mit Staub und ohne Staub und berücksichtigen zusätzlich den Einfluß der Sonnenzyklen. Der durch Wolken gekennzeichnete Bereich zeigt das gesamte Gebiet der möglichen Temperaturvariationen. Anhand der verschiedenen Temperaturverläufe wird deutlich, wenn man Gleichung 2.2-1 betrachtet, daß die durch regelmäßige Zyklen verursachten Temperaturschwankungen eine große Schwankungsbreite für die Temperatur T_s zur Folge haben müssen, was wiederum eine nicht zu vernachlässigende Unsicherheit für die Auslegung der Hitzeschutzsysteme darstellt. Die hier durchgeführten Betrachtungen basieren auf einem einfachen Energiesatz und vernachlässigen die zusätzlichen thermo-chemischen und thermo-mechanischen Effekte, wie sie auch aufgrund der Anwesenheit des Marsstaubs zu erwarten sind.

Daher wird deutlich, wie wichtig die Möglichkeit ist, den Eintritt in die Marsatmosphäre mit geeigneten Bodentestanlagen simulieren zu können. Mit der Anlage PWK3 ist es möglich, die Situation atmosphärischer Eintrittsmanöver beim Mars unter Berücksichtigung des Marsstaubes zu simulieren. Dies ist eine Möglichkeit, die nach Kenntnis des Autors einmalig ist. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Partikelgeschwindigkeiten, die mit der Anlage bisher möglich sind, vergleichsweise gering sind.

Bei treibstoffsparenden Manövern, wie z.B. Flugbahnänderungen durch atmosphärische Bremsmanöver, taucht ein Raumflugkörper tief in die Planetenatmosphäre ein, wird durch atmosphärisches Bremsen von der Anfluggeschwindigkeit auf der hyperbolischen Bahn auf Orbitalgeschwindigkeit abgebremst und so vom Schwerefeld des Planeten eingefangen. Die auftretenden Wärmeflüsse sind hoch, da die überschüssige kinetische Energie des Flugkörpers in Wärme umgewandelt wird. Bei der Mission Mars Surveyor ist dieses Manöver bis auf eine Minimalhöhe von 46 km vorgesehen [1.23] und erfolgt damit in einer Zone, in der die Aussagen des Atmosphärenmodells je nach Situation verhältnismäßig stark variieren (Bild 2.2-1). Aber auch bei „normalen“ Eintrittsmanövern werden sehr

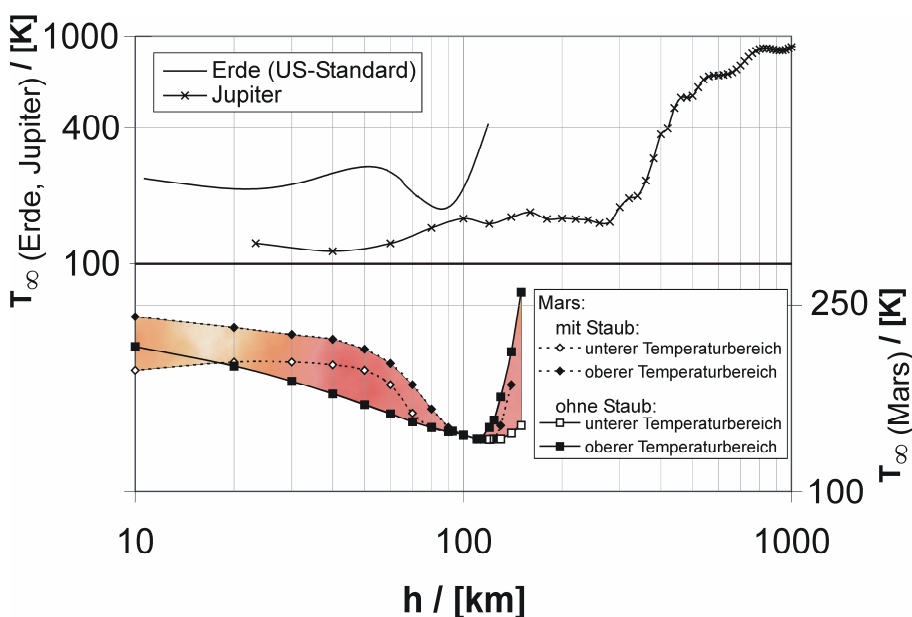


Bild 2.2-1: Atmosphärenmodelle für Mars [2.9], Erde [2.14] und Jupiter [2.15]

hohe Belastungen auf die Materialien von Eintrittskörpern erwartet. Ganz zu schweigen von den durch Staubbestandteile bedingten thermo-chemischen Wechselwirkungen wird hier deutlich, wie wichtig die Simulation des atmosphärischen Eintritts in die Marsatmosphäre unter Berücksichtigung von Staubpartikeln ist. Hierzu wurden bereits hochenthalpe CO_2 -Tests mit dem PWK3 durchgeführt [1.23, 1.25, 1.26, 2.10], was die

Teilnahme an Projekten wie „Venus Sample Return Mission“, „Mars Mini-Probes“, „Mars Balloon Mission“ oder „Mars Sample Return Project“ ermöglicht [1.24, 2.11, 2.12, 2.13].

2.3 Untersuchung der Katalyzität

Die Möglichkeit, den Einfluß einzelner Gaskomponenten von Atmosphären zu untersuchen, ist bedeutsam für die Untersuchung der Katalyzität von Hitzeschutzmaterialien, da die thermo-chemischen Zustände, im Besonderen die Spezies und die Reaktionsprozesse, an denen diese beteiligt sind, einfacher untersucht werden können. Dabei ist zu beachten, daß ein großer Anteil des entstehenden Wärmeflusses während des Eintritts aus der Rekombination atomarer Spezies nahe der Wandoberfläche oder direkt an der Wand resultieren kann, insbesondere wenn starkes Nichtgleichgewicht in der Gasphase vorherrscht und die Katalyzität der eingesetzten Materialien hoch ist. Daher sind Grundlagenuntersuchungen auf dem Gebiet der Katalyzität so bedeutsam, da hier durch Tests der Einfluß einzelner Gaskomponenten, beispielsweise Sauerstoff und Stickstoff im Fall von Luft, festgestellt werden kann. So können diese Plasmen dazu genutzt werden, die Katalyzität der verschiedenen Materialien grundlegend zu untersuchen.

IPG ohne interne Kupferkühler (siehe Anfang Kapitel 2) ermöglichen gegenüber den sonst üblichen Lichtbogenquellen die Erzeugung reiner Plasmen, sodaß induktive Plasmawindkanäle insbesondere für die Untersuchung der Katalyzität von Materialoberflächen bzw. ihrer Beschichtungen eingesetzt

werden. Dabei kann man Rückschlüsse auf die auftretenden Rekombinationen von dissoziierten Gasen ziehen, wofür der Einsatz mechanischer Sonden zur Wärmeflußmessung sehr wichtig ist. Schon die Erfahrungen des Institute of Problems in Mechanics der Russischen Akademie der Wissenschaften in Moskau auf dem Gebiet der Katalyzität von TPS Materialien zeigen, daß induktiv beheizte Plasmageneratoren hier einen wesentlichen Beitrag leisten können [1.22, 2.16].

Diese Analysen sind dabei von grundlegender Bedeutung für die Situation des komplexeren Luftplasmas, da die Reduzierung der Anzahl der Spezies und damit der chemischen Reaktionen im Rahmen der Plasma-Wand-Wechselwirkungen ein besseres Verständnis der grundlegenden Reaktionsmechanismen ermöglicht. Ist die Katalyzität des zu testenden Materials bekannt, so kann ein Beitrag zur Bestimmung der Gaszusammensetzung im Plasmastrahl geleistet werden. Die relative Katalyzität eines Materials i läßt sich als Reduzierung des gemessenen Wärmefflusses, bezogen auf ein hochkatalytisches Referenzmaterial wie Kupfer (Index Cu) unter gleichen Plasmabedingungen, bestimmen.

$$\frac{\Delta \dot{q}}{\dot{q}_{Cu}} = 1 - \frac{\dot{q}_i}{\dot{q}_{Cu}} \approx 1 - \frac{\dot{q}_i}{\dot{q}_{vk}} \quad (2.3-1)$$

Üblicherweise wird dabei Kupfer bzw. das sich schnell bildende Kupfer(I)-Oxid als Bezugsmaterial gewählt, da es sich durch seine verhältnismäßig hohe Katalyzität auszeichnet [1.17]. Tatsächlich sind auch Kupfer und dessen Oxide nicht vollkatalytisch. So zeigen Messungen von Stöckle, daß Konstantan noch katalytischer sein kann [1.17]. Nach Pope [2.17] liegt der vollkatalytische Wärmeffluß, abhängig von der Enthalpie, etwa 25 % über der Kupferwärmestromdichte, sodaß Gleichung 2.3-1 für praktische Zwecke die Form

$$\frac{\Delta \dot{q}}{\dot{q}_{vk}} \approx 1 - \frac{4}{5} \frac{\dot{q}_i}{\dot{q}_{Cu}} \quad (2.3-2)$$

erhält. Wichtige Vorarbeiten zur Katalyzität wurden innerhalb des FESTIP-Programms am IRS mit Hilfe des PWK3-IPG3 geleistet. Hierbei wurden SSiC-Proben in reinen Sauerstoffplasmen untersucht. Das Wärmefflußdichteverhältnis $\dot{q}_{SSiC}/\dot{q}_{Cu}$ wurde mit einer instationären Wärmefflußsonde temperaturabhängig bestimmt. Zur Bestimmung der Erosion wurden Materialtests mit der am IRS entwickelten europäischen Standardsonde durchgeführt [1.2, 1.19].

Kennt man die Plasmazusammensetzung, so kann man auf den Rekombinationskoeffizienten $\gamma_{i,A}$ des Materials i bezüglich der A-ten Spezies schließen [1.17, 1.18].

Für das bessere Verständnis der Verhältnisse sind zuverlässig bekannte und einfache Zusammenhänge erforderlich. So kann die Kenntnis der Enthalpie erste Aussagen über die chemischen Verhältnisse im Plasmastrahl ermöglichen. Fay und Riddell gelang es, semiempirische Gleichungen für verschiedene Grenzschichtsituationen anzugeben, die den Wärmeübergang im Staupunkt eines Körpers mit kugelförmiger Kontur beschreiben [2.18]. Diese unterscheiden sich nur in der Abhängigkeit zur Lewis-Zahl und bestätigen die erwarteten qualitativen Aussagen bezüglich des Wärmeübergangs auf eine vollkatalytische Wand (Index W), eine Wand mit beliebiger Katalyzität mit Gleichgewichtsgrenzschicht und eine nicht-katalytische Wand [1.17, 2.18]. Die Nachteile dieser Gleichungen sind offensichtlich: So kann nur zwischen nicht- und vollkatalytischen Oberflächen unterschieden werden. Ferner liegen mit der Abhängigkeit zur Größe $\beta = 1/R \cdot (2(p_e - p_\infty)/\rho_e)^{0,5}$, welche den Geschwindigkeitsgradienten am Grenzschichttrand (Index e) im Staupunkt angibt, und zum Parameter $K = 0,76 \cdot Pr^{-0,6} \cdot (\rho_e \mu_e)^{0,4} \cdot (\rho_w \mu_w)^{0,1} \cdot \beta^{0,5} \cdot (h_{tot,e} - h_w)$ zu viele Unsicherheiten vor, um z.B. mit Wärmefflußmessungen auf die Anströmbedingungen schließen zu können.

Bedeutend praktischer ist eine einfache Methode zur Untersuchung der lokalen spezifischen Enthalpie im Plasmastrahl auf Basis der Wärmeübertragungstheorie von Fay und Riddell [2.18]. Marvin und Pope fanden eine Nährungsbeziehung zwischen der vollkatalytischen Wärmestromdichte und der Enthalpie $h_{\text{tot},e}$ für eine eingefrorene Freistrahlerströmung [2.19]:

$$\dot{q}_{vk} = K \sqrt{\frac{P_{\text{tot}}}{R_{\text{eff}}}} h_{\text{tot},e}. \quad (2.3-3)$$

Dabei ist K hier eine gasspezifische Proportionalitätskonstante; $h_{\text{tot},e}$ ist die totale spezifische Enthalpie am Rand der Grenzschicht, die mit der Freistrahlerenthalpie $h_{\text{tot},\infty}$ angenähert wird. Die Größe R_{eff} ist der effektive Sondennasenradius, der für verschiedene Sondengeometrien und Anströmungsbedingungen berechnet werden kann [1.20].

Mit der Theorie von Goulard [1.18] ist die Bestimmung von Rekombinationskoeffizienten mit Hilfe von Wärmeflußmessungen möglich. Den Vereinfachungen in Goulard's Theorie wie beispielsweise der Vernachlässigung der Stickstoffmonoxidbildung kann mit induktiv beheizten Plasmawindkanälen zumindest teilweise begegnet werden, sofern dieser geeignet ist, reine Sauerstoff- und Stickstoffplasmen zu generieren. Ferner läßt sich auf diese Weise der Rekombinationskoeffizient $\gamma_{i,A}$ aus Wärmeflußverhältnissen bestimmen. Beispielhaft soll hier die Goulard-Gleichung für dissoziierten Sauerstoff bzw. Stickstoff veranschaulicht werden. Die allgemeinen Gleichungen sind in den Referenzen [1.17, 1.18, 2.20] dargestellt:

$$\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{vk}} = \frac{h_{\text{tot},\infty} - Le^{2/3} h_A}{h_{\text{tot},\infty} + \left(Le^{2/3} - 1 \right) h_A} \frac{Le^{2/3} \sqrt{2\beta\mu_e \rho_e}}{2,128 Pr^{2/3} \rho_w k_w + Le^{2/3} \sqrt{2\beta\mu_e \rho_e}}. \quad (2.3-4)$$

h_A ist die Dissoziationsenthalpie für die Dissoziation $A_2 \rightarrow 2A$, μ die Viskosität und k_w die Reaktionsrate, über die $\gamma_{i,A}$ einfach berechnet werden kann [1.15]. Die dimensionslose Lewis-Zahl Le macht eine Aussage darüber, wie groß das Verhältnis der durch Diffusion und Wärmeleitung transportierten Energiemenge ist:

$$Le = \frac{\rho D_{ij} c_p}{\lambda}. \quad (2.3-5)$$

2.4 Passive und aktive Oxidation

Aufgrund der außergewöhnlich guten Hochtemperatureigenschaften kommen für die thermisch und oxidativ hochbelasteten Bauteile des Thermalschutzsystems von Raumfahrzeugen kohlenstofffaserverstärkte Verbundwerkstoffe wie C/C oder C/SiC zum Einsatz. Diese müssen mit einem zuverlässigen Oxidationsschutz versehen sein, der über eine geringe Katalyzität bezüglich möglicher Rekombinationen der Plasmaspezies sowie einen hohen Emissionsgrad verfügt. Die bis heute nur sehr eingeschränkt erreichte Wiederverwendbarkeit der Hitzeschutzsysteme ist insbesondere auf das noch ungenügende Verständnis der Oxidationsmechanismen unter Wiedereintrittsbedingungen zurückzuführen. Zu den bekanntesten Oxidationsmechanismen zählen die passive und aktive Oxidation siliziumhaltiger Materialien [1.3, 1.14, 2.21-2.23]. Dabei treten bei der passiven Oxidation üblicherweise moderate Erosionsraten auf, wohingegen beim Übergang von der passiven zur aktiven Oxidation bei TPS Materialien, wie z.B. C/SiC, die Erosionsraten um Größenordnungen zunehmen können. Insbesondere der Temperatursprung von mehreren 100 K [1.3, 1.14, 2.23-2.25] kann zur Missionsgefährdung führen. Bei experimentellen Untersuchungen im Rahmen der PYREX-KAT38 Qualifikation

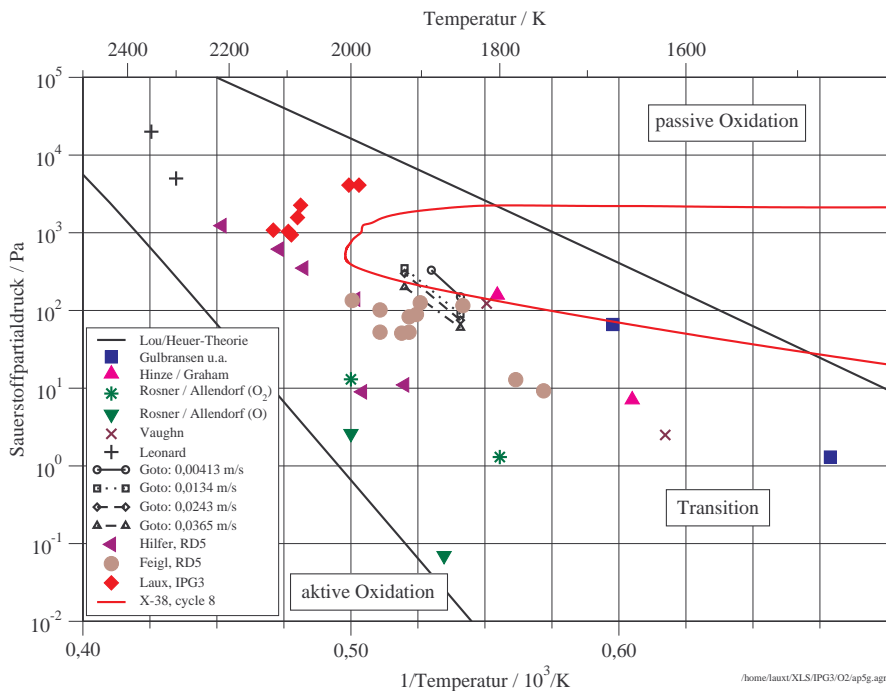
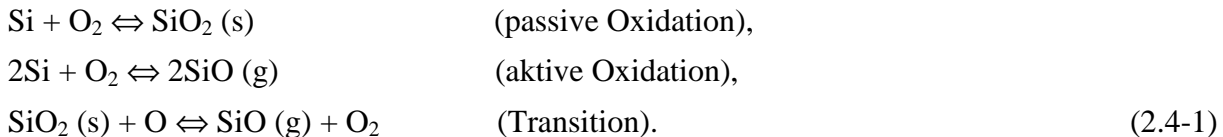


Bild 2.4-1: Passiv-aktiv Übergänge an verschiedenen Siliziumkarbid-Oberflächen [1.3, 1.14, 2.21-2.25] nach Laux [2.23]

Es zeigt sich, daß es zwei Regime gibt, nämlich einerseits das Gebiet der passiven Oxidation und andererseits den Bereich der aktiven Oxidation. Das Oxidationsverhalten ist sehr kompliziert [1.14], wichtige Reaktionen sind in den einzelnen Regimen:



Bei der ersten Reaktion kommt es zur Bildung einer SiO_2 -Schicht, wohingegen es bei der aktiven Oxidation zur Bildung von gasförmigem SiO kommt. Die dritte Reaktion führt im Transitionsregime zu einem Abbau der schützenden SiO_2 -Schicht unter dem Einfluß des Verhältnisses von atomarem Sauerstoff zu molekularem Sauerstoff. Im realen Fall muß aufgrund der vielen Spezies im Luftplasma von einer zusätzlichen Zahl von Reaktionen ausgegangen werden. Hilfer legte in seiner Dissertation 172 Reaktionen zu Grunde [1.14]. Hilfers Ergebnisse zusammen mit den Untersuchungen von Hald [1.3] auf Basis von Energiebilanzierungen der in den Gleichungen 2.4-1 angegebenen Reaktionen weisen darauf hin, daß neben diesen Reaktionen weitere Reaktionen und weitere Spezies wie beispielsweise Stickstoff eine Rolle spielen könnten. Dabei steht möglicherweise die exotherme Bildung von SiN im Verdacht, Lieferant zusätzlicher Energie zu sein. Mit der Möglichkeit, mit dem PWK3 Plasmen aus reinem Sauerstoff, reinem Stickstoff und Stickstoff / Sauerstoff bzw. Luft generieren zu können, ergibt sich die Chance, die Reaktionsschemata zu untersuchen. Derartige Untersuchungen sind Gegenstand des deutschen ASTRA-Programms.

2.5 Entwicklung von Meßverfahren für atmosphärische Eintrittsmanöver

Mit Plasmawindkanälen erfolgt die Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver im Staupunktsbereich über die realitätsnahe Grenzschichtausbildung, sodaß die thermo-chemischen und thermo-phy-

zeigte sich, daß der passiv-aktiv Übergang während des Wiedereintritts der X-38 stattfinden kann [1.7, 2.26], der durch Optimierung des Designs und der Eintrittstrajektorie künftig unbedingt zu vermeiden ist.

In Bild 2.4-1 sind passiv-aktiv Übergänge in Abhängigkeit des Sauerstoffpartialdruckes und der Wandtemperatur der Materialprobe gezeigt. Dieses Diagramm gibt einen ersten Überblick bezüglich der Übergangspunkte. Es

sikalischen Bedingungen an der Wand des dem Plasma ausgesetzten Hitzeschutzmaterials reproduziert werden. In diesem Zusammenhang entwickelte Kolesnikov ein Ähnlichkeitsmodell, mit dem sich die katalytischen Eigenschaften von Materialien beurteilen lassen [2.27]. Man vergleicht Trajektoriendaten mit Plasmawindkanalbedingungen und ermittelt, an welcher Stelle der Trajektorie die Grenzschichtähnlichkeit für einen bestimmten Plasmazustand und eine bestimmte Probengeometrie vorliegt. Neben Trajektoriendaten und den Kalibrierdaten des PWK sind der Geschwindigkeitsgradient am Grenzschichtrand des Staupunkts β und der effektive Probenradius R_{eff} die einzigen erforderlichen Zusatzinformationen. Sie müssen aus der numerischen Modellierung bestimmt werden. Bodentests dienen selbstverständlich der Kostenreduktion, da Fluggelegenheiten selten und teuer sind. Trotzdem sind Eintrittsmissionen und vor allem Flugexperimente für das Verständnis der Plasma-Wand-Wechselwirkungen und der strukturellen Beanspruchung des Raumfluggeräts sowie die Überprüfung von Modellen unbedingt erforderlich. Insbesondere für die Entwicklung von wiederverwendbaren Systemen ist dies geboten.

Bei wiederverwendbaren Raumtransportsystemen ist aufgrund der hohen Lasten und der Leichtbauanforderungen in Verbindung mit den reduzierten Sicherheitsfaktoren ein erhöhter Wartungsbedarf zu erwarten. Für Hitzeschutzsysteme bedeutet dies, daß Betriebszustandsüberwachungssysteme einen wesentlichen Beitrag für Kostenreduktion und Sicherheit der Missionen leisten. Dabei ermöglichen Flugsensoren die Detektion der Belastungen und erlauben Rückschlüsse auf Design und Materialien. Am IRS wurden zahlreiche Flugexperimente konzipiert, entwickelt und qualifiziert [1.1].

Insbesondere im Hinblick auf Flugexperimente zur Untersuchung der Materialkatalyzität, der Plasmazusammensetzung und der Plasmastrahlung in der Grenzschicht ist eine Plasmaquelle, mit der reine Sauerstoff- bzw. Stickstoffplasmen generiert werden können, vorteilhaft für die Kalibrierung.

3 Induktiv beheizte Plasmawindkanäle

Induktiv beheizte Plasmawindkanäle stellen eine eigene Gruppe von Bodentestanlagen zur Simulation des Eintritts von Raumflugkörpern in die Atmosphären von Himmelskörpern dar. In diesem Kapitel wird auf die Chronologie induktiv beheizter Plasmasysteme und deren Modellierung eingegangen. Anschließend wird eine Übersicht der weltweit eingesetzten induktiv beheizten Plasmawindkanäle erstellt. Als Vergleichsgrößen dienen die Betriebsfrequenz sowie der Durchmesser des Entladungskanals, es wird jedoch auch auf die verschiedenen Designkonzepte eingegangen. Danach werden die mit induktiv beheizten Plasmageneratoren betriebene Anlage PWK3 am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart, deren Subsysteme und die elementare Funktionsweise beschrieben.

3.1 Stand der Forschung

Die induktive Entladung in einem zylindrischen Behälter wird schon seit über 100 Jahren wissenschaftlich untersucht und angewendet. Von den ersten Geräten, die auf induktiver Leistungseinkopplung in ein Plasma basieren, berichtete Hittorf, der Erfinder induktiv beheizter Plasmasysteme, bereits 1884 [3.1]. Häufig wurden Grundlagenexperimente zur Physik von Plasmen durchgeführt, bei denen geringe elektrische Leistungen, wie sie bei den verwendeten Systemen in den ersten 75 Jahren nach Hittorf verfügbar waren, ausreichten. So untersuchte Hittorf gegen Ende des 19. Jh. das Entladungsverhalten verschiedener Gase bei geringen Dichten.

3.1.1 Chronologie induktiv beheizter Plasmasysteme

Die Entladung in einem zylindrischen Behälter, den eine zylindrische Spule umgibt, wird entweder durch das axiale elektrostatische Feld E_z oder durch das umfanggerichtete elektrische Feld E_ϕ , verursacht durch das oszillierende axiale Magnetfeld der Spule, aufrechterhalten [3.2]. Allerdings unterscheiden sich die damit einhergehenden Entladungen grundsätzlich. Die im Rahmen der Charakterisierung des PWK3 vermessenen Intensitätsprofile am Plasmagenerator IPG3 [3.3] kennzeichnen diese Entladungsarten. Während bei niedrigen Leistungen eine schwach leuchtende Entladung auftritt, die im wesentlichen ein Intensitätsmaximum in der Behältermitte aufweist, findet mit Leistungserhöhung ein diskreter Übergang zu einer Ringentladung, die sich nahe der Oberfläche der Behälterinnenwand des Plasmagenerators befindet, statt. Diese Beobachtung ist konform mit den Beschreibungen von MacKinnon [3.2]. Der erste Entladungszustand läßt sich als Effekt des axialen elektrischen Feldes zwischen den Spulenden beschreiben, wohingegen es sich bei der Ringentladung um eine induktive Leistungseinkopplung handelt. Der induktive Modus entsteht, wenn die Ströme in der Induktionsspule ausreichend groß sind, um ein umfanggerichtetes elektrisches Feld zu induzieren, das den Ionisationsprozeß in Gang halten kann. Da der durch das axiale Feld bedingte Modus bei geringer Leistung auftritt, ist für die Erzeugung der hochenthalpen Plasmaströmungen bei der Eintrittssimulation nur der induktive Modus von Bedeutung. Allerdings ist der besprochene Übergang zwischen den beiden Modi stark von Betriebsparametern, wie Druck, Gasart und Betriebsfrequenz abhängig, sodaß die Kenntnis der Einflußparameter für die Erzeugung hochenthalper Strömungen bedeutsam ist.

Die rein induktive Einkopplung von Energie in ein Plasma wurde zuerst von Thompson durch ein Transformatormodell beschrieben [3.4]. Darauf basierend lassen sich Größen wie der Plasmastrom sowie die Spannung der Entladung in Abhängigkeit der äußeren elektrischen Größen angeben [3.5]. Zusätzlich lassen sich auch Aussagen über das qualitative Verhalten der äußeren Größen in Abhängigkeit der Last machen, die durch das Plasma dargestellt wird. Für einige Größen wie z.B. den Plasmastrom ergeben sich Gleichungen, die asymptotische Näherungen detaillierterer Modelle darstellen. Aus

$$I_{Pl} = nI_{Spule} \quad (3.1-1)$$

wird nach [3.6]

$$I_{Pl} = n(I_{Spule} - I_{min}) < nI_{Spule} . \quad (3.1-2)$$

Dabei ist n die Zahl der Spulenwindungen, I_{Spule} der Spulenstrom, I_{Pl} der Plasmastrom und I_{min} der kleinste erforderliche Strom, um die induktive Entladung aufrechtzuerhalten. Die durch Gleichung 3.1-2 beschriebene Abweichung von der Transformatorgleichung 3.1-1 ist durch den Diamagnetismus des Plasmas, die durch das Gegenfeld des Plasmas auftreten, begründet. Der auftretende Plasmastrom ist dem Spulenstrom zu jedem Zeitpunkt entgegengerichtet. Die Folge ist, daß der Plasmastrom ein dem Spulenfeld entgegengesetztes magnetisches Feld aufbaut. Beide Felder überlagern sich, und es kommt zu einer Verringerung des magnetischen Feldes in radialer Richtung von außen nach innen. Das mit der zeitlichen Änderung des axialen Magnetfeldes einhergehende elektrische Feld nimmt ebenfalls von außen nach innen ab. Es kommt daher zur Bildung einer dünnen Schicht, in der der Hauptanteil der Leistungseinkopplung stattfindet (Skin-Effekt).

Thompson [3.7] lieferte mathematische Modelle, bei denen von einer einheitlichen elektrischen Leitfähigkeit (σ_{eff}) des betrachteten Volumens ausgegangen wurde. Das Kanalmodell von Freeman und Chase [3.8] ist Thompsons Modellierung durchaus vergleichbar. Die Erweiterung besteht darin, daß hier zwei konzentrische Zonen definiert wurden, wobei der äußere Ring nicht elektrisch leitend ist, der innenliegende Zylinder hingegen führt den gesamten Plasmastrom, wobei die elektrische Leitfähigkeit konstant ist.

Bei den meisten der vorangegangenen Autoren wurden Stoßeffekte in der Entladung nicht einbezogen. Dies wurde von Eckert [3.9] berücksichtigt. Henrikson fand eine geschlossene Lösung der elektrodynamischen Differentialgleichungen unter Annahme eines parabelförmigen Verlaufs der elektrischen Leitfähigkeit [3.10]. Allerdings zeigt die Berücksichtigung eines solchen Profils die Variation der Geometrie der Ringentladung (z.B. der Lage des Temperaturmaximums), wobei ferner zusätzliche Parameter, wie z.B. die Stoßfrequenz, variiert werden müssen, um eine Vergleichbarkeit mit gemessenen Größen zu erreichen, sodaß die Vielzahl der Variationsmöglichkeiten im Vergleich zu den immer noch bestehenden Unsicherheiten und weiteren Annahmen (z.B. keine Strömung berücksichtigt) in keinem Verhältnis stehen.

Ein Modell unter Annahme eines konstanten effektiven σ_{eff} wird in Kapitel 5 dieser Arbeit aufgestellt [2.10]. Hierbei ging es um die Verbindung von Meßdaten mit dem einfachen elektrodynamischen Modell. Zusätzlich ergaben sich im Rahmen von Messungen durch Vergleich mit dem Modell Hinweise auf elektromagnetisch induzierte Strömungen, die im Modell durch die geschlossene Lösung der radial gerichteten Lorentzkräfte untermauert werden konnten. Mit einem Ansatz, der die im Modell bestimmte Heizleistungsdichte als Quellterm für eine eindimensionale Wärmeleitung ver-

wendet, kann eine halbempirische Gleichung zur Beschreibung des radialen Intensitätsverlaufs im Plasmarohr aufgestellt werden.

Weitere zusätzliche Erweiterungen der Modelle lassen sich nicht mehr geschlossen analytisch lösen und führen zum Einsatz iterativer numerischer Methoden. So ist Boulos die Bedeutung der Lorentzkräfte aufgrund seiner numerischen Berechnungen, welche die Strömung berücksichtigen, bekannt [3.11]. Miller und Aye gehörten zu den ersten, die induktiv beheizte Plasmaquellen numerisch simulierten [3.12]. Diese Simulationen ergaben radiale Temperaturprofile der Plasmaquellen. Eckert [3.13] analysierte die radialen Wärmeverluste 1969 ebenfalls mit iterativen Methoden. Diesen Berechnungen schlossen sich vergleichende numerische Berechnungen von Pridmore-Brown an [3.14]. Weitere Autoren erweiterten das Modell von Miller und Aye, wobei hier die Motivation in der Berücksichtigung unterschiedlich zugeführter Gasströme lag, was für spektrochemische Analysen aufgrund der Zuführung verschiedener Stoffe erforderlich war [3.15].

Bei den bisher aufgeführten Arbeiten ist hervorzuheben, daß die untersuchten Systeme im Vergleich zu den induktiven Anlagen zur Eintrittssimulation von geringer elektrischer Leistung sind. Die Eingangsleistungen sind 1-2 Größenordnungen kleiner als die von Anlagen zur Erzeugung hochenthalper Plasmaströmungen, deren Plasmaleistungen mit mindestens 10^3 W anzusetzen sind. Dies ist historisch bedingt, da derartige Hochleistungssysteme erst in den 60er Jahren des letzten Jahrhunderts gebaut werden konnten. Daher war der Einsatzbereich induktiv beheizter Plasmasysteme zunächst in der Spektralchemie angesiedelt, was erklärt, warum die meisten der älteren Arbeiten in diesem Bereich anzutreffen sind. Umfangreiche Untersuchungen von thermischen RF-Plasmen wurden in den späten 70er und in den 80er Jahren des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Bereits 1980 wurde von der Gruppe um Boulos die Bedeutung der Gaseinblasung numerisch untersucht [3.11]. Dabei konnten die Autoren zeigen, daß magnetohydrodynamische Strömungen für die Verringerung des Wärmeflusses auf den Plasmabehälter ausgenutzt werden können. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen bestätigen die experimentellen Ergebnisse und Schlußfolgerungen in [2.10] und in dieser Arbeit. Später ergänzte die Gruppe ihre Analysen durch Parameteruntersuchungen, wobei hier die Modellierungen aus früheren Arbeiten verbessert wurden [3.16].

In seinen Betrachtungen bestätigte McKelliget die Bedeutung der Lorentzkräfte, wobei die Reaktionskinetik in der Plasmaquelle genauer betrachtet wurde [3.17]. Mit der Verbesserung der Modelle und der Computersysteme konnten die Endeffekte der Spulen mitberücksichtigt werden, die insbesondere bei hohen Frequenzen von Bedeutung sind [3.18].

Mit den ersten Hochleistungsanlagen zur Eintrittssimulation in Rußland [3.19] wurde es erforderlich, neben der Simulation der Plasmaquellen die hochenthalpen Strömungen im Plasmawindkanal zu berechnen [3.20], um so die Verhältnisse im Plasmawindkanal, insbesondere die lokalen Größen im Plasmastrahl und die Wechselwirkungen zwischen Plasma und TPS-Material beschreiben zu können. Zur Schwierigkeit der gekoppelten Berechnung kamen hier vor allem Nichtgleichgewichtseffekte hinzu, die z.B. für die Plasma-Wand-Wechselwirkungen bedeutsam sind.

In den neunziger Jahren wurde in Westeuropa die erste IPG-betriebene Plasmawindkanalanlage am IRS konzipiert, danach folgten die Anlagen am von Karman Institut (VKI) und am CORIA. Bedeutende Arbeiten zur numerischen Simulation dieser Anlagen wurden vor allem am VKI [3.21] und am IRS [3.22] durchgeführt. Dabei basieren die Modelle des VKI auf Vorarbeiten von Mekidèche, der induktiv beheizte Plasmageneratoren auf Basis der Plasmageneratortechnologie mit geschlitzten

Kupferkühlern modelliert hat [2.1], siehe Beginn des Kapitels 2. Diese Technologie wird am TSAGI eingesetzt, um hochenthalpe Strömungen mit großen Querschnitten erzeugen zu können. Bei der Anlage am VKI, die in Rußland gekauft wurde, wird ebenfalls ein innerhalb des Plasmagefäßes liegender Kupferkühler eingesetzt. Am IRS wurde dieses Design nicht weiter verfolgt, da aufgrund dieser Kupferstrukturen Erosionsprodukte innerhalb des Entladungsrohres entstehen, die den großen Vorteil induktiv beheizter Plasmageneratoren, reine Plasmen z.B. für katalytische Untersuchungen generieren zu können, zunichte machen.

Die numerischen Untersuchungen am IRS basieren auf den Erfahrungen mit Verfahren zur Simulation der bereits seit über 20 Jahren eingesetzten lichtbogenbeheizten Plasmawindkanalanlagen sowie der am IRS entwickelten elektrischen Raumfahrttriebwerke. Hier wurde seit 1990 ein Programmsystem, das auf einem Finite-Differenzen-/Finite-Volumen-Verfahren beruht, zur Simulation von Hochenthalpie-Plasmaströmungen in MPD-Triebwerken und MPD-Generatoren für Plasmawindkanäle entwickelt [3.23-3.25]. Weiterhin wurde im Rahmen eines DFG-Forschungsvorhabens zur Simulation von MPD-Triebwerken ein neues Programm für die Berechnung von Plasmaströmungen entwickelt. Es erlaubt die Berechnung beliebiger rotationssymmetrischer Geometrien mit hoher Auflösung lokaler Gradienten der Plasmagrößen. Hierzu wird ein gekoppeltes Finite-Elemente-/Finite-Volumen-Verfahren für unstrukturierte Dreiecknetze in Verbindung mit adaptiver Netzverfeinerung verwendet [3.26, 3.27]. Damit können Hochenthalpie-Argonströmungen modelliert werden, wobei ein Zweitemperaturmodell ($T_e \neq T_s$) zur Anwendung kommt. Ionisations- und Rekombinationsreaktionen werden entsprechend den Erfordernissen im chemischen Gleichgewicht oder Nichtgleichgewicht berechnet. Mit Wasserstoff als Betriebsgas liegen am IRS ebenfalls Erfahrungen vor [3.28]. Weiterhin wurden schon seit längerer Zeit Erfahrungen bei der Simulation von Luftplasmen gesammelt [3.29]. Im Rahmen einer Dissertation [3.30] wurde ein Programmmodul zur Behandlung der Elektrodynamik in Radiofrequenz-Generatoren entwickelt. Hiermit konnten durch Modifikation der bestehenden Programme zur Simulation der MPD-Triebwerke erste numerische Resultate sowohl mit Luft als auch mit Argon für den induktiven Plasmagenerator IPG3 erhalten werden [3.31, 3.32]. Mit dem im Programmcode verwendeten hochauflösenden Finite-Volumenverfahren lassen sich sowohl Unterschall-, als auch Überschallströmungen simulieren.

Basierend auf am IRS aufgestellten Modellen von Reaktionsraten und Transportkoeffizienten wurden hier zur Charakterisierung der quasi-analytischen Berechnungen in den Kapiteln 5 und 6 Berechnungen auf unstrukturierten Gittern durchgeführt (siehe Anhang A).

3.1.2 Übersicht weltweit eingesetzter induktiver Plasmawindkanäle

Tabelle 3.1-1 zeigt eine Übersicht induktiver Plasmawindkanäle und betriebstechnische Eigenschaften. Derartige Anlagen wurden zuerst in Rußland gebaut, wobei am IPM RAS über 30 Jahre Erfahrung mit solchen Bodentestanlagen vorliegen [3.19]. Hervorzuheben ist, daß an TsAGI, TSNIIMASH und VKI geschlitzte Kupferkühler eingesetzt werden. Diese ermöglichen zwar eine höhere Leistungseffizienz und entlasten das Plasmrohr in thermischer Hinsicht, stellen aber gleichzeitig eine Quelle zusätzlicher Erosionsprodukte dar. Zwar sind diese Systeme, ähnlich den lichtbogenbeheizten Plasmawindkanälen, für die Simulation von atmosphärischen Eintrittsmanövern geeignet, allerdings können Grundlagenuntersuchungen wie die Analyse der Materialkatalyzität aufgrund der Erosion nicht durchgeführt werden.

Tabelle 3.1-1: Induktiv beheizte Plasmawindkanalanlagen

Anlage	Standort	EVA, P_{EVA} / kW	f / MHz	Betriebsgase	d_{p1} / mm	Ma <1 / >1	Bem.	Ref.
IPG-3	IPM, Rußland	Triode, 750	0,44	Luft, N ₂ , CO ₂ , O ₂ , HC	150 / 200	✓ / -		[3.19]
IPG-4	IPM, Rußland	Triode, 100	1,76	Luft, N ₂ , CO ₂ , O ₂ , HC	80	✓/✓		[3.19]
VTS	TsAGI, Rußland	Triode, 840	0,44	Luft, Ar, N ₂	300	- / ✓	Kupferkühler	[3.33]
VAT-104	TsAGI, Rußland	Triode, 240	1,76	Luft, Ar, N ₂	50	- / ✓	Kupferkühler	[3.34]
Y-13-PHF	TSNIIMASH, Rußland	Triode, 700	0,44	Luft	200	✓/✓	Kupferkühler	[3.35]
NPO- Plasmatron	NPO Molniya, Rußland	Triode, 100	1,76	Luft, N ₂ , CO ₂ , O ₂ , HC	80	✓/-	PG baugleich mit IPM-IPG-4	[3.36]
IPWT	CORIA, Frankreich	Triode, 90	1,7	Luft, N ₂ , CO ₂ , Ar	80	✓/-	PG u. IPM- IPG-4 ähnlich	[3.37]
COMETE	EADS/LV, Frankreich	Triode, 100	2,7	N ₂ , CO ₂	80	✓/-	PG baugleich mit IPM-IPG-4	[3.33]
VKI- Plasmatron	VKI, Belgien	Transistor, 1200	0,4	Luft, N ₂ , CO ₂ , Ar	80 / 160	✓/-	Kupferkühler	[1.20]
PWK3/ IPG3, IPG4, IPG5	IRS, BRD	Triode, 375	0,5 - 1,4	Luft, Ar, N ₂ , O ₂ , CO ₂ , CO ₂ /N ₂ , CO ₂ /N ₂ +Staub, H ₂	83-85	✓/✓	aktive Rohrkühlung	[3.3]
PWK3/ IPGL1	IRS / Dr. Laure GmbH, BRD	Triode, 240	1,0 - 3,0	Luft, N ₂ , O ₂ , CO ₂ , H ₂ , He	65	✓/✓	aktive Rohrkühlung	[3.38]

Die Anschlußleistungen der verschiedenen Anlagen variieren in einem weiten Bereich zwischen 90 kW und 1,2 MW, wobei es sich bei allen Geräten außer der Anlage des VKI um Triodenanlagen handelt. Zwar sind Transistorsysteme effizienter, jedoch hinsichtlich des Frequenzbereichs eingeschränkt, was eine Anpassung der Anlagen an die unterschiedlichen Betriebsgase erschwert. Hinsichtlich der Plasmaströmungsgeschwindigkeit sind alle Anlagen, abgesehen vom IPG-4 des IPM RAS und IRS-PWK3, entweder auf Unter- oder auf Überschallströmungen beschränkt. Eine Zusammenstellung der induktiven Plasmawindkanäle in Rußland wurde von Timoshenko (NPO Molniya) verfaßt [3.36]. Die NPO Molniya Anlage ist allerdings baugleich mit dem IPM-IPG-4. Vergleicht man die Anlagen, so wird auch die besondere Stellung der PWK3-Anlage des IRS deutlich: Neben den Geräten mit inliegendem Kupferkühler existieren die russischen IPG-3 und IPG-4, die auf eine gegendruckgestützte Wirbelströmung zur Entlastung des Plasmarohrs angewiesen sind. Diese Geräte und deren Nachbauten COMETE und IPWT können daher einen Mindestdruck von ca. 10^3 Pa nicht unterschreiten, da es ansonsten zum thermischen Versagen des Plasmagenerators kommen würde. Die IRS Plasmageneratoren verfügen über ein aktives Kühlsystem, wodurch sich Vorteile ergeben:

Einerseits lassen sich somit auch hochenthalpe Strömungen bei niedrigen Drücken einstellen, andererseits kann bei einer gegebenen Betriebsbedingung nahezu das gesamte Leistungsspektrum überstrichen werden, ohne daß es zum Versagen des Plasmagenerators kommt. Die Geräte russischer Bauart sind betriebstechnisch gesehen weniger flexibel, weshalb sie meist mit Argon gezündet werden müssen, bevor sie, nachdem ein stabiler Arbeitspunkt eingestellt wurde, im hochenthalpen Betrieb auf das gewünschte Betriebsgas umgestellt werden können.

Hinsichtlich der Druckbereiche geben die meisten Referenzen für die in Tabelle 3.1-1 dargestellten Systeme verhältnismäßig großzügige Wertebereiche an. Die am IRS gewonnenen Erfahrungen zeigen jedoch, daß der Druckbetriebsbereich sowohl frequenz- als auch gasabhängig ist. Diese Erfahrungen wurden anhand der gemeinsamen Triodenanlage von IRS und Dr. Laure GmbH bestätigt, wobei hier, ausgehend von den oben genannten Vorteilen der innerhalb dieser Arbeit entwickelten Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5, das Potential dieses Generatortyps für die Einsatzbereiche Material- und Oberflächentechnik umgesetzt wurde. Hierfür sind teilweise größere Leistungsdichten erforderlich, sodaß die Anlage z.T. mit höherer Betriebsfrequenz bei gleichzeitig kleineren Entladungskanaldurchmessern (IPGL1) zum Einsatz kommt.

Aus den USA ist über den Einsatz induktiv beheizter Plasmawindkanäle nichts bekannt.

Gegenwärtig werden im Rahmen des europäischen Standardisierungsprogramms [3.33] erste Versuche unternommen, die Plasmawindkanäle in Europa zu vergleichen. Ziel ist eine Effizienzsteigerung durch die konzertierte Zusammenarbeit der einzelnen Forschungsinstitutionen. Seit 1999 besteht bereits eine Zusammenarbeit zwischen dem CORIA und dem IRS.

Hier wurden vergleichende Untersuchungen mit Luftplasmen unter Verwendung des PWT und des PWK3 durchgeführt [3.39].

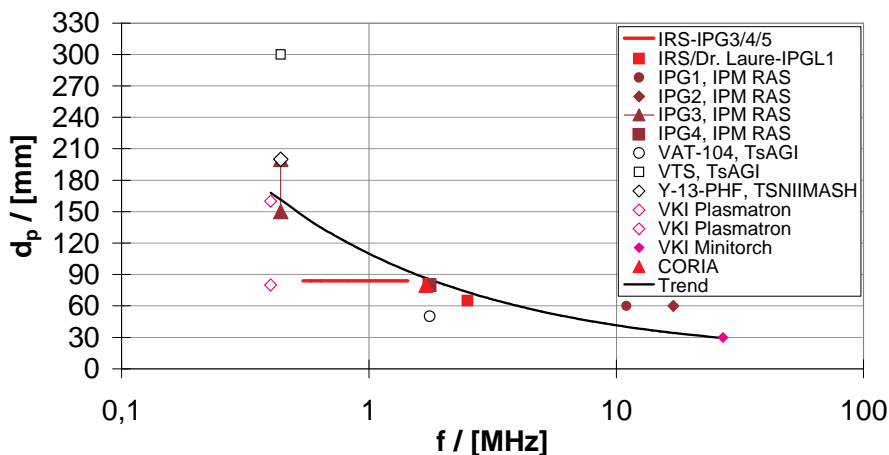


Bild 3.1-1: Plasmaentladungsdurchmesser über der Betriebsfrequenz für induktiv beheizte Plasmawindkanäle nach Tabelle 3.1-1

Bild 3.1-1 zeigt die Entladungsdurchmesser d_{pl} aller Anlagen über der

Betriebsfrequenz f . Generell ergibt sich ein Trend, wobei die Betriebsfrequenzen um so kleiner gewählt werden, je größer die Plasmageneratoren sind. Dieser Trend läßt sich mit der Zahlenwertgleichung

$$d_{pl} \approx d_{ref} \left(1 + \sqrt{\frac{f_{ref}}{f}} \right) \quad (3.1-3)$$

angeben, wobei $d_{ref} = 10$ mm und $f_{ref} = 100$ MHz sind. In Kapitel 5.4 wird die Leistungseinkopplung bei induktiv beheizten Plasmageneratoren berechnet. Es zeigt sich, daß bei gegebener Geometrie (d_{pl}) ein Leistungsmaximum vorliegt, das umgekehrt proportional zu \sqrt{f} ist, womit sich der in Bild 3.1-1 dargestellte Zusammenhang darlegen läßt. An dieser Stelle ist festzustellen, daß eigentlich

ein Enthalpievergleich der Anlagen sinnvoll wäre. Jedoch ist eine solche Analyse sehr aufwendig, und es liegt hierzu in der Literatur keine ausreichende Datengrundlage vor.

3.2 Aufbau des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3

Im Rahmen dieser Abhandlung wurde die Versuchsanlage PWK3 in ihrer jetzigen Form aufgebaut, qualifiziert und charakterisiert.

Die Anlage setzt sich aus den folgenden Hauptbestandteilen zusammen (Bild 3.2-1):

- Der Energieversorgungsanlage, welche die Kapazitäten des Schwingkreises einschließt,
- dem Plasmagenerator, der im wesentlichen aus einem rohrförmigen Plasmabehälter, der Spule des Schwingkreises und einer Gaseinblasvorrichtung besteht,
- dem Vakuumtank, in den das Plasma expandiert wird und in dem die Experimente durchgeführt werden,
- und einer leistungsfähigen Vakuumanlage.

Die Plasmaleistung wird über die Anodenleistung P_A eingestellt, die beim PWK3 über die Regelung der Anodenspannung U_A erfolgt. In seltenen Fällen kann die Regelung auch über die Anodenstromstärke I_A stattfinden. So kann bei der Energieversorgungsanlage des PWK3 optional auf Anodenstromregelung umgeschaltet werden. Die Anodenleistung stellt eine Gleichstromeingangsgröße für den Schwingkreis dar und ist ein typisches Maß für die Leistungsbilanz solcher Anlagen. Sie stellt sich in Abhängigkeit der Betriebsparameter ein, sodaß die Darstellung von P_A oder I_A als Funktion der Regelgröße U_A als Kennlinie aufgefaßt werden kann.

$$P_A = U_A I_A = f(U_A) + a_A U_A^2 \approx b_A U_A^{c_A} \quad (3.2-1)$$

Der Term $a_A \cdot U_A^2$ repräsentiert die Wirkleistungen, wohingegen $f(U_A)$ für die Verlustleistungen, wie z.B. Anodenverluste der Triode, steht. Dies führt auf $b_A \cdot U_A^{c_A}$ mit $c_A > 2$ [3.3].

Die Energieversorgung eines induktiv beheizten Plasmagenerators basiert auf einer Technologie, die den Schwingkreis „entdämpft“. Es wird mit Hilfe eines Regelkreises Energie nachgeliefert. Je nach Frequenz- und Leistungsbereich kommen zwei EVA-Typen zum Einsatz [3.40]:

- Hochfrequenzgeneratoren auf Basis von Röhrenumformern (Trioden): Sie lassen sich im Frequenzbereich von etwa 0,5-3 MHz einsetzen und haben Anschlußleistungen bis 1 MW.
- Halbleiterbasierte Umrichter: Sie lassen sich in einem Frequenzbereich von ca. 0,005-500 kHz einsetzen und haben Anschlußleistungen bis 15 MW.

Halbleiterbasierte Umrichter besitzen gegenüber Röhrengeräten höhere Wirkungsgrade. Allerdings sind sie hinsichtlich des Frequenzbereiches und der Frequenzvariabilität im Vergleich mit den Röhrenumrichtern weniger flexibel. Bei den induktiven Plasmawindkanälen wiegt der Vorteil, bei ein und demselben System die Frequenz variieren zu können, deutlich schwerer, da dadurch eine Anpas-

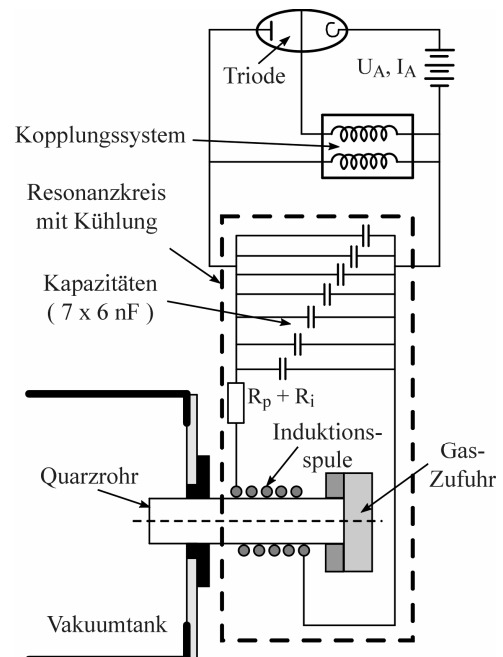


Bild 3.2-1: Schematische Darstellung des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3

sung bezüglich der verschiedenen Betriebsgase und Plasmageneratorgeometrien erleichtert wird. Die Möglichkeit der Frequenzvariation beim PWK3 wurde durch die bis zu 7 Kapazitäten realisiert, die in beliebiger Anzahl parallel verschaltet werden können, sowie durch den modularen Aufbau der im Zuge dieser Arbeit entwickelten IPG-Familie, der eine Variation der Spuleninduktivität ermöglicht.

Die Betriebsfrequenz f läßt sich mit Hilfe der verwendeten Kapazität und der Induktivität der Spule des Plasmagenerators über die Kreisfrequenz ω der ungedämpften Schwingung

$$\omega = 2\pi f \approx \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.2-2)$$

näherungsweise berechnen. Zusammen mit der somit bekannten Frequenz und der Vakuumlichtgeschwindigkeit c kann die Wellenlänge

$$\lambda = \frac{c}{f} \approx 2\pi c \sqrt{LC} \quad (3.2-3)$$

bestimmt werden. Zwischen Effektivwert der Spulenspannung und der Stromänderung im Schwingkreis besteht näherungsweise folgender Zusammenhang:

$$U_{Spule} \approx L \dot{I}_{Spule} \approx \sqrt{\frac{L}{C}} I_{Spule} \cdot \quad (3.2-4)$$

Die Gleichungen 3.2-2 bis 3.2-4 sind Näherungen, da das Magnetfeld bei Plasmalast das von der Spule umschriebene Volumen aufgrund des Skin-Effektes nicht vollständig durchdringen kann, was bei Leistungserhöhung eine Verringerung der Gesamtinduktivität und damit eine Zunahme der Betriebsfrequenz zur Folge hat [3.5, 3.30]. Zusätzlich entsteht ein druckabhängiger Induktivitätsanteil der Elektronen (Plasmasekundärkreis) [3.41].

Beim Vakuumbehälter ist zu beachten, daß es bei den in Kapitel 2 erläuterten Einsatzbereichen aufgrund der Sauerstoffradikale zu starken Oxidationseffekten kommt, wie z.B. bei Plasmen aus sauerstoffhaltigen Gasen im Rahmen von Eintrittssimulationen und bei reinen Sauerstoffplasmen im Zusammenhang mit Grundlagenuntersuchungen. Daher sind für den Vakuumbehälter Stahllegierungen mit hoher chemischer Resistenz zu wählen. Im Fall des PWK3 wurde der Vakuumbehälter aus Edelstahl (V4A) hergestellt.

3.2.1 Struktur und betriebstechnische Daten der Versuchsanlage PWK3

Bild 3.2-2 zeigt die Versuchsanlage PWK3. Über einen Flansch ist die Vakuumkammer an ihrem linken Ende mit dem Vakuumsystem verbunden. Die Vakuumkammer ist in diesem Bereich wassergekühlt und daher doppelwandig ausgeführt. Im zylindrischen Bereich ist der Kanal einwandig mit einer Länge von 2 m und einem Innendurchmesser von 1,6 m. Auf der rechten Seite befindet sich ein ebener Verschußdeckel, an dem der IPG zusammen mit den externen Kapazitäten montiert ist. Über vier Koaxialleitungen sind die Kapazitäten, die über zwei wassergekühlte Leitungen an die Spule des IPG angeschlossen sind, mit der Energieversorgung verbunden. Diese besteht aus drei Untersystemen, nämlich der Triode (Bild 3.2-1), dem Kühlsystem und der Anlagensteuerung.

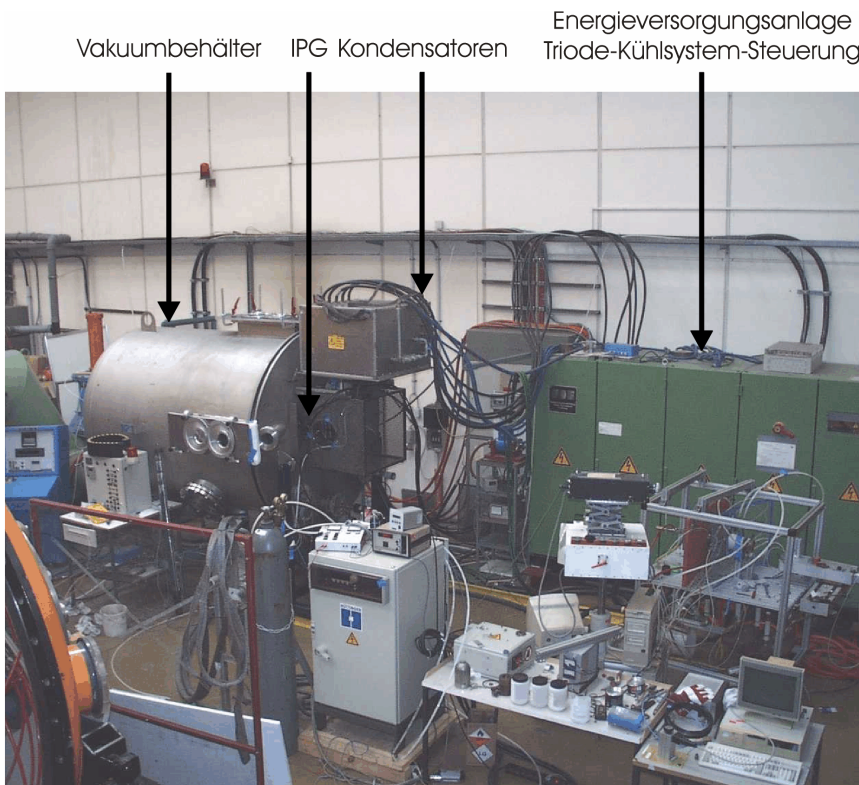


Bild 3.2-2: Induktiv beheizter Plasmawindkanal PWK3 mit Subsystemen

Der Schwingkreis ist in Form einer Meißnerschaltung [3.42] aufgebaut und verfügt über eine keramische Triode mit einer Oszillatoreffizienz von $\eta_{osz} \approx 70\%$ [3.43]. Weitere Verluste, wie ohmsche Verluste des Schwingkreises, weitere thermische Verluste und Feldverluste [3.40], erfordern ein Kühlwassersystem, wobei jeder einzelne Kühlwasserkreislauf aus Gründen der Betriebssicherheit mittels individuell eingestellter Kühlwasserschwächer kontinuierlich überwacht wird. Diese schalten bei Unterschreiten der erforderlichen Kühlwassermengen die Anlage automatisch ab.

Die Steuerung der Anlage erfolgt über ein Bedienungsgerät, das an das Steuerungssystem der Anlage angeschlossen ist. Es ermöglicht den Betrieb der Anlage aus einer Distanz von ca. 5 m. Mit ihr können die Heizung und Schaltung der Triode bedient werden. Die Anodenspannung U_A kann stufenlos bis maximal 10 kV eingestellt werden. Da die maximale Anodenleistung auf ca. 180 kW begrenzt ist, erfolgt eine automatische Begrenzung von U_A , falls diese 180 kW bereits vorher erreicht werden. Gemäß den Herstellerangaben ist die Spulenspannung ungefähr proportional zur Anodenspannung. Ohne Last gilt

$$U_{Spule,eff} \approx 0,8 \cdot U_A ; \tag{3.2-5}$$

unter Last sinkt das Verhältnis $U_{Spule,eff}/U_A$ auf ca. 0,6 [3.44, 3.45]. Zur Messung der Plasmaleistung eines induktiv geheizten Plasmas ist ein verhältnismäßig hoher Aufwand erforderlich, da der Wirkfaktor des Schwingkreises unbekannt ist. Jedoch können Schätzwerte mit Hilfe der „Plasma-off“ Methode bestimmt werden: Dabei wird der Generator bei jeweils gleicher Anodenspannung zunächst ohne Plasmazündung (bei 10^5 Pa Druck im Rohr) und anschließend mit Plasma betrieben. Die Differenz beider Leistungen liefert einen Schätzwert für die Plasmaleistung [3.3, 3.46]. Jedoch können Verschiebungen des Arbeitspunktes der Schwingkreistriode auftreten, was eine Unsicherheit dieser Methode darstellt. Deshalb wurde ein Kalorimeter entwickelt, mit dessen Hilfe die thermische Plasmaleistung auf Basis des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik bestimmt werden kann [2.10].

Der Schwingkreis repräsentiert einen wesentlichen Teil der Energieversorgungsanlage. Die Hauptkomponenten der gesamten Schaltung sind eine keramische Triode, eine induktive Rückkopplung und der restliche Schwingkreis. Mit Hilfe der induktiven Rückkopplung und der keramischen Triode wird der Schwingkreis entdämpft, d.h. die Triode liefert Energie, um die inneren und äußeren Verluste des Schwingkreises auszugleichen [3.40, 3.42, 3.43].

Der schematische Aufbau des PWK3 ist in Bild 3.2-3 dargestellt. Er besteht aus dem induktiv betriebenen Plasmagenerator, der Vakuumkammer, den zugehörigen Kühlsystemen, dem Gasdurchflußsystem, der Anlagensteuerung und der Meßdatenerfassung. Zusätzlich verfügt die Anlage über Meßtechnologien, die sowohl die Beurteilung des IPG-Betriebszustandes als auch die Charakterisierung der generierten Plasmen in Plasmagenerator und Vakuumtank erlauben. Im Vakuumbehälter befindet sich außerdem ein elektronisch steuerbarer Koordinatentisch, auf dem Meßsonden und Materialproben montiert werden können. Für den Einsatz weiterer Meßtechniken, wie sie am IRS verfügbar sind, existieren Schnittstellen, so daß der Aufbau verhältnismäßig schnell an die Meßaufgabe angepaßt werden kann. Je nach Bedingung und Meßaufgabe werden die Plasmageneratoren IPG3, IPG4 oder IPG5 eingesetzt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Diese Generatoren unterscheiden sich in ihrem Aufbau hinsichtlich unterschiedlicher Anforderungen, z.B. Art des Betriebsgases, geforderte Totaldrücke und Wärmestromdichten. So verfügt IPG4 im Unterschied zu IPG3 über eine Düse, IPG5 besitzt ein Montagesystem, das den Einbau dünnwandiger Plasmaröhre ermöglicht. Bei den genannten Plasmageneratoren kann das Plasma über ein axiales optisches Fenster am Ort seiner Entstehung beobachtet und vermessen werden. Optische Fenster an der Vakuumkammer ermöglichen die Beobachtung und optische Vermessung des Plasmas sowie die Anwendung berührungsloser Meßverfahren, wie z.B. pyrometrischer Temperaturmessungen. Da das Plasma sehr hohe Temperaturen erreicht, wurde zum Schutz der Vakuumanlage insbesondere beim Betrieb bei hohen Drücken ein Wärmetauscher zwischen der Testkammer und der Vakuumanlage installiert, welcher das Plasma auf zulässige Temperaturen abkühlt. Die Kühlleistung dieses Wärmetauschers kann während des Betriebs gemessen werden.

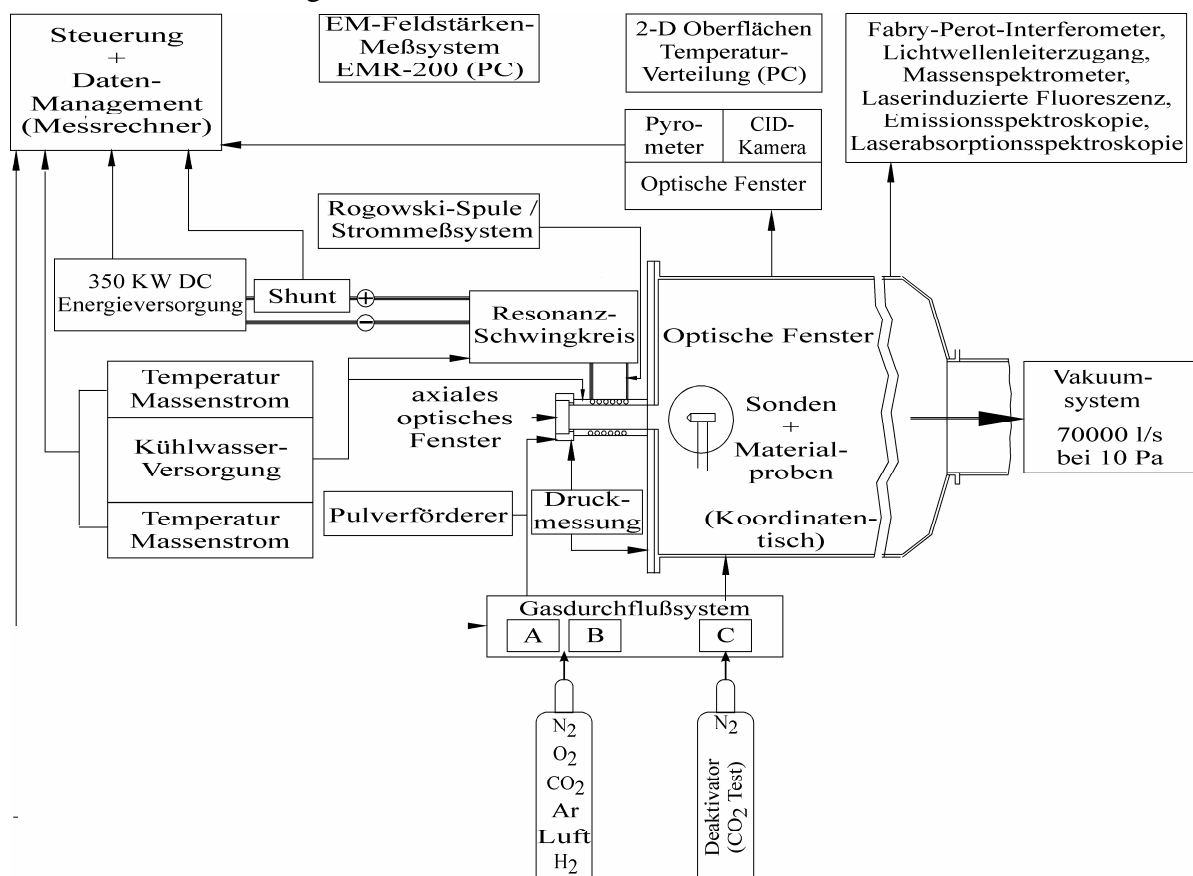


Bild 3.2-3: Schema des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3

Das Vakuumsystem besteht aus 4 Stufen, die sich aus Rootspumpen, einer Mehrschichtschieberpumpe und einer Drehschieberpumpe zusammensetzen. Die Saugleistung des Systems beträgt $6 \cdot 10^3 \text{ m}^3/\text{h}$ bei

Atmosphärendruck und erreicht etwa $2,5 \cdot 10^5 \text{ m}^3/\text{h}$ bei 10 Pa. Der Minimaldruck des Vakuumsystems beträgt 0.5 Pa, wobei sich im Vakuumbehälter ein Druck von etwa 20 Pa einstellt (je nach Gasmassenstrom). Der gewünschte Tankdruck kann zwischen dem bestmöglichen Vakuum und etwa 100 kPa eingestellt werden. Bezogen auf die Erdatmosphäre können mit dem Vakuumsystem Drücke bis zu Höhen von 90 km über der Erdoberfläche simuliert werden. Der Tankdruck p_{amb} wird mit einem temperaturstabilisierten Druckmeßsystem am Tankdeckel gemessen, der Druck im Rohr des Plasmagenerators p_{in} wird über eine gesonderte Nut an dessen Gaseinblässystem erfaßt.

Hauptanwendungsgebiete der Plasmawindkanäle sind die Untersuchung von Materialproben im Plasmastrahl, die Charakterisierung von Plasmen, wie sie beim Eintritt von Raumfahrzeugen in die Atmosphäre vorkommen, sowie die Entwicklung von Meßverfahren für atmosphärische Eintrittsmäner. Dafür wurde in der Vakuumkammer des PWK3 ein in zwei Richtungen verfahrbarer und von außen steuerbarer, wassergekühlter CNC-Wagen eingebaut, der eine genaue Positionierung der Proben und Sonden im Plasmastrahl erlaubt. Verschiedene Meßwerte werden während des Versuchs erfaßt und mit einem standardisierten A/D-Wandlersystem zur Datenerfassung vom Typ Data-Scan[®] durch einen Meßrechner aufgezeichnet. Zum sicheren Betrieb des PWK3 und zur Charakterisierung des Betriebsverhaltens wurden im Rahmen dieser Arbeit etwa 30 simultan aufzuzeichnende Meßkanäle implementiert. Ein zugehöriges Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild nach DIN 19227 und 28004 befindet sich in Anhang B. Ferner existieren eine Kühlwasserversorgung und Meßleitungen für Sonden, deren Durchführungen an der Unterseite und am Deckel des Vakuumtanks angebracht sind. Weitere Kühlsysteme wie das IPG-Rohrkühlsystem und das System zur Kühlung der Kapazitäten und der IPG-Primärspule (Schwingkreiskühlung) wurden mit Pt100 Widerstandsthermometern und magnetisch-induktiven Durchflußmeßgeräten ausgestattet, sodaß eine Bestimmung der Kühlleistungen nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik mit Hilfe der gemessenen Temperaturen T_{zu} und T_{ab} von zu- und abgeführtem Kühlwasser und des Volumenstroms des Kühlwassers möglich ist [1.19]. Dabei sind ρ_w die Massendichte des Wassers und $c_{p,w}$ die spezifische Wärme bei konstantem Druck:

$$P \approx \rho_w c_{p,w} \dot{V}_w (T_{\text{ab}} - T_{\text{zu}}). \quad (3.2-6)$$

Widerstandsthermometer haben im Vergleich zu Thermoelementen den Vorteil, unempfindlicher gegenüber oszillierenden elektromagnetischen Feldern zu sein. Daher wurden für den meßtechnischen Aufbau der Anlage ausschließlich Pt100 verwendet. Diese wurden jeweils in geschirmte Gehäuse, die in den Kühlkreisläufen montiert wurden, integriert.

Die mit dem IPG4 durchgeführten Experimente erfolgten teilweise mit 97% CO₂ und 3% N₂, was der Simulation der Marsatmosphäre entspricht. Dabei kommt es zu einem Problem: So muß zusätzlicher Stickstoff am Tankende zugeführt werden, um die Explosionsgefahr aufgrund der Plasmaspezies CO und O₂ zu unterdrücken [3.47]. Die Berechnungen des erforderlichen Stickstoffmassenstroms führt auf eine Proportionalität zu den im Plasmagenerator zugeführten Gasvolumenströmen. Es wurde daher ein Gasdurchflußsystem aufgebaut, bei dem das Prinzip der Folgeregelung realisiert wurde. Folgeregelung heißt, daß der Durchfluß eines Hauptdurchflußreglers anhand eines Potentiometers variiert wird, wobei die anderen Regler in einem einstellbaren Verhältnis automatisch dem Hauptgerät folgen.

Es wurde bereits dargestellt, wie sich mit Gleichung 3.2-2 die Betriebsfrequenz berechnen läßt. Im folgenden wird nun gezeigt, wie sich der Aufbau des PWK3-Schwingkreises auf die Schwingkreis-

frequenz der Anlage auswirkt. Dank des Triodensystems in Verbindung mit den parallel verschaltbaren Kapazitäten und wegen der modularen Struktur der Plasmageneratoren ist eine Variation der Betriebsfrequenz zwischen 0,5 und 1,5 MHz möglich. Diese Variationsmöglichkeit ist im Bereich der induktiv beheizten Plasmawindkanäle einzigartig. Konkret heißt das, daß man die Windungszahl n der Spule und die Anzahl k der Kapazitäten variiert, da Spulenlänge l und Spulenquerschnitt A aufgrund des Aufbaus der Plasmageneratoren nicht geändert werden können. Für die Induktivität einer Spule gilt näherungsweise [3.48]

$$L = \mu_0 \frac{n^2}{l} A. \quad (3.2-7)$$

Dabei wird die Spule als lang, zylindrisch und eng gewickelt angenommen ($l \gg d$).

Da die Spule des IPG mit ihren Abmessungen jedoch nicht einer langen und eng gewickelten Spule entspricht ($d \cong l$), wird die Induktivität mit einer empirischen Formel für kurze Spulen ($d/l = 0,5 \dots 4$) berechnet. Die korrigierte Induktivität ergibt sich aus [3.49]:

$$L = d \alpha \left(\frac{d}{l} \right) n^2 \cdot 10^{-7} = g(d, l) n^2. \quad (3.2-8)$$

Der Durchmesser d ist in cm einzusetzen, sodaß sich L in Henry ergibt, wobei α ein dimensionsloser Korrekturfaktor ist. Er hängt vom Verhältnis von Durchmesser zu Spulenlänge ab. Bei den Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5 ist $d/l = 0,83$ und somit nach [3.49] $\alpha = 6$. Mit k und n läßt sich die Betriebsfrequenz unter Vernachlässigung der Streuinduktivitäten angeben:

$$f_{n;k} = f(n, k) = f_{1;1} \frac{1}{n\sqrt{k}} \propto \frac{1}{n\sqrt{k}}. \quad (3.2-9)$$

Üblicherweise sind Streuinduktivitäten, die insbesondere durch die Spulenzuleitungen, aber auch durch den Gesamtaufbau des Schwingkreises verursacht werden, nicht vernachlässigbar, sodaß es sinnvoll ist, Gleichung 3.2-9 nur in empirischer Form für die Abhängigkeit von k , d.h. für Spulen mit speziellem n , heranzuziehen. Dabei läßt sich $f_{n;1}$ über die Aufstellung eines Randwertproblems aus den Messungen berechnen. Bei den Spulen mit $n = 2,5$ und $n = 5,5$ ergeben sich mit Gleichung 3.2-8 zusammen mit Gleichung 3.2-2 daher Frequenzen, die im Vergleich mit den gemessenen Betriebsfrequenzen zu hoch sind. Dies ist darin begründet, daß bei einem Aufbau, wie er hier vorliegt, die durch die Peripherie bedingte Streuinduktivität in der Größenordnung der Spuleninduktivität sein kann [3.44]:

$$L_{tot} = L_{Spule} + L_{Peri}. \quad (3.2-10)$$

Verwendet man die Gleichungen 3.2-8 bis 3.2-10 zusammen mit Meßwerten für $n = 2,5$ und $n = 5,5$, so ergibt sich der in Bild 3.2-4 dargestellte Betriebsfrequenzbereich der Anlage PWK3 für die induktiv beheizten Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5:

Das Bild zeigt die gemessenen Betriebsfrequenzen der Anlage PWK3 zusammen mit den nach Gleichung 3.2-2 berechneten Frequenzen für verschiedene Plasmen. Dabei wurde der Ansatz 3.2-10 zugrunde gelegt und L_{Peri} aus allen Meßwerten bestimmt. Sie hängen von der Anzahl der parallel verschalteten Kondensatoren (Bild 3.2-2) und von der Windungszahl der Spule ab, wobei in dieser Arbeit Spulen mit 2,5 und 5,5 Windungen verwendet wurden. Nach Bild 3.2-4 führt dies auf einen Frequenzbereich zwischen 0,5 und 1,4 MHz. Zwar ist bei Verwendung von nur einer Kapazität zusammen mit der Induktivität $L \approx 0,4 \mu\text{H}$ ($n = 2,5$) rechnerisch eine Betriebsfrequenz von 1,9 MHz erzielbar, diese kann jedoch aufgrund anlagenbedingter Beschränkungen der Betriebsfrequenz auf maxi-

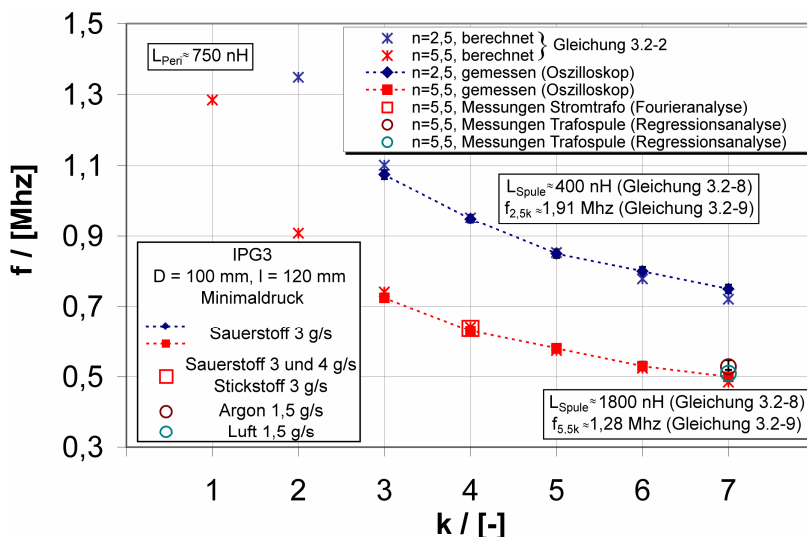


Bild 3.2-4: Betriebsfrequenzen des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3 für zwei verschiedene Induktionsspulen in Abhängigkeit der verschalteten

verschiedenen Massenströmen und verschiedenen Anodenleistungen zeitlich hochaufgelöst gemessen, sodaß durch Fourieranalysen Frequenzspektren bestimmt werden konnten. Für $k = 7$ wurden für Argon und Luft Frequenzen mittels einer Trafospule unter Variation der Anodenleistung gemessen. Die zeitlich hochaufgelösten Daten wurden einer Regressionsanalyse unterzogen [3.3]. Mit $L_{\text{peri}} \approx 0,75 \mu\text{H}$ liefern die Gleichungen 3.2-2 und 3.2-8 bis 3.2-10 eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Frequenzen.

3.2.2 Sicherheitskriterien und Beurteilung elektromagnetischer Eigenschaften des PWK3

Infolge der elektromagnetischen Funktionsweise des induktiv beheizten PWK3 stellt dieser eine Störquelle im Sinne der elektromagnetischen Verträglichkeit dar. Dabei treten neben galvanischen, kapazitiven und induktiven Kopplungseffekten auch leitungsgebundene Wellenbeeinflussungen und elektromagnetische Kopplungseffekte auf [3.50]. Die beiden letztgenannten Effekte treten im Fernfeldbereich auf. Befindet man sich in der Nähe der Störquelle, sodaß für den Abstand r gilt

$$r \leq \frac{\lambda}{2\pi} \approx c\sqrt{LC}, \quad (3.2-11)$$

so hält man sich im Nahfeldbereich auf [3.51]. Hier überwiegt entweder die elektrische oder die magnetische Feldstärke, je nachdem, ob die Störquelle hohe Spannungen und geringe Ströme oder hohe Ströme und geringe Spannungen erzeugt. Somit reduziert sich die elektromagnetische Beeinflussung auf kapazitive oder induktive Kopplungseffekte. Allerdings liegen, obwohl einer der Effekte in seiner Auswirkung überwiegen kann, immer beide Wirkungen gemeinsam vor. Bei Anlagen bis ca. 100 MHz ($\rightarrow \lambda \approx 3 \text{ m}$) befindet sich der Experimentator ausschließlich im Nahfeldbereich, sodaß zur Beurteilung sicherheitsrelevanter Grenzwerte und betriebstechnischer Eigenschaften elektrische und magnetische Feldstärke gemessen werden müssen. Für $r > \lambda/(2\pi)$ befindet man sich im Fernfeld [3.50] und es gilt:

$$\frac{E}{H} = 120\pi \Omega. \quad (3.2-12)$$

mal 1,5 MHz im Dauerbetrieb nicht genutzt werden. Die zweite Spule hat $n = 5,5$ Windungen und nach Gleichung 3.2-8 eine Induktivität $L \approx 1,8 \mu\text{H}$. Die im Diagramm mit ausgefüllten Symbolen dargestellten Frequenzen wurden mit Hilfe einer Leiterschleife gemessen, die an ein Oszilloskop angeschlossen wurde. Das offene quadratische Symbol repräsentiert Betriebsfrequenzen, gemessen mit Hilfe des Pearson Stromtrafos [2.8]. Dabei wurden für $k = 4$ die Spulenstromstärken für Sauerstoff und Stickstoff bei ver-

Eine naheliegende Schutzmaßnahme im Hinblick auf die biologische elektromagnetische Verträglichkeit, d.h. ein Beitrag zum Arbeitsplatzschutz bezüglich erhöhter Feldstärken, ist die Vergrößerung des Abstands zum PWK3, da sich die elektromagnetischen Feldstärken mit zunehmendem Abstand verringern. Allerdings muß bei den Frequenzen zwischen zwei Bereichen unterschieden werden. Störemissionen im Frequenzbereich bis 30 MHz breiten sich vorwiegend leitungsgebunden aus, wohingegen bei Frequenzen über 30 MHz eine feldgebundene Ausbreitung stattfindet. Dies ändert jedoch nichts an der schädigenden Wirkung elektromagnetischer Felder auf biologische Organismen im Bereich unter 30 MHz. Mittlerweile haben einige Länder den Geltungsbereich ihrer Grenzwerte nach unten bis 10 MHz erweitert [3.52]. Die Ausbreitung findet bei hohen Frequenzen (über 30 MHz) im Nahfeldbereich über das elektrische oder magnetische Feld statt, im Fernfeldbereich über das elektromagnetische Feld. Als Störgröße wird hierbei die elektrische Feldstärke oder die Störleistung betrachtet [3.53]. Bei den Betriebsfrequenzen des PWK3 ist ein Sicherheitsabstand erforderlich, allerdings entsteht durch die Nahfeldsituation ein Problem, da sich die Leitungslängen zu den Systemen (Meß-, Steuer- und Regelungstechnik der Anlage, Sensoren) dadurch erhöhen, was leitungsgebundenen Störungen förderlich sein kann. Hier wurde ein Kompromiß gefunden, indem Ableseeinheiten und Steuerkonsole, auf die der Experimentator direkten Zugriff haben muß, seitlich versetzt in etwa 4 m Abstand zur Anlage positioniert wurden. Diese Arbeitsplatzschutzmaßnahme ist bedeutsam, da ansonsten eine Gesundheitsgefährdung bei langen Betriebszeiten des PWK3 nicht ausgeschlossen werden kann [3.54, 3.55].

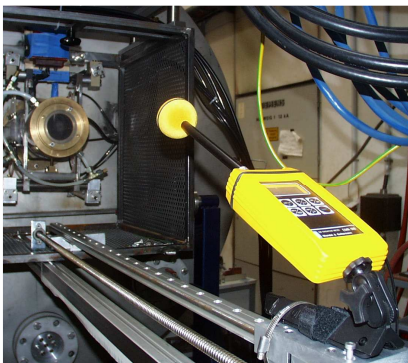


Bild 3.2-5: Feldmeßgerät EMR-200 auf Gerätewagen, Anlagenschirmung geöffnet

Um die Feldstärken zu bestimmen, wurde das Feldmeßgerät EMR-200 der Firma Wandel und Goltermann außen am PWK3 eingesetzt. Auf das Gerät werden, je nach Frequenz und zu messender Feldart, unterschiedliche Sonden montiert. Für die Messungen am PWK3 wurde der Sondentyp 8 für das elektrische Feld und der Sondentyp 12 für das magnetische Feld verwendet. An der käfigförmigen Schirmung wurde direkt hinter dem optischen Fenster des IPG3 eine Schiene angebracht, auf der das Basisgerät so montiert wurde, daß sich die Sensoren auf der Mittelachse des Generators befinden. Für Profilmessungen wurde das Gerät auf dieser Achse elektrisch verfahren (siehe Bild 3.2-5). Der Bezugspunkt des Generators ist die Mitte der Induktionsspule. Die gemessenen elektrischen Feldstärken lassen sich mit einer Genauigkeit besser als 3,5 % durch Funktionen der Form

$$E_{tot}(z) = \frac{a_E}{z^{b_E}} + c_E \quad (3.2-13)$$

anpassen. Dabei sind a_E , b_E und c_E Konstanten, die über eine Regressionsanalyse bezüglich der Meßdaten bestimmt wurden, siehe Bild 3.2-6. Die Größe z ist der entlang der Generatorachse gemessene Abstand zwischen der Mitte des Meßsensors und der Mitte der Induktionsspule des IPG. Die magnetische Feldstärke H_{tot} läßt sich analog mit Gleichung 3.2-13 für $c_E = 0$ noch einfacher darstellen. Das Bild zeigt ausgewählte gemessene Verläufe für die elektrische und die magnetische Feldstärke für eine Referenzbedingung mit 3 g/s Sauerstoffmassenstrom, minimalem Tankdruck und $U_A \approx 6,3$ kV unter Variation der Anzahl der Kapazitäten und der Windungszahl der Induktionsspule. Man sieht, daß die Feldstärken für $n = 2,5$ deutlich höher sind als die für $n = 5,5$. Dies läßt vermuten, daß der Spulenstrom ebenfalls höher ist.

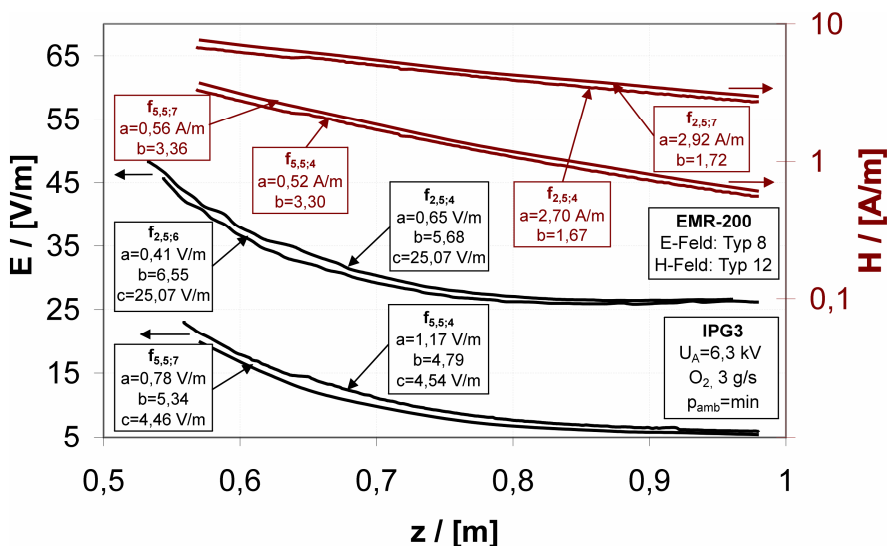


Bild 3.2-6: Axialprofile für E- und H-Feldstärken, Variation von k und n (IPG3)

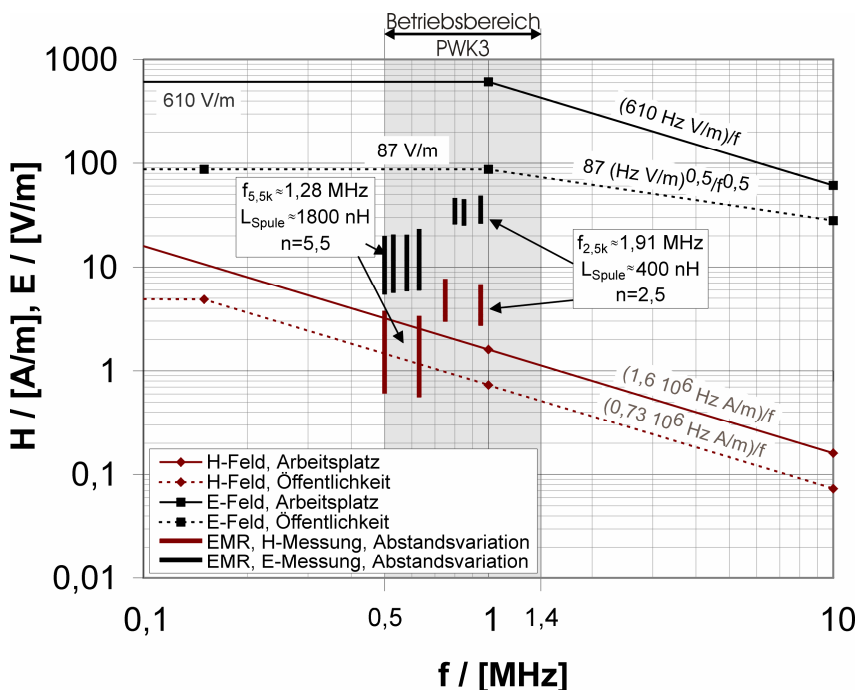


Bild 3.2-7: Gemessene elektrische und magnetische Feldstärken (PWK3-IPG3, 3 g/s Sauerstoff, p_{amb} = min., U_A ≈ 6,3 kV, Variation von k und n) und WHO-Grenzwerte

(f ≈ 0,63 MHz) geschieht dies aufgrund der Abnahme des Grenzwerts mit steigender Frequenz etwas früher. Besonders hoch sind die magnetischen Feldstärken für n = 2,5; die zugehörigen Daten für k = 7 (f ≈ 0,75 MHz) und k = 4 (f ≈ 0,95 MHz) liegen selbst beim maximal vermessenen Abstand z von 0,98 m mit jeweils ca. 3 A/m über den Grenzwerten. Was die Grenzwerte und das Verhältnis E/H im Nahfeld (siehe auch Gleichung 3.2-12) anbelangt, überwiegt die induktive Kopplung, was bei der hohen Anodenspannung zu erwarten war. So liegt E/H entlang der vermessenen Achse um 1 bis 2 Größenordnungen niedriger als die Fernfeldwellenimpedanz von $120 \cdot \pi \Omega$. Die elektrischen Feldstärken nehmen etwa mit der 5. Potenz des Abstands ab, die magnetischen Feldstärken verringern sich etwa mit der 2. bis 3. Potenz des Abstands.

Damit läßt sich der erforderliche Mindestabstand r_{\min} während des Betriebs für das H-Feld mit Gleichung 3.2-14 zusammen mit der WHO-Grenzwertkurve für das H-Feld (Arbeitsplatz) berechnen:

Was Grenzwerte anbelangt, so haben die Daten des Internationalen Strahlenschutzverbandes IRPA (gehört zur WHO) und INIRC weltweit große Bedeutung [3.50, 3.54, 3.56]. Bild 3.2-7 zeigt diese Grenzwerte [3.54] im Frequenzbereich des PWK3. Dabei handelt es sich hierbei um Grenzwerte, die sich auf eine dauerhafte Einwirkung der elektromagnetischen Strahlung beziehen. Die Ergebnisse der E- und H-Feldmessungen sind in Form von dicken, senkrechten Linien dargestellt. Dabei wurde der Abstand zur Spulenmitte zwischen 0,54 m und 0,98 m variiert. Es ist erkennbar, daß die elektrischen Feldstärken hinsichtlich der Grenzwerte für berufliche Tätigkeiten und Publikumsverkehr unbedenklich sind. Bei den magnetischen Feldstärken zeigt sich ein anderes Bild. Die Kurve für k = 4 und n = 5,5 (f ≈ 0,5 MHz) überschreitet die Grenzwertlinie bei einem Abstand z von etwa 0,6 m. Bei der Linie für k = 4

$$z_{\min} \geq \left(\frac{a_H}{1,6 \cdot 10^6} f \right)^{\frac{1}{b_H}} \quad (3.2-14)$$

Für $n = 5,5$ liefert Gleichung 3.2-14 $z_{\min,k=7} \geq 0,60$ m und $z_{\min,k=4} \geq 0,62$ m. Bei $n = 2,5$ folgt $z_{\min,k=7} \geq 1,20$ m und $z_{\min,k=4} \geq 1,33$ m. Dabei ergeben sich die axialen Mindestabstände zur Spulennitte für $n = 5,5$ direkt aus den Messungen; die Mindestabstände für $n = 2,5$ wurden anhand der Extrapolation der Anpassungsfunktionen nach Gleichung 3.2-13 bestimmt.

Der Schirmungskäfig wird im Unterschied zu den hier durchgeführten Messungen üblicherweise verschlossen, sodaß davon auszugehen ist, daß der gewählte Sicherheitsabstand (4 m) mehr als ausreichend ist. Die Messungen zeigen bei den hier vermessenen hohen Anodenleistungen ($U_A \approx 6,3$ kV $\Rightarrow P_A > 100$ kW) eine Dominanz der induktiven Kopplungseffekte.

Die gerätebezogene EMV darf nicht außer Acht gelassen werden, da technische Systeme häufig empfindlicher reagieren als biologische Organismen, was indirekte Gefahren zur Folge haben kann.

3.2.3 Grundlagen der elektrischen Leistungseinkopplung

Wie in Abschnitt 3.1 erwähnt [3.2], lassen sich beim Betrieb induktiv beheizter Plasmageneratoren verschiedene Entladungszustände beobachten. Der erste Entladungszustand ist ein dielektrischer Einkopplungseffekt des axialen elektrischen Feldes zwischen den Spulenden, wohingegen es sich bei der Ringentladung um eine induktive Leistungseinkopplung handelt. Da der erste Modus bei geringer Leistung auftritt und der induktive Modus erst entsteht, wenn die Ströme in der Induktionsspule groß genug sind, um ein umfanggerichtetes elektrisches Feld zu induzieren, das den Ionisationsprozeß in Gang halten kann, ist für die Erzeugung der hochenthalpen Plasmaströmungen zur Eintrittssimulation nur der induktive Modus von Bedeutung. Der Vorgang läßt sich anhand der Maxwell-Gleichungen erklären, die für die magnetische Feldstärke H folgende Form erhalten, wenn man voraussetzt, daß Partialdruckgradienten vernachlässigt werden und daß es sich um harmonische Vorgänge handelt (siehe auch Anhang C):

$$\Delta \vec{H} - \underset{\text{induktiver Anteil}}{i(\mu_0 \mu_r \omega \sigma)} \vec{H} + \underset{\text{dielektrischer Anteil}}{\left(\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \omega^2 \right)} \vec{H} = 0 \quad (3.2-15)$$

Bei den hier betrachteten Plasmen sind die relative magnetische Permeabilität und die Dielektrizität gleich Eins: $\mu_r = 1$ und $\varepsilon_r = 1$. Allerdings sind angrenzende Systeme des Plasmagenerators, wie z.B. metallische Bauteile und Kühlwassersysteme, hinsichtlich ihrer magnetischen Permeabilität bzw. der Dielektrizität bei der Auslegung des Gerätes zu analysieren.

Für die üblichen Betriebsfrequenzen, die sich nahe bei 1 MHz befinden, liegt das Produkt $\omega \cdot \varepsilon_0$ beim Betrieb des IPG etwa 6-7 Größenordnungen niedriger als σ , was an den verhältnismäßig geringen Betriebsfrequenzen des PWK3 liegt. Maßgebend für die Aufheizung des Plasmas bei induktiv beheizten Plasmageneratoren ist die Bedingung

$$\sigma \gg \omega \varepsilon_0 \quad (3.2-16)$$

und somit der elektrische Widerstand in der Zone der elektrischen Leistungseinkopplung ($\sim 1/\sigma$). Allerdings muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß es sich hier nur um eine vergleichende Analyse der Koeffizienten von Gleichung 3.2-15 handelt. Je nach Material, das den alternierenden elektro-magnetischen Feldern ausgesetzt ist, kann die rein dielektrische Einkopplung ($\sigma = 0$) trotz der geringen Betriebsfrequenzen von Bedeutung sein. Beispielsweise für die Auslegung des Kühlsys-

tems der IPG ist zu berücksichtigen, daß ϵ_r bei Wasser deutlich größer als Eins ist. Praktisch gesehen handelt es sich bei den Koeffizienten in der Differentialgleichung für H um charakteristische Geometrieparameter. Der Faktor des induktiven Anteils hat die Dimension m^{-2} und stellt für $\mu_r = 1$ das zweifache Quadrat des Kehrwerts des Eindringmaßes δ dar [2.10]

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}}, \quad (3.2-17)$$

wobei dies ein Maß für die Sekundäreffekte durch das Plasma ist. Je kleiner δ ist, desto stärker wird das elektromagnetische Feld der Spule durch das Gegenfeld des Plasmas gedämpft. Im allgemeinen hängt das Eindringmaß von der Betriebsfrequenz f und der elektrischen Leitfähigkeit σ des Plasmas ab $\delta = F(\sigma, f)$. Die Eindringtiefe δ ist die Größe, die angibt, in welchem radialen Abstand zur Spule das elektrische Feld auf das 1/e-fache gedämpft ist. Diese Eigenschaft wird in planaren Modellen und quasiplanaren Modellen (Generator viel größer als δ) von Gleichung 3.2-17 erfüllt. Für exaktere Modelle, wie sie durch Gleichung 3.2-15 beschrieben werden, gewinnt δ wie oben erwähnt den Charakter eines Dämpfungsmaßes, das qualitativ gesehen eine vergleichbare Bedeutung wie die Eindringtiefe hat, die Dämpfung des elektrischen Feldes auf das 1/e-Fache jedoch i.a. nicht erfüllt.

Bei induktiver Einkopplung sollte δ kleiner als die Referenzgeometrie R des induktiv betriebenen Plasmagenerators sein, um eine ausreichende Energieeinkopplung zu gewährleisten. Der reale Term von H repräsentiert den Anteil der Verschiebungsstromdichte. Das Produkt seiner Koeffizienten repräsentiert den Kehrwert des Wellenlängenquadrats, da $c = 1/(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2}$. Dies führt zusammen mit den Gleichungen 3.2-2 und 3.2-3 auf

$$\mu_0 \epsilon_0 \omega^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2. \quad (3.2-18)$$

Die Analyse der Anteile induktiver und dielektrischer Einkopplung ist daher durch Vergleich der Betriebswellenlänge, die beim PWK3 in der Größenordnung 10^2 m liegt, mit der Generatorgeometrie, d.h. dem Radius R , möglich und kann durch das Verhältnis von induktivem Koeffizienten zu dielektrischem Koeffizienten (Gleichung 3.2-15)

$$V_{I/D} = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{\lambda}{\delta} \right)^2 \approx \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{\lambda}{R} \right)^2 \quad (3.2-19)$$

durchgeführt werden. Um einen nennenswerten Beitrag der dielektrischen Leistungseinkopplung zu erhalten, muß daher $\lambda \leq R$ sein. Bei günstiger induktiver Leistungseinkopplung ist δ kleiner als R . Dies ist im folgenden Diagramm, in dem der Übergang zwischen induktiver und dielektrischer Leistungseinkopplung dargestellt ist, durch die Verhältnisse $\delta/R = 1/4, 1/2, 3/4$ und 1 berücksichtigt, was in Bild 3.2-8 die Darstellung in Form eines Bandes zur Folge hat. Die Wellenlängen wurden mit Gleichung 3.2-3 berechnet. Für den PWK3 ergibt sich $V_{I/D} \gg 1$, da $\lambda \gg R$. Daher liegt beim PWK3 induktive Leistungseinkopplung vor.

Die Erzeugung des Plasmas im Spulenbereich läßt sich mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen erklären. Durch die zeitliche Änderung des axialen magnetischen Feldes wird in Umfangsrichtung ein elektrisches Feld E_ϕ induziert. Ist das Feld stark genug, kommt es zur Entladung in Folge eines Paschen-durchbruchs. Die Energiezufuhr in das Elektronengas erfolgt größtenteils infolge ohmscher Heizung. Dabei ist die technische Realisierung der Generatoren wegen des Skin-Effekts aufwendig, da sich bei den IPG eine ringförmige Leistungseinkopplungszone an der Rohrwand bildet.

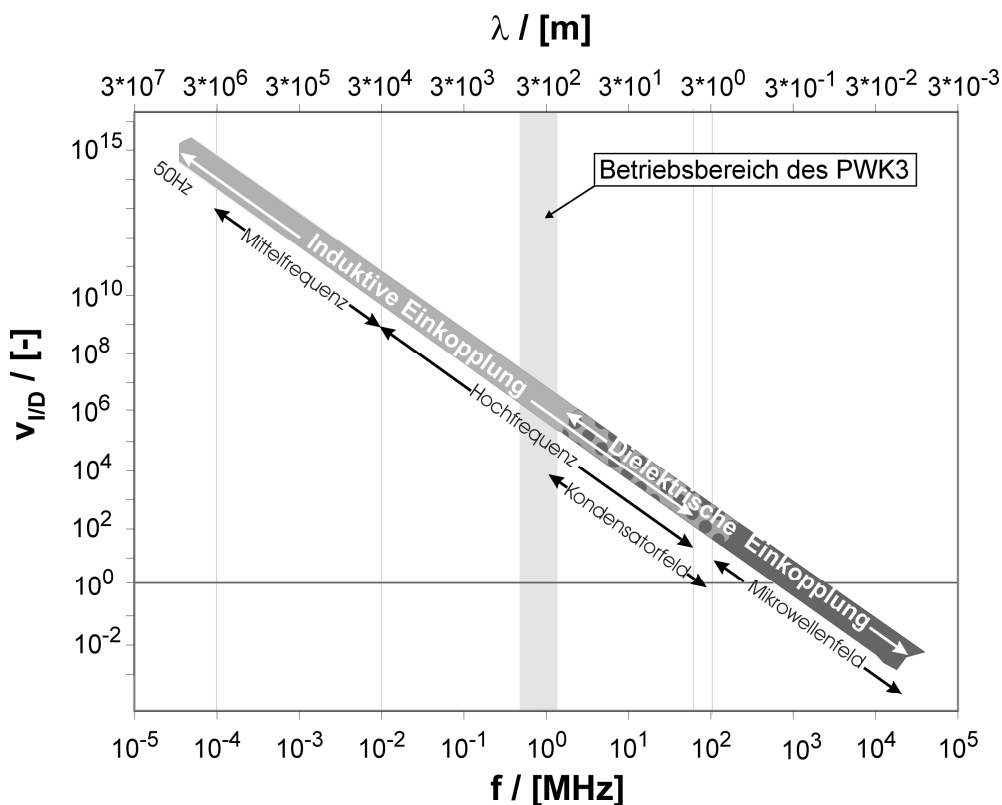


Bild 3.2-8: Frequenzspektrum der induktiven und dielektrischen Leistungseinkopplung

Das aufgeheizte Plasma wird in den Plasmawindkanal expandiert, sodaß die strömungstechnische Charakterisierung mit den von den elektrothermischen Raketenantrieben bekannten Zusammenhängen beschrieben werden kann. Die Aufheizung erfolgt jedoch mittels instationärer Feldwirkung. Die Elektronen geben ihre Energie dann durch Stöße an die Schwerteilchen ab. Es ist erstrebenswert, eine möglichst

hohe Temperatur und einen hohen Druck in der Brennkammer zu erreichen. Der Betrieb ist stationär im Sinne der Plasmaströmung.

Neben seiner elektrothermischen Funktionsweise hat der induktiv beheizte Plasmagenerator zusätzlich elektromagnetische Eigenschaften. Die im wesentlichen axialen magnetischen Feldlinien der Generatorspule sind von Plasmaströmen in Umfangsrichtung umgeben, was im zeitlichen Mittel eine radial nach innen gerichtete Lorentzkraft zur Folge hat [2.10, 3.11]. Die radial in die Mitte der Brennkammer zeigende Lorentzkraft ist

$$d\vec{F}_L = \mu_0 (\vec{j} \times \vec{H}) dV_I, \quad (3.2-20)$$

wobei V_I das stromführende Volumen ist. Dabei führt F_L zu einer Druckerhöhung auf der Generatorachse.

Der Zusammenhang zwischen Plasmastromdichte j_ϕ und dem auf dem Umfang wirkenden elektrischen Feldstärke E_ϕ läßt sich mit dem vereinfachten Ohmschen Gesetz unter Vernachlässigung eines Partialdruckgradienten und Magnetfeldeinflüsse in ϕ -Richtung angeben [3.57]:

$$\vec{j}_\phi = \sigma_{\text{eff}} \vec{E}_\phi \quad (3.2-21)$$

Dabei ist σ_{eff} eine effektive elektrische Leitfähigkeit des Plasmas. Die elektrische Leitfähigkeit σ_{eff} hängt über Temperatur und Dichte der Elektronen von der Zusammensetzung des Plasmas und dessen Temperatur und Druck ab. Da E_ϕ von außen nach innen abnimmt, muß auch die Stromdichte j_ϕ abnehmen. Die pro Volumeneinheit zugeführte elektrische Leistung infolge Ohmscher Heizung $\partial P / \partial V$ beträgt

$$\frac{\partial P}{\partial V} = \frac{j^2}{\sigma} \quad (3.2-22)$$

und nimmt ebenso von außen nach innen ab, wenn Wärmeleitungseffekte an der Gefäßwandung vernachlässigt werden. Diese bedingen eine radiale Verschiebung der Maxima von Temperatur, j_ϕ und σ weg von der Rohrrinnenwand. Dabei ist an der Gefäßwand $\partial P/\partial V = 0$.

Für Eindringtiefen δ , die im Vergleich zum Rohrdurchmesser sehr klein sind, also $\delta \ll d$, läßt sich die Entladungszone als schmaler Ring in der Nähe der Spule, d.h. an der Rohrrinnenwand, auffassen. Diese Situation ist gegeben für sehr hohe σ und/oder Betriebsfrequenzen bzw. wenn der Durchmesser des Entladungskanals (Rohrinnendurchmesser) sehr groß ist. Wird ferner in axialer Richtung des induktiven Plasmagenerators von konstanten Verhältnissen, d.h. konstantem σ ($\rightarrow \sigma_{\text{eff}}$), ausgegangen und werden Endeffekte der Spule vernachlässigt, so läßt sich δ mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen berechnen, und man erhält den Zusammenhang nach Gleichung 3.2-17. Die Größe δ ist unter den genannten Voraussetzungen als äquivalente Leiterdicke aufzufassen. In genaueren Modellen gewinnt diese Größe, wie schon erwähnt, den Charakter eines allgemeinen Maßes für die Dämpfung. Sie beschreibt die Dämpfung der Feld- und Stromgrößen immer noch, verliert allerdings die Eigenschaft einer äquivalenten Leiterdicke. Wenn die Dicke δ des stromführenden Rings gegenüber der Geometrie des induktiven Plasmagenerators klein ist, läßt sich der elektrische Widerstand des Plasmas als

$$R_{Pl} = \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}} \frac{l_{Pl}}{A_{Pl}} = \frac{d}{\delta} \frac{\pi}{\sigma_{\text{eff}} l} \quad (3.2-23)$$

berechnen, wobei l_{Pl} die Pfadlänge $\pi \cdot d$ des Plasmastroms, d der Durchmesser des Rohrs, A_{Pl} die Pfadfläche $\delta \cdot l$ des Plasmastroms innerhalb des dünnen Plasmarohrs der Dicke δ und der Spulenlänge l sind. Analoge Ansätze zur vereinfachten Modellierung des Plasmawiderstandes wurden von Auweter-Kurtz [3.57] zur Berechnung des Widerstandes von Lichtbogensäulen und von Gudmundson zur Berechnung des Plasmawiderstands induktiver Plasmaquellen durchgeführt [3.58]. Dabei wird angenommen, daß der Spulendurchmesser ungefähr gleich dem Rohrdurchmesser ist ($d_{\text{Rohr}} \approx d_{\text{Spule}} = d$). Dieser Ansatz vernachlässigt daher Feldverluste, die dadurch entstehen, daß die Spule das Rohr umgibt und sich in der Praxis daher in einem gewissen Abstand zum Plasma befindet. Es ist jedoch erstrebenswert, die Spule möglichst nahe an die Entladungszone zu bringen [3.5]. Verwendet man das Modell eines einfachen Transformators, so entspricht das Verhältnis von Plasmastrom I_{Pl} zu Spulenstrom I_{Spule} der Anzahl n der Spulenwindungen (Gleichung 3.1-1).

Mit den Gleichungen 3.1-1 und 3.2-23 läßt sich bei bekanntem Spulenstrom die eingekoppelte Leistung abschätzen.

$$P_{Pl} \approx \frac{d}{\delta} \frac{\pi}{\sigma_{\text{eff}} l} (n^2 I_{\text{Spule}}^2) = \frac{d}{\delta} \frac{\pi}{\sigma_{\text{eff}} l} I_{Pl}^2 = R_{Pl} I_{Pl}^2 \quad (3.2-24)$$

Die resultierende Gleichung 3.2-24 ist in der Literatur [3.40] bekannt und findet im Bereich der Induktionserwärmung und des Induktionsschmelzens ihre Anwendung. Dort ist σ_{eff} jedoch im Unterschied zu den hier betrachteten Plasmen leicht bestimmbar. Allgemein betrachtet hängt die eingekoppelte Leistung also von

- der Geometrie des induktiv betriebenen Plasmagenerators (Spulenlänge l , Durchmesser d),
- der Anzahl der Spulenwindungen n ,
- der Betriebsfrequenz f und damit von der Induktivität und der Kapazität,
- über die effektive elektrische Leitfähigkeit von der Gasart, dem Druck und der Temperatur
- und dem Spulenstrom I_{Spule}

ab. Der Spulenstrom wiederum hängt von der Betriebsfrequenz und dem Aufbau der EVA ab.

Bestimmung der induzierten Plasmaleistung

Die Bestimmung der induzierten Plasmaleistung ist sowohl meßtechnisch als auch analytisch sehr aufwendig. Die kalorimetrische Leistung im Plasma (Enthalpie) kann über eine Kühlfalle gemessen werden. Dabei wird die Plasmaleistung nach Gleichung 3.2-6 bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zu diesem Zweck ein Hohlraumkalorimeter entwickelt und qualifiziert [2.10].

Die elektrodynamische Wirkleistung kann nach der Gleichung [3.59]

$$P_{Pl} = U_{Spule} I_{Spule} \cos(\varphi) \quad (3.2-25)$$

ermittelt werden. In [3.60] wurde die elektrische Leistung mit Gleichung 3.2-25 direkt bestimmt. Hierbei lagen jedoch Anschlußleistungen von ca. 200 W vor. Bei den hohen elektrischen Leistungen der PWK3-EVA erfordert dieses Verfahren allerdings einen hohen meßtechnischen Aufwand. In Zusammenarbeit mit der Firma Nucletron GmbH wurde ein Meßsystem, ein Pearson Strommonitor, modifiziert und für die Induktorstrommessung qualifiziert und eingesetzt. Ein stationärer Sensor zur Messung des Induktorstromes wurde in Zusammenarbeit mit der ETH Zürich qualifiziert und befindet sich in der Erprobungsphase. Durch vereinfachende Annahmen für die Spulenspannung und den Vergleich mit kalorimetrisch gemessenen Plasmaleistungen läßt sich damit der Phasenwinkel abschätzen.

Die folgenden analytischen Methoden können, im Unterschied zu Gleichung 3.2-25, nur bei numerischen Simulationen angewandt werden:

Mit Hilfe des Hüllenintegrals des Poyntingschen Vektors [3.61] über der Oberfläche des IPG kann die eingekoppelte Leistung berechnet werden:

$$\left(\frac{P_{Pl}}{A_{Zyl}} \right)_r = \text{Re} \left\{ \overline{\vec{E}} \times \overline{\vec{H}}^* \right\}_r = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \overline{\hat{E}}_\varphi \cdot \overline{\hat{H}}_z \right\}_{Zyl} \quad (3.2-26)$$

Dabei kennzeichnet der Poyntingsche Vektor die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen im Raum und repräsentiert die in Form von elektromagnetischer Strahlung durch die Hüllfläche A_{Zyl} des vom IPG umschriebenen Plasmazyinders einströmende Leistung pro Flächeneinheit. Dieses Verfahren bewirkt im Vergleich zur Volumenintegration (s.u.) häufig eine Vereinfachung analytischer Berechnungen, und man kann, wie in Gleichung 3.2-26 angedeutet, bei induktiv beheizten Plasmageneratoren bei Verwendung eines zylindrischen Koordinatensystems an einer beliebigen Stelle r im Plasmazyylinder den eingekoppelten Leistungsanteil verhältnismäßig einfach bestimmen.

Das Integral der Heizleistungsdichte (Gleichung 3.2-22) über das Volumen, das im Spulenbereich vom Plasmarohr umgeben wird, stellt eine der naheliegenden Methoden zur Berechnung der Plasmaleistung bei numerischer Simulation des induktiven Plasmagenerators dar:

$$P_{Pl} = \iiint \frac{\partial P}{\partial V} dV = \int_0^l \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{\partial P}{\partial V} r d\varphi dr dl \quad (3.2-27)$$

Häufig ist die mathematische Berechnung der Leistung mit dem Poyntingschen Satz jedoch einfacher. Die beschriebenen Gleichungen werden in Kapitel 5 benötigt, um die erforderlichen Leistungsabschätzungen aufzustellen.

3.2.4 Entwurfs- und Auslegungskriterien

Der Betrieb induktiv beheizter Plasmageneratoren stellt hohe Anforderungen an die einzusetzenden Materialien und damit auch an die Konstruktion. So müssen einerseits Materialien verwendet werden, die nicht elektrisch leitend sind und gleichzeitig einen geringen dielektrischen Verlustfaktor haben, andererseits muß, sofern metallische Bauteile demungeachtet unerlässlich sind, darauf geachtet werden, daß hier para- bzw. diamagnetische Materialien mit $\mu_r \approx 1$ verwendet werden. Dies ist darin begründet, daß ferromagnetische Materialien (z. B. Eisenlegierungen: $\mu_r \approx 800$ bei Gußeisen, $\mu_r \approx 3 \cdot 10^5$ bei Permalloy) bei gegebenem elektromagnetischen Feld deutlich höhere Flußdichten führen. Angrenzende Bauteile aus ferromagnetischen Werkstoffen heizen sich daher aufgrund der induzierten Leistungen stark auf. Deshalb müssen Legierungen auf Eisen-, Nickel- und/oder Kobaltbasis in Generatornähe vermieden werden.

Die genannten elektrischen Eigenschaften sind besonders in der Nähe der Spule des Plasmagenerators zu berücksichtigen, was bei den im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Geräten dazu führte, daß Materialien wie Quarz, Plexiglas, Polyamid und Polyketone verwendet wurden, da diese für einen stationären und dauerhaften Betrieb der Plasmageneratoren unerlässlich waren. Es zeigte sich z. B., daß die Verwendung ungekühlter Eisenschrauben zur Befestigung des rückwärtigen Flansches der Rohrkühlung dazu führt, daß diese in das Plexiglas einschmelzen. Nicht immer war es möglich, so zu verfahren: Bauteile, die einen Mindestabstand von 60 mm zur Spule haben, wurden, sofern erforderlich, üblicherweise aus Messing ($\mu_r \approx 1$) gefertigt und mit einer Wasserkühlung ausgestattet.

Bei der Wahl der Materialien mußten folglich geeignete Kompromisse aus den erforderlichen elektromagnetischen Eigenschaften gefunden werden, wie z.B. geringe Dielektrizitätsverluste und Isolationseigenschaften, und gewünschte mechanische Eigenschaften, wie beispielsweise hohe E-Moduli der Schraubenwerkstoffe.

Die hermetische Bauweise ermöglicht die Nutzung der durch den Außendruck verursachten Anpreßkraft auf das Gaseinblasungssystem (ca. 500 N) zum Flansch, sodaß dieses auf die Dichtung der Halbschalen gedrückt wird.

Zusätzlich sind Sicherheitsaspekte zu berücksichtigen: Durch die hermetische Bauweise können Gefahrensituationen aufgrund von spulenbedingten Blitzentladungen in das Kühlwasser des Rohrkühlungssystems beispielsweise bei Versagen der Teflonisolation oder Gefährdungen aufgrund von Rohrversagen ausgeschlossen werden.

Geometrischer Wirkungsgrad

Ein weiterer Aspekt für die Auslegung ist die Modularität der Plasmageneratoren. So konnten die Plasmageneratoren verhältnismäßig schnell durch Austausch oder Hinzufügen (Modifikation der Rohre, Spulenvariation) von Modulen (Düsenmodul) realisiert werden.

Ein weiteres Auslegungskriterium liegt im Bereich der geometriebedingten Kopplungseigenschaften der IPG. Ein diesbezüglicher Wirkungsgrad stellt, wie die meisten Wirkungsgrade, ein Maß für die Effektivität einer energetischen Umwandlung dar [3.62]. Beim induktiven Generator wandelt ein Teil der über die Spule zugeführten Energie des elektrischen und magnetischen Feldes das Testgas in Plasma um. Wäre kein Betriebsgas vorhanden, bestünde also im Innenraum der Spule ein perfektes Vakuum, würde die gesamte aufgebaute Feldenergie, abgesehen von dem Verlust durch die Dipol-

abstrahlung und der Einkopplung in angrenzende Strukturen, wieder in den idealen Schwingkreis zurückfließen.

Die im vorliegenden Fall innerhalb und an der Spule befindlichen Stoffe – Quarzglas, Betriebsgas, Teflonisolation der Spule und Kühlwasser – unterscheiden sich grundlegend. Quarzglas beispielsweise ist ein dielektrisches und diamagnetisches Material. Das bedeutet, daß es nicht elektrisch leitend ist und sich nicht magnetisieren läßt. Hieran kann also lediglich Polarisationsenergie abfallen. Diese spielt in der Gesamtenergiebilanz eine untergeordnete Rolle und wird daher vernachlässigt. Demgegenüber ist das Betriebsgas, z.B. Luft, ab etwa 6000 K elektrisch leitend und magnetisierbar, sodaß Leistung induziert werden kann. Den Maximalwert der ins Plasma induzierten Leistung würde man erhalten, wenn die Entladungszone das gesamte Spuleninnere ausfüllen könnte. Die Existenz des Quarzrohres im Spuleninnenraum verringert jedoch diesen Wert aufgrund der geometrischen Ausdehnung des Rohres. Der Quotient aus Nutzen und Aufwand läßt sich für den Generator aus der in das Volumen mit dem Radius R_{in} (Innenradius des Rohrs) eingekoppelten Leistung $P_{ind}(R_{in})$ und der maximal möglichen Leistung $P_{ind}(R_a)$, die auf den Außenradius des Rohres R_a bezogen ist, bilden [3.5, 3.63] und heißt geometrischer Wirkungsgrad.

$$\eta_{geo,ind} = \frac{P_{ind}(R_{in})}{P_{ind}(R_a)} \quad (3.2-28)$$

Durch die Entwicklung der externen Rohrkühlung gelingt es, die Spule so nahe wie möglich an das Plasma zu bringen; zwischen Spule und Plasma befinden sich nur noch die Spulenisolation und das Quarzentladungsgefäß, das dünnwandig ausgeführt ist.

Optimierung der Leistungseinkopplung

Neben dem geometrischen Wirkungsgrad gibt es noch eine Reihe weiterer Wirkungsgrade, die z.T. das thermische Betriebsverhalten der Plasmageneratoren und der Anlage charakterisieren. Grundlage hierfür ist die Messung der thermischen Plasmaleistung im Plasmawindkanal, die durch ein Hohlraumkalorimeter ermöglicht wird.

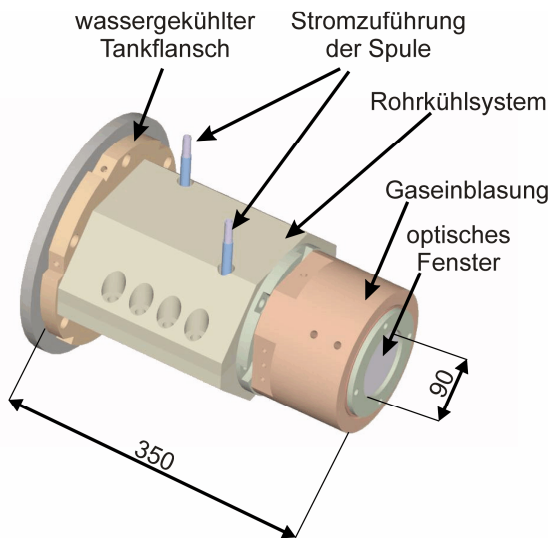
Der Wechselstrom im Induktor induziert ein azimuthales elektrisches Feld innerhalb des Quarzrohres, was eine elektrische Entladung im Gas bewirkt. Diese wird durch die hauptsächlich azimuthalen Plasmaströme getragen. Die Stromamplitude- und somit auch die Ohm'sche Aufheizung- hängt stark von der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas und somit von der Gasart und der Resonanzfrequenz des Schwingkreises ab. Die Möglichkeit der Frequenzvariation für unterschiedliche Gase erweist sich als sehr günstig und ist im Sinne der Anpassung der Plasmageneratoren an die jeweilige Gasart bedeutsam. Es läßt sich sogar zeigen, daß die induzierte Leistung bei Variation des Verhältnisses von Plasmageneratordurchmesser zum Dämpfungsmaß δ ein Maximum durchläuft [3.64].

$$P_{ind}\left(\frac{d}{\delta}\right) = \max. \quad (3.2-29)$$

Dieses Maximum ist allerdings vorbehaltlich weiterer Effekte, wie z.B. der thermischen Verluste durch das Entladungsgefäß, die nicht für Gleichung 3.2-29 berücksichtigt sind, zu sehen. Die Modularität der IPG und die resultierende Möglichkeit, die Spulen austauschen zu können, sowie die Möglichkeit, die Anzahl der Kapazitäten variieren zu können, sind daher für die Anpassung der Generatoren unbedingt erforderlich.

3.2.5 Aufbau des Plasmagenerators IPG3

Im folgenden werden die Hauptbestandteile des IPG3 beschrieben: In Bild 3.2-9 ist eine Zusammenbauzeichnung des IPG3 gezeigt. Insbesondere die kompakte Bauweise ist erkennbar. So ist der Generator im Vergleich zu anderen Geräten deutlich kürzer [3.37, 3.39]; die Subsysteme sind dicht verschlossen miteinander verbunden, sodaß das Plasmarohr vollständig vom Gaseinblasungssystem, der Rohrkuhlung und dem Tankflansch eingeschlossen ist. Die Spule befindet sich im Inneren zwischen Rohrkuhlungssystem und Rohraußenwand.



Das axiale optische Fenster des Gaseinblasungssystems ermöglicht die Untersuchung des Plasmas im Bereich des Induktors [2.10, 3.3]. Das Rohrkuhlungssystem ist transparent, sodaß die Position der Entladungszone im Rohr bei verschiedenen Betriebszuständen beobachtet werden kann. Die Länge des IPG3 beträgt ungefähr 0.35 m, der Spulendurchmesser 0.1 m. Die Induktorspule ist mit den externen Kapazitäten verbunden (Bild 3.2-1). Durch diese Verbindung wird, neben der elektrischen Energie, zusätzlich Wasser zur Kühlung des Induktors zur Verfügung gestellt. Sowohl das Rohr als auch die Spule sind von der externen Rohrkuhlung umgeben, die das Rohr vor Überhitzung schützt. Ein Metallkäfig dient als EM-Strahlungsschutzschild (Bilder 3.2-2 und 3.2-5).

Bild 3.2-9: Zusammenbauzeichnung des IPG3

Bild 3.2-10 zeigt eine Explosionszeichnung des Plasmagenerators IPG3. Er wird über Messingschrauben mit Hilfe des wassergekühlten Flansches, der aus Messing gefertigt ist und Bestandteil der Rohrkuhlung ist, am flachen Tankdeckel (Scheibe links, Ausschnitt) des PWK3 befestigt. Das Plasmarohr (meist aus Quarz, Wandstärke 2,3 mm) sitzt auf zwei Fluorkautschuk-O-Ringen (VITON[®]), davon befindet sich einer im wassergekühlten Flansch, der zweite ist im rückwärtigen Flansch der Rohrkuhlung untergebracht. Der rückwärtige Flansch ist aus Plexiglas[®] hergestellt. Die Spule befindet sich bündig auf dem Plasmarohr mit einem Außendurchmesser von 88 mm und wird zusammen mit diesem von der oberen und der unteren Halbschale der Rohrkuhlung umschlossen. Beide Halbschalen sind aus Plexiglas[®] gefertigt. Direkt hinter dem rückwärtigen Flansch der Rohrkuhlung schließt sich das Gaseinblasungssystem an, das aus dem äußeren und dem inneren Injektorkopf besteht. Beide Bauteile sind aus Messing gefertigt und werden regenerativ (Arbeitsgas) bzw. kapazitiv gekühlt.

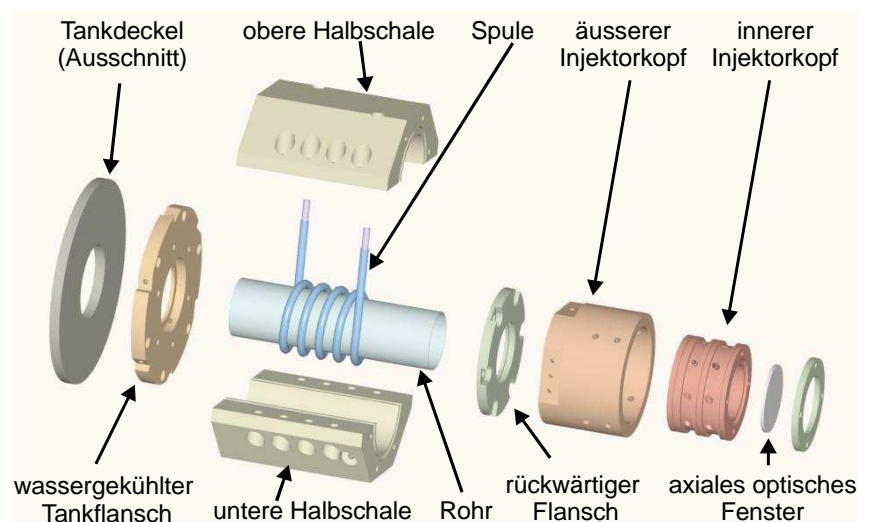


Bild 3.2-10: Explosionszeichnung des IPG3

Gaseinblasungssystem

Wie bereits dargestellt, besteht das Gaseinblasungssystem aus dem äußeren und dem inneren Injektorkopf. Der innere Injektorkopf, Bild 3.2-11, ist austauschbar und wird an seinen Bohrungsreihen mit Schrauben bestückt, die entlang ihrer Länge durchbohrt sind. Durch Variation der Bohrungswinkel dieser Schrauben und der Bohrungswinkel der in Bild 3.2-11 dargestellten Bohrungsreihen kann der Gaseinblasungswinkel eingestellt werden. Zusätzlich kann die Gaseinblasung durch Montage von Einblasringen variiert werden. Somit kann der Einfluß der Gaseinblasung auf die Einkopplung untersucht werden [3.65].

Die tangentielle Gaseinblasung hat sich gegenüber der Einblasung mit axialen Geschwindigkeitskomponenten als vorteilhaft erwiesen [3.66]. Diese Variante der Gaseinblasung wurde in den Jahren 1961-1963 von Reed, Reboux und Bamberg in unabhängigen Arbeiten [3.67] vorgeschlagen. Der Vorteil des tangentialen Einblasens ist die Stabilisierung des Entladungsgebietes und der Plasmaströmung (siehe auch [3.68]). Neben den experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit [2.10] haben Boulos et al. die stabilisierende Wirkung der tangentialen Gaseinblasung numerisch untersucht [3.11]. Mit der tangentialen Gaseinblasung wandert die Plasmazone entgegen der Strömungsrichtung, was durch einen Druckabfall zur Symmetrieachse hin begründet ist. An der Rohrrinnenwand ist der Druck durch die auftretenden Zentrifugalkräfte höher. Weiterhin zirkuliert das Plasma aufgrund

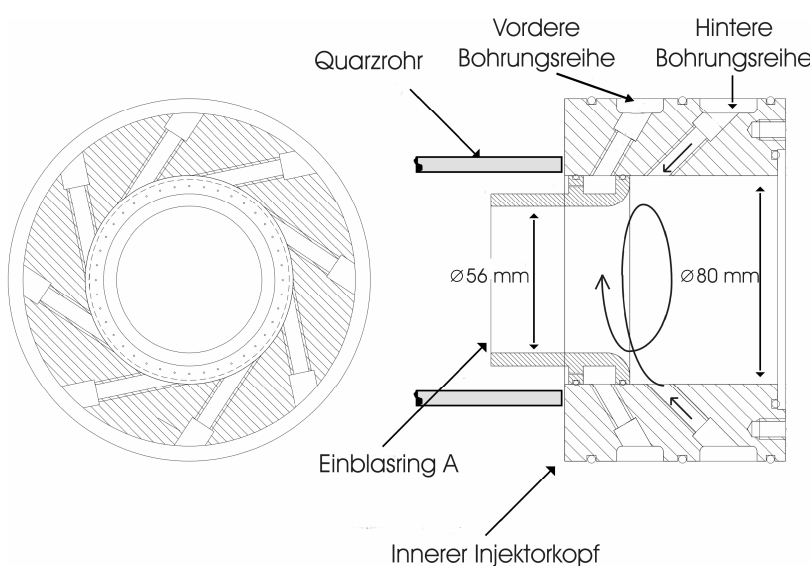


Bild 3.2-11: Innerer Injektorkopf des IPG3 und Einblasring A (exemplarisch)

der Druck- und Dichteabnahme und wird so von der Rohrrinnenwand ferngehalten [2.10]. Untersuchungen zeigen, daß diese Zirkulationswirbel von magnetohydrodynamischen Strömungseffekten stimuliert und unterstützt werden [2.10, 3.11].

Bei den Einblasringen zeigte sich, daß das Quarzrohr auch durch geometrische Abschattung der Gefäßinnenwand entlastet werden kann, indem man mit Hilfe der Einblasringe den dahinter eingeblasenen Gasstrom künstlich verengt und so von der Rohrrinnenwand fernhält [3.39].

Auf diese Weise lassen sich sehr hohe Betriebsgasmassenströme realisieren, da die aus der Verengung des Gasstromkanals zur Rohrrinnenwand resultierende radiale Druckabnahme eine Zündung des Plasmas trotzdem erlaubt. Dies führt auf Betriebsbedingungen, die mit dem IPG3 ohne Einblasring nicht durchführbar sind [3.39].

Externes Rohrkuhlungs-system

Zwar ist die tangentielle Gaseinblasung aufgrund der daraus resultierenden Reduktion der Wärmelast auf das Entladungsgefäß (Rohr) vorteilhaft [3.11, 3.66], jedoch bleibt im stationären Betrieb bei hohen Plasmaleistungen eine Wasserkühlung des Plasmarohrs zwingend erforderlich. Durch die Entwicklung einer externen Rohrkuhlung aus Plexiglas[®] konnte dieses Problem gelöst werden.

Die Spulenwindungen umschließen das Plasmrohr spielfrei und werden selbst spielfrei von den zwei Halbschalen von außen umschlossen (Bilder 3.2-9, 3.2-10 und 3.2-12). Aufgrund des hohen Kühlwasserdruckes sind die Bolzen, welche die beiden Halbschalen aufeinanderpressen, aus Stahl gefertigt, wobei jeder Bolzen wassergekühlt ist. Da der Einbauraum für die Spule genau ihrer Leitungsdicke entspricht, ist das Kühlwasser gezwungen, helixförmig zwischen den Spulenwindungen entlangzufließen. Auf der Tankseite (Bild 3.2-12 links) schließt sich ein wassergekühlter Messingflansch an, der das Kühlwasser abführt. Dabei unterstützt der Flansch den durch die Spulenhelix vorgegebenen Drall des Kühlwassers, indem er es an 8 Stellen tangential in Drallrichtung abführt. Dieses Design ist vorteilhaft, da auf diese Weise Totwassergebiete ausgeschlossen werden. Der rückwärtige Flansch verschließt die Rohrkühlung und ist mit PEEK Schrauben befestigt (Bild 3.2-10). Die gekühlten Bolzen der Halbschalen in Verbindung mit den PEEK Schrauben, die mit ca. $3 \cdot 10^3$ GPa für Kunststoffe einen relativ hohen E-Modul aufweisen, ermöglichen den Betrieb der Rohrkühlung bei hohen Drücken bis ca. 15 bar, was einen hohen Wasserdurchsatz und somit einen gleichmäßig strömenden Wasserfilm an der Rohroberfläche gewährleistet.

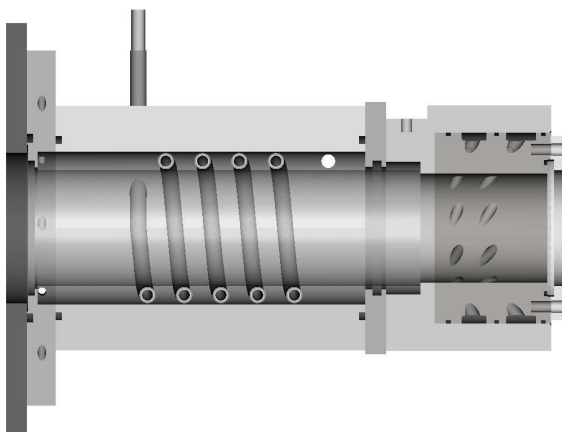


Bild 3.2-12: Schnitt durch den IPG3

Das Design des Kühlsystems stellt ein Optimum dar, da sich die Spule dadurch so nahe wie möglich am Plasma befindet. Zusätzlich erlaubt das System den Einbau von Rohren mit relativ geringen Wandstärken ($2,3 \text{ mm} \Rightarrow R_a/R_{in} \approx 1,055$), wodurch einerseits das Problem der während des Betriebes auftretenden Thermalspannungen im Rohr verringert wird, und andererseits damit die Spule noch näher an das Plasma gebracht wird, was gemäß Gleichung 3.2-28 eine Erhöhung des geometrischen Wirkungsgrades bewirkt.

Die Kühlung konnte für stationäre Kühlwasservolumenströme von maximal 0,75 l/s qualifiziert werden, wobei gewöhnliches Leitungswasser mit einer elektrischen Leitfähigkeit von ca. $300 \mu\text{S}$ verwendet wird. Im wesentlichen ergeben sich für das Rohrkühlsystem drei zu untersuchende Kriterien, die für das Betriebsverhalten des Systems und damit des Plasmagenerators von hoher Bedeutung sind:

- Die Wärmelast auf das Rohr während des Betriebs. Sie ist ein Maß, mit dem die Rohrwandtemperatur auf Basis der gemessenen Rohrkühlleistung abgeschätzt werden kann. Ein Versagen des Quarzrohrs aufgrund zu hoher Innenwandtemperaturen ist zu vermeiden.
- Die aus der Wärmelast resultierenden thermo-mechanischen Spannungen im Quarzrohr, die zum Versagen des Rohrs führen können.
- Die dielektrische Leistungseinkopplung (siehe Kapitel 10.3.1) in das Kühlwasser. Der Anteil der Kondensatorfeldleistungseinkopplung an der gesamten Rohrkühlleistung P_{Rohr} läßt sich abschätzen.

Im folgenden werden diese Kriterien kurz diskutiert.

Die Wärmelast auf das Rohr läßt sich im stationären Fall bei bekannter Rohrkühlleistung eindimensional abschätzen.

$$\dot{q} = \frac{P_{\text{Rohr}}}{2\pi l} \frac{1}{r} = -\lambda_{\text{Rohr}} \frac{dT}{dr} \quad \text{für } R_{in} \leq r \leq R_a \quad (3.2-30)$$

Die Länge l beschreibt hierbei diejenige Länge, entlang derer der Wärmeübergang stattfindet, wobei Spulenendeffekte vernachlässigt werden. Es ist dabei sinnvoll, die Länge stromabwärts des Spulenansfangs bis zum Ende der Kühlung zu verwenden, die $l = 210$ mm beträgt. Die Spule selbst hat eine Länge von 120 mm. Zur Bestimmung der Rohrkühlleistung P_{Rohr} werden Pt100 Widerstandsthermometer sowie ein induktives Volumenstrommeßgerät eingesetzt. Die Daten werden regelmäßig beim Betrieb der Anlage erfaßt und die Rohrkühlleistung nach Gleichung 3.2-6 berechnet. Die Integration von Gleichung 3.2-30 führt auf

$$\Delta T = T_{in} - T_a = \frac{P_{\text{Rohr}}}{2\pi l \lambda_{\text{Rohr}}} \ln\left(\frac{R_a}{R_{in}}\right) > 0, \quad (3.2-31)$$

wobei T_a der Mittelwert $(T_{zu} + T_{ab})/2$ der gemessenen Eintritts- und Austrittskühlwassertemperaturen ist. Mit Gleichung 3.2-31 ist die Temperatur in Abhängigkeit des Radius beschrieben, wobei T_a die Außenwandtemperatur des Rohrs ist. Durch die Temperaturverteilung innerhalb des Quarzrohres entstehen thermo-mechanische Belastungen. Sie führen zu einer nicht konstanten Thermaldehnung innerhalb des Materials. Im vorliegenden Fall herrschen hohe Temperaturen an der Innenwand des Quarzrohres, die über die Wandstärke hinweg bis auf die Kühlwassertemperatur absinken. Es entstehen dadurch Normalspannungen in Längs-, Umfangs- und Radialrichtung [3.69]. Bei der Radialkomponente der Spannung handelt es sich durchweg um eine Druckspannung. Sie ist nicht lastbegrenzend und wird nicht weiter betrachtet. Sowohl die Längs- als auch die Umfangsspannung weisen gleichhohe Betragsmaxima am Außenradius und Innenradius des Zylinderrohres auf. Die maximalen Zugspannungen lassen sich berechnen [3.69]:

$$\sigma_{\theta, \text{therm}} \Big|_{r=R_a} = \frac{\alpha E \Delta T}{2(1-\nu) \ln\left(\frac{R_a}{R_{in}}\right)} \left(1 - \frac{2R_{in}^2}{R_a^2 - R_{in}^2} \ln\left(\frac{R_a}{R_{in}}\right) \right). \quad (3.2-32)$$

Dabei ist $\sigma_{\theta, \text{therm}}$ die durch die positive Temperaturdifferenz ΔT hervorgerufene Normalspannung in Umfangsrichtung. Die Größe α bezeichnet den Wärmeausdehnungskoeffizienten, ν die Querkontraktionszahl und E den Elastizitätsmodul.

Ein weiterer Aspekt ist die dielektrische Dämpfung im Kühlwasser der Rohrkühlung. Bei einem Plattenkondensator beträgt die eingekoppelte dielektrische Verlustleistung [3.70]

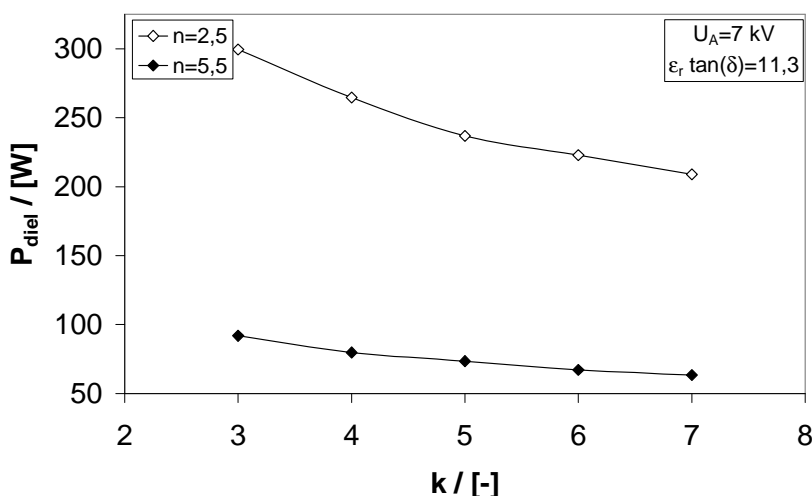


Bild 3.2-13: Abschätzung der in das Kühlwasser der IRS-IPG eingekoppelten dielektrischen Leistung

$$P_{\text{diel}} = U^2 \frac{A}{d} \omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan(\delta). \quad (3.2-33)$$

Die Größe δ ist hier der dielektrische Verlustwinkel. Allgemein betrachtet ist $P_{\text{diel}} = E^2 \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \tan(\delta)$, wobei E durch die Durchbruchfeldstärke begrenzt ist, sodaß die Zunahme von P_{diel} bei einem gegebenen Material nur über die Frequenz möglich ist. Mit den Gleichungen 3.2-33 und 3.2-5 läßt sich zusammen mit den Betriebsfrequenzen die dielektrische Leistung abschätzen. Dabei wird die Fläche A

über Spulenumfang und Kühlkanalhöhe abgeschätzt. Die Spannung kann als Potential zwischen 2 Windungen aufgefasst werden, d.h. $U = U_{\text{Spule}}/n$; dabei muß für d der Abstand zwischen zwei Windungen $d = 1/n$ angenommen werden.

Bild 3.2-13 zeigt das Ergebnis dieser Abschätzung für die zwei Spulen mit $n = 2,5$ und $n = 5,5$. Die dielektrisch eingekoppelte Leistung P_{diel} beträgt für $n = 2,5$ maximal 0,3 kW und für $n = 5,5$ weniger als 0,1 kW. Dabei ist U_A mit 7 kV sehr konservativ gewählt, da derartig hohe Anodenspannungen eher selten zur Anwendung kommen. Übliche Rohrkhulleistungen liegen im Bereich mehrerer Kilowatt, sodaß der dielektrische Leistungsanteil deutlich unter 5 % liegt.

Spulendesign

Die Spulenanschlüsse werden durch zwei Öffnungen in der oberen Halbschale der Rohrkhüllung geführt und dort mit Plexiglasstopfen befestigt und eingedichtet. Die Länge der Spule resultiert aus dem axialen Abstand von 0,12 m dieser Öffnungen. Dies ist darin begründet, daß bei der Entwicklung der IPG ein Mindestabstand der Spule zu benachbarten metallischen Bauteilen von 60 mm eingehalten wurde. Die Spule wird über Swagelok[®]-Messingverbindungen an die von den Kapazitäten kommenden Kupferhohlleiter angeschlossen. Der Plasmagenerator kann also, bevor diese Verbindungen angeschlossen sind, an einer Werkbank zusammengebaut werden. Das Kupferrohr, aus dem die Spule besteht, hat 10 mm Durchmesser bei einer Wandstärke von 1 mm. Die Spule selbst ist mit einer 1 mm dicken Teflonisolationsschicht überzogen, um Blitzentladungen in das Kühlwasser zu verhindern. Dies ermöglicht den Betrieb der Anlage mit gewöhnlichem Leitungswasser, was in Anbetracht der Herstellungs- und Entsorgungskosten für deionisiertes Wasser und der Beständigkeit metallischer Bauteile ein großer Vorteil ist.

3.2.6 Aufbau des Plasmagenerators IPG4

Der IPG4 unterscheidet sich vom IPG3 durch Düsen, die, wie in Bild 3.2-14 zu sehen ist, mit der Innenwand des Tankdeckels des PWK3 verschraubt werden können.

Hauptmotivation für die Ausrüstung des IPG mit Düsen war der Wunsch, höhere Totaldrücke in der Plasmaströmung zu erzielen. Diese Anforderung entstand durch die Notwendigkeit der Simulation von Eintrittsbedingungen aktueller Missionen zum Planeten Mars [1.23, 1.24, 2.11, 2.13], bei denen

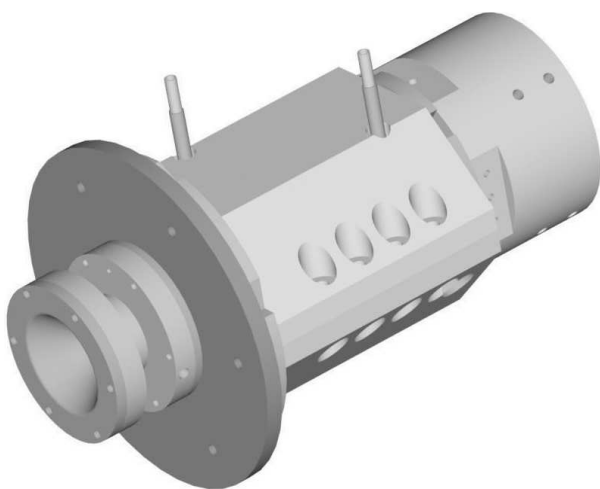


Bild 3.2-14: Zusammenbauzeichnung des IPG4 mit doppelkonischer Düse

treibstoffesparende Manöver, wie atmosphärische Bremsmanöver, insbesondere jedoch Flugbahnänderungen durch atmosphärische Bremsmanöver, geplant sind. Diese Manöver gehen allerdings mit hohen Totaldrücken einher.

Ein weiterer Antrieb liegt in der Explosionsgefahr, da das Plasma einen verhältnismäßig hohen Anteil des Reduktionsmittels CO enthält. Zwar läßt sich dieser Sicherheitsaspekt durch Deaktivierung mit Hilfe des Inertgases Stickstoff berücksichtigen, allerdings erfordert dies die Zuführung von 5,41 g/s Stickstoff je 1 g/s CO₂ in den PWK3 [3.47] und stellt einen erheblichen Kostenfaktor

im Betrieb dar. Durch den Einbau einer Düse können hochenthalpe Bedingungen bei niedrigen CO₂-Massenströmen erzielt werden, was zur Folge hat, daß entsprechend weniger Stickstoff benötigt wird. Dies erweist sich nicht nur als Kostenvorteil, sondern erlaubt die Realisierung geringerer Umgebungsdrücke im Vakuumbehälter. Daher wurde die in Bild 3.2-15 dargestellte konvergent-divergent Düse entwickelt und qualifiziert.

Auf Basis dieser Arbeiten wurde eine zusätzliche Konvergenzdüse entwickelt und qualifiziert [1.26]. Mit ihr konnte eine stationäre Referenzbedingung gefunden werden, die auch mit Pitot- und Wärme- flußsonden charakterisiert wurde. Zusätzlich wurden Untersuchungen unter Beimischung von Eisen- oxidstaub zur Simulation der staubhaltigen Marsatmosphäre durchgeführt.

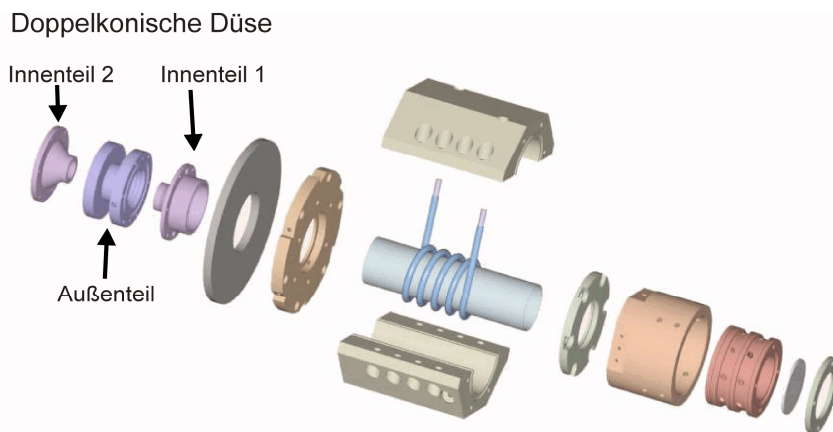


Bild 3.2-15: Explosionszeichnung des IPG4 (hier mit doppelkonischer Düse)

Die hier gezeigte Düse ist modular aufgebaut, sodaß die Innen- geometrie und das Material des Innenteils variiert werden kön- nen. Dadurch ergibt sich ein großer Spielraum, was die An- passung der Düse und deren Aus- legung anbelangt. Die Montage an der Innenwand des PWK3- Deckels ermöglicht eine große Flexibilität, da die Düse unab- hängig von den anderen Teilsy- stemen des IPG4 angebaut werden kann. Eine genauere Beschreibung sowie eine detaillierte Schnitt- zeichnung dieser Düse finden sich in [1.23, 1.25]

Die hier gezeigte Düse ist modular aufgebaut, sodaß die Innen- geometrie und das Material des Innenteils variiert werden kön- nen. Dadurch ergibt sich ein großer Spielraum, was die An- passung der Düse und deren Aus- legung anbelangt. Die Montage an der Innenwand des PWK3- Deckels ermöglicht eine große Flexibilität, da die Düse unab- hängig von den anderen Teilsy- stemen des IPG4 angebaut werden kann. Eine genauere Beschreibung sowie eine detaillierte Schnitt- zeichnung dieser Düse finden sich in [1.23, 1.25]

3.2.7 Aufbau des Plasmagenerators IPG5

Der IPG5 besitzt die Eigenschaft, den Einbau auch sehr dünner Rohre und keramischer Rohre, bei- spielsweise AlN- oder Al₂O₃-Rohre, zu ermöglichen. Eine Motivation dafür ist in der Erhöhung des mit Gleichung 3.2-28 beschriebenen geometrischen Wirkungsgrades zu sehen, wodurch die Enthalt- pie der Plasmaströmung deutlich erhöht werden kann. Insbesondere bei der Wiedereintrittssimulation mit Luftplasmen ist dies sehr wichtig, da mit den hohen Enthalpien Bedingungen simuliert werden können, wie sie im ASTRA- und im Landesprogramm zur Untersuchung des Passiv-Aktiv- Übergangs benötigt werden.

Dieser Vorteil wird durch die Teilung der Flansche bewerkstelligt, in denen sich die Viton-O-Ringe befinden, auf denen das Entladungsgefäß schwimmend „gelagert“ ist. Wie schon seine Vorgänger IPG3 und IPG4 besteht der IPG5 aus dem Mittelteil mit Spule und Kühlung, dem Injektor und den Flanschen (Abbildung 3.2-9).

Die Forderungen an die Konstruktion waren wie folgt: Zum einen sollte das Rohr während des Ein- baus nicht unsymmetrisch belastet werden müssen. Zum anderen sollte der Ein- und Ausbau des Rohres nicht den Ausbau des gesamten Generators erfordern, denn zweckmäßig ist die Demontage des Injektorkopfes alleine.

Bei der Montage wird das Rohr in den dafür vorgesehenen zylinderförmigen Raum eingeschoben. Widerstand erfährt es von den O-Ringen, die – von ihrer Nut gehalten – ein Passieren des Rohres er-

schweren. Gerade während des Einschubens des Rohres ist die Belastung teilweise unsymmetrisch, und Rohre mit Wandstärken unter 2 mm werden beim Einbau in IPG3 und IPG4 häufig zerstört. Um die Belastungen auf das Rohr bei der Montage möglichst gering zu halten, wurde beim IPG5 eine Möglichkeit geschaffen, die O-Ringe erst nach Montage des Rohres einspannen zu können, damit das Rohr eine gleichförmige Belastung in radialer Richtung erfährt.

Mit dem IPG5 kann der Abstand der Spule zum Plasma sogar auf weniger als 2 mm reduziert werden. Somit wird der von Boulos angegebene Minimalwert von $R_a/R_{in} = 1,1$ [3.71] deutlich unterschritten. Für den IPG5 wird bei einer Entladungsgefäßwandstärke von 1,3 mm das Verhältnis $R_a/R_{in} = 1,03$ erreicht. Der induktiv beheizte Plasmagenerator des CORIA in Rouen, Frankreich, liegt

mit einem Wert von $R_a/R_{in} \approx 1,14$ über diesem Referenzwert [3.72]. Neben der Verbesserung der elektrodynamischen Kopplung verringern sich die thermo-mechanischen Lasten bei vergleichbaren Wärmelasten auf das Rohr, d.h. der mit dünneren Quarzrohren ausgestattete IPG5 läßt sich auch bei höheren Rohrkühlleistungen stationär betreiben (Gleichungen 3.2-30 bis 3.2-32).

Die Teilung der Flansche wurde folgendermaßen realisiert: Der O-Ring des tankseitigen wassergekühlten Flansches wird nur von zwei Seiten umschlossen. Eine Scheibe (Teil 1, Bild 3.2-16) umschließt den O-Ring in Tankrichtung von der dritten Seite. Diese Scheibe wird mit Stiftschrauben durch den Tankdeckel an den Flansch gedrückt – so ist ein Lösen des Rings und die Entnahme der Rohres ohne Ausbau des Mittelteils garantiert.

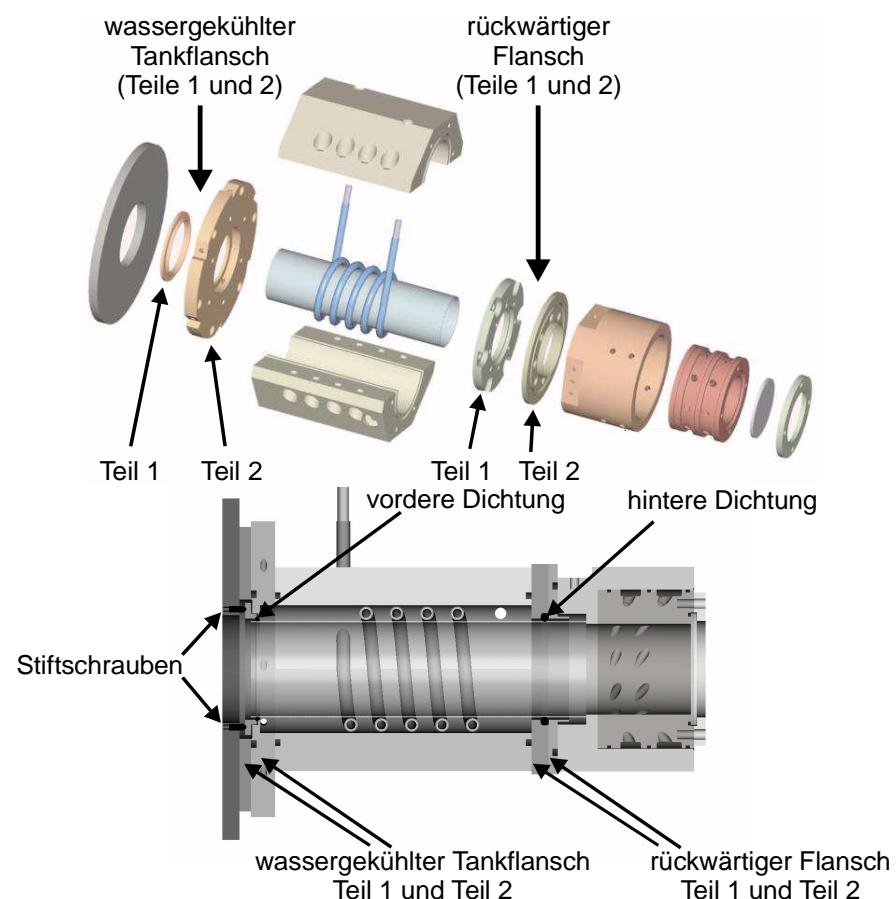


Bild 3.2-16: Explosions- und Schnittzeichnungen des IPG5

Auch der rückwärtige Flansch ist unterteilt. Die vordere Hälfte dichtet den O-Ring zur Rohrkühlung und umschließt den O-Ring am Rohr von zwei Seiten. Er wird an der Rohrkühlung mit Hilfe von PEK-Schrauben befestigt. Der zweite Teil sorgt für die Dichtigkeit. Indem man ihn entfernt, ist der problemlose Ausbau des Rohres möglich (Bild 3.2-16). Er wird mit Polyamidschrauben am ersten Teil angebracht.

In Bild 3.2-17 ist der induktive Plasmagenerator PL-35 der Firma Tekna Plasma Systems Inc., Kanada, dargestellt. Vergleicht man diese Plasmaquelle mit den Plasmaquellen IPG3, IPG4 und IPG5, lassen sich nun die bereits genannten Nachteile konkretisieren:

- Die Brennkammer des PL-35 (Entladungsgefäß) ist aus Si_3N_4 , was teuer und in großen Geometrien schwer zu fertigen ist. Im Unterschied zu Quarz ist ein Nachbearbeiten der Rohrwandungsdicke bei Si_3N_4 kaum möglich.
- PL-35 muß mit Argon bei niedrigem Druck gezündet werden. Erst dann kann der Druck erhöht werden und auf ein anderes Gas umgeschaltet werden. Bei einigen Betriebsgasen (H_2 , Luft) ist die Umschaltung nur teilweise durchführbar, sodaß der Betrieb gemeinsam mit Argon erfolgen muß.
- Das Kühlsystem befindetet z.T. sich zwischen Spule und Keramikrohr und bewirkt dadurch zusätzliche Feldverluste.
- Das Kühlwasser muß deionisiert sein.

Entgegen den Erwartungen können mit dieser Quelle keine weiten Leistungsbereiche durchfahren werden. Hauptgrund hierfür und auch teilweise für die oben genannten Nachteile (Brennkammermaterial, Anfahrverhalten) ist die ungenügende aktive Kühlung. Für R_a/R_{in} ergibt sich ein Wert von 1,57. Würde man den Plasmagenerator gemäß dem Design der IRS-IPG aufbauen, so wäre für $d_p = 35 \text{ mm}$ ein $R_a/R_{in} \approx 1,42$ erreichbar. Dies hätte eine Steigerung der Leistungseinkopplung zur Folge.

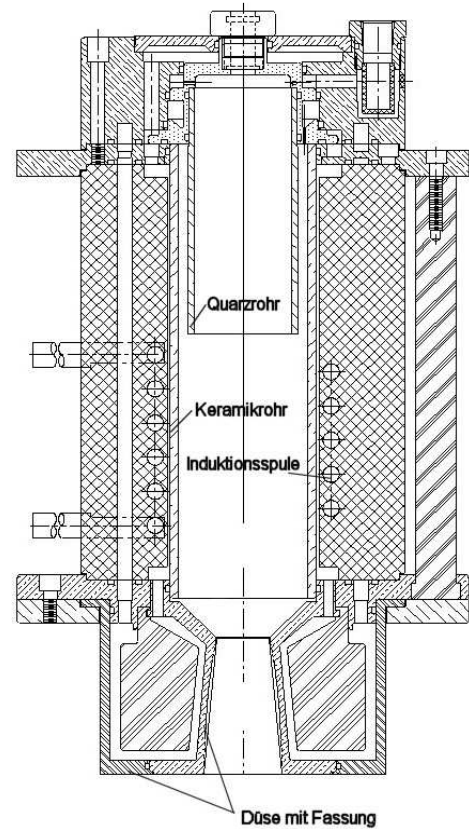


Bild 3.2-17: IPG der Fa. Tekna mit „dickem“ keramischem Rohr [3.73]

4 Meßverfahren zur Charakterisierung des PWK3

In den folgenden Abschnitten sind Meßverfahren zur Charakterisierung des Betriebsverhaltens der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten IPG dargestellt. Allerdings sind die Grenzen zwischen der Einordnung des Betriebsverhaltens der Generatoren und der Charakterisierung der damit erzeugten hochenthalpen Plasmaströmungen fließend.

Im Anschluß werden Meßverfahren zur Charakterisierung der hochenthalpen Plasmaströmungen der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen am PWK3 dargestellt. Diese wurden zum großen Teil im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 259 entwickelt [1.19].

4.1 Charakterisierung des Plasmagenerators

Das nachfolgend beschriebene Hohlraumkalorimeter hat neben der Effizienzbeurteilung des Plasmagenerators eine große Bedeutung für die Charakterisierung des Plasmastrahls, da mit seiner Hilfe die mittlere spezifische Enthalpie bestimmt werden kann. Die Kenntnis dieser Größe ermöglicht, unter vereinfachenden Annahmen, eine Aussage über den Dissoziationsgrad des Plasmas.

Die Strommeßsysteme Pearson und HOKA dienen der betriebstechnischen und funktionellen Beurteilung der Generatoren. Außerdem ist die Messung des Primärstroms eine Voraussetzung für die Abschätzung des Stroms im Plasma und stellt gleichzeitig eine Grundlage für die numerische Simulation der Versuchsanlage PWK3 dar. Daten des EMR-200 zur Messung elektrischer und magnetischer Feldstärken können ebenfalls für die numerische Simulation verwendet werden. Außerdem können die gemessenen Feldstärken gegen die gemessenen Stromstärken in der Primärspule kalibriert werden, sodaß das System zur indirekten Messung der Spulenstromstärke verwendet werden kann. Zusätzlich liefert es wichtige Informationen über Sekundäreffekte, wie z.B. die Dämpfung des Primärspulenfeldes unter Plasmalast. Ferner wird es als Betriebssicherheitssystem eingesetzt.

Das Hohlraumkalorimeter wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, aufgebaut und qualifiziert. Die Strommeßsysteme und EMR-200 wurden im Rahmen dieser Arbeit z. T. in Zusammenarbeit mit den Herstellern technisch angepaßt und qualifiziert.

4.1.1 Hohlraumkalorimeter zur Bestimmung der Plasmaleistung

Zur Beurteilung der Leistungseinkopplung wurde ein Hohlraumkalorimeter entwickelt [2.10], das nach dem Prinzip einer Kühlfalle das aus dem IPG austretende Plasma auskühlt. Das Plasma strömt in den Hohlraum ein und erhitzt dort durch Konvektion und Rekombination die Wand. Um diese sind wasserführende Kupferrohrkühlleitungen gelötet (Bild 4.1-1).

Das Kalorimeter dient der Bestimmung charakteristischer Parameter des Plasmagenerators und des Plasmawindkanals. Diese lauten:

- Verlustleistung im System aus Plasmagenerator und Schwingkreis,
- Einkoppelte Leistung (induzierte Plasmaleistung),
- Wirkungsgrad des Plasmagenerators und der Anlage,
- mittlere Enthalpie des Plasmas,
- effektive Temperatur des Plasmas.

Die eingekoppelte Leistung und die daraus bestimmbaren Wirkungsgrade des Systems sind grundlegende Größen zur Beurteilung von Funktion und Arbeitsweise der Anlage und dienen der Weiterentwicklung und Verbesserung des Systems. So kann der Einfluß von Funktionsparametern wie Frequenz, Massenstrom und Druck verhältnismäßig einfach ermittelt werden.

Die vom Plasma auf das Kalorimeter übergehende Leistung läßt sich mittels des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik bestimmen. In grober Näherung kann sie mit Gleichung 3.2-6 bestimmt werden. Dabei sind die Kühlwassertemperaturdifferenz zwischen Zu- und Rückführung und der Kühlwasservolumenstrom zu messende Größen. Diese Daten werden mit Hilfe von Widerstandsthermometern und Volumenstrommeßgerät ermittelt.

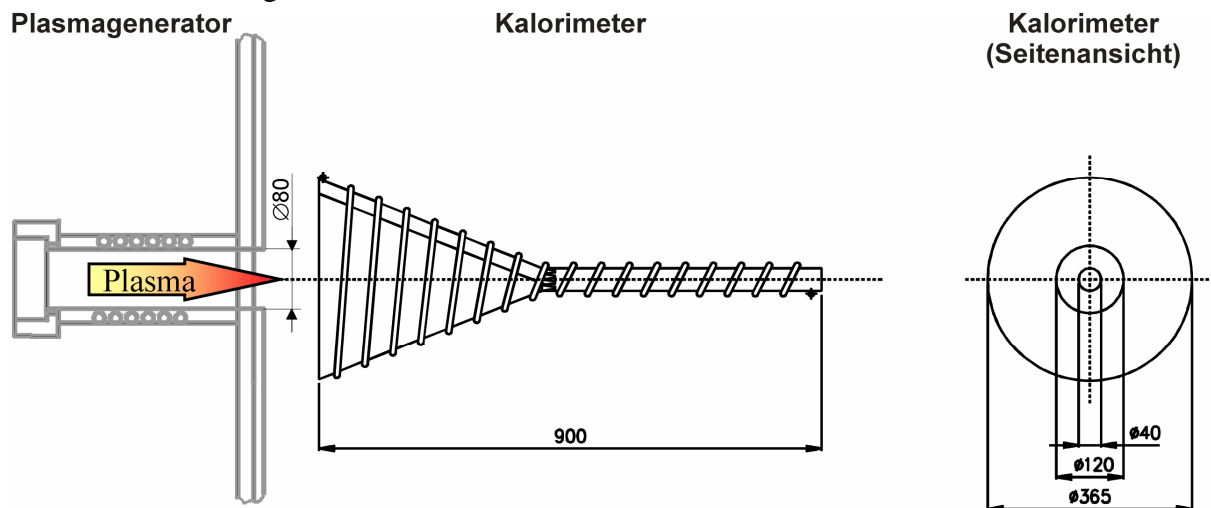


Bild 4.1-1: Hohlraumkalorimeter zur Messung der Plasmaleistung im Plasmawindkanal

Zur genaueren Ermittlung der Leistung im Plasma am Generatorende müssen allerdings zusätzliche Leistungsanteile berücksichtigt werden, die sich aufgrund des Meßprinzips in Verbindung mit der Funktionsweise des Plasmagenerators ergeben:

Um die Entladungseigenschaft der Generatoren nicht zu beeinflussen, muß ein Abstand von 0,1 m zwischen Kalorimeter und Generatoreintrittsebene eingehalten werden. Aufgrund der Divergenz des Plasmastrahls kommt es bei Umgebungsdrücken unter 100 Pa daher zu einem Leistungsverlust in der Größenordnung von ca. 10 %, da ein Teil der Strömung aufgrund der Strahldivergenz außen am Kalorimeter vorbeigeht. Grundlage für diese Abschätzung sind Messungen an Bedingungen mit Überschallströmungen bei konstant eingestellten Generatorbedingungen, wobei der Tankdruck (Kapitel 3.2, Bild 3.2-3, und Anhang B) geringfügig erhöht wurde, sodaß die Entladung im Generator ungestört blieb. Während der Zunahme des Tankdrucks nahm die Kalorimeterleistung zu und stellte sich auf einen stationären Wert ein. Alle anderen Generatorgrößen, wie z.B. Rohrendruck und Anodenleistung änderten sich dabei nicht.

Strahlungsverluste des Kalorimeters lassen sich zu etwa 1 % der gemessenen Leistung abschätzen [2.10].

Bei hohen Leistungen liegen die Gastemperaturen am Kalorimeteraustritt bei ca. 700 K. Der daraus resultierende Leistungsanteil läßt sich unter Verwendung des Gasmassenstroms und der massenspezifischen Enthalpie h_{pl} am Kalorimeteraustritt mit der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts abschätzen:

$$P \approx \dot{m}_{pl} h_{pl}(p, T). \quad (4.1-1)$$

Dabei muß für p der Druck am Kalorimetraustritt genommen werden. Da die Messung des Drucks problematisch ist, muß hier eine Abschätzung mit Hilfe des gemessenen IPG-Rohrinnendrucks verwendet werden.

Nach dem Kühlvorgang ist das Gas nicht in Ruhe, sondern verläßt im günstigsten Fall das Kalorimeter mit einer Geschwindigkeit v durch dessen Auslaß. Mit dem bekannten Durchmesser des Kalorimetraustritts von 40 mm kann man die zeitliche Ableitung der kinetischen Enthalpie mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung zusammen mit der Dichte ρ sowie der Querschnittsfläche A abschätzen:

$$P_{Kin} \approx \frac{1}{2} \frac{\dot{m}_{pl}^3}{(\rho A)^2}. \quad (4.1-2)$$

Um eine Einkopplung der oszillierenden Felder zu vermeiden, befinden sich die Widerstandsthermometer zur Messung der Kühlwassertemperaturen in geschirmten Aufbauten außerhalb des Plasmawindkanals. Daher kommt es insbesondere in der abführenden Leitung zu wärmeleitungsbedingten Fehlern.

Wie erwähnt, verläßt nicht der gesamte Gasmassenstrom das Kalorimeter durch den Auslaß, da bei niedrigen Drücken (<100 Pa) ein Teil des abgekühlten Plasmas wieder vorne aus dem Kalorimeter austritt bzw. da das Plasma aufgrund der Expansion nicht vollständig in das Kalorimeter gelangt. Im Rahmen einer Abschätzung kann man annehmen, daß der gesamte Massenstrom das Kalorimeter durch den Auslaß mit einer Temperatur von rund 700 K verläßt. Für hohe Leistungen erhält man mit den oben genannten Bilanztermen und Korrekturen:

$$P_{Kal} \approx 1,01 \rho_w c_{p,w} \dot{V}_w (T_{ab} - T_{zu}) + \dot{m}_{pl} h_{pl}(p, T) + P_{Kin} \quad (4.1-3)$$

Ein bedeutsamer Wirkungsgrad, der neben den Generatoreigenschaften auch die Eigenschaften des Schwingkreises berücksichtigt, ist das Verhältnis von induzierter Plasmaleistung zur gemessenen Anodenleistung P_A :

$$\eta_{tot} = \frac{P_{Kal}}{P_A}. \quad (4.1-4)$$

Gleichzeitig kann die Plasmaleistung zur Bestimmung der mittleren massenspezifischen Enthalpie herangezogen werden. Zusammen mit dem gemessenen Druck im Plasmagenerator sowie einem Enthalpiemodell kann eine effektive Temperatur mit Gleichgewichtsmodellen ermittelt werden:

$$\bar{h} = \frac{P_{Kal}}{\dot{m}} = \eta_{tot} \frac{P_A}{\dot{m}}. \quad (4.1-5)$$

4.1.2 Modifizierter Pearson Strommonitor 6247 und HOKA zur Induktorstrom- und Frequenzmessung

Aufgrund der hohen Leistungen und Frequenzen der induktiv beheizten Anlage ist es nicht möglich, den Induktorstrom über einen zugeschalteten Meßwiderstand zu messen, sodaß ein Meßverfahren gefunden werden mußte, mit dem die Strommessung über das mit dem Induktor des IPG verbundene Magnetfeld erfolgt. Somit ist gleichzeitig auch eine Trennung zwischen dem Meßsystem und der Anlage gewährleistet (siehe Bild 4.1-2), was im Rahmen der Betriebssicherheit vorteilhaft ist.

Pearson 6247 Transformatorspule

Die Messungen mit der magnetisch gekoppelten Strommeßsonde Pearson 6247[®], die nach dem Transformatorprinzip arbeitet [4.1], müssen mit hoher Vorsicht durchgeführt werden, da es auch hier

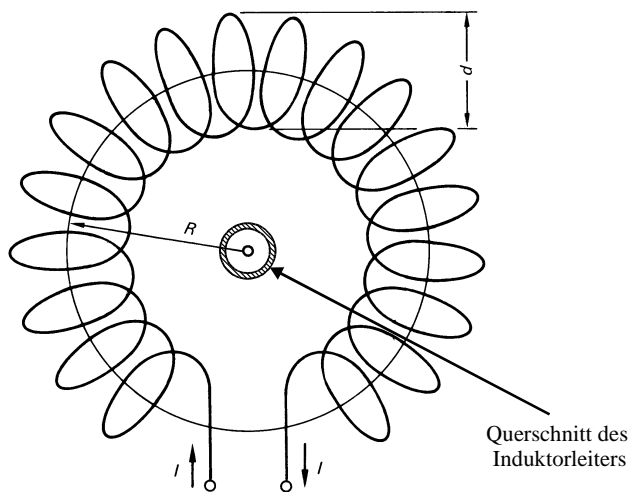


Bild 4.1-2: Prinzip der Ringspule

aufgrund der Ummagnetisierungsverluste des Sondenkerns zu unerwünschter Aufheizung des Sensors kommt. So wurde die hier eingesetzte Strommeßsonde aufgrund der hohen elektromagnetischen Feldstärken in Absprache mit und durch den Hersteller Pearson modifiziert. Dabei wurde, abgesehen von Kern und Spulenwindungen, auf sämtliche metallische Peripherie- und Gehäuseteile verzichtet. Die Transformatorspule wurde zusammen mit dem Kern in Epoxyharz vergossen. Das so modifizierte System kann nun kurzzeitig bei den jeweiligen konstanten Bedingungen eingesetzt werden,

wobei die maximale Meßzeit, die der Meßsonde zugemutet werden kann, über die Herstellerdaten abzuschätzen ist. Das Ausgangssignal beträgt 5 mV/A (Innenwiderstand 10 Ω) bei einem maximalen Effektivstrom von 1,5 kA (I_{eff}). Der maximale Spitzenstrom beträgt 100 kA und das Strom-Zeit-Produkt 20 As (Ladungsmenge mit Dimension [C]) [4.2]. Die Wärme, die durch einen transienten Strom erzeugt wird, ist proportional zum Zeitintegral von $I^2(t)$. Die zulässige Grenzbelastung kann durch Multiplikation des Spitzenstroms mit dem Strom-Zeit-Produkt berechnet werden, die dann mit dem Quadrat des Stromeffektivwertes multipliziert mit der Meßzeit $t_{\text{meß}}$ verglichen wird:

$$t_{\text{meß}} \leq \frac{\hat{I}_{\text{max}} (It)_{\text{zul}}}{I_{\text{eff}}^2} = \frac{2 \cdot 10^6 \text{ A}^2 \text{ s}}{I_{\text{eff}}^2} \quad (4.1-6)$$

Damit ergibt sich für den maximalen spezifizierten Effektivstrom eine maximale Meßzeit von nur 0,9 s. Bei den üblicherweise niedrigeren Strömen der Anlage ergeben sich zulässige Meßzeiten von wenigen Sekunden ($I_{\text{eff}} = 700 \text{ A} \Rightarrow t_{\text{meß}} \approx 4 \text{ s}$, $I_{\text{eff}} = 400 \text{ A} \Rightarrow t_{\text{meß}} \approx 13 \text{ s}$).

HOKA

Das Meßprinzip HOKA vereint zwei Meßsensoren, nämlich einen DC-fähigen Sensor (z.B. Hallsensor) und eine Rogowski-Luftspule, und wurde von Karrer und Hofer-Noser entwickelt [4.3]. Dabei liefert der Hallsensor ein Signal, das proportional zur Meßgröße I_{Spule} ist. Das Rogowski-Luftspulen-

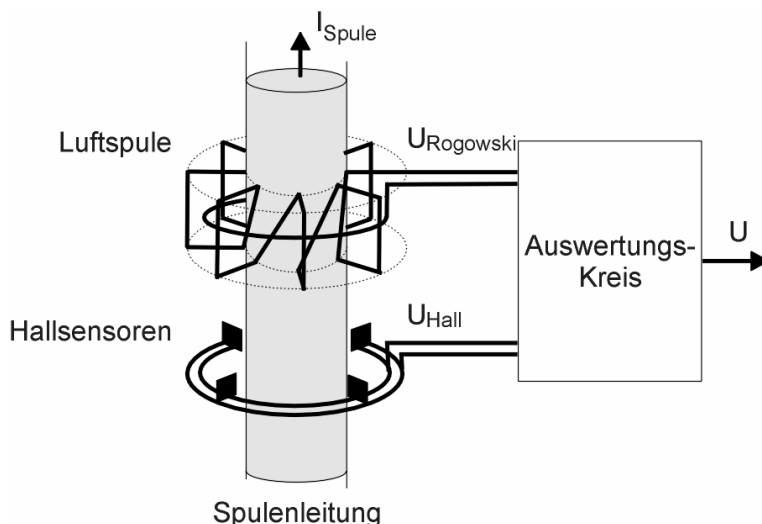


Bild 4.1-3: Prinzipbild des HOKA

Signal hingegen ist proportional zur zeitlichen Änderung des Stroms. Das Verfahren hat den Vorteil, daß sowohl DC-Stromanteile als auch AC-Stromanteile gemessen werden können. Gleichzeitig eröffnet dies die Möglichkeit, in einem breiten Frequenzbereich messen zu können, was bisher nur mit koaxialen Meßwiderständen und mit optischen Faraday-Effekt-Sensoren, die aufwendige opto-elektronische Auswertungs elektroniken erfordern, möglich war. Das Bild 4.1-3

zeigt eine Übersicht des neuartigen Stromsensors und dessen Auswerteschaltung [4.4]. Wie beim modifizierten Pearson-Sensor muß das System an einer der Zuführungen der Primärspule des IPG angebracht werden.

Das Meßsystem selbst wurde im Laufe der Zusammenarbeit mit Herrn Dr. Karrer von der ETH Zürich zur Anwendung für den PWK3 optimiert und ausgelegt. Durch Vergleich von Messungen des HOKA und der Pearson-Strommeßsonde wurde gezeigt, daß kein DC-Anteil vorhanden ist. Deshalb wurde bei HOKA für die PWK3-Anwendung auf die Hall-Sensoren verzichtet (→ HOKA-AC).

Der Sensor hat im Unterschied zum Pearson-Sensor den Vorteil, daß er stationär eingesetzt werden kann [4.5], da die Rogowski-Spule des HOKA im Unterschied zum Pearson-Stromtrafo eine Luft-Spule ist und keine Ummagnetisierungsverluste auftreten [4.4]. Neben der Anpassung der Verstärkungsfaktoren der Übertragungsfunktion bestanden die wesentlichen baulichen Änderungen in der Optimierung der Rogowski-Spule. So wurden die getesteten Spulen mit einem hochspannungsresistenten Harz vergossen und der Geometrie der Primärspulen des IPG angepasst. Das Auswerteelektronik wurde mit einem Kupfergehäuse versehen, um sie vor elektromagnetischen Einkopplungen zu schützen. Entsprechend den Betriebsfrequenzen des PWK3 wurde die Wandstärke des Gehäuses so gewählt, daß keine Wirbelströme das Gehäuse erwärmen. Dieser Aufbau konnte für stationäre Anodenleistungen bis 130 kW qualifiziert werden.

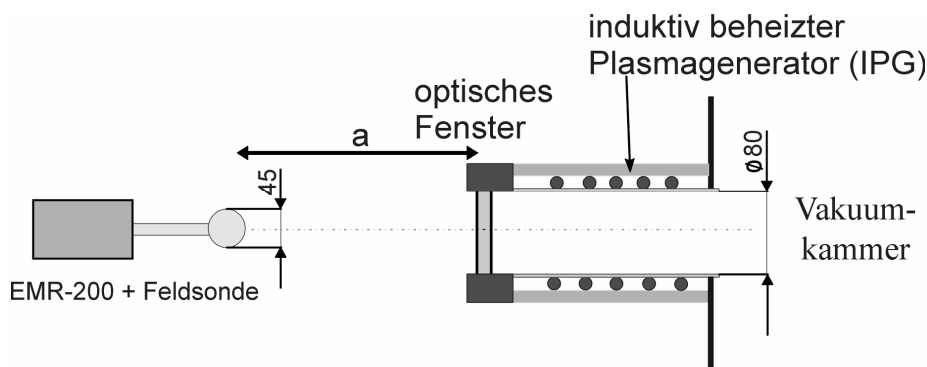
4.1.3 EMR-200 zur Messung elektrischer und magnetischer Feldstärken

Beim EMR-200 der Firma Wandel & Goltermann handelt es sich um ein flexibles System zur Messung elektromagnetischer Felder [4.6]. Das Basissystem EMR-200 kann mit verschiedenen Sondentypen verbunden werden, sodaß sowohl elektrische als auch magnetische Felder in weiten Frequenzbereichen gemessen werden können.

Neben sicherheitstechnischen Aspekten (Kapitel 3.2.2) sind Sekundäreffekte beobachtbar [2.8], d.h., die Dämpfung der Feldstärke bei zunehmender Plasmaleistung ist feststellbar. Trotz der Nahfeldverhältnisse (Fernfeld ab etwa 71 m bei 670 kHz) lassen sich Induktorstromstärken an definierten Positionspunkten mit gemessenen Feldstärken korrelieren, sodaß eine schnelle indirekte Messung der Stromstärke an auserwählten Punkten möglich ist.

Auf das Basisgerät werden je nach Frequenzbereich und zu messender Feldart unterschiedliche Sonden montiert. Die E-Feldmeßsonde Typ 8 hat einen meßtechnischen Frequenzgang von 100 kHz bis 3 GHz. Damit ist sie für die Messung des elektrischen Feldes bei den nominellen Frequenzen geeignet. Neben der Typ 8 Sonde existieren am IRS noch zwei weitere Sonden zur Messung des Magnetfeldes. Mit der H-Feldsonde Typ 12 können Magnetfelder im Frequenzintervall zwischen 300 kHz und 30 MHz gemessen werden. Mit der H-Feldmeßsonde Typ 13 können Magnetfelder zwischen 3 kHz und 3 MHz bestimmt werden. Die Sensoren der Sonden haben eine Größe von 40-45 mm, wodurch das räumliche Auflösungsvermögen begrenzt ist.

Der Nullabgleich des Geräts erfolgt am Anfang der Messung automatisch. Die Anzeigauflösung beträgt 10^{-2} V/m für die E-Feld Sonde und 10^{-3} A/m für die H-Feld Sonde. Die Einschwingzeit bis zum Erreichen von 90 % des Meßwertes liegt bei ca. 1 s. Für die Messungen der axialen Profile wurde eine Metallschiene am Gitterkäfig angebracht, auf der das Basisgerät so montiert wurde, daß sich die Sensoren auf der Achse des Generators befinden. Auf diese Weise kann das Gerät während



**Bild 4.1-4: Schematischer Aufbau des EMR-200 am PWK3
(nicht maßstabsgetreu)**

des Betriebs für Feldprofmessungen auf dieser Achse hinter dem Plasmagenerator verfahren werden, siehe Kapitel 3.2.2 sowie Bild 4.1-4. Der Gerätewagen ist mit einer Kurbel verbunden, die von einem Schrittmotor angetrieben wird. Die Anzahl der Umdrehungen wird über einen Inkrementalgeber optisch gemessen. Daraus kann die genaue Position des Wagens auf der Schiene berechnet und im Meßcomputer ausgegeben werden. Die Steuerung befindet sich in sicherem Abstand, abgeschirmt von den elektromagnetischen Feldern. Der Bezugspunkt des Generators ist die Mitte der Induktionsspule. Aus dem Meßgerät werden über eine optische Schnittstelle die drei Effektivwert-Komponenten der Feldstärke ausgelesen.

4.2 Meßverfahren zur Charakterisierung der Plasmaströmung

Einige der hier vorgestellten Methoden sind im Rahmen der Untersuchungen den Randbedingungen des PWK3 angepaßt worden. So wurde z.B. die stationäre Wärmeflußsonde mit Widerstandsthermometern anstelle von Thermoelementen versehen, um die Möglichkeit von Störeinflüssen durch die starken oszillierenden Felder auszuschließen [4.7].

4.2.1 Materialproben-Pitotdruck-Doppelsonde zur Untersuchung von Materialproben und des Pitotdruckes

Bild 4.2-1 zeigt die Doppelsonde, die in dieser Arbeit eingesetzt wurde [4.7]. Sie kann sowohl für Tests keramischer Hitzeschutzmaterialien als auch für Pitotdruckmessungen verwendet werden. Für die Materialtests werden dabei Proben mit einem Stirnflächendurchmesser von 26,5 mm verwendet. Sie haben eine konische Form und können so in eine dazu passende Aussparung der SiC-Kappe eingesetzt werden. Mit Hilfe von Keramikstiften und Federn wird die Probe fixiert (Bild 4.2-1). Die Stifte ihrerseits werden durch einen Isolator, der üblicherweise aus Kapyrok[®] oder Procelit^{®1} besteht, geführt. Die Untersuchungen wurden an drucklos gesintertem SiC durchgeführt. Mit Hilfe der Ergebnisse lassen sich z.B. die lokalen spezifischen Enthalpien abschätzen, wobei der für SiC bekannte spektrale Emissionsgrad ε ($0 \leq \varepsilon \leq 1$) eine Grundvoraussetzung für die Temperaturbestimmung ist. Dieser beträgt ca. 0,8 [1.3]. Typische Meßergebnisse sind in Bild 2.4-1 gezeigt.

Optional kann zur Bestimmung der Rückseitentemperatur ein miniaturisiertes Pyrometer verwendet werden, dessen optischer Sensor hinter der Probe angebracht wird. Die detektierte Strahlung wird über Lichtwellenleiter zur Elektronik übertragen, die sich an einem thermisch kontrollierten Ort befindet. Diese Variante stellt die Laborversion PYREX-LM des PYREX-Systems dar [1.7, 2.26, 4.8].

¹ Kapyrok[®] und Procelit[®] sind Produkte der Firma Kapyrok bestehend aus Siliziumdioxid / Aluminiumdioxidgemischen. Die Herstellung von Procelit, der Weiterentwicklung des Kapyrok, erfordert keine organischen Binder, woraus sich bessere thermische Eigenschaften ergeben.

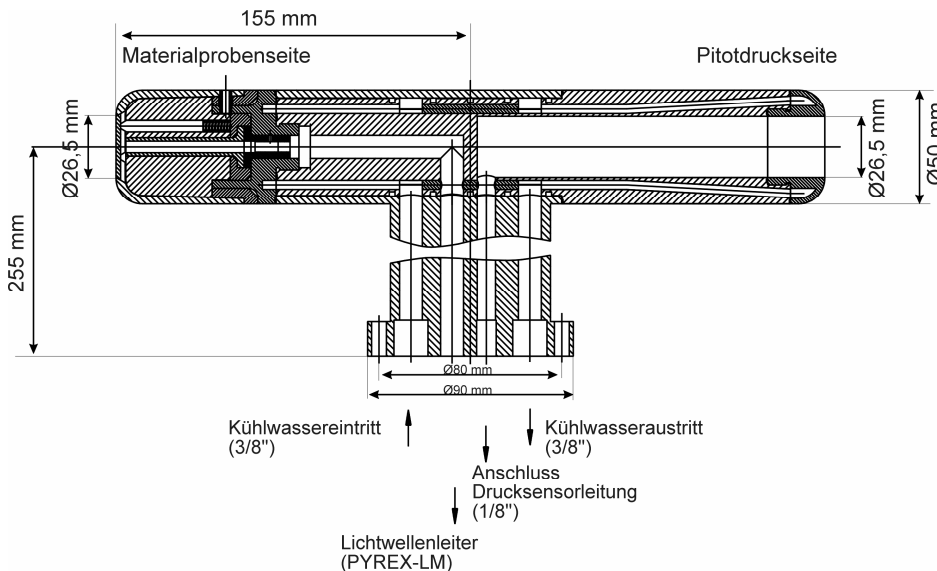


Bild 4.2-1: Materialproben-Pitotdruck-Doppelsonde

sierung der Plasmaströmung [1.19]. Der Durchmesser der Pitotdruckbohrung entspricht dem Durchmesser der standardisierten Materialprobenstirnfläche und ermöglicht die Bestimmung des über dem Probendurchmesser gemittelten Totaldrucks. Alternativ können auch Einsätze mit Bohrungen mit $\varnothing = 5$ mm und $\varnothing = 15$ mm verwendet werden. Sofern nicht explizit darauf hingewiesen wird, wurde für die diskutierten Messungen der Bohrungsdurchmesser 26,5 mm verwendet.

Abschätzung der Wärmestromdichten mittels Materialprobe

Die Wärmestromdichte läßt sich im stationären Zustand aus der abgestrahlten Leistung

$$\dot{q}_{rad} \approx \epsilon \sigma T_{SiC}^4 \quad (4.2-1)$$

abschätzen. Dabei werden strukturelle Wärmestromdichten vernachlässigt. Die Wandtemperatur T_{SiC} auf der Vorderseite der Materialprobe wird mit Pyrometern gemessen. Die Umgebungstemperatur T_{∞} ist bei den hohen Materialtemperaturen ($T > 1000$ °C) vernachlässigbar.

Bestimmung strömungscharakteristischer Parameter mit Hilfe von Pitotdruckmessungen

Für Unterschallströmungen kann die Anströmmachzahl Ma unter der Annahme, daß der statische Druck in der Anströmung dem Umgebungsdruck p_{∞} entspricht, mit Hilfe des Energiesatzes angegeben werden [2.20, 4.9]:

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{p_{tot}}{p_{\infty}} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (4.2-2)$$

Dabei ist p_{tot} der Totaldruck, und γ ist der Adiabatenkoeffizient. Gleichung 4.2-2 läßt sich für kleine Machzahlen ($Ma \leq 0,3$) durch die Bernoulli-Gleichung

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\gamma} \left[\left(\frac{p_{tot}}{p_{\infty}} \right) - 1 \right]} = \sqrt{\frac{2 p_{dyn}}{\gamma p_{\infty}}} \quad (4.2-3)$$

für inkompressible Strömungen annähern, was bei hohen Drücken für die Berechnung von Geschwindigkeiten eine Vereinfachung darstellt, da für diese Situation keine Abhängigkeit zu γ besteht.

Die Pitotsondenseite dient zur Messung des Totaldrucks im Staupunkt. Dazu wird ein einschraubbarer Einsatz mit einer Bohrung angebracht. Die Sonde ist rotationssymmetrisch und wird im Zentrum des Plasmastrahls parallel zur Strömung ausgerichtet. Messungen mit Pitotsonden liefern wesentliche Informationen zur Charakterisierung

Verwendet man bei Überschallströmung Energie- und Impulserhaltung, so können unter der Annahme idealen Gases und adiabater Zustandsänderung Aussagen über Dichten, statische Drücke, Totaldrücke, Machzahlen und Temperaturen gemacht werden.

Die Rayleigh-Pitot-Formel [2.20, 4.10]

$$Ma_1^{2\gamma} - C\gamma \left(\frac{p_{tot,2}}{p_1} \right)^{(\gamma-1)} Ma_1^2 + C \frac{(\gamma-1)}{2} \left(\frac{p_{tot,2}}{p_1} \right)^{(\gamma-1)} = 0 \quad (4.2-4)$$

dient zur Bestimmung der Anströmmachzahl Ma_1 , wobei $C = (2/(\gamma+1))^{(\gamma+1)}$ ist. Dabei bezeichnet der Index 1 Größen vor dem Stoß (Anströmung). Größen, die den Index 2 tragen, beziehen sich auf den Zustand nach dem Stoß.

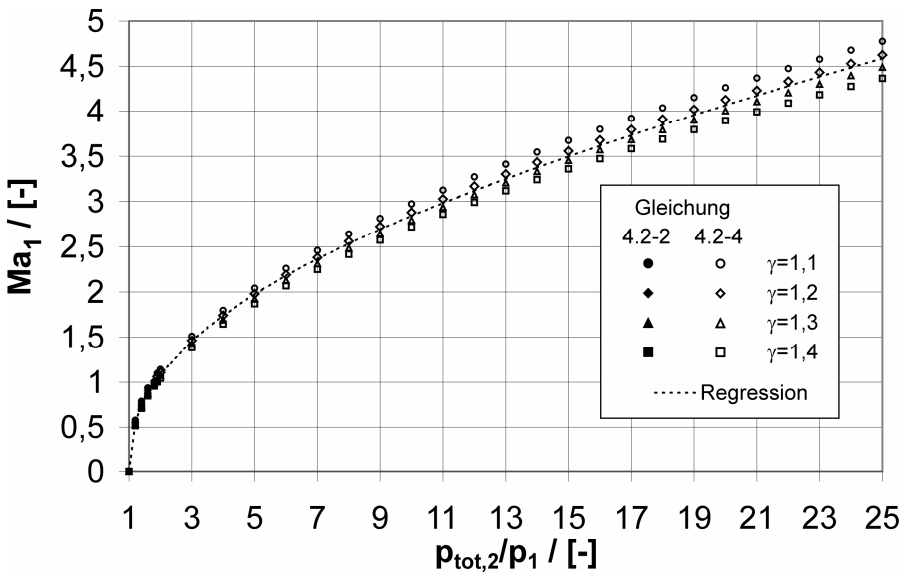


Bild 4.2-2: Anströmmachzahl Ma_1 über Druckverhältnis $p_{tot,2}/p_1$

Wertet man die Gleichungen aus, so erhält man die in Bild 4.2-2 gezeigten Machzahlverläufe. Bei der gestrichelten Kurve handelt es sich um eine Anpassungsfunktion, die für $1,1 \leq \gamma \leq 1,4$ per Regression ermittelt wurde. Dabei handelt es sich um einen realistischen Bereich, da $\gamma > 1,4$ sowohl für Luft [1.3, 1.20] als auch für Sauerstoff und Stickstoff infolge der Realgaseffekte nicht erreicht

wird [4.11, 4.12]. Die unterschiedlichen Symbole zeigen die Lösung der Rayleigh-Formel für verschiedene γ , wobei sich für kleine γ die größeren Machzahlen ergeben. Die Kurvenschar läßt sich anhand der gestrichelten Regressionskurve mit einer maximalen relativen Abweichung von etwa 7 % abdecken.

Bei genauerer Betrachtung von Gleichung 4.2-4 läßt sich eine Näherungslösung angeben, die bezüglich des Druckverhältnisses einen weiten Geltungsbereich abdeckt (Anhang D):

$$Ma_1 \approx (C\gamma)^{\frac{1}{2(\gamma-1)}} \sqrt{\left(\frac{p_{tot,2}}{p_1} \right)}. \quad (4.2-5)$$

Diese Gleichung hat den Vorteil, daß die Machzahl mit zufriedenstellender Genauigkeit analytisch angegeben werden kann und Gleichung 4.2-5 somit in weitere eindimensionale Betrachtungen wie z.B. Stoßberechnungen einfließen kann.

Die beiden Fotografien zeigen für den PWK3-IPG3 typische Plasmabedingungen mit reinem Sauerstoff. Bei der ersten liegt eine Unterschallströmung vor, und man sieht, wie die SiC-Materialprobe vom Plasma umströmt wird. Das zweite

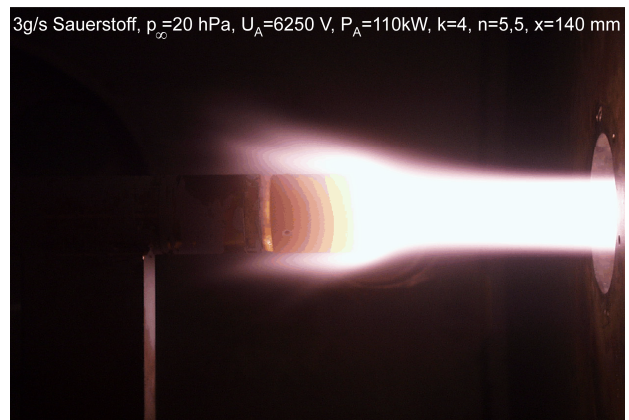


Bild 4.2-3: Unterschallströmung im PWK3

Bild zeigt eine Überschallströmung, wobei die Stoßfront vor der Probe deutlich zu erkennen ist. Die stoßtypischen Parameter sind im Bild eingezeichnet. Die Zone 1 repräsentiert dabei den Zustand vor dem Stoß, die zweite Zone zeigt die Situation nach dem Stoß. Bild 4.2-5 zeigt die Monte Carlo Simulation einer Überschallströmung um eine kalte Sonde mit gleicher Geometrie, die mit dem Programm von Bird erstellt wurde [4.13].

Kennt man den Pitotdruck, die Machzahl und γ , so lassen sich die physikalischen Größen nach dem Stoß mit Hilfe der bekannten eindimensionalen Stoßgleichungen berechnen [4.9, 4.10]. Dabei ist der Stoß unmittelbar vor der Probe als senkrechter Stoß aufzufassen.

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma Ma_1^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}, \tag{4.2-6}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{(\gamma + 1)Ma_1^2}{(\gamma - 1)Ma_1^2 + 2}, \tag{4.2-7}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{(2\gamma Ma_1^2 - \gamma + 1)((\gamma - 1)Ma_1^2 + 2)}{(\gamma + 1)^2 Ma_1^2}, \tag{4.2-8}$$

$$Ma_2^2 = \frac{(\gamma - 1)Ma_1^2 + 2}{2\gamma Ma_1^2 - \gamma + 1}. \tag{4.2-9}$$

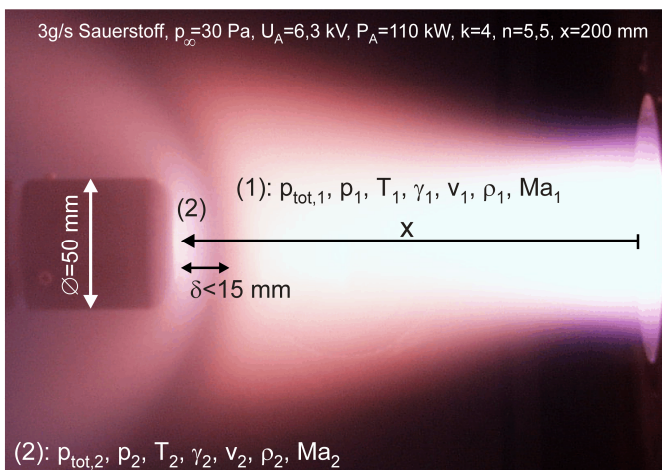


Bild 4.2-4: Überschallströmung im PWK3

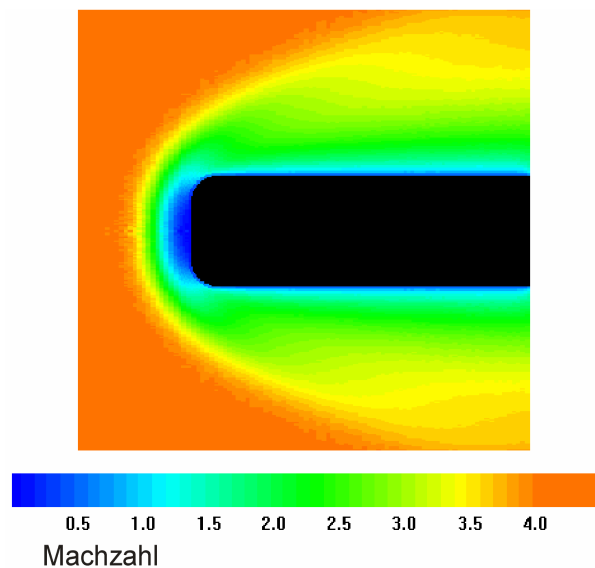


Bild 4.2-5: Simulation für Überschallströmung mit DSMS (Mach 4)

4.2.2 Messungen mit Keilsonden

Keilsonden können zur Bestimmung des statischen Drucks sowie der Machzahl einer Überschallströmung eingesetzt werden [1.19]. Sie bestehen aus einem wassergekühlten Keil, der, wie in Bild 4.2-6 dargestellt, in die Überschallplasmaströmung gehalten wird. An der Oberseite der Sonde befindet sich eine Druckmessbohrung, mit deren Hilfe der statische Druck in der Strömung ermittelt werden kann.

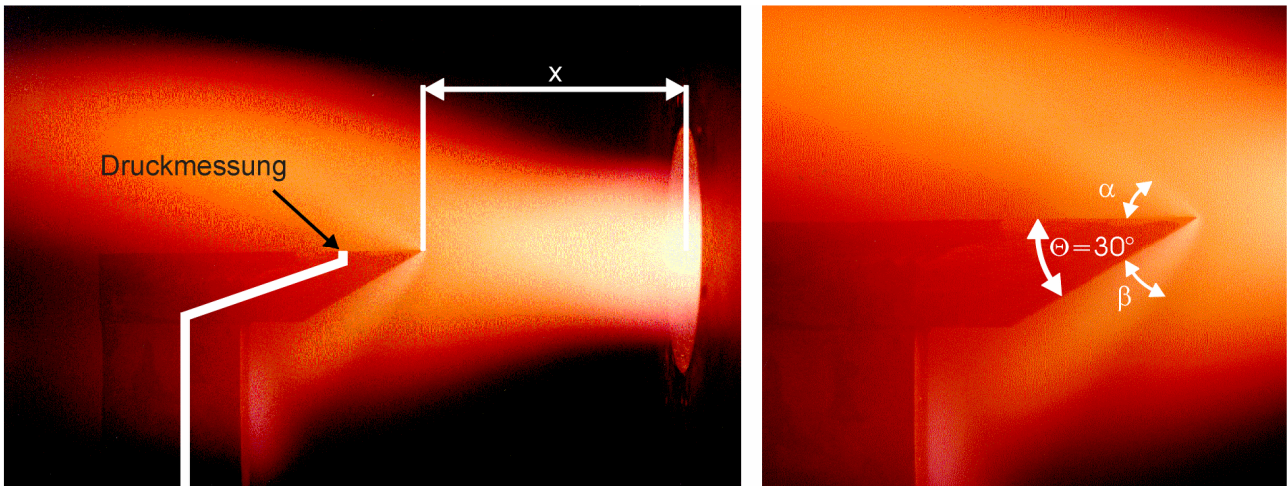


Bild 4.2-6: IRS-Keilsonde in Sauerstoffplasmaströmung, IPG3, $f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz, $p_{\text{amb}} \approx 40$ Pa bei $x = 150$ mm, rechts: Ausschnittsvergrößerung

Ausgehend von der scharfen Vorderkante des Keils bilden sich Machsche Linien, die an der Oberseite der Sonde einen Winkel α zur Plasmastrahlachse bilden, so daß die Machzahl mit

$$Ma = \frac{1}{\sin(\alpha)} \quad (4.2-10)$$

zu berechnen ist. Ähnlich verhält es sich mit der Unterseite des Keils; allerdings bildet sich hier ein Winkel β , der zusätzlich vom Keilwinkel Θ abhängt [4.9, 4.10] (Bild 4.2-6). Weiterhin liegt eine Abhängigkeit zum Verhältnis der spezifischen Wärmen γ der Strömung vor, woraus sich eine weitere Unsicherheit bei der Ermittlung der Machzahl ergibt:

$$\cot(\Theta) = \tan(\beta) \left[\frac{(\gamma+1)Ma_1^2}{2(Ma_1^2 \sin^2(\beta) - 1)} - 1 \right]. \quad (4.2-11)$$

Die eingesetzte Keilsonde hat einen Keilwinkel von $\Theta = 30^\circ$. Untersucht man nun Gleichung 4.2-11 für verschiedene Anströmmachzahlen und variiert γ , so ergeben sich Charakteristikenkurven, die eine Aussage über Meßbereich und Meßsensitivität der Sonde ermöglichen.

Im Unterschied zu stumpfen Körpern, bei denen sich eine abgehobene Stoßwelle vor dem Körper ausbildet (Bild 4.2-4), kann der Stoß bei scharfen Konturen anliegen (Bild 4.2-6), wenn die Machzahl der Anströmung ausreichend hoch ist. Zusätzlich hängt dies noch stark von der Geometrie der Kontur ab, im Fall der Keilsonde vom Winkel Θ . Die beiden extremen Fälle mit $\gamma = 1$ und $\gamma = 1,4$ in Abbildung 4.2-7 veranschaulichen dies. Sie zeigt die Lösungen von Gleichung 4.2-11 für β , wobei jeweils nur die sogenannte schwache Lösung, d.h. die Lösung mit kleinerem β , von Bedeutung ist. In den Darstellungen sind die Machkurven, die von der Linie $\Theta = 30^\circ$ berührt werden, dargestellt. Machzahlenkurven, die links davon liegen, haben keine Lösung, d.h., in diesem Gebiet kommt es zur Ablösung des Stoßes. In diesem Fall kann man in der Praxis auch nicht mehr mit Gleichung 4.2-10 arbeiten, da sich die Ablösung erfahrungsgemäß auf die Situation auf der Oberseite der Sonde aus-

wirkt und daher keine Analyse des Winkels α zuläßt. Für den Grenzwert $\gamma = 1$ bedeutet dies, daß Strömungen mit Machzahlen kleiner als 1,98 mit dieser Sonde nicht direkt gemessen werden können, es sei denn, man stellt eine Sonde mit kleinerem Θ her. Für $\gamma = 1,4$ stellt sich die Ablösung des Stoßes bei Machzahlen kleiner als 2,5 ein. Aus [4.10] und den Arbeiten von Hald [1.3] und Andriatis [4.11] ist bekannt, daß bei den hochenthalpen Bedingungen, wie sie im PWK3 simuliert werden, γ eher in einem Wertebereich von 1,1 bis 1,2 liegt. Entsprechende Werte für Sauerstoffplasmen sind in [4.11] angegeben. In diesem Fall kommt es nach Gleichung 4.2-11 zur Stoßablösung, wenn

$$Ma_1 \Big|_{\gamma=1,1-1,2}^{\Theta=30^\circ} \leq 2,05 \dots 2,2. \quad (4.2-12)$$

Dabei ist $\beta \approx 65^\circ - 66^\circ$ und $\alpha \approx 29,2^\circ - 27^\circ$ ($\gamma = 1,2 - 1,1$). Für die Messung der Machzahl bedeutet dies, daß mit einem derartigen Keil nur Machzahlen gemessen werden können, die größer als die in Gleichung 4.2-12 angegebenen Werte sind, wenn man von der Möglichkeit absieht, daß die abgelösten Stoßstrukturen am Keil auch durch geometrievergleichende numerische Simulationen berechnet werden können. Für sehr große Anströmmachzahlen geht α gegen 0° , wohingegen die Sensitivität des Keils auf der Unterseite der Sonde immer kleiner wird (Bild 4.2-7) und gegen einen γ - und Θ -abhängigen Grenzwert strebt (Gleichung 4.2-11). Für $\Theta = 0^\circ$ ergibt sich $\beta = 0^\circ$, was der Situation auf der Oberseite der Sonde entspricht ($\alpha = 0^\circ$).

Die Messung mit der Keilsonde ist von Unsicherheiten begleitet:

- Auf genaue parallele Ausrichtung der Sonde zum Vektor der Anströmungsgeschwindigkeit v_1 muß geachtet werden.
- Die Sonde verfügt über eine geometrische Tiefe, obgleich bei ihrer Anwendung das Strömungsproblem als zweidimensional betrachtet wird. Tatsächlich liegt jedoch ein dreidimensionales Problem vor, für das eine Konussonde eingesetzt werden müßte. Jedoch ergeben sich dabei in der Praxis Schwierigkeiten, was die ausreichende Kühlung der Konussondenspitze anbelangt.
- Die Machlinien sind, je nach Plasma, nicht immer beobachtbar, da die Kontrastwirkung häufig nicht ausreichend ist. Bei Versuchsbedingung 2 (siehe Kapitel 7) in Bild 4.2-6 ist die Machlinie der Oberseite fast nicht erkennbar, die Machlinie der umgelenkten Strömung (Unterseite) ist jedoch deutlich zu sehen.

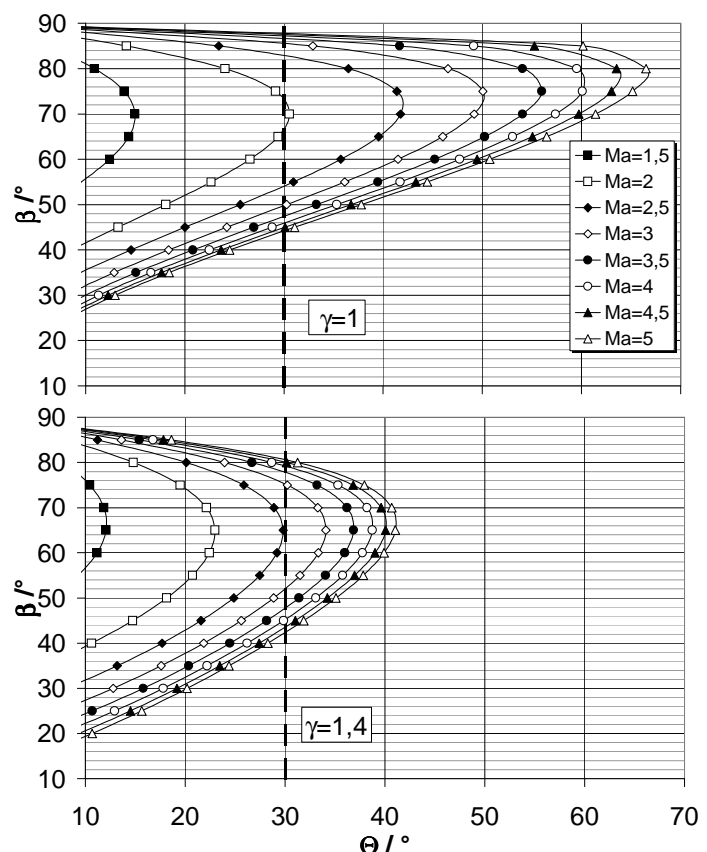


Bild 4.2-7: Charakteristiken für $\gamma=1$ und $\gamma=1,4$

4.2.3 Wärmestromdichte-Pitotdruck-Doppelsonde

Neben den Totaldrücken sind die auf den Oberflächen von Flugkörpern auftretenden Wärmelasten ein sehr wichtiges Auslegungskriterium für deren Thermalschutz. Die Simulation des atmosphärischen Eintritts von Raumflugkörpern erfordert Meßsysteme, mit denen sich die auftretenden Wärmestromdichten mit ausreichender Genauigkeit messen lassen. Man unterscheidet hierbei stationäre und instationäre Wärmeflußdichtesonden [1.19]. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden ausschließlich mit einer neuartigen stationären Wärmeflußdichtesonde durchgeführt, wobei die wesentliche Neuerung in der Verwendung von Widerstandsthermometern zu sehen ist. Diese haben, im Vergleich zu den bisher benutzten Thermoelementen, eine höhere Genauigkeit [4.7] und sind gegenüber den elektromagnetischen Störeinflüssen von induktiv beheizten Anlagen weniger empfindlich. Die Wärmestromdichte wird kalorimetrisch ermittelt, d.h., eine der Plasmaströmung zugewandte Fläche, die den Referenzdurchmesser von 26,5 mm hat, wird über einen Kühlwasserkreislauf gekühlt. Über Kühlwassereintritts- und Austrittstemperatur sowie den Kühlwasservolumenstrom kann nach Gleichung 3.2-6 eine Kühlleistung P bestimmt werden, die mit

$$\dot{q}_{kW} = \frac{P(\dot{V}_W, T_{zu}, T_{ab})}{A} \quad (4.2-13)$$

auf die Referenzfläche A bezogen wird.

Wie die Materialproben-Pitotdruck-Sonde ist auch die Wärmestromdichte-Pitotdruck-Sonde als Doppelsonde ausgeführt. Bild 4.2-8 zeigt eine Schnittzeichnung dieser Sonde. Die verwendeten ummantelten Pt100 sind in einen Messingeinsatz eingeklebt. Die Verbindung vom Messingeinsatz zum eigentlichen Probekörper wird durch ein Zwischenstück aus PEEK gewährleistet. Neben der Verminderung der axialen Wärmeabflüsse vom Probekörper in den Messingeinsatz dient es als Abstandshalter zur Sondeninnenwand. Der Probekörper selbst hat somit keinen Kontakt zum Sondenkopf, wodurch die radialen Wärmeverluste minimiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der Sonde findet sich in [4.7].

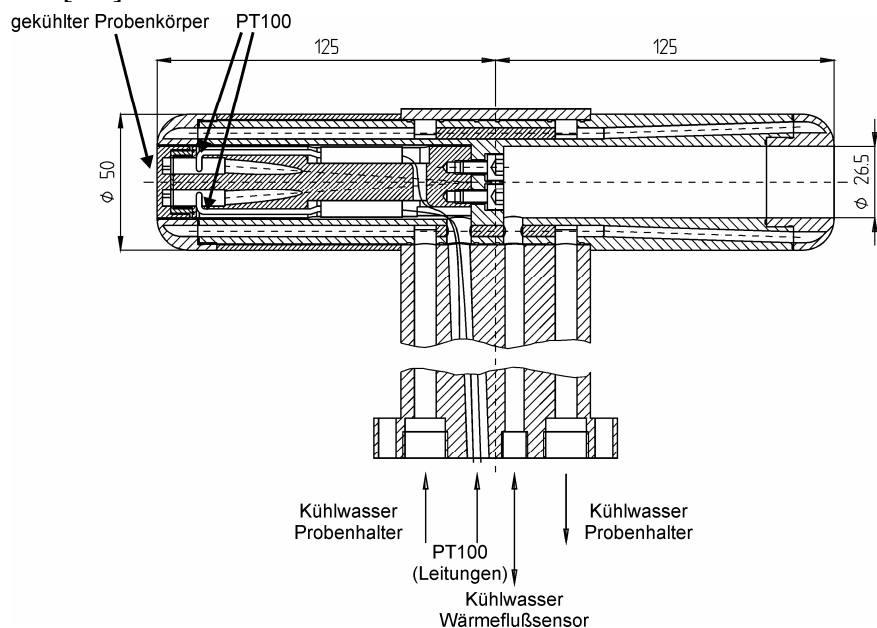


Bild 4.2-8: Kalorimetrische Wärmestromdichte-Pitotdruck-Sonde

5 Theoretische Beschreibung des induktiv beheizten Plasmagenerators

In den folgenden Abschnitten werden Annahmen und Zusammenhänge dargestellt, auf denen die physikalische Beschreibung eines RF-Plasmagenerators basiert. Die aufgestellten Modelle sind analytisch und können als Werkzeuge für den Entwurf eines induktiv beheizten Plasmagenerators verwendet werden.

Eingegangen wird auf die elektrodynamische Beschreibung induktiv beheizter Plasmageneratoren. Die grundlegenden Zusammenhänge hierzu sind die Maxwell-Gleichungen in Verbindung mit dem Ohmschen Gesetz. Die Interpretation der integralen Maxwell-Gleichungen erlaubt die Aufstellung eines Prinzipbildes zur elektrodynamischen Funktionsweise eines RF-Plasmagenerators. Die hergeleiteten Modelle dienen als Werkzeug für das Funktionsverständnis eines induktiv beheizten Plasmagenerators und liefern Erklärungen für die meßtechnisch untersuchten Betriebszustände. Zusätzlich können mit den elektrodynamischen Modellen charakteristische Größen, wie z.B. die effektive elektrische Leitfähigkeit des Plasmas, bestimmt werden.

Elektrodynamische Grundgleichungen

Die Maxwellschen Gleichungen werden in ihren zwei Grundformen betrachtet. Die Integralform ermöglicht es, Feldverhältnisse, wie z.B. die Quellenfreiheit, abzulesen. Die Differentialform ist für die analytischen Modelle der folgenden Unterkapitel von Bedeutung. Die Zusammenhänge zwischen der integralen und der differentiellen Schreibweise sind durch den Gaußschen Satz und den Satz von Stokes aus der Vektoranalysis gegeben [3.61, 5.1].

Das verallgemeinerte Induktionsgesetz, die 1. Maxwellsche Gleichung, zeigt, daß ein elektrisches Feld \vec{E} entsteht, wenn ein magnetisches Feld \vec{B} sich zeitlich ändert:

$$\oint \vec{E} d\vec{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{B} d\vec{A} = -\frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad (5-1)$$

Dabei umschlingen die elektrischen Feldlinien die magnetischen ringförmig, sodaß es zur Bildung eines elektrischen Wirbelfeldes kommt. Die elektrischen Feldlinien stehen senkrecht auf den magnetischen Feldlinien. Die differentielle Schreibweise lautet:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}. \quad (5-1b)$$

Das verallgemeinerte Durchflutungsgesetz (2. Maxwellsche Gleichung) drückt aus, daß Felder, die durch Leitungsströme \vec{j} oder sich zeitlich ändernde Verschiebungsdichten \vec{D} hervorgerufen werden, stets mit magnetischen Feldern umgeben, die senkrecht auf den elektrischen stehen und diese wirbelförmig umschlingen:

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = \int_A \vec{j} d\vec{A} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{D} d\vec{A}. \quad (5-2)$$

Die differentielle Schreibweise der 2. Maxwellschen Gleichung lautet

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}. \quad (5-2b)$$

Die 3. Maxwellsche Gleichung sagt aus, daß \vec{B} quellenfrei ist. Es gilt:

$$\oiint_A \vec{B} d\vec{A} = 0. \quad (5-3)$$

Diese Aussage besagt jedoch nur, daß bei einer als endlich groß betrachteten Hüllfläche in dem von ihr umschlossenen Volumen keine Quellen bzw. Senken vorliegen. Um mögliche punktwise Quellen oder Senken zu ermitteln, muß die Ausdehnung der Hüllfläche beliebig klein sein und damit auch das von ihr umschlossene Volumen. Es entsteht ein Grenzwert, die Divergenz von \vec{B} :

$$\operatorname{div} \vec{B} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \oint_A \vec{B} d\vec{A}.$$

Damit ergibt sich mit der Quellen- und Senkenfreiheit nach Maxwell die differentielle Schreibweise der 3. Maxwell'schen Gleichung zu

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (5-3b)$$

Die 4. Maxwell'sche Gleichung berücksichtigt lokale Influenzen, d.h. Ladungstrennungen durch ein anliegendes elektrisches Feld. Diese Ladungen ρ_L sind Quellen der elektrischen Verschiebungsdichte \vec{D} . Das Feld der Verschiebungsdichte ist ein Quellenfeld:

$$\oint_A \vec{D} d\vec{A} = \int_V \rho_L dV, \quad (5-4)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho_L. \quad (5-4b)$$

Vereinfachende Annahmen

Folgende Voraussetzungen und Vereinfachungen werden für die Modelle im gesamten Kapitel verwendet:

- Die Verschiebungsstromdichte wird vernachlässigt. Dies läßt sich anhand einer Dimensionsbetrachtung, wie sie exemplarisch in den folgenden Unterkapiteln durchgeführt wird, begründen. Das verallgemeinerte Durchflutungsgesetz vereinfacht sich damit zu

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}. \quad (5-2c)$$

- Es wird Quasineutralität angenommen ($\rho_L = 0$). Die 4. Maxwell'sche Gleichung vereinfacht sich daher zu

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0. \quad (5-4c)$$

- Der Zusammenhang zwischen Stromdichte im Plasma und dem auf dem Umfang wirkenden elektrischen Feld läßt sich mit dem Ohmschen Gesetz unter Vernachlässigung eines Partialdruckgradienten in Umfangsrichtung des Plasmarohrs (φ -Richtung) mit Gleichung 3.2-21 berechnen.
- Die elektrische Leitfähigkeit σ wird im betrachteten Volumen als konstant angenommen (σ_{eff}).

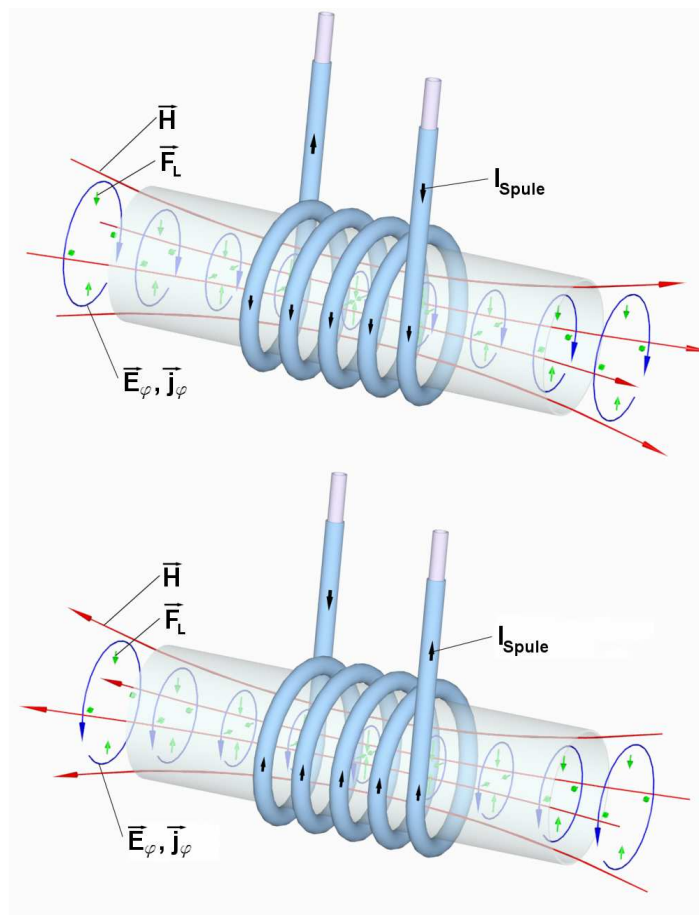


Bild 5-1: Schema der elektrodynamischen Verhältnisse beim IPG

- Für Größen im Rohr des IPG und im PWK3 wird Rotationssymmetrie angenommen.
- Spulenendeffekte werden in den analytischen Modellen vernachlässigt.
- Sofern nicht anders beschrieben, wird die Spule in den Modellen als lange Spule angenommen.
- Die zeitliche Veränderung der elektrodynamischen Größen wird sinusförmig angenommen. Für die n-te Ableitung nach der Zeit einer Vektorfunktion gilt damit:

$$\frac{\partial^n \vec{V}}{\partial t^n} = (i\omega)^n \vec{V}. \quad (5-5)$$

- Sofern nicht angegeben, wird bei den Modellen davon ausgegangen, daß der Spulenradius r_{Spule} ungefähr dem Rohrradius entspricht, wobei die Rohrwandstärke als sehr klein gegenüber dem Rohrradius angenommen wird: $r_{\text{Spule}} \approx R_{\text{in}} \approx R_{\text{a}}$.
- Axiale Wärmeleitungseffekte im von Spule und Plasmarohr umschriebenen Volumen werden nicht berücksichtigt.

Faßt man die beschriebene physikalische Bedeutung der Maxwell-Gleichungen zusammen, so ergibt sich die obige Prinzipskizze für die Elektrodynamik eines RF-Plasmagenerators (Bild 5-1):

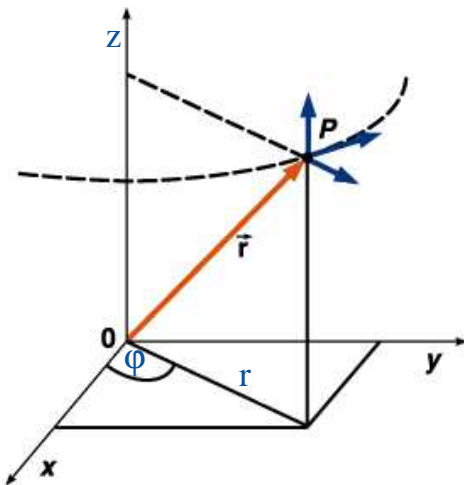


Bild 5-2:
Zylinderkoordinatensystem
 $Z(r, z, \varphi)$

Dabei führen die gemachten Annahmen mathematisch gesehen auf eine allgemeine vektoranalytische Vorschrift zur Berechnung der elektrischen und magnetischen Feldgrößen (Gleichung 3.2-15), die im Anhang C veranschaulicht wird. Allerdings wird in den folgenden Kapiteln häufig von diesem Weg abgewichen, um durch komponentenweise Analyse der Gleichungen ein besseres Verständnis zu erlangen.

Es wird das in Bild 5-2 dargestellte Zylinderkoordinatensystem $Z(r, z, \varphi)$ verwendet, was sich aufgrund der axialsymmetrischen Geometrie des Generators anbietet. Die z-Achse verläuft dabei entlang der Rohrachse. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der Rohrmittle, am Beginn der Induktionsspule.

5.1 Abschätzung der Feldstärken und der Leistungsverhältnisse im Schwingkreis: Kapazitive und induktive Plasmaentladung

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde versucht, die Leistungseinkopplung bei berührungslosen Entladungen, wie sie von Hittorf und Thompson untersucht wurden [3.1, 3.4, 3.7], zu erklären. Es entstanden zwei Fraktionen, von denen die eine die Ansicht vertrat, daß die Hauptursache der Leistungseinkopplung das umfangsgerichtete elektrische Feld E_φ ist, was der induktiven Einkopplung entspricht. Die zweite Fraktion hatte den Verdacht, das axiale elektrische Feld E_z , das durch die Potentialdifferenz der Spulenenden verursacht wird, wäre die Ursache der Leistungseinkopplung. McKinnan hatte als einer der ersten die berechnete Vermutung, daß beide Zustände in Abhängigkeit der Leistungseinstellung auftreten können [3.2]. Neben der Leistungscharakteristik werden die Entladungszustände von unterschiedlichen charakteristischen Intensitätsprofilen begleitet. Bei der kapazitiven Entladung bildet sich ein Strahlungsmaximum in der Mitte des Plasmarohrs, wohingegen bei der induktiven Entladung Maxima in der Nähe der Rohrwand entstehen, was durch den Skin-

effekt der induktiven Entladung bedingt ist. Entsprechende Messungen wurden in [3.3] durchgeführt. Für induktive Plasmageneratoren lassen sich für den Zeitpunkt, zu dem das Plasma gezündet wird, E_φ , E_z sowie die induktive Leistung P_i und die kapazitive Leistung P_c abschätzen. Die unten erläuterten Abschätzungen der elektrischen Feldstärken liefern jedoch für den Plasmabetrieb zu hohe Zahlenwerte, da die Plasmasekundäreffekte nicht berücksichtigt werden.

Die Feldstärken hängen von der Spulengeometrie (Durchmesser d_{Spule} , Länge l_{Spule}) und der anliegenden Spulenspannung U_{Spule} ab, für die Abschätzung der Leistungen muß man sich eines Parallelschwingkreisschaltbildes bedienen, bei dem die Kapazität der Spule C_{Spule} zusätzlich parallel zur Spule geschaltet ist.

Für die induzierte Feldstärke gilt

$$E_\varphi \approx \frac{U_{Spule}}{\pi d_{Spule} n}, \quad (5.1-1)$$

für das axiale elektrische Feld gilt

$$E_z \approx \frac{U_{Spule}}{l_{Spule}}. \quad (5.1-2)$$

Damit läßt sich das Verhältnis E_z/E_φ zu

$$\frac{E_z}{E_\varphi} \approx \frac{d_{Spule}}{l_{Spule}} \pi n \quad (5.1-3)$$

abschätzen. Mit Hilfe der Gleichung 5.1-3 läßt sich erklären, warum die Entladungen üblicherweise mit dem kapazitiven Modus beginnen, da E_z größer als E_φ ist. Im Fall der hier verwendeten Spulen liegt E_z/E_φ bei einem Wert von $2,6 \cdot n$, sodaß sich für das Verhältnis, je nach Windungszahl n , die Werte 6,5 ($n = 2,5$) und 14,3 ($n = 5,5$) ergeben.

Mit Gleichung 3.2-4 läßt sich die induktive Leistung abschätzen:

$$P_i \approx L_{Spule} \dot{I}_{Spule} I_{Spule} = \frac{U_{Spule}^2}{\omega L_{Spule}} \approx \sqrt{\frac{C}{L_{Spule}}} U_{Spule}^2. \quad (5.1-4)$$

Dabei ist C die Kondensatorkapazität. Die kapazitive Leistung läßt sich analog angeben. Es gilt:

$$P_c \approx \omega C_{Spule} U_{Spule}^2. \quad (5.1-5)$$

Somit läßt sich das Verhältnis P_c/P_i mit Hilfe der Gleichungen 5.1-4 und 5.1-5 zusammen mit Gleichung 3.2-2 berechnen:

$$\frac{P_c}{P_i} \approx \omega^2 L C_{Spule} = \frac{C_{Spule}}{C} \Rightarrow P_c \ll P_i. \quad (5.1-6)$$

Normalerweise ist $C_{Spule} \ll C$, was man anhand eines Zahlenbeispiels für einen Plattenkondensator mit vergleichbarer Geometrie leicht einsehen kann. Für $C_{Spule} \approx \epsilon_0 \cdot A/l$ ergibt sich mit $A/l = \pi \cdot r^2/l$ ein Zahlenwert von 2,3 pF, ein Wert, der mindestens 3 Größenordnungen kleiner als die Kapazität des Schwingkreises ist ($\Rightarrow P_c/P_i \approx 10^{-3}$).

5.2 Transformatormodell und Ersatzschaltbild für IPG

In der Literatur sind Transformatormodelle zur Beschreibung induktiv beheizter Plasmageneratoren bekannt [3.5, 3.58, 3.67, 5.2], die von unterschiedlichen Vereinfachungen ausgehen. Gudmundsson und Liebermann gehen von einem Transformatormodell aus, das durch ein Ersatzschaltbild beschrie-

ben wird. Allerdings wird das Stromverhältnis I_{PI}/I_{Spule} in dieser Arbeit nach Gleichung 3.1-2 beschrieben, und der Spulenwiderstand R_{Spule} wird abgeschätzt. Im Vergleich dazu vernachlässigen Colpo et al. in ihrem Modell den Spulenwiderstand.

Im folgenden wird ein Modell erstellt, mit dem man Größen, wie z.B. die induzierte Plasmaleistung und das Verhältnis von Spulenstrom zu Plasmastrom auf Basis eines Ersatzschaltbildes für die hier behandelten Plasmageneratoren berechnen kann. Bild 5.2-1 zeigt das Transformatorschaltbild zusammen mit dem Ersatzschaltbild, wie es in Zusammenarbeit mit Dr. Eckhardt, dem ehemaligen Entwicklungsleiter des Herstellers der Energieversorgungsanlage, erstellt wurde [5.3].

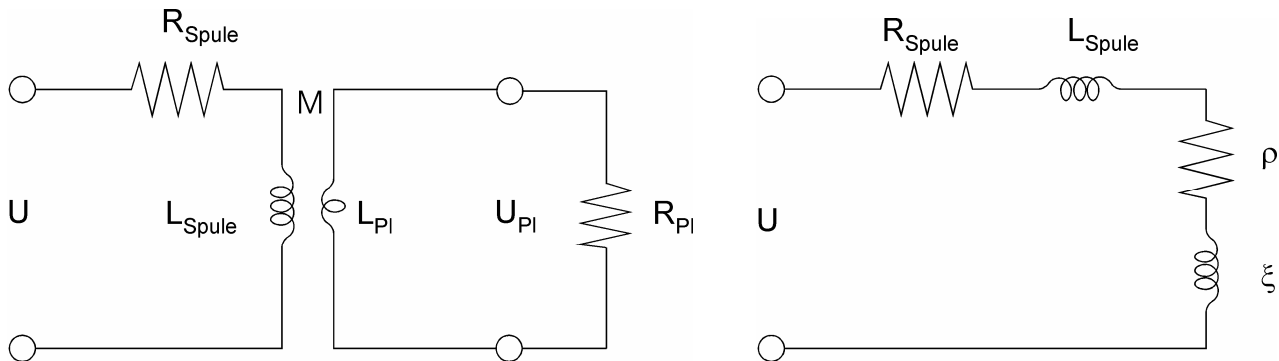


Bild 5.2-1: Transformatorschaltung und Ersatzschaltbild für IPG

Die Modellierung der Schaltungselemente, auf die hier eingegangen wird, stellt die Hauptschwierigkeit beim Transformatormodell dar.

Für den Gleichstromwiderstand des Induktors gilt:

$$R_{Spule,DC} \approx \frac{d_{Spule} n}{r_{Leiter}^2 \sigma_{Kupfer}}. \quad (5.2-1)$$

Die Besselsche Differentialgleichung der Elektrodynamik eines stromdurchflossenen Leiters lässt sich näherungsweise mit einer Reihenentwicklung angeben [5.4]. Setzt man $x = r_{Leiter}/(2 \cdot \delta_{Cu})$, wobei δ_{Cu} die Eindringtiefe in die Kupferleiter bedeutet, so erhält man für das Verhältnis von frequenzabhängigem Induktorwiderstand $R_{Spule,AC}$ zum Gleichstromwiderstand $R_{Spule,DC}$ näherungsweise:

$$\frac{R_{Spule,AC}}{R_{Spule,DC}} \approx x + \frac{1}{4} + \frac{3}{64x}. \quad (5.2-2)$$

Für die Induktivitäten L_{Spule} und L_{Peri} können die nach Gleichung 3.2-10 bestimmten Werte, die auf Basis der in Kapitel 3.2.1 dargestellten Messungen (Bild 3.2-4) berechnet wurden, übernommen werden. In [3.58] wird L_{Spule} mit Hilfe von Gleichung 3.2-7 berechnet, eine Vorgehensweise, die mit den dort angegebenen Werten $l = 8 \text{ cm}$ und $r_{Spule} = 2,1 \text{ cm}$ bestenfalls zu einem groben Näherungswert für L_{Spule} führen kann (siehe Gleichungen 3.2-8 und 3.2-10).

Der Plasmawiderstand R_{PI} lässt sich mit Gleichung 3.2-23 angeben.

Für die Plasmainduktivität gilt:

$$L_{PI} = \frac{\mu_0 \pi R_m^2}{l_{PI}}. \quad (5.2-3)$$

Die Gegeninduktivität lässt sich mit

$$M = \frac{\mu_0 \pi R_{in}^2 n}{l_{PI}} = n L_{PL} \quad (5.2-4)$$

berechnen, wobei l_{PI} die Länge der Entladung ist [3.58].

Damit sind alle Schaltungselemente in Bild 5.2-1 modelliert. Im Bild rechts ist das Reihenersatzschaltbild dargestellt. Die vorliegende R-L-Serienschaltung beschreibt bei den auftretenden Betriebsfrequenzen die physikalische Situation wirklichkeitstreuere als eine Parallelersatzschaltung [5.3]. Die Impedanz der Schaltung ist

$$Z = (R_{Spule} + \rho) + j\omega(L_{Spule} + \xi). \quad (5.2-5)$$

Für den Ersatzplasmawiderstand ρ gilt:

$$\rho = \frac{n^2}{1 + (R_{Pl}(\omega L_{Pl})^{-1})^2} R_{Pl}. \quad (5.2-6)$$

Für die Ersatzplasmainduktivität ξ gilt:

$$\xi = -\frac{n^2}{1 + (R_{Pl}(\omega L_{Pl})^{-1})^2} L_{Pl}. \quad (5.2-7)$$

Ausgehend von Gleichung 5.2-6 läßt sich nun die induzierte Plasmaleistung mit

$$P_{Pl} = \rho I_{Spule,eff}^2 \quad (5.2-8)$$

berechnen. Analog kann die Plasmaleistung auch mit

$$P_{Pl} = R_{Pl} I_{Pl,eff}^2 \quad (5.2-9)$$

berechnet werden. Gleichsetzen von 5.2-8 und 5.2-9 führt auf

$$\left(\frac{I_{Pl,eff}}{I_{Spule,eff}} \right)^2 = \frac{\rho}{R_{Pl}} = \frac{n^2}{1 + (R_{Pl}(\omega L_{Pl})^{-1})^2}. \quad (5.2-10)$$

Setzt man R_{Pl} und L_{Pl} nach den Gleichungen 3.2-23 bzw. 5.2-3 in Gleichung 5.2-10 ein, so erhält man

$$\frac{I_{Pl,eff}}{I_{Spule,eff}} = \frac{\left(\frac{R_{in}}{\delta} \right)}{\sqrt{\left(\frac{R_{in}}{\delta} \right)^2 + 1}} n. \quad (5.2-11)$$

Gleichung 5.2-11 zeigt, daß das Verhältnis von Plasmastrom zu Spulenstrom für große R_{in}/δ gegen n konvergiert, sodaß sich für diesen Fall die Transformatorgleichung 3.1-1 ergibt. Für kleinere R_{in}/δ muß der Plasmastrom, der kleiner als $n \cdot I_{Spule}$ ist, mit Gleichung 5.2-11 berechnet werden.

Die Ohmsche Verlustleistung im Schwingkreis läßt sich über die Verlustleistung an der Spule

$$P_{Spule} \approx R_{Spule,AC} I_{Spule,eff}^2 \quad (5.2-12)$$

abschätzen. Streng genommen handelt es sich dabei um eine Abschätzung nach unten, da bei der Modellierung des Spulenwiderstands den Widerständen der übrigen Leitungssysteme des Schwingkreises (Index SK) nicht Rechnung getragen wird ($P_{SK} \approx P_{Spule}$).

5.3 Modell für IPG mit großem Verhältnis von Durchmesser zu Eindringtiefe

Die in Kapitel 3.2.3 betrachtete Gleichung zur Leistungseinkopplung beim IPG basiert auf starken Vereinfachungen. Für ein besseres Verständnis der induktiven Leistungseinkopplung bei räumlicher und zeitlicher Konstanz von Temperatur und Druck und damit auch von σ kann man die Maxwell -

Gleichungen zusammen mit der vereinfachten Form des Ohmschen Gesetzes lösen. Dabei ist die zeitliche Konstanz bei der Betrachtung stationärer Betriebszustände gerechtfertigt, bei der räumlichen Konstanz handelt es sich allerdings aufgrund von Wärmeleitungs-, Konvektions-, und Strömungseffekten um eine starke Vereinfachung. Es wird weiterhin angenommen, daß der Rohrdurchmesser ungefähr dem Spulendurchmesser entspricht. Unter der Voraussetzung, daß das Verhältnis des baulichen Durchmessers des Generators zur Eindringtiefe groß ist, lassen sich die Maxwell-Gleichungen 5-1b und 5-2c vereinfacht in Zylinderkoordinaten angeben und auch analytisch lösen [2.10]. Ähnliche Modelle wurden bereits in [3.40, 3.64] erstellt. Allerdings wurde in den genannten Modellen nicht auf die Bedeutung der Lorentzkräfte eingegangen. Durch Berechnung integraler Größen wie beispielsweise des Plasmastroms I_{Pl} lassen sich weitere Aussagen hinsichtlich der geometrischen Verhältnisse bei der Leistungseinkopplung machen, sodaß sich das Problem der starken thermischen Rohrbelastung der induktiv beheizten Plasmageneratoren erklären läßt.

Ist die Eindringtiefe δ deutlich kleiner als der Rohrdurchmesser d , so lassen sich die Gleichungen 5-1b und 5-2b bei Verwendung des Koordinatensystems $Z(r, z, \varphi)$ wie folgt formulieren:

$$\frac{\partial E_{\varphi}}{\partial r} \approx -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (5-1c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial r} = -\left(j_{\varphi} + \varepsilon_0 \frac{\partial E_{\varphi}}{\partial t} \right). \quad (5-2b)$$

Dabei wird mit dieser Annahme im verallgemeinerten Induktionsgesetz (Gleichung 5-1c) eine Näherung durchgeführt (Vergleich Gleichung 5-1b). Bei Gleichung 5-2b wird der Anteil der Verschiebungsdichte zur beispielhaften Analyse für die weitere Berechnung zunächst berücksichtigt. Leitet man Gleichung 5-1c nach r und Gleichung 5-2b nach der Zeit ab und setzt die beiden Gleichungen ineinander ein, so ergibt sich

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} = \mu_0 \frac{\partial j}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}. \quad (5.3-1)$$

Diese Gleichung beschreibt die Elektrodynamik eines IPG. Mit Hilfe des vereinfachten Ohmschen Gesetzes $j = \sigma \cdot E$ erhält man die partielle Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 j}{\partial r^2} = \mu_0 \sigma \frac{\partial j}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 j}{\partial t^2} \quad (5.3-2)$$

zur Beschreibung der Stromdichte im Plasma. Nimmt man nun das außen anliegende Feld als sinusförmig an, so läßt sich die Stromdichte j mit Hilfe des Eigenwerts λ_e in der Form

$$j(t, r) = j_{\text{max}} e^{i\omega t} e^{-\lambda_e (R-r)} \quad (5.3-3)$$

ansetzen. Praktisch gesehen kann man diesen Ansatz zunächst verallgemeinern, indem man von $j(r, t) = j_{\text{max}}(r) e^{i\omega t}$ ausgeht und dies in die Differentialgleichung für j einsetzt. Unter Verwendung der Wellenlänge λ führt man somit die partielle DGL in eine gewöhnliche Differentialgleichung über:

$$\frac{d^2 j}{dr^2}(r) = \left(i\mu_0 \sigma \omega - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right) j(r). \quad (5.3-4)$$

Setzt man nun den Term aus Gleichung 5.3-3, der die Abhängigkeit von r beschreibt, in die Gleichung ein, führt dies auf den Eigenwert

$$\lambda_{\text{eig}} = \sqrt{i\mu_0 \sigma \omega - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2} = \sqrt{\frac{2i}{\delta^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2}. \quad (5.3-5)$$

Der reale Anteil unter der Wurzel repräsentiert den Anteil aus der Verschiebungsdichte. Wie in den Kapiteln 3.2.2 und 3.2.3 dargestellt, hat die Wellenlänge λ die Größenordnung 10^2 m, sodaß $d \ll \lambda$ ist. Ferner ist nach Voraussetzung $\delta \ll d$, sodaß gilt:

$$\delta \ll \lambda. \quad (5.3-6)$$

Da die Größe des Generators viel kleiner ist als die Wellenlänge, kann der Anteil aus der Verschiebungsstromdichte vernachlässigt werden, sodaß für den Eigenwert näherungsweise

$$\lambda_e = (i+1)\sqrt{\pi\mu_0\sigma f} = \frac{i+1}{\delta} \quad (5.3-5b)$$

geschrieben werden kann. Die Größe δ entspricht der in Kapitel 3.2.3 eingeführten Eindringtiefe (Gleichung 3.2-17). Setzt man diesen Eigenwert in die Ansatzfunktion für j ein, so erhält man als Ergebnis die Gleichung, welche die Stromdichte im Plasma in Abhängigkeit der Zeit t und der radialen Position r beschreibt.

$$j(r,t) = j_{\max} \cdot \underbrace{e^{i\left(\omega t - \frac{R-r}{\delta}\right)}}_{\text{Schwingung mit lokaler Phasenlage}} \cdot \underbrace{e^{-\frac{R-r}{\delta}}}_{\text{Dämpfung des Betrags}} \quad (5.3-7)$$

Dabei beschreibt die erste Exponentialfunktion das zeitliche Schwingen der Stromdichte, wobei ein von außen (Spule, $r = R$) nach innen (Rohrmitte, $r = 0$) zunehmender Phasenunterschied entsteht. Die zweite Exponentialfunktion beschreibt die Dämpfung des Betrags der maximalen Stromdichte aufgrund der Eindringtiefe. Dabei ist die Dämpfung umso stärker, je höher die Leitfähigkeit des Plasmas ist und je höher die Betriebsfrequenz ist.

5.3.1 Berechnung des Plasmastroms

Für die Berechnung des integralen Plasmastroms und der Leistung werden nur die Stromdichtebeiträge betrachtet. Der integrale Strom I_{Pl} läßt sich mit Hilfe der Integration des Stromdichteverlaufs über die stromdurchsetzte Fläche A_1 berechnen:

$$I_{Pl,eff} = \int_0^{l_{Spule}} \int_0^R \frac{j_{\max}}{\sqrt{2}} e^{-\frac{R-r}{\delta}} dl dr = \frac{j_{\max} l_{Spule} \delta}{\sqrt{2}} \left(1 - e^{-\frac{R}{\delta}}\right). \quad (5.3-8)$$

Bei hohen Betriebsfrequenzen, hohem σ und/oder großen Rohrdurchmessern ist $R \gg \delta$, sodaß Gleichung 5.3-8 zu

$$I_{Pl,eff} \approx \frac{j_{\max}}{\sqrt{2}} l_{Spule} \delta \quad (5.3-9)$$

vereinfacht werden kann. Mit Hilfe von Gleichung 5.3-9 kann der integrale Strom aus der maximalen Stromdichte abgeschätzt werden. Hervorzuheben ist, daß man sich bei diesem Grenzfall die wirk-same Fläche, durch die j fließt, als an der Rohrrinnenwand anliegenden Ring der Dicke δ vorstellen kann. Dies ist dadurch zu begründen, daß j aufgrund der Felddämpfung auf dem gesamten Rohrradius von außen nach innen exponentiell abnimmt.

5.3.2 Berechnung der induzierten Leistung

Mit Gleichung 3.2-22 läßt sich die Heizleistungsdichte berechnen. Ihre Integration über das vom Rohr im Induktorbereich umschriebene Volumen nach Gleichung 3.2-27 liefert die eingekoppelte Leistung. Als Lösung ergibt sich:

$$P_{Pl} = \frac{j_{\max}^2}{\sigma} \frac{\pi l_{Spule} \delta^2}{2} \left[\frac{d}{\delta} - \left(1 - e^{-\frac{d}{\delta}} \right) \right] = \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{\max} V_{ref}. \quad (5.3-10)$$

Dabei ist V_{ref} das Volumen, in dem die maximale Heizleistungsdichte $(\partial P/\partial V)_{\max}$ gemäß Gleichung 3.2-22 konstant herrschen müßte, um die Leistung P_{Pl} einzukoppeln. Ersetzt man j_{\max} durch den integralen Plasmastrom $I_{Pl,\max}$, so erhält man die Gleichung

$$P_{Pl} = \frac{\pi}{l\sigma} \frac{\frac{d}{\delta} - \left(1 - e^{-\frac{d}{\delta}} \right)}{\left(1 - e^{-\frac{d}{2\delta}} \right)^2} I_{Pl,\max}^2 = \frac{\pi}{l\sigma} \chi\left(\frac{d}{\delta}\right) I_{Pl,eff}^2 = R_{Pl} I_{Pl,eff}^2, \quad (5.3-11)$$

welche die Leistung abhängig von integralen Größen darstellt.

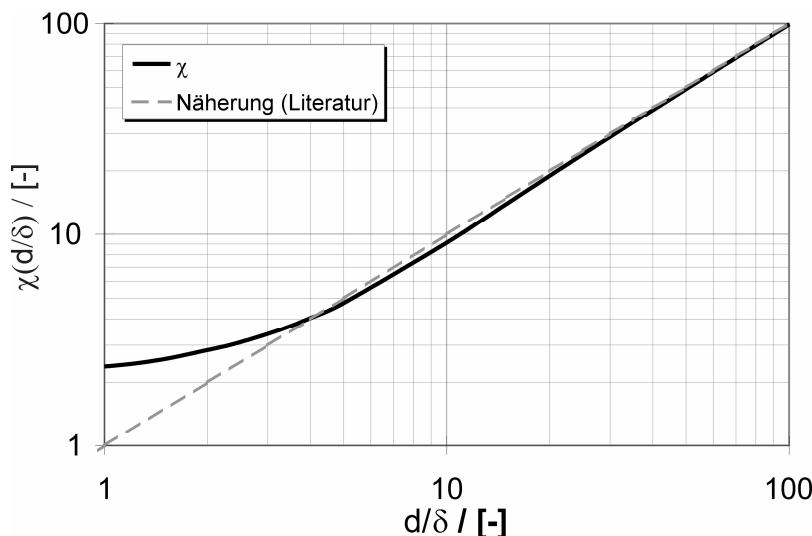


Bild 5.3-1: Vergleich des $\chi(d/\delta)$ der Gleichung 5.3-11 mit der Näherungsfunktion aus Referenz [3.40]

Grenzwert nachvollziehen. Es ist zu beachten, daß die Gleichungen 3.2-24 und 5.3-11 gemäß den Voraussetzungen für kleine d/δ keine Gültigkeit haben.

An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß diese Betrachtungen nicht zwingend durch die Näherung von Gleichung 5-1c abgegolten sind, da die Größe d/δ maßgeblich durch die Größe der Eindringtiefe δ , die von f und σ abhängt, vorgegeben wird.

Um die Auswirkungen des Skin-Effektes auf die Betriebscharakteristik des IPG untersuchen zu können, soll im folgenden der Anteil der eingekoppelten Leistung in einem Ring der Dicke $k\delta$ an der Rohrwand untersucht werden, wobei k ein Skalierungsfaktor sei. Nach Gleichung 3.2-27 folgt:

$$P_{Pl, Ring\ k\delta} = 2\pi l \left(\int_0^R \frac{\partial P}{\partial V} r dr - \int_0^{R-k\delta} \frac{\partial P}{\partial V} r dr \right) = 2\pi l \int_{R-k\delta}^R \frac{\partial P}{\partial V} r dr. \quad (5.3-12)$$

Der Anteil der Leistung an der Gesamtleistung ist

$$\frac{P_{Pl, Ring\ k\delta}}{P_{Pl, ges}} = 1 - \frac{\int_0^{R-k\delta} \frac{\partial P}{\partial V} r dr}{\int_0^R \frac{\partial P}{\partial V} r dr} = \frac{\frac{d}{\delta} - 1 + e^{-2k} \left((2k+1) - \frac{d}{\delta} \right)}{\frac{d}{\delta} - 1 + e^{-\frac{d}{\delta}}}. \quad (5.3-13)$$

Für kleine Eindringtiefen hängt Gleichung 5.3-13 nur geringfügig von d/δ ab (Bild 5.3-2), und man kann eine Näherungsfunktion (Grenzwert) berechnen:

$$\frac{P_{Pl, Ring\ k\delta}}{P_{Pl, ges}} = 1 - \frac{\int_0^{R-k\delta} \frac{\partial P}{\partial V} r dr}{\int_0^R \frac{\partial P}{\partial V} r dr} \approx 1 - e^{-2k}. \quad (5.3-14)$$

Rein rechnerisch stellen die Gleichungen 5.3-13 und 5.3-14 gleichzeitig die algebraischen Lösungen für $\eta_{geo,ind}$ nach Gleichung 3.2-28 dar. Man muß lediglich die obere Integrationsgrenze des Integrals im Zähler von Gleichung 5.3-14 durch r_2 und entsprechend für das Integral im Nenner durch r_1 ersetzen, wenn man Generatoren mit unterschiedlichen Durchmessern, die ja kleiner als der Spulendurchmesser sind, vergleichen möchte. Der Grenzfall $r_1 = R_a$ ist für die Berücksichtigung des Wirkungsgrades heranzuziehen, da auf diese Weise die induzierte Leistung bei einem Plasmagenerator mit r_2 zur theoretisch maximal möglichen Leistung für $r = R_a$ ins Verhältnis gesetzt wird.

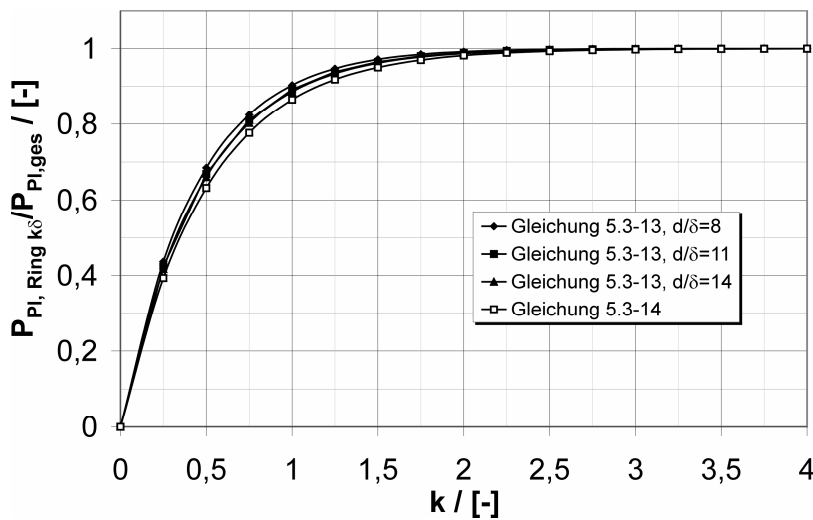


Bild 5.3-2: Anteil der in einen Ring der Dicke $k\delta$ eingekoppelten Leistung im Verhältnis zur gesamten Plasmaleistung

Bild 5.3-2 zeigt den Verlauf des mit Gleichung 5.3-13 berechneten Anteils, der in einen Plasmaring der Dicke $k\delta$ an der Rohrrinnenwand des Plasmagenerators eingekoppelt wird. Dabei repräsentiert die Kurve mit den offenen Symbolen den Verlauf, der sich aus der Näherung nach Gleichung 5.3-14 ergibt. Eine Analyse von Gleichung 3.2-24 liefert hierzu dasselbe Ergebnis. In [3.40] wird für $k = 1$ ein Wert von 86% angegeben. Dieser Wert stimmt mit dem Resultat nach Gleichung 5.3-14 überein. Für kleinere

d/δ , wie sie bei Plasmen im Vergleich zu Metallschmelzen und Metallgut zu erwarten sind, ergeben sich nach Gleichung 5.3-13 höhere Werte. Für $d/\delta = 8$ beispielsweise ergibt sich für $k = 1$ ein Leistungsanteil von 90,3 %.

Damit wird eines der größten Probleme beim Betrieb von induktiv beheizten Plasmageneratoren deutlich: Bei laminarer Durchströmung werden innerhalb von $2\cdot\delta$ mehr als 98 % der gesamten Leistung eingekoppelt. Dies bedeutet, daß die Rohrrinnenwand einer sehr hohen Belastung ausgesetzt ist, was große Anforderungen an die Technologie der IPG stellt.

Allerdings ist natürlich in der Realität die Temperatur über dem Radius nicht konstant. So ist diese durch thermische Verluste in Wandnähe niedriger, dadurch ist σ in Wandnähe geringer, was die Wandbelastung verringert.

5.3.3 Berechnung der magnetischen Feldstärke und der radialen Lorentzkraft

Mit Gleichung 5-2c auf Seite 66 läßt sich H_z berechnen:

$$H_z = (i-1) \frac{\delta}{2} j(r,t). \quad (5.3-15)$$

Dabei gilt $E_\phi = j(r,t)/\sigma$, sodaß sich mit den Gleichungen 3.2-2 und 3.2-17 das Verhältnis

$$\frac{E_\phi}{H_z} = -\frac{i+1}{\sigma\delta} = -\frac{i+1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\mu_0\omega}{\sigma}} = -\frac{i+1}{2} \mu_0\omega\delta \quad (5.3-16)$$

ergibt. Beträgsmäßig nimmt Gleichung 5.3-16 den Wert $(\mu_0 \cdot \omega / \sigma)^{0,5}$ an. Der Betrag von H_z ist

$$|H_z| = \frac{\delta}{\sqrt{2}} j_{\max} e^{-\frac{R-r}{\delta}}. \quad (5.3-17)$$

Für die Lorentzkraftdichte \vec{F}_L gilt [3.30]

$$\frac{\partial \vec{F}_L}{\partial V_I} = \frac{1}{2} \mu_0 \operatorname{Re}(\vec{j} \times \vec{H}_z^*), \quad (5.3-18)$$

sodaß man die radial nach innen gerichtete Lorentzkraftdichte

$$\frac{\partial \vec{F}_L}{\partial V_I} = -\mu_0 \frac{\delta}{4} j_{\text{eff}}^2 e^{-2\frac{R-r}{\delta}} \quad (5.3-19)$$

angeben kann. Dabei bedeutet der Index * für \vec{H}_z den komplex-konjugierten Vektor, V_I ist das stromführende Volumen (siehe auch Kapitel 3.2.3). Integriert man Gleichung 5.3-18 über das stromführende Volumen $dA \cdot ds$ (Gleichung 3.2-20), so erhält man

$$F_L = -\frac{\pi}{8} \mu_0 l d \delta^2 j_{\text{eff}}^2 \left(1 - e^{-\frac{d}{\delta}}\right). \quad (5.3-20)$$

Zusammen mit den Gleichungen 5.3-9 und 5.3-11 läßt sich Gleichung 5.3-20 in

$$\frac{F_L}{P_{Pl}} = -\frac{1}{4\omega\delta} \quad (5.3-21)$$

und

$$\frac{F_L}{I_{Pl,\text{eff}}^2} = -\frac{\pi}{2} \mu_0 \frac{\delta}{l} \chi\left(\frac{d}{\delta}\right) \approx -\frac{\pi}{2} \mu_0 \frac{d-\delta}{l} \approx -\frac{\pi}{2} \mu_0 \frac{d}{l} \quad (5.3-22)$$

überführen. Sie erlauben Aussagen zum magnetohydrodynamischen Betriebsverhalten der IPG bezüglich der integralen Größen P_{Pl} und $I_{Pl,\text{eff}}$ in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ω und der Eindringtiefe δ . Man kann z.B. leicht sehen, daß eine Zunahme der Plasmaleistung eine Zunahme der Lorentzkraft zur Folge hat, was sich aus Gleichung 5.3-21 ablesen läßt, da die gleichzeitige Verringerung von δ zu erwarten ist. Gleichung 5.3-21 ist von großer Bedeutung, da sich mit ihrer Hilfe die Leistungsabhängigkeit von Stabilisierungseffekten beim Betrieb der IPG veranschaulichen läßt. Bei effizienter induktiver Einkopplung ist $\delta < R$, sodaß sich der Betrag von F_L über $F_L/P_{Pl} > 1/(2 \cdot \omega \cdot d)$ nach unten abschätzen läßt. Für Gleichung 5.3-22 sind analog zu Gleichung 3.2-24 Näherungen für $\delta \ll d$ angegeben ($d > \delta$). Da für diesen Fall auch Gleichung 3.1-1 gilt, läßt sich die Lorentzkraft mit

$$F_L \approx -\frac{\pi}{2} \mu_0 \frac{d}{l} n^2 I_{Spule}^2 \quad (5.3-22b)$$

angeben. Die Gleichungen 5.3-22 und 5.3-22b geben den Zusammenhang zwischen der radial nach innen gerichteten Lorentzkraft und dem Strom. Es wird deutlich, daß F_L von der Geometrie und dem Quadrat des Produktes $n \cdot I_{Spule}$ abhängt.

Die Lorentzkräfte führen zu einer Druckerhöhung auf der Generatorachse (magnetischer Druck), was ein weiterer Grund dafür ist, daß σ eigentlich nicht konstant ist. Der damit verbundene Pincheffekt sowie magnetohydrodynamische Strömungen können u.U. für die Verringerung des Wärmefflusses auf den Plasmabehälter ausgenutzt werden [2.10, 3.16]. Ferner ist σ in Wandnähe sehr klein, wodurch sich eine weitere Entlastung des Rohres ergibt.

5.3.4 Berechnung der radialen Wärmeleitung im Rohr des IPG

Unter der Annahme eines Eintemperaturmodells läßt sich für ein unendlich langes Rohr unter Vernachlässigung axialer Temperaturänderung die radiale Temperaturverteilung aus der Wärmeleitungsgleichung mit λ als der Wärmeleitfähigkeit des Plasmas formulieren:

$$\frac{\partial^2 T_{Pl}}{\partial r^2} = -\frac{1}{\lambda} \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{eff} < 0. \quad (5.3-23)$$

Mit der Heizleistungsdichte

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_{eff} = \frac{1}{2} \frac{j_{max}^2}{\sigma} e^{\frac{2r-d}{\delta}} \quad (5.3-24)$$

als Quellterm läßt sich eine Gleichung für den radialen Verlauf der Temperatur

$$T_{Pl}(r) = -\frac{(j_{max} \delta)^2}{8\sigma\lambda} e^{\frac{2r-d}{\delta}} + C_1 r + C_2 \quad (5.3-25)$$

im Rohr des IPG angeben. Dabei lassen sich die beiden Integrationskonstanten C_1 und C_2 in Abhängigkeit von der mittleren Innenwandtemperatur des Rohrs $T_{Wand,in} \approx T(r=R)$ und von der Temperatur des Plasmas in der Rohrmitte $T_{Pl,Mitte}$, d.h. $T(r=0)$, ermitteln:

$$C_1 = \frac{2}{d} (T_{Wand,innen} - T_{Pl,Mitte}) + \frac{(j_{max} \delta)^2}{4d\sigma\lambda} \left(1 - e^{-\frac{d}{\delta}} \right)$$

$$C_2 = T_{Pl,Mitte} + \frac{(j_{max} \delta)^2}{8\sigma\lambda e^{\frac{d}{\delta}}}.$$

Konvektive Gleichungsterme sowie strahlungsbedingte Verluste werden hierbei nicht berücksichtigt. Dabei ist festzuhalten, daß die Wärmeleitfähigkeit λ als charakteristische Wärmeleitfähigkeit aufzufassen ist, da die konvektiven Wärmeübertragungsanteile in die charakteristische Wärmeleitfähigkeit λ eingehen. Außerdem erfüllt das Modell nicht die Randbedingung $dP/dV(r=R) = 0$ [3.12] an der kalten Rohrrinnenwand. Folglich ist der hergeleitete Zusammenhang für $T(r)$ lediglich als Gleichung aufzufassen, die die typischen Abhängigkeiten für den radialen Wärmeleitprozess in einem IPG wiedergibt. Eine genauere Analyse von Gleichung 5.3-25, führt auf die Lage des Maximums von $T(r)$.

$$r_{T_{max}} = R_{in} + \frac{\delta}{2} \ln \left(C_1 \frac{2\sigma\lambda}{j_{max}^2 \delta} \right) = R_{in} + \frac{\delta}{2} \ln \left(\frac{8\sigma\lambda}{j_{max}^2 \delta d} (T_{Wand,in} - T_{Pl,Mitte}) + \frac{\delta}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{\delta}} \right) \right) \quad (5.3-26)$$

Anhand der Gleichungen 5.3-25 und 5.3-26 ist zu erkennen, von welchen Parametern $r_{T_{max}}$ und $T_{Pl}(r)$ abhängen.

5.3.5 Ringmodell zur Berechnung des Verhältnisses von Spulen- zu Plasmastrom

Innerhalb dieses Abschnitts soll das Verhältnis I_{Pl}/I_{Spule} mit Hilfe eines algebraischen Diskretisierungsmodells abgeschätzt werden. Damit lassen sich die aus der Analyse des Ersatzschaltbildes resultierenden Zusammenhänge mit den in diesem Abschnitt auf Basis der Maxwell-Gleichungen abgeleiteten Zusammenhängen vergleichen.

Geht man von einer ringförmigen stromführenden Einkopplungszone an der Rohrrinnenwand des Generators aus, so läßt sich ein Diskretisierungsmodell mit dem durch die Spule erzeugten außen anliegenden Feld H_{Spule} , der in der ringförmigen Plasmazone herrschenden Feldstärke H_{Pl} und dem innerhalb des Plasmarings liegenden Restfeld H_R formulieren. Alle Größen werden als konstante Größen

betrachtet. In der Innenzone des Rohrs wird der Strom I_R zu Null angenommen, da hier im Vergleich zur ringförmigen Plasmazone eine sehr geringe elektrische Leitfähigkeit vorliegt.

Bild 5.3-3 zeigt ein Schema dieser Situation. Die Aufteilung in diskrete Zonen und die Dämpfung des Feldes legen nahe, den Dämpfungseffekt auf das Feld vektoriell darzustellen (Superposition).

$$\vec{H}_{Spule} + \vec{H}_{Pl} = \vec{H}_R \quad (5.3-27)$$

Gleichung 5-1 führt bei integraler Betrachtung auf

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{B} d\vec{A} = -\mu_0 \left(A_R \frac{\partial H_R}{\partial t} + A_{Ring/2} \frac{\partial H_{Pl}}{\partial t} \right), \quad (5.3-28)$$

$$\oint \vec{E} d\vec{s} = E_R \pi (R_{in} + r_{in}) \quad (5.3-29)$$

mit $A = \pi \cdot r_{in}^2$ und $A_{Ring/2} = \pi \cdot ((R_{in} + r_{in})^2 / 4 - r_{in}^2)$.

Setzt man die Gleichungen 5.3-28 und 5.3-29 ineinander ein, so erhält man

$$U_{Pl} = E_R \pi (R_{in} + r_{in}) = -\pi \mu_0 \left[r_{in}^2 \frac{\partial H_R}{\partial t} + \left[\left(\frac{R_{in} + r_{in}}{2} \right)^2 - r_{in}^2 \right] \frac{\partial H_{Pl}}{\partial t} \right], \quad (5.3-30)$$

wobei U_{Pl} die Spannung über dem stromführenden Plasmaring ist. Verwendet man analog die 2. Maxwell-Gleichung, so führt dies auf

$$I_{Pl} = l_{Spule} H_{Pl}. \quad (5.3-31)$$

Dabei ist l die Länge der Einkopplungszone, d.h. unter Vernachlässigung von Spulenendeffekten und Kopplungseffekten zwischen Strömung und Elektrodynamik, die Spulenlänge l_{Spule} . Mit dem stark vereinfachten Ohmschen Gesetz kann man Plasmaspannung und Plasmastrom verbinden:

$$\frac{U_{Pl}}{I_{Pl}} = R_{Pl}. \quad (5.3-32)$$

Hierbei ist R_{Pl} der elektrische Widerstand des Plasmarings. Das außen anliegende magnetische Feld der Spule H_{Spule} wird mit Hilfe des Zusammenhangs für eine lange zylindrische Spule beschrieben:

$$H_{Spule} = n \frac{I_{Spule}}{l_{Spule}}. \quad (5.3-33)$$

Die Ausgangsgleichung für die vektorielle Summation der Felder lässt sich nun mit Hilfe von Gleichung 5.3-33

$$n \frac{I_{Spule}}{l_{Spule}} + H_{Pl} = H_R \quad (5.3-34)$$

formulieren. Dabei lässt sich mit Hilfe der oben ausgeführten Herleitungen die zeitliche Ableitung von H_R als Funktion von H_{Pl}

$$\frac{\partial H_R}{\partial t} = - \left(\frac{l_{Spule} R_{Pl}}{\pi r_{in}^2 \mu_0} H_{Pl} + \left(\frac{1}{4} \left(\frac{R_{in}}{r_{in}} + 1 \right)^2 - 1 \right) \frac{\partial H_{Pl}}{\partial t} \right) \quad (5.3-35)$$

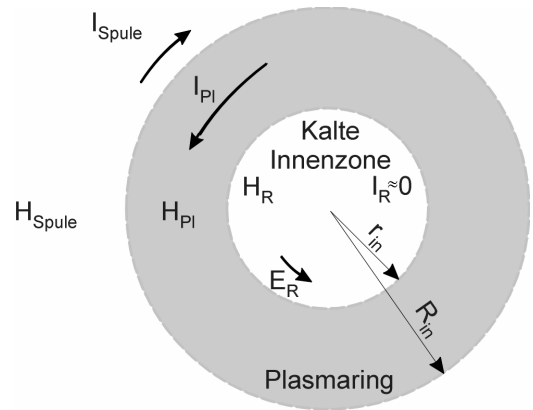


Bild 5.3-3: Plasmaring an der Rohrwand des IPG

angeben, was bedeutet, daß Gleichung 5.3-35 in Gleichung 5.3-34 eingesetzt werden kann, nachdem diese nach der Zeit abgeleitet wurde:

$$H_{Pl} + \varepsilon\tau \frac{\partial H_{Pl}}{\partial t} = -n\tau \frac{\dot{I}_{Spule}}{I_{Spule}} \quad (5.3-36)$$

Dabei ist $\varepsilon = 1/4 \cdot (R_{in}/r_{in} + 1)^2$ und $(\pi \cdot r_{in}^2 \cdot \mu_0)/(R_{Pl} \cdot l)$ ist τ .

Es ergibt sich eine inhomogene Differentialgleichung für H_{Pl} mit der zeitlichen Ableitung von H_{Spule} nach Gleichung 5.3-33 als inhomogenem Anteil.

Der homogene Anteil beschreibt den transienten Anteil von H_{Pl} . Dieser läßt sich mit Hilfe des Ansatzes $H_{Pl, hom} = H_{Pl, trans} = K_1 \cdot e^{\lambda t}$ mit $\lambda = -1/(\varepsilon \cdot \tau)$ angeben.

Für den inhomogenen Anteil führt der Ansatz $H_{Pl, inhom} = C_1 \cdot \sin(\omega t) + C_2 \cdot \cos(\omega t)$ auf

$$C_1 = \varepsilon\tau\omega C_2 \quad \text{und} \quad C_2 = \frac{nI_{Spule, max}}{I_{Spule}} \frac{\tau\omega}{1 + (\varepsilon\tau\omega)^2}. \quad (5.3-37)$$

Damit läßt sich eine vollständige Lösung für H_{Pl} angeben. Mit $H_{Pl}(0) = 0$ wird $K_1 = -C_2$. Die für H_{Pl} resultierende Amplitude beträgt, nachdem der transiente Anteil abgeklungen ist,

$$H_{Pl, max} = \sqrt{C_1^2 + C_2^2}, \quad (5.3-38)$$

sodaß sich nun die Amplitude für I_{Pl} berechnen läßt:

$$I_{Pl, max} = I_{Spule} \sqrt{C_1^2 + C_2^2}. \quad (5.3-39)$$

Die Leistung im Plasma läßt sich in Abhängigkeit von I_{Pl} berechnen

$$P_i = \frac{1}{2} R_{Pl} I_{Pl, max}^2 = R_{Pl} I_{Pl, eff}^2, \quad (5.3-40)$$

wobei über Gleichung 5.3-38 ein Zusammenhang mit I_{Spule} besteht:

$$P_i = \frac{1}{2} R_{Pl} I^2 [C_1^2 + C_2^2] = R_{Pl} \frac{(\tau\omega)^2}{\sqrt{1 + (\varepsilon\tau\omega)^2}} n^2 I_{Spule, eff}^2. \quad (5.3-41)$$

Die Gleichungen 5.3-40 und 5.3-41 liefern das Verhältnis von Plasmastrom zu Spulenstrom:

$$\frac{I_{Pl}}{I_{Spule}} = n \sqrt{\frac{(\tau\omega)^2}{1 + (\varepsilon\tau\omega)^2}} < n. \quad (5.3-42)$$

Das Ergebnis ist der rechnerische Nachweis, daß der Plasmastrom I_{Pl} immer kleiner als $n \cdot I_{Spule}$ ist. Dieses Ergebnis wird durch die Betrachtungen von Eckert [3.6] sowie durch Angaben in der Literatur über Induktionserwärmung [3.40] bestätigt. Für große Betriebsfrequenzen geht R_{in}/r_{in} gegen eins. Damit gilt

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \left(\sqrt{\frac{(\tau\omega)^2}{1 + (\varepsilon\tau\omega)^2}} \right) = 1,$$

sodaß in diesem Fall $I_{Pl}/I_{Spule} \approx n$ gilt. Dies entspricht der bekannten Transformatorgleichung 3.1-1, wobei das Plasma in diesem Fall als Spule mit einer Windung aufzufassen ist [3.5].

Durch die Einteilung in die drei Gebiete Spule (außen), Plasmaring und Rest (innerhalb des Plasmarings) läßt sich eine Gleichung für den Widerstand des Plasmarings mit einer effektiven elektrischen Leitfähigkeit σ_{eff} des Plasmas in der stromführenden Ringzone angeben:

$$R_{pl} = \frac{\pi (R_{in} + r_{in})}{\sigma_{eff} l (R_{in} - r_{in})}. \quad (5.3-43)$$

Diese Gleichung erlaubt eine Abschätzung des Plasmawiderstandes nach unten, da der zweite Bruch der Gleichung immer grösser als 1 ist. Damit läßt sich $(\tau \cdot \omega)$ nach oben abschätzen und unter Verwendung des bereits hergeleiteten Zusammenhangs für die Eindringtiefe angeben:

$$\tau_{max} \omega = \frac{\pi \mu_0 R_{in}^2}{\pi \sigma_{eff} l_{Spule}} \omega = \mu_0 \sigma_{eff} R_{in}^2 \omega = 2 \left(\frac{R_{in}}{\delta} \right)^2. \quad (5.3-44)$$

Mit $r_{in} \approx R_{in}$ folgt daraus:

$$\frac{I_{pl}}{I_{Spule}} < \frac{2 \left(\frac{R_{in}}{\delta} \right)^2}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{R_{in}}{\delta} \right)^4}} n < n. \quad (5.3-45)$$

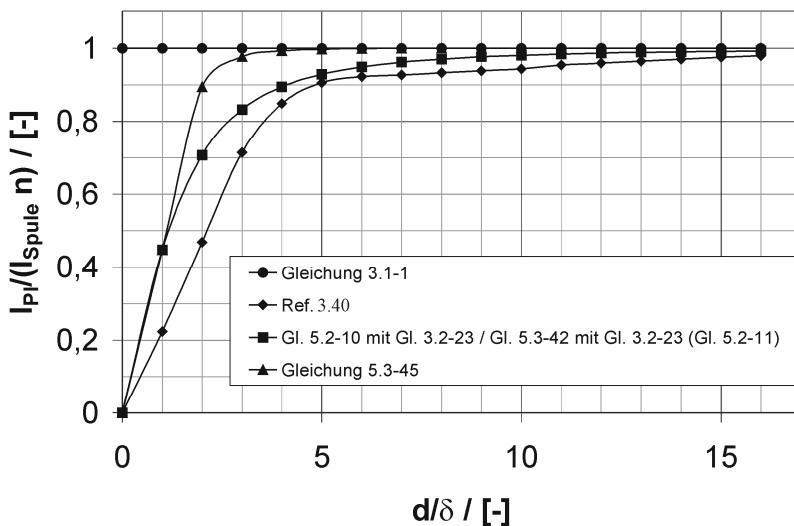


Bild 5.3-4: Vergleichende Darstellung des Plasmastroms in Abhängigkeit von d/δ , Referenz [3.40] bezieht sich auf die induktive Aufheizung metallischer Werkstücke

Es muß allerdings beachtet werden, daß die getroffenen Annahmen wie beispielsweise die konstante elektrische Leitfähigkeit und die Plasmastromführung im Ring der Dicke δ die Gültigkeit der obigen Gleichungen bzw. Ungleichung einschränken.

Bild 5.3-4 zeigt die Stromverhältniskurve dieses Abschnitts zusammen mit den Zusammenhängen aus Kapitel 3.1.1 und Kapitel 5.2 sowie den Verlauf nach Ref. [3.40].

5.4 Das Plasma als leitender Zylinder im axialen Magnetfeld

Die in Abschnitt 5.3 hergeleiteten Zusammenhänge gelten für große d/δ , d.h., das Problem wird näherungsweise gelöst, indem man einen elektrisch leitenden Halbraum betrachtet. Bei hohen effektiven elektrischen Leitfähigkeiten und/oder hohen Frequenzen kann man diese Gleichungen für Abschätzungen [5.5] verwenden, allerdings lassen sich besondere Eigenschaften, wie beispielsweise das von Plasmazustand, Geometrie und Frequenz abhängige Optimum für die Leistungseinkopplung (s.u.) nicht angeben. Daher werden nun Zusammenhänge für ein echt zylindrisches Problem und damit ohne die oben genannte Vereinfachung abgeleitet.

Verwendet man die Gleichungen 5-1b, 5-2b und 3.2-21 und substituiert in ähnlicher Weise wie in Abschnitt 5.3, so erhält man die Differentialgleichung für j_ϕ :

$$\frac{\partial^2 j_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial j_\phi}{\partial r} - \frac{1}{r^2} j_\phi - \mu_0 \sigma \frac{\partial j_\phi}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 j_\phi}{\partial t^2}. \quad (5.4-1)$$

Setzt man den sinusförmigen Verlauf von j_φ voraus (Gleichung 5-5), so ergibt sich

$$\frac{\partial^2 j_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial j_\varphi}{\partial r} - \left(i \frac{2}{\delta^2} + \frac{1}{r^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right) j_\varphi = 0 \quad (5.4-2)$$

als Differentialgleichung des Problems.

Die Koeffizienten vor j_φ in der Klammer von Gleichung 5.4-2 werden der Reihe nach kleiner ($1/\delta^2 > 1/r^2 > 1/\lambda^2$). Daher wurde schon in Kapitel 5.3 neben dem Koeffizienten der Verschiebungsstromdichte $1/\lambda^2$ zusätzlich $1/r^2$ für große d/δ vernachlässigt. Die Bedeutung der Verschiebungsstromdichte läßt sich nach Gleichung 5.4-2 durch eine Analyse der typischen Geometrie eines IPG charakterisieren. Die Wellenlänge λ hängt in erster Linie von der Betriebsfrequenz f ab, die üblicherweise bei ca. 1 MHz liegt, sodaß die Wellenlänge in der Größenordnung 10^2 m ist. Die Größe r indes bewegt sich im Bereich der Geometrie des IPG, die hier maximal etwa $4 \cdot 10^{-2}$ m beträgt. Hat man, wie es bei induktiv beheizten Plasmageneratoren der Fall ist, erst eine nennenswerte Dämpfung durch die Sekundäreffekte, so liegt der Dämpfungsparameter δ in der Größenordnung des Generator-entladungsrohres R . Demnach ist die Frage, ob die Verschiebungsstromdichte vernachlässigbar ist, äquivalent zu der Frage, ob die Bedingung $\lambda \gg d$ erfüllt ist. Zwischen $1/r^2$ und $1/\lambda^2$ liegen mindestens 6 Größenordnungen, was die Vernachlässigung der Verschiebungsstromdichte rechtfertigt.

Man sieht, daß Gleichung 5.4-1 für die Annahmen in Kapitel 5.3 in Gleichung 5.3-2 übergeht. Nimmt man nämlich an, daß es sich um einen großen induktiv beheizten Plasmagenerator handelt, so folgt, daß die Terme mit den Faktoren r^{-1} und r^{-2} sehr klein sind. Geht man gleichzeitig davon aus, daß für kleine r die Stromdichte stark gedämpft ist, so lassen sich der zweite und der dritte Term auf der linken Seite der Differentialgleichung für kleine r auch vernachlässigen, und man erhält Gleichung 5.3-2.

Die Gleichungen für H_z und E_φ unter Vernachlässigung der zeitlichen Änderung der Verschiebungsstromdichte lauten:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} - i \frac{2}{\delta^2} H_z = 0, \quad (5.4-3)$$

$$\frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + i \frac{2}{\delta^2} \right) E_\varphi = 0, \quad (5.4-4)$$

wobei diese Zusammenhänge auch mit Hilfe von Gleichung 3.2-15 berechnet werden können. Bei der Gleichung für H_z handelt es sich um eine Besselsche Differentialgleichung, deren Lösung Besselfunktionen bzw. Zylinderfunktionen erster Gattung und 0-ter Ordnung sind [5.1]. Geht man ferner davon aus, daß bei $r = d/2$ das effektive Spulenmagnetfeld H_{Spule} anliegt, so lassen sich die Lösungsfunktionen der Differentialgleichungen angeben:

$$H_z = C_1 J_0 \left(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta} \right). \quad (5.4-5)$$

Mit $H_z(r = d/2) = H_{Spule}$ folgt

$$H_z = H_{Spule} J_0^{-1} \left(\sqrt{\frac{-i}{2}} \frac{d}{\delta} \right) J_0 \left(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta} \right) \text{ und} \\ E_\varphi = H_{Spule} \frac{\sqrt{-2i}}{\delta \sigma} J_0^{-1} \left(\sqrt{\frac{-i}{2}} \frac{d}{\delta} \right) J_1 \left(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta} \right), \quad (5.4-6)$$

wobei zur Berechnung der elektrischen Feldstärke vereinfachend die Gleichung 5-1b verwendet werden kann, was zusammen mit Gleichung 3.2-21 auf die Gleichung für die Stromdichte

$$j_\varphi = H_{Spule} \frac{\sqrt{-2i}}{\delta} J_0^{-1} \left(\sqrt{\frac{-i}{2}} \frac{d}{\delta} \right) J_1 \left(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta} \right) \quad (5.4-7)$$

führt. Im Unterschied zu den Gleichungen des Abschnitts 5.3 erfüllen die Gleichungen 5.4-6 und 5.4-7 die Randbedingung, daß E_φ und j_φ an der Stelle $r = 0$ Null sein müssen.

Mit den Gleichungen 5.4-7 und 3.2-22 läßt sich die Wärmequellendichte berechnen:

$$\frac{\partial P}{\partial V} = \mu_0 \omega H_{Spule}^2 \left| J_0 \left(\sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} \right) \right|^{-2} \left| J_1 \left(\sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} \right) \right|^2. \quad (5.4-8)$$

Analog zum Abschnitt 5.3 kann die eingekoppelte Leistung über das Volumenintegral berechnet werden. Die Lösung des Integrals und somit die induzierte Leistung lautet

$$P_i = 2\mu_0 f l (\pi \delta H_{Spule})^2 \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} J_1 \left(\sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} \right) J_0^{-1} \left(\sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} \right) \right\}, \quad (5.4-9)$$

wobei die Anwendung des Hüllenintegrals des Poyntingschen Vektors über der Oberfläche des IPG dasselbe Ergebnis liefert.

Mit den Zusammenhängen von Kapitel 5.4 lassen sich die weiteren Größen analog zu Kapitel 5.3.1 bis 5.3-4 berechnen. Durch die Erweiterung auf ein echt zylindrisches Problem ergibt sich die mit Gleichung 3.2-29 geschilderte Eigenschaft, daß P_{PI} bei Variation von d/δ ein Maximum aufweist. Bezieht man die Leistung auf das Plasmavolumen, erhält man die mittlere Volumenleistungsdichte, bei der die Festlegung auf ein spezielles d im Unterschied zu Gleichung 5.4-9 entfällt:

$$\frac{P_i}{V} = 2\sqrt{2}\mu_0 \omega H_{Spule}^2 \left(\frac{d}{\delta} \right)^{-1} \operatorname{Re} \left\{ \sqrt{-i} J_1 \left(\sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} \right) J_0^{-1} \left(\sqrt{-i} \frac{d}{\sqrt{2}\delta} \right) \right\}. \quad (5.4-10)$$

Algebraische Separierung des Realteils der Besselfunktionen ergibt (Anhang E)

$$\frac{1}{H_{Spule}^2} \frac{P_i}{V} = \sqrt{2}\mu_0 \omega \frac{\operatorname{ber}(x)(\operatorname{bei}'(x) - \operatorname{ber}'(x)) - \operatorname{bei}(x)(\operatorname{ber}'(x) + \operatorname{bei}'(x))}{x(\operatorname{ber}'^2(x) + \operatorname{bei}'^2(x))}, \quad (5.4-10b)$$

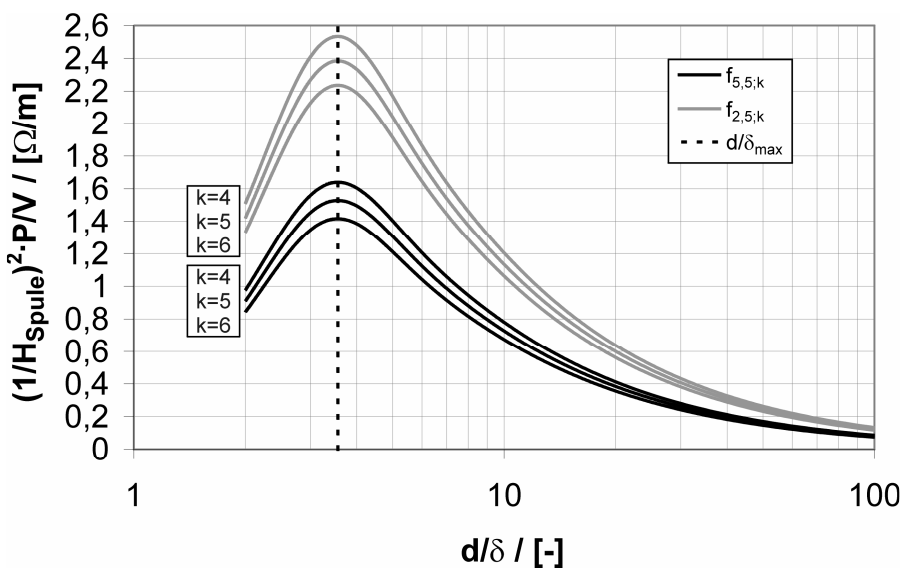


Bild 5.4-1: Mittlere Volumenleistungsdichte bezogen auf H_{Spule}^2 über d/δ für $f_{2,5;k}$ und $f_{5,5;k}$

wobei $x = d/(2^{0,5} \cdot \delta)$. Analysiert man Gleichung 5.4-10 bzw. 5.4-10b, so ergibt sich $d/\delta \approx 3,6$ für die Lage des Maximums der auf das Quadrat der magnetischen Spulenfeldstärke und des Volumens bezogenen Leistungseinkopplung. Dieses Maximum ergibt sich folglich auch für die geometrieabhängige Gleichung 5.4-9. Dies verdeutlicht auch die Tragweite von Gleichung 3.1-3, aus der ein Zusammenhang zwischen

Betriebsfrequenz und Entladungskanaldurchmesser hervorgeht. Man erkennt aus Bild 5.4-1 ferner, daß die induzierte Plasmaleistung mit steigender Windungszahl sinkt.

Gleichung 3.2-17 läßt sich unter Verwendung üblicher Werte für die elektrische Leitfähigkeit, $500 \text{ S/m} \leq \sigma \leq 10000 \text{ S/m}$, in der heißen Zone der IPG [3.30, 5.6] und unter Einbeziehung der möglichen Betriebsfrequenzen des PWK3-IPG analysieren. Bild 5.4-2 zeigt eine solche Analyse unter Variation des Generatordurchmessers d für die exemplarische Betriebsfrequenz $f = 0,7 \text{ MHz}$. Die mit Symbolen versehene Linie zeigt die Situation für $d = 85 \text{ mm}$, was der Geometrie der in dieser Arbeit diskutierten Plasmageneratoren entspricht.

Das Diagramm erlaubt eine Abschätzung des Eindringmaßes für die bei den erzeugten hochenthalpen Plasmabedingungen zu erwartenden elektrischen Leitfähigkeiten. Betrachtet man zusätzlich die Rohrströmung im Plasmagenerator zusammen mit den auftretenden radialen Wärmeverlusten, so müßte man eine thermo-viskose Grenzschicht an der Rohrwand mitberücksichtigen, was gleichbedeutend mit einer effektiven Verringerung des (elektrisch leitenden) Durchmessers des Plasmazyinders im Rohr des IPG ist. Im Bild ist eine Kurvenschar für verschiedene d eingezeichnet, und man bewegt sich für $d = 85 \text{ mm}$ im grau unterlegten Bereich nach rechts oben, bis man für

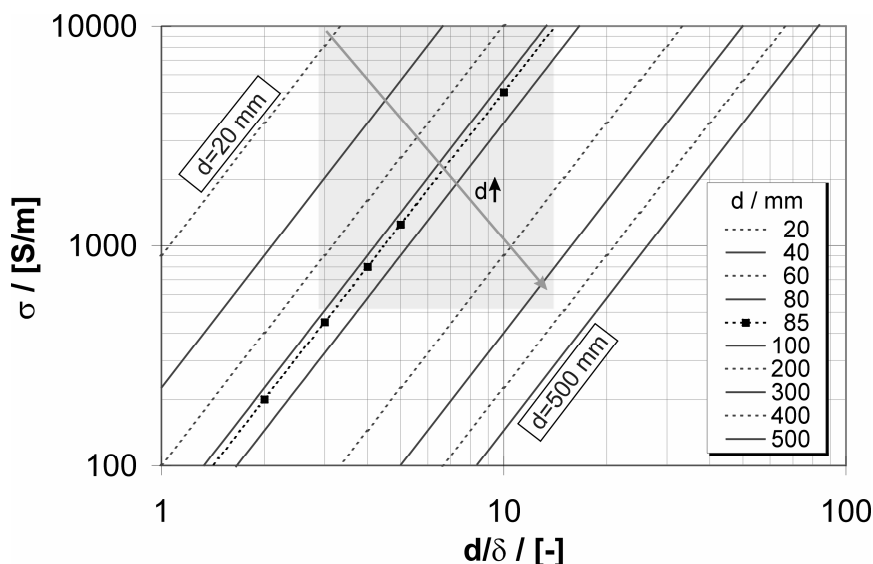


Bild 5.4-2: d/δ - σ -Diagramm zur Abschätzung der zu erwartenden maximalen Eindringtiefen beispielhaft für $f = 0,7 \text{ MHz}$

$\sigma = 10000 \text{ S/m}$ ein maximales d/δ von 14 erreicht. Es ist davon auszugehen, daß der für die elektrische Leitfähigkeit gewählte Wert von 10000 S/m sehr hoch ist, so daß sich für die in dieser Arbeit relevante Zone ($\sigma \geq 500 \text{ S/m}$) $d/\delta < 14$ ergibt. Für eine maximale elektrische Leitfähigkeit von 5000 S/m ergibt sich $d/\delta < 10$, bei einem elektrisch leitenden Durchmesser von 40 mm folgt hier $d/\delta < 5$.

6 Zusammensetzung und Eigenschaften des Plasmas

Dieser Abschnitt beinhaltet die Modellbildung der thermodynamischen Zustände im IPG sowie die Modellierung der Thermochemie im Plasmawindkanal für Plasmen homonuklearer zweiatomiger Moleküle unter der Annahme von chemischem und thermischem Gleichgewicht. Da die Drücke im Plasmagenerator bei 1,5 kPa und darüber liegen und da im Generator verhältnismäßig kleine Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen, sind die Stoßraten so hoch, daß – basierend auf der langjährigen Erfahrung bei der numerischen Simulation von Plasmen am IRS [3.30, 5.6, 6.1] - in guter Näherung von thermischem und reaktivem Gleichgewicht ausgegangen werden kann. Damit sowie mit weiteren Modellvereinfachungen, wie beispielweise der Annahme, daß die Dissoziation beim Einsetzen der Ionisation bereits abgeschlossen ist, lassen sich die in diesem Kapitel diskutierten Größen algebraisch berechnen, sodaß für die Analyse des Plasmageneratorbetriebs mit Sauerstoff und Stickstoff einfache Werkzeuge geliefert werden können. Die Ionisation von Sauerstoffmolekülen wird daher nicht berücksichtigt. Zusätzlich wird die zweite Ionisationsstufe der Sauerstoffionen vernachlässigt. Die Ergebnisse werden z.T. mit numerischen Berechnungen anderer Arbeiten verglichen, in denen die Plasmazusammensetzungen und die Ruheenthalpien über gekoppelte Gleichungssysteme für die chemischen Reaktionen sowie die erste und zweite Ionisationsstufe unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts numerisch berechnet wurden [4.11, 4.12]. Wichtige Größen sind hierbei die massenspezifische Enthalpie und die elektrische Leitfähigkeit. In Verbindung mit den Ergebnissen aus Kapitel 5 lassen sich Eindringmaß und Temperatur als für den Plasmagenerator relevante Größen berechnen und hinsichtlich des Betriebsverhaltens beurteilen. Zusätzlich lassen sich zu erwartende Größen, wie Ionisations- und Dissoziationsgrad, abschätzen. Für die thermochemischen Verhältnisse im PWK liegt das Augenmerk auf den untersuchten Bedingungen mit reinem Sauerstoff. Dabei kann die thermochemische Situation vor allem am Grenzschichttrand vor den Meßsonden mit Hilfe des Enthalpiemodells (Ruheenthalpie) beurteilt werden. Ferner lassen sich Korrekturwerte für Gleichung 4.1-3 angeben.

6.1 Massenwirkungsgesetz

Unter der Annahme des chemischen Gleichgewichts läßt sich eine chemische Reaktion durch

$$\sum_{i=1}^k \nu_i B_i = 0 \quad (6.1-1)$$

darstellen. Die Größe ν_i heißt stöchiometrischer Koeffizient, B_i steht als Symbol des i -ten Stoffes. Die Molzahl N_i ändert sich in dt um dN_i . Anhand der stöchiometrischen Koeffizienten läßt sich ablesen, in welchem Verhältnis die Molzahlen der einzelnen Stoffe B_i zueinander stehen.

Für ideale Gase erhält man [6.2]:

$$\prod_{i=1}^k p_i^{\nu_i} = K_p(T) = \prod_{i=1}^k \psi_i^{\nu_i} p^{\sum_{i=1}^k \nu_i} = K_\psi(p, T) p^{\sum_{i=1}^k \nu_i} \quad (6.1-2)$$

Dabei ist p_i der Partialdruck des i -ten Stoffes, K_p die dimensionsbehaftete temperaturabhängige Massenwirkungskonstante, Ψ_i der Molanteil des i -ten Stoffes, K_ψ ist die dimensionslose, druck- und temperaturabhängige Massenwirkungskonstante und g_i die molare freie Enthalpie des i -ten Stoffes. In der Literatur werden häufig Daten zur Berechnung von K_ψ [6.3 - 6.5] angegeben oder, bei einfa-

chen Reaktionen, wird auch die dimensionsbehaftete Größe K_p direkt tabelliert [6.6]. Methodisch bedingt bestehen die erst genannten Referenzen aus umfangreichen Tabellenwerken, da zur Berechnung der molaren freien Enthalpie g_i Daten über die molaren Enthalpien h_i und Entropien s_i der einzelnen Spezies erforderlich sind:

$$g_i(T, p) = h_i - Ts_i. \quad (6.1-3)$$

Eine Ausnahme stellt die NIST-Datenbank dar, weil hier spezielle Polynome zur Berechnung der Wärmekapazitäten, Enthalpien und Entropien angegeben werden. Zum weiteren Vergleich der in den Folgeabschnitten durchgeführten Berechnungen werden daher NIST- [6.3] und NACA-Daten [6.6] herangezogen. Zusätzlich werden K_p -Werte auf Basis der statistischen Thermodynamik über Zustandssummen berechnet [6.7].

In Bild 6.1-1 ist $K_p(T)$ für die Dissoziationsreaktion $A_2 \rightarrow 2A$ für Sauerstoff und Stickstoff dargestellt. Die schwarzen Kurven mit den ausgefüllten Symbolen repräsentieren Tabellenwerte aus [6.6], wohingegen die schwarzen Kurven mit den leeren Symbolen mit Hilfe der NIST-Daten unter Verwendung der Gleichungen 6.1-2 und 6.1-3 berechnete K_p -Werte sind. Die Übereinstimmung der aus [6.6] stammenden Daten mit den berechneten Massenwirkungskonstanten unter Verwendung der NIST-Daten ist sehr gut. So ergeben sich beispielsweise für die stickstoffrelevanten Massenwirkungskonstanten Abweichungen, die unter 2,6 % liegen. Die Kurven mit den ausgefüllten grauen Symbolen wurden nach [6.7] berechnet und zeigen ebenso eine sehr gute Übereinstimmung mit den aus NIST berechneten Daten. Man erkennt ferner, daß die Massenwirkungskonstante für Stickstoff um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die des Sauerstoffs. Dies ist in den unterschiedlichen Dissoziationseigenschaften der beiden Gase bei gleichen Bedingungen (Druck, Temperatur) begründet.

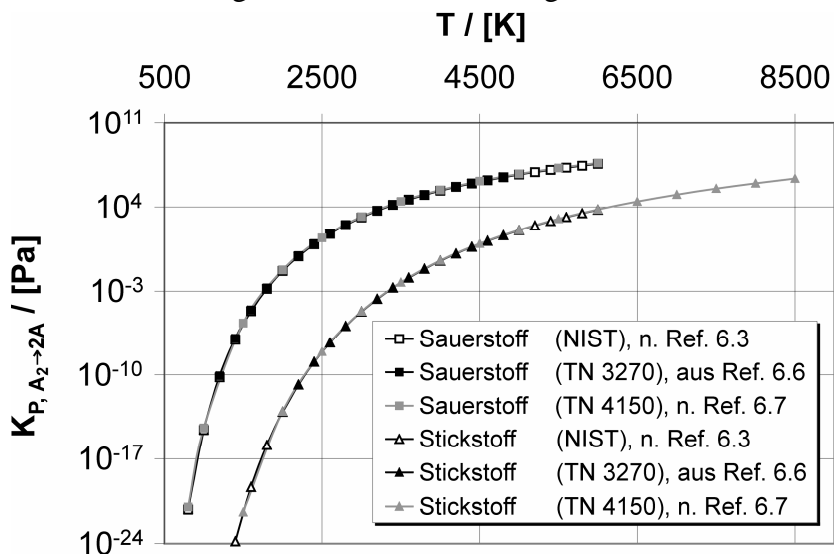


Bild 6.1-1: Massenwirkungskonstanten K_p für Sauerstoff und Stickstoff

6.1.1 Dissoziation

Bei Stickstoff-, Sauerstoff- bzw. Luftplasmen kann man von zweiatomigen Molekülen ausgehen. Damit läßt sich die Reaktionsgleichung 6.1-1 in Form von



darstellen. Folglich ergibt sich für die Gleichgewichtskonstante der Zusammenhang

$$K_p(T) = \frac{p_A^2}{p_{A_2}}. \quad (6.1-5)$$

Die Konstante K_p ist eine Funktion der Temperatur T mit der Dimension Pa. Mit dem Dalton'schen Gesetz und der idealen Gasgleichung lassen sich, ausgehend von einer ursprünglichen Menge von A_2 -Molekülen, die resultierenden Mengen der Spezies A und A_2 in Abhängigkeit von p_{ges} und K_p angeben. Dabei werden bei der Dissoziation von x A_2 -Molekülen $2 \cdot x$ Atome A erzeugt, wobei

$$x = \left(1 + 4 \frac{p_{tot}}{K_p(T)} \right)^{-0,5} \quad (6.1-6)$$

ist. Geht man von 1 Mol des Moleküls A_2 aus und läßt davon x Mol dissoziieren, so ist die neue entstandene Teilchenmenge x_{ges} $(1+x)$ Mol, wobei die Menge der Moleküle A_2 nun $(1-x)$ Mol und die der Atome A $2 \cdot x$ Mol beträgt. Damit lassen sich die Molanteile der Atome mit

$$\psi_A = \frac{2x}{1+x} \quad (6.1-7)$$

angeben. Für den Molanteil der verbleibenden Moleküle ($\psi_A + \psi_{A_2} = 1$) A_2 gilt

$$\psi_{A_2} = \frac{1-x}{1+x} \quad (6.1-8)$$

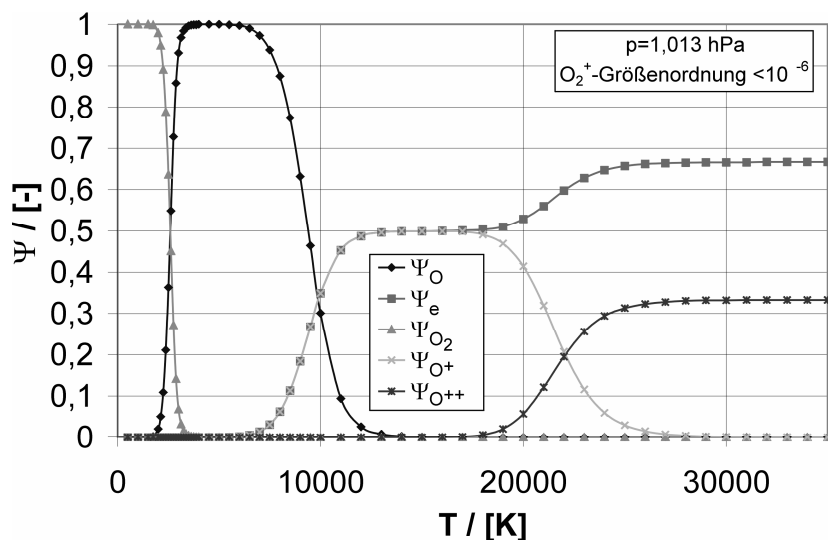


Bild 6.1-2: Molare Zusammensetzung von Sauerstoff über der Temperatur [4.11]

Der Molanteil des atomaren Anteils A im Gemisch A_2 / A sei der Dissoziationsgrad:

$$\Delta = \psi_A \quad (6.1-9)$$

Deutlich ist somit die Abhängigkeit von der Temperatur und vom Druck des Plasmas ersichtlich. Die Gleichungen 6.1-7 und 6.1-8 lassen sich für Sauerstoff und Stickstoff anwenden. Gleichung 6.1-7 ist wichtig für die Ermittlung des Dissoziationsgrades am Austritt des IPG.

Bild 6.1-2 zeigt die Molanteile der Spezies eines Sauerstoffplasmas in Abhängigkeit von Temperatur und Druck [4.11]. In Bild 6.1-3 sind die nach den Gleichungen 6.1-7 und 6.1-8 berechneten Molanteile mit in den [4.11] numerisch berechneten Daten verglichen.

Die Kurven mit den ausgefüllten Symbolen stellen den jeweiligen Ver-

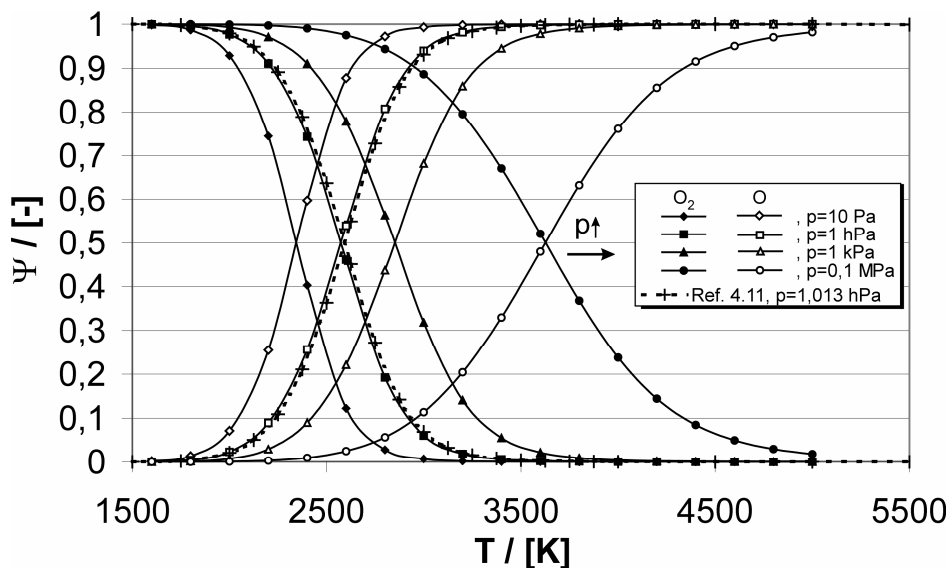


Bild 6.1-3: Molanteile von molekularem und atomarem Sauerstoff in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, Vergleich mit [4.11]

lauf des Molanteils des molekularen Sauerstoffs dar. Man kann die starke Druckabhängigkeit des Dissoziationsvorganges erkennen: Er setzt bei ca. 1500 K ein (druckabhängig) und ist für einen Druck bis 1 kPa bei ca. 3500 K, bei einem Druck von 0,1 MPa hingegen bei ca. 5000 K abgeschlossen. Die Übereinstimmung mit den von Andriatis et al. numerisch berechneten Daten ([4.11], $p = 1,013 \text{ hPa}$) ist sehr gut. Die Kurven mit den weiß ausgefüllten Symbolen geben jeweils die zugehörigen atomaren Molanteile.

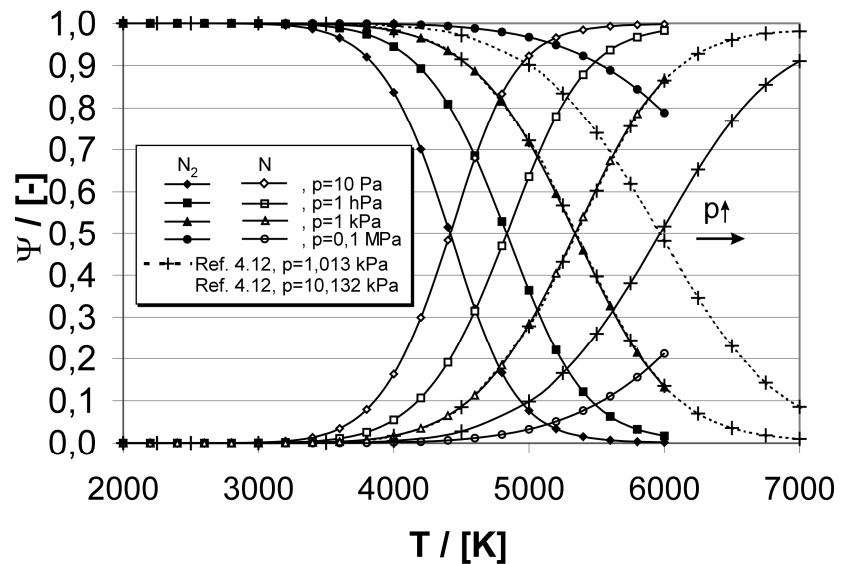


Bild 6.1-4: Molanteile von molekularem und atomarem Stickstoff in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, Vergleich mit Sokolowa ($p=0,01 \text{ atm}, 0,1 \text{ atm}$) [4.12]

Man kann sehr gut erkennen, daß Sauerstoff selbst bei einem Druck von 0,1 MPa bei einer Temperatur von 5000 K einen atomaren Molanteil Ψ_O von 0,998 aufweist, also nahezu vollständig dissoziiert ist. Betrachtet man die in der Größenordnung von kPa auftretenden Drücke im Entladungsrohr der IPG, so läßt sich schon anhand dieser Rechnung vermuten, daß der Dissoziationsgrad Δ_O am Austritt des IPG bei den Untersuchungen mit Sauerstoff sehr nahe bei 1 sein wird.

Bei Stickstoff hingegen setzt die Dissoziation bei beachtlich höheren Temperaturen ein (Bild 6.1-4). Für einen Druck von 0,1 MPa und einer Temperatur von 6000 K ist Stickstoff zu etwas mehr als 20 % dissoziiert. Allerdings liegen die Drücke im Plasmarohr des IPG in der Regel zwei Größenordnungen niedriger, sodaß die Kurven für einen Druck von 1 kPa repräsentativer sind. Hier erreicht Δ_N einen Wert von circa 0,31 bei einer Temperatur von 5000 K.

6.1.2 Ionisation: Eggert-Saha-Gleichung

Für die Untersuchung der Ionisation kann man die Eggert-Saha-Gleichung heranziehen. Sie läßt sich sowohl als Spezialfall des Massenwirkungsgesetzes als auch mit Hilfe der Quantenphysik über die Integration der Impulskoordinaten in Verbindung mit dem statistischen Prinzip der Boltzmannschen Formel herleiten. Dabei wird thermisches Gleichgewicht angenommen. Die Gleichung dient der Berechnung des Ionisationsgrades infolge „thermischer Ionisation“ in Abhängigkeit von der Temperatur und vom Elektronendruck. Beim quantenphysikalischen Ansatz [6.8] ist die allgemeine Formulierung der Gleichung sehr wichtig, da diese Form - gemäß der Herleitung - vollkommen unabhängig vom Vorhandensein anderer Ionisationsstufen bzw. Spezies ist. Die analytische Verbindung mit dem Massenwirkungsgesetz, beispielsweise zur Berechnung der Wärmekapazitäten, ist daher möglich. Da die in der Gleichung enthaltenen quantenphysikalischen Entartungen in der Größenordnung von 1 sind, gilt

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} p_e \approx \frac{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} e^{-\frac{x_r}{kT}} = f(T), \quad (6.1-10)$$

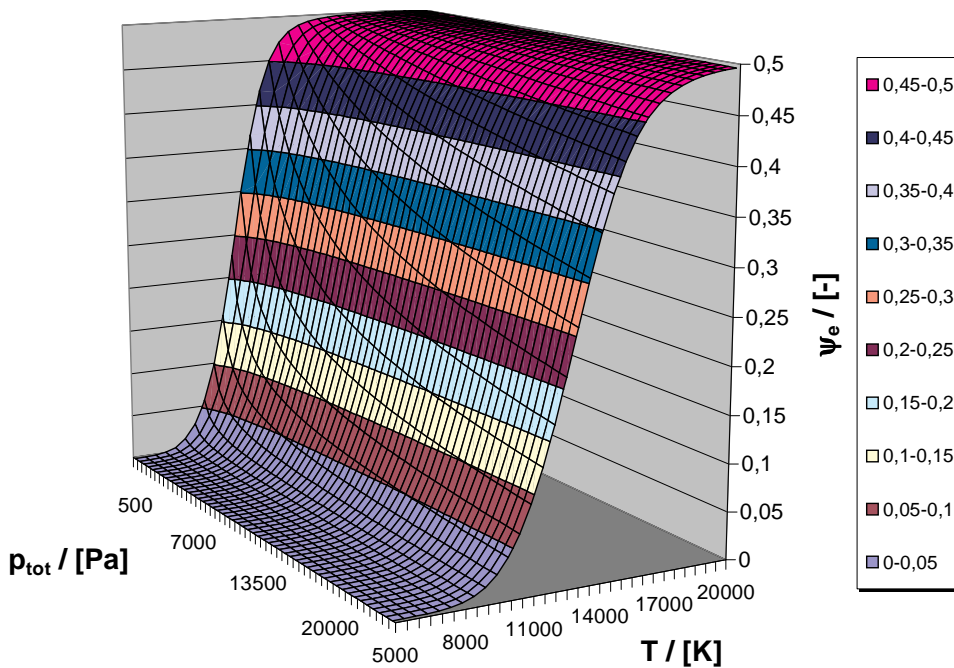


Bild 6.1-5: Erste Ionisationsstufe für Sauerstoff über Druck und Temperatur

Die Vernachlässigung weiterer Ionisationsstufen ist zulässig, wenn man bedenkt, daß die erforderlichen Energien für die 2. Ionisationsstufe X_1 für Sauerstoff und Stickstoff etwa doppelt so groß sind wie X_0 . Berücksichtigt man die Quasineutralität der induktiv erzeugten Plasmen, so erhält man

$$\frac{n_e^2}{n_A} = \frac{n_i^2}{n_A} \approx \left(\frac{\sqrt{2\pi n_e kT}}{h} \right)^3 e^{-\frac{X_0}{kT}} = \frac{f(T)}{kT} \quad (6.1-11)$$

Der Molanteil der Elektronen beträgt

$$\psi_e = \frac{n_e}{n_{tot}} \approx \sqrt{\frac{f(T)}{p_{tot}} \left(\frac{f(T)}{p_{tot}} + 1 \right)} - \frac{f(T)}{p_{tot}}, \quad (6.1-12)$$

sodaß mit $\Psi_e = \Psi_i$ gilt ($\Delta = 1$):

$$\psi_A = 1 - 2\psi_e. \quad (6.1-13)$$

Für kleine ψ_e können Näherungsgleichungen angegeben werden (Anhang F). Die einfachste Näherung gilt für $T \leq 10000$ K und hat - aufgrund ihrer einfachen Form - praktische Bedeutung, da sie Abschätzungen des Ionisationsgrades erlaubt.

$$\psi_e = \frac{n_e}{n_{tot}} \approx \sqrt{\frac{f(T)}{p_{tot}}} \quad (6.1-14)$$

Bild 6.1-5 zeigt die Ionisation von Sauerstoff nach Gleichung 6.1-12. Man erkennt, daß bei IPG-typischen Drücken (ca. 15-45 hPa) und Temperaturen, die kleiner als 10000 K sind, ψ_e unter 0,2 liegt.

Definiert man den Ionisationsgrad mit $\alpha = n_e/n_A$, so erhält man

$$\alpha = \frac{\psi_e}{1 - \psi_e}. \quad (6.1-15)$$

Das Bild 6.1-6 zeigt einen Vergleich der Ionisationsgrade nach Gleichung 6.1-15 von Sauerstoff und Stickstoff für verschiedene Drücke abhängig von der Temperatur. Gut erkennbar ist, daß die Ionisation bei Stickstoff später einsetzt. Bei Sauerstoff (Stickstoff) stellen sich bei $p = 500$ Pa erst bei

wobei X_r die Ionisationsenergie des r-fach ionisierten Ions bedeutet. Die Gleichung läßt eine allgemeingültige Aussage über den Ionisationsprozeß zu: hohe Temperatur T und kleiner Elektronendruck p_e führen zu hohem Ionisationsgrad. Für $r = 0$ erhält man den für die erste Ionisationsstufe gültigen Zusammenhang, der für die Analysen in dieser Arbeit von Bedeutung ist. Die Ver-

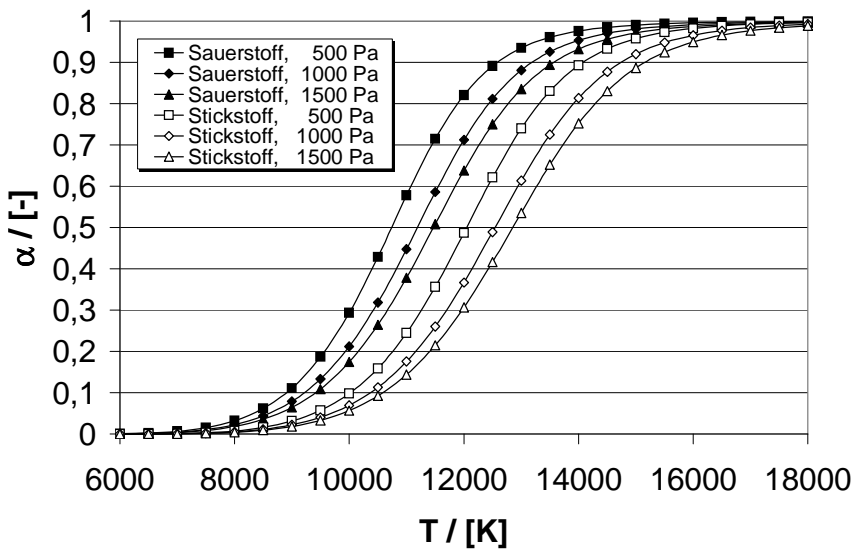


Bild 6.1-6: Ionisationsgrad für Stickstoff und Sauerstoff für typische Drücke im IPG

kleiner sind. Dies bedeutet, daß für die üblichen hochenthalpen Bedingungen, bei denen die Rohrinnendrucke größer als 1500 Pa sind, der maximale relative Ionisationsgrad unter 18 % liegt.

6.1.3 Mittlere molare Masse und Dichte

Die Ergebnisse der Kapitel 6.1.1 und 6.1.2 können nun zur Berechnung von mittlerer molarer Masse und Dichte des quasineutralen Plasmas verwendet werden:

$$M(p, T) = \psi_{A_2} M_{A_2} + \psi_A M_A + \psi_e M_{A^+} + \psi_e M_e$$

$$\Rightarrow \frac{M(p, T)}{M_{A_2}} = 1 - \frac{1}{2} [\psi_A(p, T) + \psi_e(p, T)] \quad (6.1-16)$$

Die mittlere molare Masse des Plasmas läßt sich somit aus dem Dissoziationsgrad und dem Molanteil der Elektronen berechnen. Da die Ionisation, unabhängig vom Druck, deutlich nach der abgeschlossenen Dissoziation einsetzt, läßt sich das Problem in 2 Intervallen algebraisch berechnen. Die Ergebnisse sind für verschiedene Drücke in Bild 6.1-7 zusammen mit den numerisch berechneten Daten von Andriatis et al. dargestellt [4.11]. Man erkennt 3 Plateaus: Das erste Plateau repräsentiert

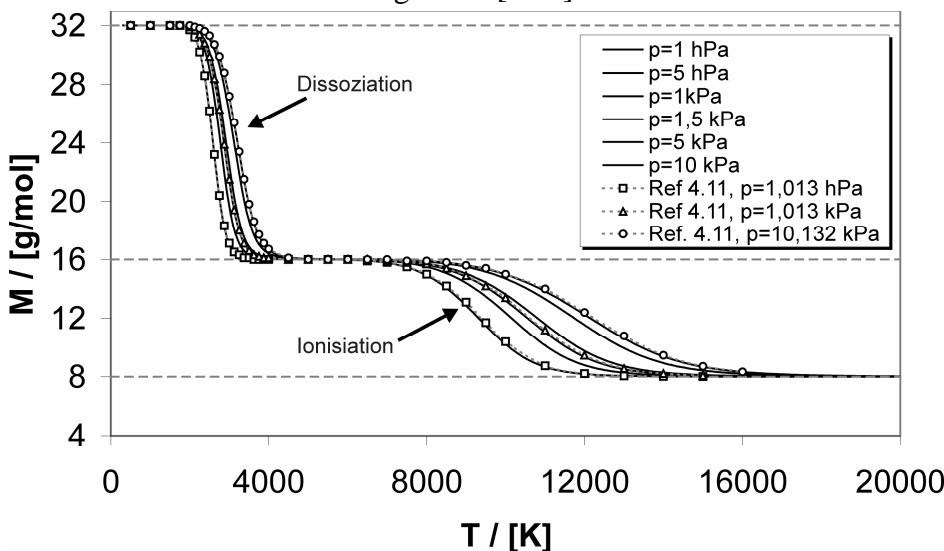


Bild 6.1-7: Mittlere Molmasse von Sauerstoff in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, Vergleich mit Andriatis et al. [4.11]

Temperaturen von ca. 9000 K (10100 K) Werte größer 0,1 für α ein. Für $p = 1500$ Pa, bei kleinen Umgebungsdrücken im PWK ein typischer Wert für den IPG Rohrinnendruck, und $T = 10000$ K, ein Wert, der im Bereich der Maximaltemperatur des IPG liegt, ergibt sich $\alpha = 0,175$ (0,057). Für noch höheren Tankdruck (Unterschallströmungen) ist der Rohrinnendruck deutlich höher, sodaß die Maximalwerte für α deutlich

die Molmasse des molekularen Sauerstoffs. Aufgrund der Dissoziation nimmt die mittlere Molmasse mit zunehmender Temperatur auf die des atomaren Sauerstoffs ab. Auf diese Weise entsteht das zweite Plateau. Mit weiter zunehmender Temperatur beginnt die erste Ionisationsstufe. Da die Elektronenmasse gegenüber der Atom- bzw. Io-

nenmasse um Größenordnungen kleiner ist, strebt die Molmasse mit steigender Temperatur gegen den dritten asymptotischen Wert von 8 g/mol. Die Übereinstimmung der mit Gleichung 6.1-16 berechneten geschlossenen Kurven mit den in [4.11] numerisch berechneten Werten, die als weiße Symbole dargestellt sind, ist sehr gut.

Bild 6.1-7 zeigt, daß Temperaturen kleiner als 4000 K für die in dieser Arbeit zu betrachtenden Fälle (Drücke in der Größenordnung 10^3 Pa) bei Sauerstoff zu vollständiger Dissoziation führen. Dies wird durch Bottins Ergebnisse bestätigt [1.25].

Mit Gleichung 6.1-16 läßt sich die Dichte berechnen:

$$\rho = \frac{p}{\Re T} M(p, T) = \rho_{gasA_2} [1 - 0,5(\Delta + \psi_e)]. \quad (6.1-17)$$

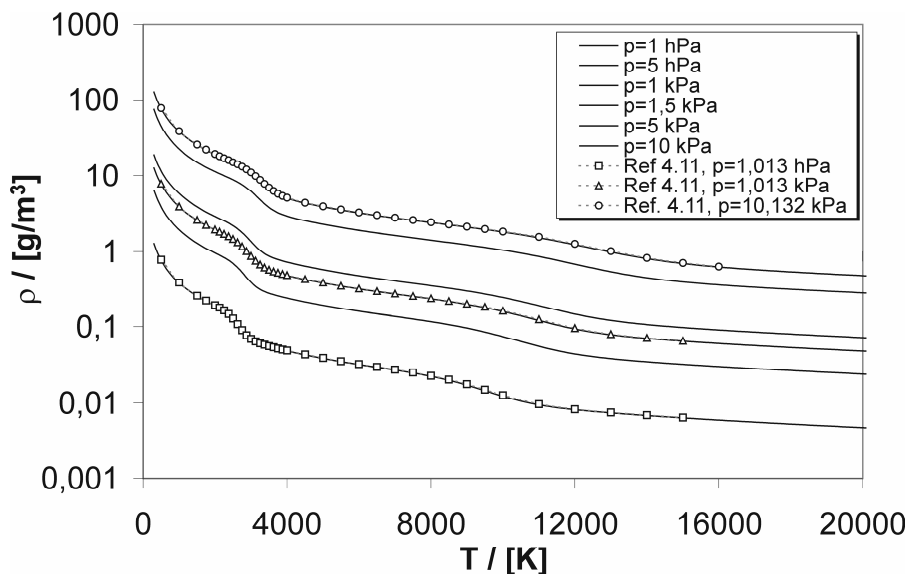


Bild 6.1-8: Dichte von Sauerstoff in Abhängigkeit von Druck und Temperatur, Vergleich mit Andriatis et al. [4.11]

Für kleine Temperaturen sind α und Δ Null und Gleichung 6.1-17 liefert die Gasdichten gemäß der idealen Gasgleichung. Auch hier korrespondieren die mit Gleichung 6.1-17 berechneten geschlossenen Kurven mit den in [4.11] numerisch berechneten Dichten, die als weiße Symbole dargestellt sind, sehr gut (Bild 6.1-8).

Die Gleichungen 6.1-16 und 6.1-17 lassen sich auch für Stickstoff einsetzen. Es er-

gibt sich im Fall des algebraisch und intervallweise berechneten $M(p, T)$ ein vergleichbarer Verlauf von 28 g/mol beginnend über 14 g/mol (vollständig dissoziiert) zu 7 g/mol (vollständig einfach ionisiert) mit sehr guter Übereinstimmung zu den numerisch berechneten Daten von Sokolowa [4.12]. Ähnlich gut verhält es sich mit der Übereinstimmung der in [4.12] berechneten Stickstoffdichten. Dissoziation und Ionisation verschieben sich beim Stickstoff gegenüber Sauerstoff zu höheren Temperaturen (siehe auch Bild 6.1-6).

6.2 Energie und Enthalpie

Die spezifischen Wärmekapazitäten der Sauerstoff- und Stickstoffplasmen können unter Verwendung des Massenwirkungsgesetzes (Gleichungen 6.1-7 bis 6.1-9) berechnet werden.

Rotation und Vibration von Molekülen haben nicht nur für den Bereich der lokal auflösenden Meßverfahren eine hohe Bedeutung. Sie müssen auch für die Modellierung der thermodynamischen Eigenschaften der Plasmen im PWK berücksichtigt werden. Für das Verständnis weiterer thermodynamischer Eigenschaften des Plasmas ist eine genaue Analyse erforderlich, da bei der Berechnung der Plasmaenergien und -enthalpien Dissoziations- und Ionisationsenergien eingehen müssen. Mit diesen Größen können Dissoziationsgrad und Gleichgewichtstemperatur mittels der für Sauerstoff

gemessenen Rohrinnendrucke und der zugehörigen thermischen Plasmaleistungen (Kapitel 4.1.1) berechnet werden.

Bei der Betrachtung der Potentialkurven eines Moleküls erkennt man, daß bei einer Verkleinerung des intermolekularen Abstands ein Abstoßungspotential entsteht, bei Vergrößerung kommt es zur Dissoziation, wodurch die Kurve den bekannten flacheren Verlauf für große Abstände zwischen den am Molekül beteiligten Atomen erhält. In den folgenden Analysen wird diese Potentialkurve durch eine Parabel angenähert. Diese Situation ergibt sich, wenn man die Vibrationsbewegung als Bewegung der reduzierten Masse

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (6.2-1)$$

um eine Gleichgewichtsposition r_{equ} mit $\Delta r = r - r_{\text{equ}}$ darstellt, wobei m_1 und m_2 die Massen der Atome, die sich im Molekülverbund befinden, repräsentiert. Bei homonuklearen Molekülen, wie z.B. Sauerstoff, ist $m_1 = m_2$ ($\rightarrow \mu = m/2$). Mit

$$\mu \frac{d^2(\Delta r)}{dt^2} = -J \Delta r \quad (6.2-2)$$

erhält man die bekannte Differentialgleichung der harmonischen Schwingung, wobei die Schwingungsfrequenz des homonuklearen Moleküls

$$\nu_{\text{vib}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{J}{\mu}} = \sqrt{\frac{J}{\pi^2 m_{A_2}}} \quad (6.2-3)$$

mit J als der Federkonstanten des Systems und m_{A_2} der Molekülmasse ist. Zusammen mit der Wellengleichung [6.9-6.13] ergibt sich eine Quantelung der Vibrationsenergie, sodaß diese ein ganzzahliges Vielfaches von $(\nu_{\text{vib}} \cdot h)$ ist. Ordnet man dem Molekül eine charakteristische Vibrationstemperatur $\theta = (\nu_{\text{vib}} \cdot h/k)$ zu, so ergibt sich unter der Annahme, daß die Besetzung der Vibrationsenergieniveaus einer Boltzmannverteilung gehorcht, der Zusammenhang:

$$\epsilon_{\text{vib,tot}} = \frac{\theta k}{e^{\frac{\theta}{T_{\text{vib}}}} - 1} \quad (6.2-4)$$

Die Abhängigkeit zur Quantenzahl ist nicht mehr vorhanden, da Gleichung 6.2-4 als Grenzwert einer Geometrischen Reihe entsteht. T_{vib} stellt die Vibrationstemperatur dar. Macht man ferner die Näherung, daß Rotation und Vibration des Moleküls entkoppelt sind (starrer Rotator [6.10, 6.11]), so ergibt sich die Energie der Rotation mit zwei Freiheitsgraden:

$$\epsilon_{\text{rot}} = k T_{\text{rot}} \quad (6.2-5)$$

Tatsächlich liegen 3 Rotationsachsen vor. Allerdings hat ein hantelförmiges zweiatomiges Molekül nur um zwei Achsen ein nennenswertes Trägheitsmoment. T_{rot} ist dabei die dieser Energie entsprechende Rotationstemperatur.

Zusätzlich benötigt man die Translationsenergie eines Schwerteilchens

$$\epsilon_{\text{trans}} = \frac{3}{2} k T_{\text{trans}} \quad (6.2-6)$$

mit T_{trans} als Translationstemperatur. Die Energie der Elektronen beträgt

$$\epsilon_e = \frac{3}{2} k T_e \quad (6.2-7)$$

mit T_e als Elektronentemperatur.

Damit lassen sich die Energien der einzelnen Spezies zusammenfassen. Für Moleküle erhält man die Gesamtenergie

$$e_{A_2} = \frac{3}{2} \mathfrak{R} T_{trans} + \mathfrak{R} T_{rot} + \mathfrak{R} \frac{\theta}{e^{\frac{\theta}{T_{vib}}} - 1}, \quad (6.2-8)$$

für Atome die Energie

$$e_A = \frac{3}{2} \mathfrak{R} T_{trans} + \frac{D}{2} \quad (6.2-9)$$

und für die Elektronen den Energieanteil

$$e_e = \frac{3}{2} \mathfrak{R} T_e + W_i. \quad (6.2-10)$$

Die Konstante D ist die mittlere Energie, die benötigt wird, um 1 mol der Moleküle zu dissoziieren, die Größe W_i ist die Energie, um 1 mol Atome zu ionisieren. Der Faktor 0,5 in Gleichung 6.2-9 kommt daher, daß die molekülbezogene Dissoziationsenergie jeweils auf ein Atom bezogen werden muß. Die spezifische Gesamtenergie eines Plasmas ist folglich

$$e_{tot} = \psi_{A_2} e_{A_2} + \psi_A e_A + \psi_e e_e. \quad (6.2-11)$$

Geht man nun, wie schon erwähnt, davon aus, daß die Ionisation erst einsetzt, nachdem die Moleküle alle dissoziiert sind, so können die Gleichungen 6.1-9 und 6.1-12 in Gleichung 6.2-11 eingesetzt werden. Für das quasineutrale Plasma erhält man:

$$e_{tot} = (1 - \Delta) e_{A_2} + \Delta e_A, \quad (6.2-12)$$

$$e_{tot} = (1 - 2\psi_e) e_A + \psi_e e_i + \psi_e e_e. \quad (6.2-13)$$

Tabelle 6.2-1: Bildungsenthalpien und charakteristische Vibrationstemperaturen, Sauerstoff und Stickstoff [4.11, 4.12]

	Sauerstoff	Stickstoff
D / kJ/mol	246,69	470,87
X_i / kJ/mol	1310,11	1873,01
θ / K	2239	3395

Somit wird der Verlauf der spezifischen Energie in zwei Intervalle aufgeteilt. Im ersten Bereich wird nur die Dissoziation betrachtet, im zweiten Intervall berechnet man nach der abgeschlossenen Dissoziation den Ionisationsprozeß. Ein Vergleich der Dissoziationsenergien von Sauerstoff und Stickstoff (siehe Tabelle 6.2-1) mit den Ionisationsenergien rechtfertigt dies.

Setzt man die bisher hergeleiteten Gleichungen in die Gleichung 6.2-12 ein, so ergeben sich mit $T_{trans} \approx T_{rot}$ für das vom Dissoziationsprozeß dominierte Energieintervall:

$$e_{tot} = \frac{3}{2} \mathfrak{R} T_{trans} + \Delta \frac{D}{2} + \psi_{A_2} \mathfrak{R} T_{trans} + \psi_{A_2} \mathfrak{R} \frac{\theta}{e^{\frac{\theta}{T_{vib}}} - 1}. \quad (6.2-14)$$

Dabei berücksichtigen der dritte und vierte Term die Energie der Moleküle. Bei vollständiger Dissoziation verschwindet dieser Term und Δ ist 1, sodaß sich die Energiegleichung 6.2-9 für Atome ergibt. Für die zweite Gleichung (Ionisationsprozeß) ergibt sich, wenn man die eingeführten Energierterme in Gleichung 6.2-13 einsetzt ($e_i \approx e_A$):

$$e_{tot} = (1 - \psi_e) \mathfrak{R} \left(\frac{3}{2} T_{trans} + \frac{D}{2\mathfrak{R}} \right) + \psi_e \mathfrak{R} \left(\frac{3}{2} T_e + \frac{W_i}{\mathfrak{R}} \right) \quad (6.2-15)$$

Man sieht, daß für $\psi_e = \psi_{e,\max} = 0,5$ ($\alpha = 1$), d.h. vollständige Ionisation, die Energien jeweils mit gleichen molaren Gewichtungen auf die Ionen und Elektronen aufgeteilt werden.

Unter der Annahme idealer Gase gilt für die spezifischen Wärmekapazitäten:

$$c_v = \left(\frac{de}{dT} \right)_p \quad (6.2-16)$$

und

$$c_p = \left(\frac{dh}{dt} \right)_p \quad (6.2-17)$$

Für die spezifische Enthalpie ergibt sich für $T = T_{\text{vib}} = T_{\text{trans}} = T_e$

$$h = e_{\text{tot}} + \mathcal{R}T. \quad (6.2-18)$$

Gleichung 6.2-18 kann dabei als molare Ruheenthalpie aufgefaßt werden, die man beispielsweise einer Plasmaströmung für $v = 0$ zuordnen könnte.

Der Anteil der massenspezifischen kinetischen Energie der Plasmaströmung beträgt

$$e_{\text{kin}} = \frac{1}{2} v^2, \quad (6.2-19)$$

sodaß die Enthalpie die Gleichung

$$h_{\text{tot}} = \frac{e_{\text{tot}}(T)}{M(p,T)} + \frac{\mathcal{R}T}{M(p,T)} + \frac{v^2}{2} \quad (6.2-20)$$

resultiert. In Gleichung 6.2-20 wird die Geschwindigkeit der Strömung berücksichtigt.

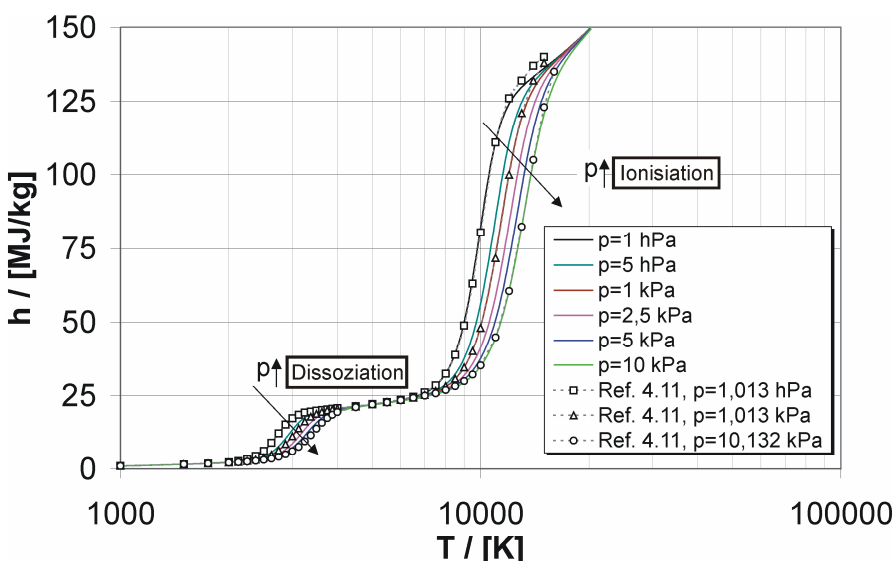


Bild 6.2-1: Massenspezifische Ruheenthalpie ($v = 0$ m/s) von Sauerstoff über der Temperatur für verschiedene Drücke, Vergleich mit Referenz [4.11]

Die in den Bildern 6.2-1 und 6.2-2 dargestellten massenspezifischen Ruheenthalpien wurden mit Gleichung 6.2-18 zusammen mit Gleichung 6.1-16 berechnet. Sie zeigen die Temperaturabhängigkeit der massenspezifischen Enthalpie. Vergleichbar mit den in Kapitel 6.1.3 berechneten mittleren Molmassen lassen sich auch hier die jeweils von Dissoziation und Ionisation dominierten Intervalle erkennen.

Bei den algebraisch berechneten Enthalpien für Sauerstoff

ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den von Andriatis numerisch berechneten Werten. Für sehr hohe Temperaturen (> 12000 K) ist eine geringe Diskrepanz erkennbar, da hier die von Andriatis berücksichtigte zweite Ionisationsstufe des Sauerstoff einsetzt.

In Bild 6.2-2 wurde für Stickstoff ein Vergleich mit den von Drellishak [6.14] berechneten Daten durchgeführt. Auch hier zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Mit Hilfe der in Kapitel 6 er-

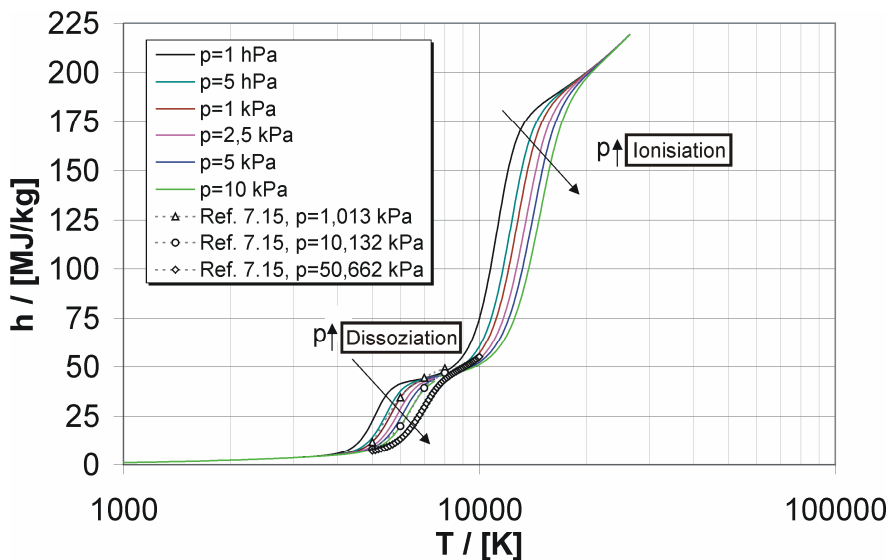


Bild 6.2-2: Massenspezifische Ruheenthalpie ($v = 0$ m/s) von Stickstoff über der Temperatur für verschiedene Drücke, Vergleich mit Referenz [6.14]

stellten Modelle für Dichte und Enthalpie lassen sich die Leistungsanteile bei der kalorimetrischen Messung der thermischen Plasmaleistung (Kapitel 4.1.1) nun abschätzen.

Wie schon erwähnt, liegen die Gastemperaturen am Kalorimetraustritt bei hohen Leistungen bei ca. 700 K. Für Sauerstoff ergibt sich, wenn man die berechnete Ruheenthalpie für 700 K in Gleichung 4.1-1 einsetzt, die folgende Zahlenwertgleichung, wobei anzumerken ist, daß die

spezifische Enthalpie in diesem Temperaturbereich nahezu druckunabhängig ist:

$$P_{pl} \approx 1,01 \rho_w c_{p,w} \dot{V}_w (T_{ab} - T_{zu}) + \dot{m}_{pl} \cdot 0,6 \frac{MJ}{kg} + P_{kin}. \quad (6.2-21)$$

Was Gleichung 4.1-2 angeht, so ergeben sich bei den üblichen Drücken, die im Plasmastrahl in der Größenordnung von ca. 1 kPa sind, für Sauerstoff kinetische Anteile von 0,5 (3 g/s) bis 1 kW (4 g/s). Für die Auslaßenthalpie des Kalorimeters ergibt sich somit im betrachteten Temperaturbereich eine Korrektur von etwa 1 kJ/K. Damit läßt sich die Plasmaleistung nach Gleichung 4.1-3 bestimmen.

6.3 Elektrische Leitfähigkeit

In diesem Abschnitt werden elektrische Leitfähigkeiten algebraisch berechnet und durch Vergleich mit Literaturdaten für Stickstoff und Sauerstoff verglichen [4.11, 4.12, 6.15-6.18]. Das Modell basiert auf einem Eintemperaturansatz und ermöglicht eine algebraische Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit für Sauerstoff- und Stickstoffplasmen. Somit läßt sich die Größenordnung der effektiven elektrischen Leitfähigkeit für die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Zustände im PWK3 angeben.

Für die Berechnung der σ -Werte wurden sowohl tabellierte Daten verwendet [6.14] als auch die Ergebnisse aus Kapitel 6.1. Eine ähnliche Vorgehensweise, allerdings mit numerischen Methoden, verwendete Sleziona für das Edelgas Argon [6.15], wobei hier Elektronendichte und Ionisationsgrad mit Hilfe der Eggert-Saha-Gleichung berechnet wurden.

Die elektrische Leitfähigkeit läßt sich mit den in Referenz [6.15] getroffenen Vereinfachungen, wie der Voraussetzung, daß der Stoßquerschnitt zwischen elektrisch geladenen und neutralen Schwereteilchen Q_{i-0} näherungsweise dem Wirkungsquerschnitt Q_{e-0} entspricht, ermitteln:

$$\sigma = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{kT_e m_e}} \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\alpha} - 1\right) \frac{Q_{e-0}}{Q_{e-i}}}. \quad (6.3-1)$$

Der Ausgangspunkt von Gleichung 6.3-1 ist die Anwendung der Impulserhaltungssätze nach Finkelburg und Mäcker [6.19] unter Annahme der Quasineutralität des Plasmas. Allerdings gilt diese Gleichung nur für atomare Spezies wie beispielsweise Argon. Eine Erweiterung der Gleichung auf Molekülplasmen führt auf Summationen der zu den jeweiligen Spezies gehörenden Querschnitten [5.6]. Im Unterschied dazu wird bei der hier durchgeführten Untersuchung für Stickstoff und Sauerstoff ein Ansatz verwendet, der mit einer Gewichtung der Querschnitte Q_{e-0} über den Molanteil der Moleküle und Atome des Plasmas arbeitet:

$$\bar{Q}_{e-0} = \psi_A Q_{e-A} + \psi_{A_2} Q_{e-A_2} \quad (6.3-2)$$

Der Stoßquerschnitt zwischen den Elektronen und Ionen, der sogenannte Gvosdover-Querschnitt, läßt sich nach [6.15, 6.20] angeben. Auf die Verwendung einer reduzierten Temperatur wie in der Referenz [6.20] wird hier allerdings verzichtet [6.15]. Zur Vereinfachung der Berechnung der Stoßquerschnitte wird der Parameter S mit

$$S = \frac{e^2}{\epsilon_0 k T_e} \quad (6.3-3)$$

eingeführt. Er hat die Dimension m .

Der korrigierte Gvosdover-Querschnitt ist unter Verwendung von Gleichung 6.3-3

$$Q_{e-i,korr} = a Q_{e-i} = \frac{a}{36\pi} S^2 \ln \left(\frac{12\pi}{\sqrt{S^3 n_e}} \right) \quad (6.3-4)$$

Dabei ist a ein für die Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit erforderlicher Korrekturfaktor. Die Elektronendichte n_e läßt sich über die Eggert-Saha Gleichung bestimmen, bzw. kann aus Datenbanken entnommen werden [6.14].

Für die Wirkungsquerschnitte Q_{e-A} und Q_{e-A_2} existieren nur für einige spezielle Gase wie Wasserstoff theoretische Modelle [6.21], sodaß man zumeist auf Meßwerte angewiesen ist. Innerhalb dieser Untersuchung wurden für Stickstoff Daten aus [6.16] und für Sauerstoff aus [6.21, 6.22] verwendet. Im Anhang G sind die Elektron-Neutralteilchen-Stoßquerschnitte aus [6.16, 6.21, 6.23] graphisch dargestellt.

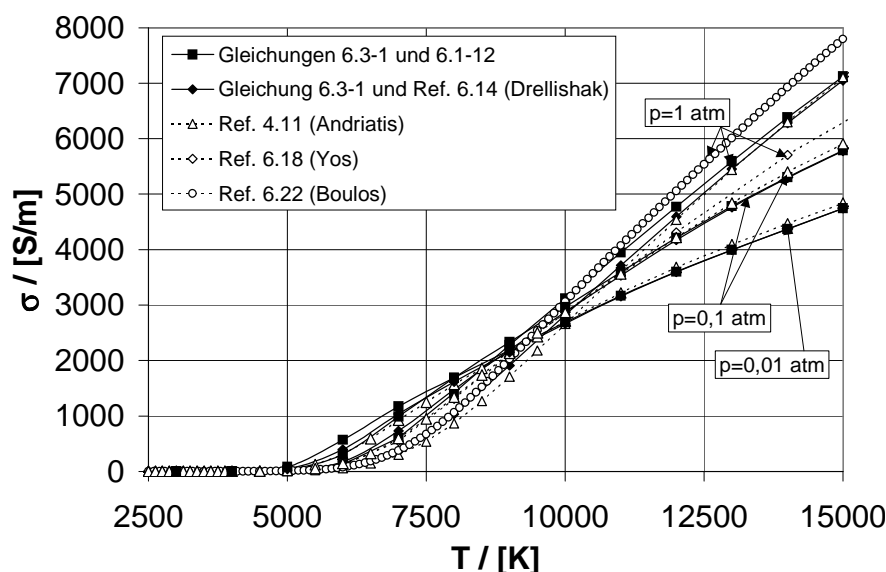


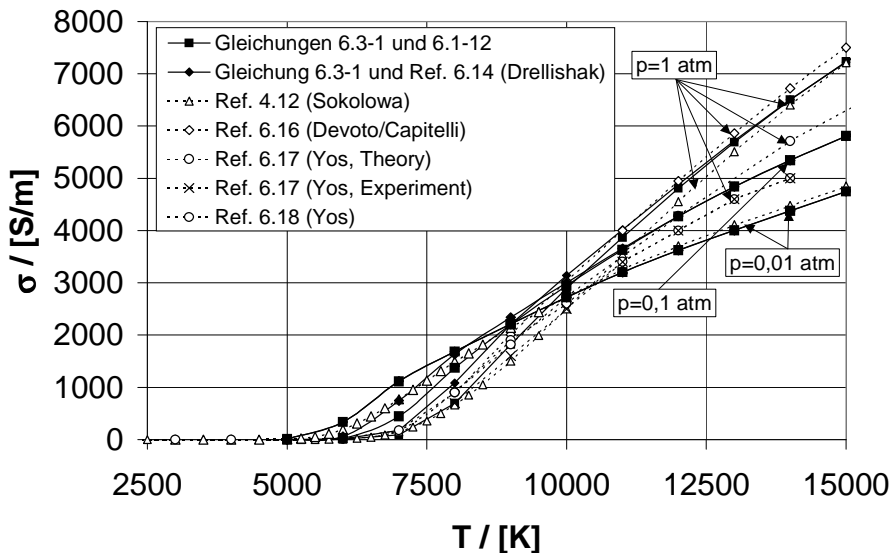
Bild 6.3-1: Elektrische Leitfähigkeit für Sauerstoff, $p = 0,01 \text{ atm}, 0,1 \text{ atm}$ und 1 atm

Es zeigt sich, daß im relevanten Temperaturbereich $500 < T < 20000 \text{ K}$ (das entspricht $ca. 10^{-6} > S > 10^{-8} \text{ m}$) der Zusammenhang

$$\frac{Q_{e-0}}{(S^2)^{\chi}} = \zeta = const \quad (6.3-5)$$

für Stöße mit atomaren Spezies mit guter Genauigkeit verwendet werden kann [6.24]. Bei Stößen mit Molekülen ergibt sich eine gute Übereinstimmung bis etwa 10000 K ($S \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$).

Bild 6.3-1 zeigt die Ergebnisse



**Bild 6.3-2: Elektrische Leitfähigkeit für Stickstoff,
p = 0,01 atm, 0,1 atm und 1 atm**

von Gleichung 6.3-1 für Sauerstoff, und in Bild 6.3-2 sind die entsprechenden Ergebnisse für Stickstoff dargestellt. In Bild 6.3-1 ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den Daten von Andriatis [4.11] für alle dargestellten Drücke. Die Werte von Boulos [6.22] für $p = 1 \text{ atm}$ sind etwas höher, allerdings ist die Abweichung zu den hier berechneten Daten bzw. den Daten von Andriatis akzeptabel. Die Kurven der Daten von Yos [6.17, 6.18] liegen grundsätzlich unterhalb der hier berechneten Daten bzw. der Daten von Andriatis. Diese Beobachtung bestätigt sich auch für Stickstoff in Bild 6.3-2, denn auch hier bestehen Diskrepanzen zwischen den Daten von Yos und den nach Gleichung 6.3-1 berechneten Daten. Die Übereinstimmung mit den Daten von Sokolowa [4.12] sowie Devoto und Capitelli [6.16] ist jedoch sehr gut. Der Unterschied der elektrischen Leitfähigkeit von Yos ist auf die unterschiedlichen Stoßquerschnitte zurückzuführen, die Yos verwendet hat. Die Abweichung zum Verlauf von Boulos in Bild 6.3-1 ist neben der anderen Berechnungsmethode wahrscheinlich auch auf geringere Werte der temperaturabhängigen Wirkungsquerschnitte zurückzuführen.

7 Meßergebnisse und Vergleich mit numerischen Rechnungen

Im folgenden werden Meßergebnisse präsentiert und mit Hilfe der erstellten Modelle analysiert. Dabei wird das Betriebsverhalten der Generatoren für Sauerstoff, Stickstoff und Luft untersucht, anschließend erfolgt eine Charakterisierung der Strömung im Plasmawindkanal. Hierbei werden die zuvor für den Generator charakterisierten Sauerstoff-Referenzbedingungen untersucht, sodaß für diese relevante Eingangs- und Vergleichsparameter für die numerische Simulation von Plasmagenerator und Plasmawindkanal zur Verfügung stehen. Abschließend werden Untersuchungen mit den Arbeitsgasen CO₂ und Luft beschrieben. Die Meßergebnisse, die Resultate der Modelle sowie die Schadensanalyse von Rohrkühlsystem und Induktionsspule nach ca. drei Jahren Standzeit werden mit numerischen Simulationen verglichen.

7.1 Charakterisierung des induktiv beheizten Plasmagenerators

Die folgenden Unterkapitel dienen der Beurteilung des Generatorverhaltens für Sauerstoff, Stickstoff und Luft. Aus dem Leistungsverhalten zusammen mit den ermittelten elektrodynamischen Parametern läßt sich in Verbindung mit algebraischen Modellen (Kapitel 5 und 6) das Betriebsverhalten in Abhängigkeit von Anodenspannung, Massenstrom und Frequenz charakterisieren.

7.1.1 Bestimmung der Leistungsparameter

Der große Vorteil, mit den Plasmaquellen IPG3, IPG4 und IPG5 Betriebszustände in weiten Leistungsbereichen stationär betreiben zu können und dabei gleichzeitig die Plasmageneratoren nicht mit dem Startgas Argon anfahren zu müssen, erlaubt die Untersuchung des leistungsspezifischen Betriebsverhaltens (Kapitel 3.2). Damit besteht im Vergleich zu anderen Systemen [1.20, 3.19, 3.33-3.37] ein größeres Potential, verschiedene Parameter wie Rohrwandtemperatur, Stromdichte im Plasma und den effektiven integralen Plasmastrom für verschiedenste Bedingungen zu untersuchen bzw. zu bestimmen.

In Bild 7.1-1 ist das anlagenspezifische Anodenleistungskennlinienfeld für den IPG3 bei der Betriebsfrequenz $f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz (Kapitel 3.2.1, Bild 3.2-4) für verschiedene Sauerstoffmassenströme dargestellt. Die Wandstärke des Quarzrohres beträgt $t \approx 2,3$ mm. Das Adjektiv „anlagenspezifisch“ ist sinnvoll, da die Anodenspannung die Regelgröße der Versuchsanlage ist. Die in Bild 7.1-1 gezeigten Leistungen sind über lange Zeiträume stationär einstellbar, daher kann der IPG3 für Grundlagenuntersuchungen, wie z.B. Katalyzität und Oxidationsverhalten von TPS, mit reinen Sauerstoffplasmen eingesetzt werden.

Zum Vergleich ist in Bild 7.1-2 der Rohrinndruck über der Anodenleistung für die entsprechenden Bedingungen dargestellt. Man sieht, daß, je nach Massenstrom und Leistung, bis zu 19 hPa erreicht werden und daß sich bei Anodenleistungen über 60 kW Drücke einstellen, die größer als 9 hPa sind. Dabei haben die hohen Werte für p_{in} zusammen mit den hier verwendeten geringen Drücken im Tank (25-50 Pa, je nach Gasmassenstrom) Überschallströmungen zur Folge.

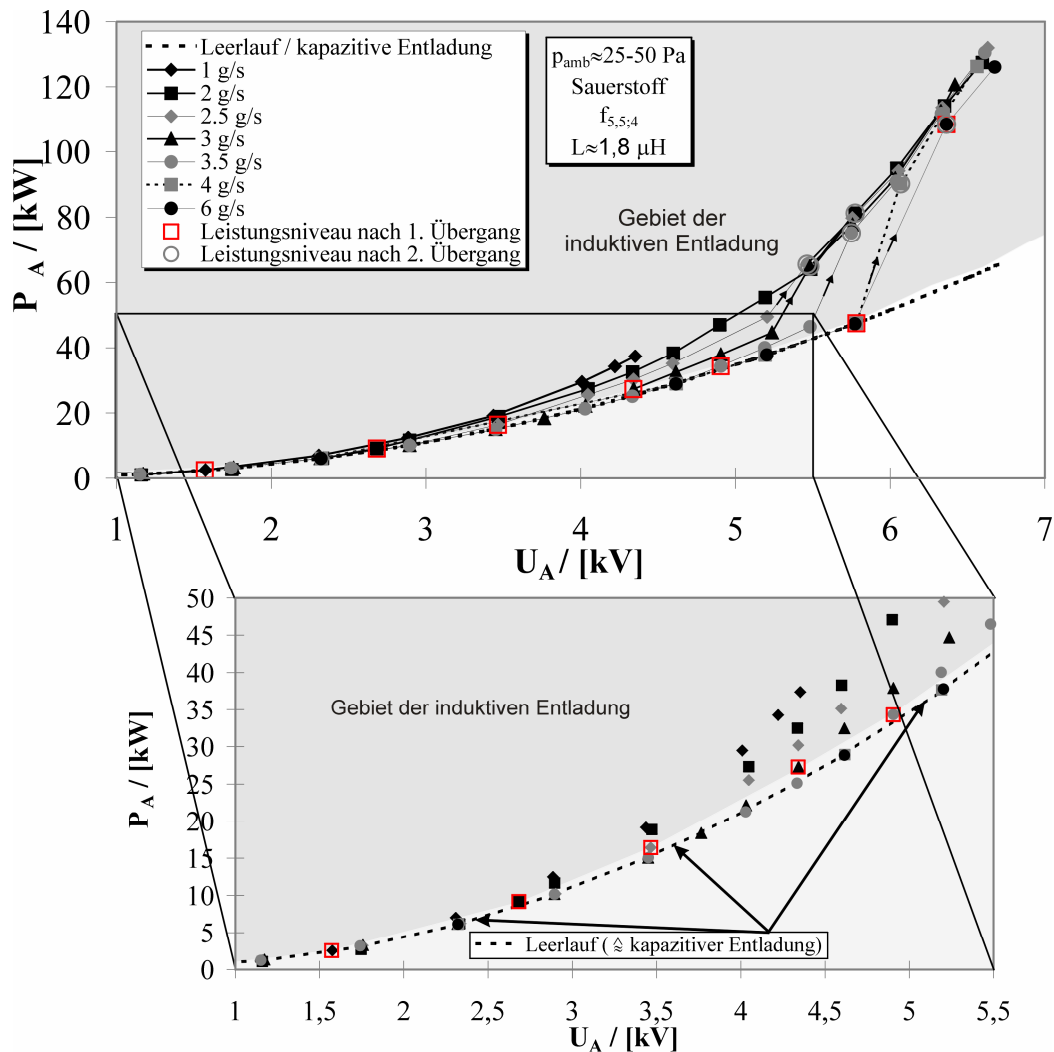


Bild 7.1-1: Anodenleistungskennlinienfeld über Anodenspannung für Sauerstoffplasma mit $f_{5,5,4} \approx 0,64$ MHz und Rohrwandstärke $t = 2,3$ mm, Variation des Gasmassenstroms

Je nach Leistung konnten drei verschiedene Betriebszustände beobachtet werden [2.10, 3.3]. Die Übergänge zwischen diesen Entladungsstufen sind diskret und reproduzierbar. Es ergab sich bei den Untersuchungen folgendes Bild:

- Bei geringen Leistungen stellt sich ein schwach leuchtendes Plasma ein. Genauere Untersuchungen zusammen mit Messungen der radialen Intensitätsverläufe im Plasmagenerator [3.3] zeigen, daß es sich hier um einen kapazitiven Entladungsmodus handelt (siehe Kapitel 5.1).
- Mit weiterer Erhöhung der Leistung stellt sich an einem diskreten Arbeitspunkt ein neuer Entladungszustand ein,

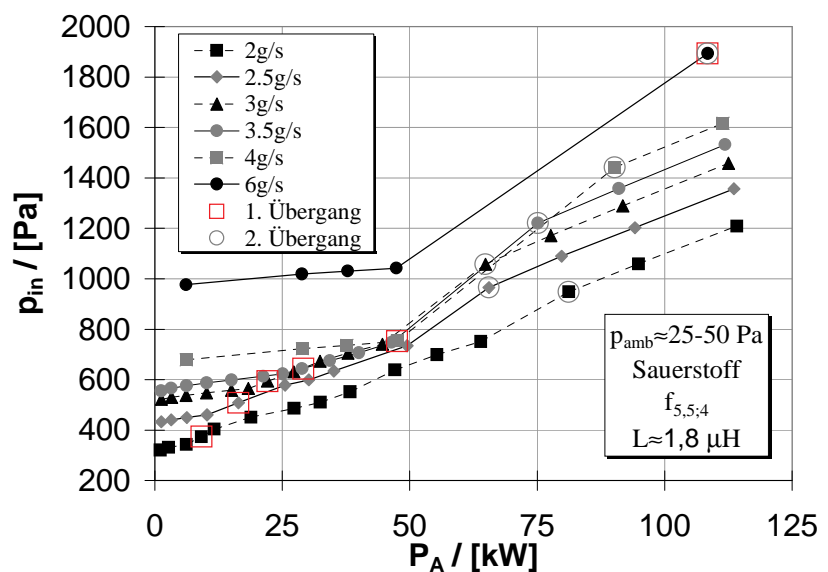


Bild 7.1-2: Rohrinnendrucke p_{in} über der Anodenleistung für Sauerstoffplasma mit $f_{5,5,4} \approx 0,64$ MHz und

der sich durch eine deutlich höhere Strahlungsintensität vom vorangegangenen Modus unterscheidet. Es handelt sich hier um den induktiven Entladungsmodus. Die Überganganodenspannung ist vom Druck, von der Gasart und von der Frequenz abhängig. Beim Übergang ändern sich mit Ausnahme der Regelgröße U_A alle Meßgrößen diskret. So ist in Bild 7.1-2 das jeweils erste Leistungsniveau, an dem sich die induktive Entladung einstellt, durch ein Quadrat gekennzeichnet (1. Übergang). Es ist zu erkennen, daß sich mit dem Übergang in den induktiven Modus ein steilerer Gradient der Druckverläufe einstellt. Ferner ist festzustellen, daß der 1. Übergang sich bei zunehmendem Gasmassenstrom zu höheren Leistungen verschiebt (siehe Bild 7.1-1).

- Im Vergleich zum 1. Übergang ist der 2. Übergang, der in Bild 7.1-1 jeweils durch einen Pfeil gekennzeichnet ist, von noch stärkeren Änderungen der Betriebsgrößen, wie z.B. Anodenleistung und Rohrrinnendruck, begleitet. Die Leistung im Plasma nimmt sprunghaft zu, wobei die Rohrkühlleistung trotz der starken Zunahme der Plasmaleistung abnimmt bzw. zumindest nicht weiter zunimmt. In Bild 7.1-2 sind die zugehörigen Zunahmen der Rohrrinnendrucke zu sehen, wobei bei der Bedingung mit 6 g/s der 1. Übergang und 2. Übergang „zusammenfallen“, was aufgrund der zunehmenden Verschiebung des 1. Übergangs mit steigenden Gasmassenströmen zu größeren Anodenspannungen hin erklärt werden kann.

In Bild 7.1-3 oben links ist die rückwärtige Ansicht des Gaseinblausystems des IPG3 zusammen mit einem radialen Intensitätsprofil im induktiven Entladungsmodus gezeigt, wobei der Intensitätsverlauf zur besseren Veranschaulichung über das optische Fenster des IPG3 gelegt wurde. Rechts daneben befindet sich eine Fotografie der Situation während des Betriebs, welche die ringförmige Struktur der Entladung belegt. Somit bestätigt sich die bereits in Kapitel 5.1 erläuterte unterschiedliche Ausprägung der ersten beiden Entladungsmodi. In der Mitte sind radiale Intensitätsprofile im kapazitiven Entladungsmodus – gemessen mit einer CID-Kamera – zusammen mit einem Intensitätsprofil im induktiven Modus dargestellt. Dabei wurde die Anodenleistung schrittweise solange erhöht, bis es zum Übergang in den induktiven Modus kam. Die kapa-

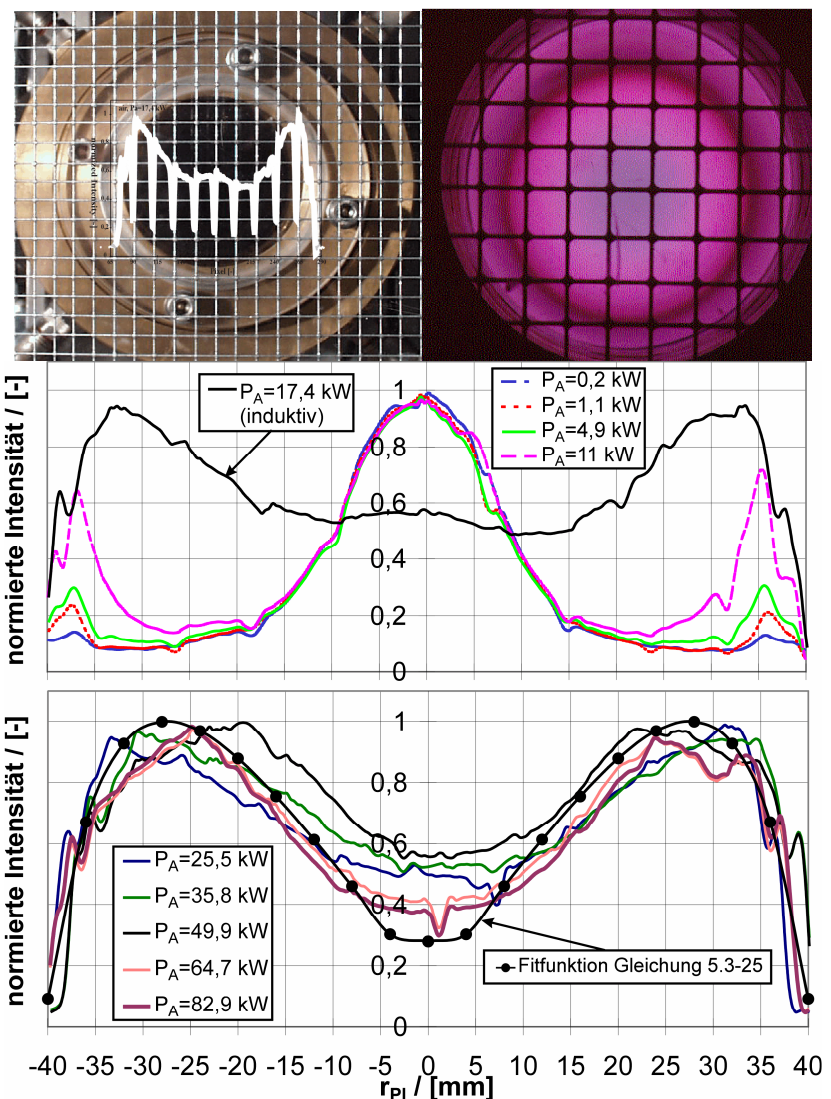


Bild 7.1-3: Radiale Intensitätsprofile für Luftplasma, IPG3, 1,5 g/s, $f_{5,5;7}$, $t = 4$ mm

zitativen Profile weisen, wie von McKinnan beschrieben [3.2], ein Intensitätsmaximum in der Mitte auf. Bei weiterer Leistungserhöhung ändert sich das Bild, wie auch anhand der weiteren Profile im unteren Bild zu erkennen ist. Zusätzlich ist im unteren Bild demonstriert, daß sich mit Hilfe von Gleichung 5.3-25 Fitfunktionen für die Intensitätsverläufe im induktiven Modus angeben lassen.

Analoge Beobachtungen wurden bei den in Bild 7.1-1 dargestellten Sauerstoffbedingungen gemacht. So wurden in [2.10] spektroskopische Untersuchungen am 2. Übergang durchgeführt.

Bei genauerer Betrachtung der Anodenleistungskennlinien unter Variation des Massenstroms für $f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz lassen sich die Entladungsmodi zuordnen und die folgenden Charakteristika ableiten: Die Anodenleistungen für alle Massenströme liegen bis zum Erreichen einer Mindestleistung auf einer gemeinsamen Kurve, die der sogenannten Leerlaufleistung entspricht und auch mit der Leerlaufmethode (siehe Kapitel 3.2.1, [3.3]) bestimmt werden kann. Allerdings liegen im Unterschied zur Leerlaufleistung bei den kleinen Drücken bereits schwach leuchtende Plasmaentladungen vor, bei denen jedoch sehr wenig Leistung umgesetzt wird. Aus der Methode der Plasmaleistungsbestimmung mit Hilfe der Leerlaufleistung [3.3] folgt, daß die Plasmaleistungen P_{Pl} in diesem Modus weit unter 1 kW liegen, was durch Gleichung 5.1-5 bestätigt wird. Es handelt sich um den kapazitiven Entladungsmodus, der nach Gleichung 5.1-3 beim Anfahren der Versuchsanlage zuerst einsetzt. Erhöht man nun die Anodenspannung weiter, so ergeben sich diskrete Leistungsstufen, an denen sich, abhängig vom Gasmassenstrom, die induktive Entladungsform einstellt (1. Übergang). Dabei gilt: Je höher der Gasmassenstrom, desto mehr Anodenspannung ist erforderlich, um in die induktive Entladungsform zu gelangen. Dies läßt sich mit der Zündung der induktiven Entladung begründen, die von der Rohrwand ausgeht, da hier die Feldstärke E_{ϕ} am größten ist. Berücksichtigt man nämlich, daß der Rohrinndruck mit zunehmendem Massenstrom ansteigt, so läßt sich die Verschiebung der induktiven Entladung mit der Charakteristik des Paschdurchbruchs, der sich bei zunehmendem Druck in Richtung höherer Feldstärke verschiebt, erklären. In der Zone der induktiven Entladung fällt auf, daß die Anodenleistung bei gleicher Anodenspannung umso größer ausfällt, je kleiner der Gasmassenstrom ist. Wird die Anodenspannung weiter erhöht, so stellt sich ein 2. Übergang in ein 3. Entladungsregime ein. Besonders markant ist hier die starke Zunahme der Anodenleistung, die mit einer sehr kleinen Anodenspannungsänderung verbunden ist.

In Bild 7.1-4 sind die Näherungen für die der induktiven Plasmazündung zugehörigen Feldstärken für verschiedene Gase über dem Rohrinndruck (p_{in} , siehe auch Kapitel 3.2 und Anhang B) dargestellt. Das Bild zeigt die Übergangsfeldstärken für Sauerstoff, Stickstoff, Luft und Kohlendioxid, wobei E_{ϕ} mit Hilfe der Gleichungen 3.2-5 und 5.1-1 berechnet wurde:

$$E_{\phi} \approx \frac{0,8 \cdot U_A}{2\pi R_{in} n} . \quad (7.1-1)$$

Vergleicht man die charakteristischen Verläufe mit Paschenkurven aus der Literatur [7.1], so ist festzustellen, daß das Verhalten der Durchschlagsfeldstärken qualitativ gleich ist. Daher läßt sich die Durchschlagsspannung mit dem quadratischen Näherungsansatzes nach [7.1] angeben. Berechnet man die Durchschlagsfeldstärke für die IPG, so ergibt dies

$$E_{\phi} = \frac{1}{\pi n} \left[\left(\frac{E}{p} \right)_{ref} p + \frac{c}{\sqrt{2R_{in}}} \sqrt{p} \right] . \quad (7.1-2)$$

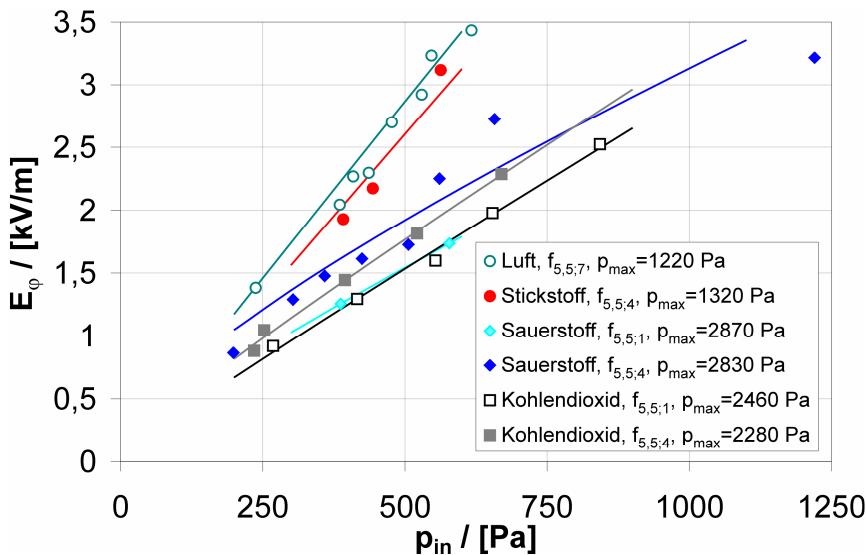


Bild 7.1-4: Elektrische Feldstärke der induktiven Plasmazündung für verschiedene Testgase abhängig vom Rohrinnendruck nach Gleichung 7.1-1

Verläufen der Regressionskurven und den aus den Meßdaten berechneten Feldstärken in Bild 7.1-4 zu erkennen ist. Hervorzuheben ist, daß Luft und Stickstoff schwerer zu zünden sind als Sauerstoff. Dies steht im Einklang mit der Literatur. Kohlendioxid hingegen scheint am ehesten zu zünden, was im Widerspruch zu bekannten Messungen an Anlagen, die Elektroden haben, steht. Die hier festgestellten Feldstärken sind außerdem mehr als eine Größenordnung kleiner als Werte, wie sie für Elektrodenkonfigurationen in der Literatur dokumentiert sind [7.1]. Die Gründe für die beachtlich kleineren Durchschlagsfeldstärken sind vielfältig. So ist bekannt, daß die dokumentierten Paschenkurven stark von Art (Geometrie) und Werkstoff der verwendeten Elektroden abhängen. IPG haben keine Elektroden. Ferner muß man davon ausgehen, daß die Durchschlagsfeldstärke frequenzabhängig ist. Die Frequenz wird allerdings in der Literatur kaum berücksichtigt. Außerdem besteht die kapazitive Entladung zum Zeitpunkt der induktiven Plasmazündung bereits, sodaß man von einer - wenn auch sehr geringen - Menge von freien Elektronen unmittelbar vor Beginn der induktiven Plasmazündung ausgehen kann. Wenn man in Betracht zieht, daß die Zündung des induktiven Plasmas an der Rohrwand erfolgt, so ist anzunehmen, daß die dort herrschenden elektrischen Feldstärken E_ϕ kleiner als die berechneten Werte sind. Numerisch berechnete elektrische Feldstärken in Rohrwandnähe während des Betriebs der IPG liefern kleinere Werte, die allerdings von der gleichen Größenordnung sind [5.6]. Dies liegt daran, daß die mit Gleichung 7.1-1 berechneten Feldstärken im Bereich niedriger Plasmaleistungen liegen, d.h. in einem Betriebsbereich, in dem das generierte Plasma nur eine geringe Rückwirkung auf die Spulenfeldstärke hat. Die so abgeschätzten Feldstärkenwerte entsprechen daher den Erwartungen und stellen gleichzeitig obere Schranken der elektrischen Feldstärken E_ϕ im Betrieb dar.

Legt man das in Bild 7.1-4 gezeigte Ergebnis für die Feldstärken zum Erreichen des induktiven Entladungsmodus der Bestimmung des Betriebsbereichs zu Grunde, so kann der maximal zulässige Druck im Inneren des Plasmarohrs zum Erreichen des induktiven Entladungsmodus unter Berücksichtigung der Gleichungen 7.1-1 und 7.1-2 zu

$$p_{\max} \approx \left(\sqrt{p_{\text{ref}} + \frac{U_{\text{Spule,max}}}{2R_{\text{in}}} \left(\frac{E}{p} \right)_{\text{ref}}^{-1}} - \sqrt{p_{\text{ref}}} \right)^2 \quad (7.1-3)$$

Dabei sind $(E/p)_{\text{ref}}$ und c von der Gasart abhängige Konstanten, die zur Beschreibung von Durchschlagsspannungen in weiten Druckbereichen häufig verwendet werden [7.1].

Sie sind hier als Regressionsparameter auf Basis der in Bild 7.1-4 dargestellten Daten berechnet worden. Die berechneten Fitfunktionen sind im Bild als durchgezogene Linien eingezeichnet. Die Gleichung wird dabei von der Konstante $(E/p)_{\text{ref}}$ dominiert, was an den linearen

abgeschätzt werden. Dabei ist p_{ref} mit $p_{ref} = (c/(2 \cdot (E/p)_{ref} \cdot (2 \cdot R_{in})^{0.5}))^2$ bei Stickstoff und Luft vernachlässigbar, wobei zu beachten ist, daß die berechneten p_{max} charakteristische Drücke sind, die als ein vergleichendes Maß für die Erreichbarkeit des induktiven Entladungsmodus in Abhängigkeit der Gasart aufzufassen sind, siehe Bild 7.1-4. Die Begründung hierfür ist, daß bei Betriebszuständen, die bei hohen p_{in} (große Gasmassenströme und/oder hohe Tankdrücke) vorliegen, aufgrund der geringen Leistungseinkopplung ($P_{Pl} < 1$ kW) des kapazitiven Modus und den gleichzeitig sehr hohen Anodenspannungen und Anodenleistungen eine verhältnismäßig geringfügige Dämpfung der Spulenfeldstärken gewährleistet ist. Sowohl Experimentator als auch Anlage und Plasmagenerator sind unter diesen Bedingungen verhältnismäßig großen elektromagnetischen Feldstärken ausgesetzt. Beim Plasmagenerator kann dies zu Blitzentladungen führen, die i.d.R. eine Beschädigung nach sich ziehen. Aus Bild 7.1-4 lassen sich die folgenden Schlußfolgerungen ziehen: Luft und Stickstoff erfordern verhältnismäßig hohe Feldstärken, um in den induktiven Modus zu gelangen. Gleichzeitig ist die Steigung des $E_{\phi}(p_{in})$ -Verlaufs bei diesen Gasen am größten, sodaß sich für das extrapolierte p_{max} Werte von ca. 12 (Luft) bzw. 13 hPa (Stickstoff) ergeben. Bei Sauerstoff liegt p_{max} mit ca. 28 bzw. 29 hPa deutlich höher, wobei der induktive Modus für $f_{5,5;1}$ etwas eher erreicht wird als für $f_{5,5;4}$. Ähnlich verhält es sich mit Kohlendioxid, für das von den hier betrachteten Gasen der induktive Modus am ehesten erreicht wird. $E_{\phi}(p_{in})$ verläuft hier allerdings steiler als beim Sauerstoff, sodaß sich für p_{max} Werte von ca. 23 ($f_{5,5;4}$) bzw. 25 hPa ($f_{5,5;1}$) ergeben.

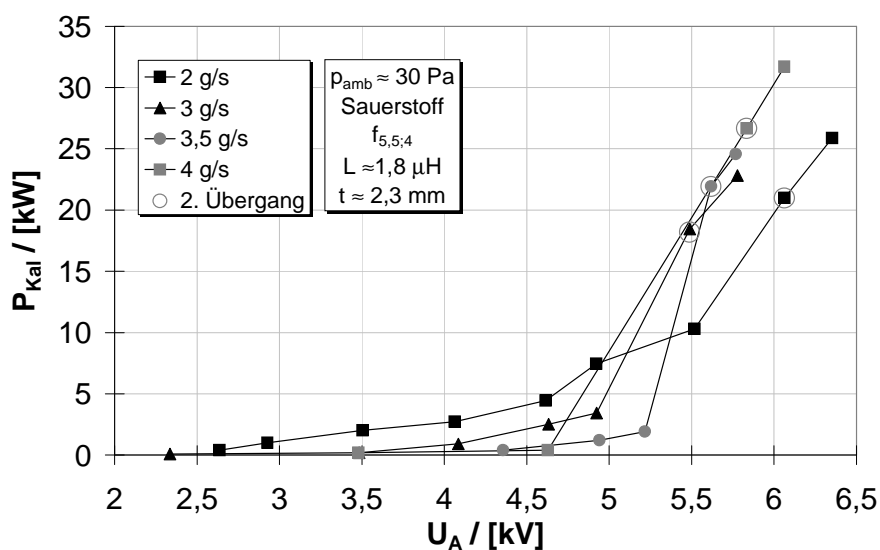


Bild 7.1-5: Plasmaleistung über Anodenspannung für Sauerstoffplasmen, Variation des Gasmassenstroms

Bild 7.1-5 zeigt das Ergebnis der Leistungsmessung mit Hilfe des Hohlraumkalorimeters im Plasmawindkanal. Der Übergang vom 1. zum 2. Entladungsmodus ist, zur Vereinfachung, im Unterschied zu Bild 7.1-1 nicht mehr eingezeichnet. Man kann hier aber mit der bereits für das Anodenkennlinienfeld beobachteten Eigenschaft, daß die Kurvenschar für die verschiedenen Massenströme am Beginn des induktiven Entladungsmodus

aus einer gemeinsamen Kurve hervorgehen, arbeiten. So beträgt die gemessene Plasmaleistung im ersten Entladungsmodus wenige 0,1 kW, wobei darauf hingewiesen werden muß, daß die Bestimmung derart niedriger Leistungen mit dem Kalorimeter in meßtechnischer Hinsicht stark fehlerbehaftet ist, da dieses für hohe Leistungen ausgelegt wurde. Eine Fehlerabschätzung befindet sich im Anhang H. Diese Beobachtung wird durch die Abschätzung der Leistungen nach Gleichung 5.1-6 bestätigt, aus der sich folgern läßt, daß die kapazitive Plasmaleistung deutlich kleiner als die induktive Plasmaleistung sein muß. Mit dem Übergang in die induktive Entladung stellen sich Leistungen von einigen kW ein, die stetig mit der Anodenspannung ansteigen. Bei weiterer Erhöhung der Anodenspannung kommt es zu einem sprunghaften Anstieg der Plasmaleistung, wobei die Übergangspunkte nicht durch die Veränderung der Rohrühlleistung beeinflußbar sind. Die starke Zunahme der

Plasmaleistung läßt sich daher mit einer plötzlichen Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeit im Plasma erklären. Auch dieser Anstieg korrespondiert mit der plötzlichen Zunahme der Anodenleistungen in Bild 7.1-1.

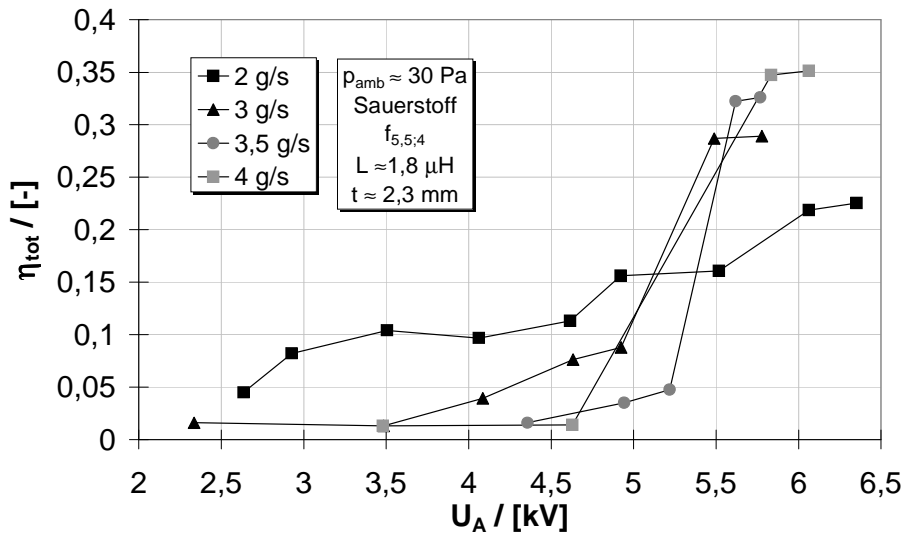


Bild 7.1-6: Wirkungsgrad η_{tot} über Anodenspannung für Sauerstoffplasma, Variation des Gasmassenstroms

Bei Betrachtung des Gesamtwirkungsgrades η_{tot} nach Gleichung 4.1-4 in Bild 7.1-6 wird das Betriebsverhalten noch deutlicher: So ist der 2. Übergang in den 3. Entladungsmodus mit einem starken Anstieg des Wirkungsgrades verbunden. Bei der Bedingung mit 2 g/s Sauerstoff ist der Effekt geringer ausgeprägt als bei den größeren Massenströmen. Diese Beobachtung läßt sich verallgemeinern.

Generell gilt, daß die Veränderung der dargestellten Größen bei kleinen Massenströmen weniger stark ausgeprägt ist. So beträgt η_{tot} etwa 0,22, wohingegen sich bei den Massenströmen 3 g/s, 3,5 g/s und 4 g/s Werte von 0,28 bis 0,35 einstellen. Dieser Unterschied könnte daran liegen, daß neben der mit der Plasmaleistung einhergehenden Zunahme von σ auch hydrodynamische Effekte im Entladungrohr eine Rolle spielen.

Betrachtet man die simultan gemessenen Rohrkühlleistungen, so verstärkt sich dieser Eindruck:

Bild 7.1-7 ist zu entnehmen, daß die Rohrkühlleistung abnimmt, obgleich die Anodenleistung und somit auch die Plasmaleistung im Plasmawindkanal stark zunimmt. Weiterhin erkennt man auch in Bild 7.1-8, daß die Rohrkühlleistungen trotz weiterer Erhöhung der Plasmaleistung nahezu konstant bleiben. Aus Bild 7.1-6

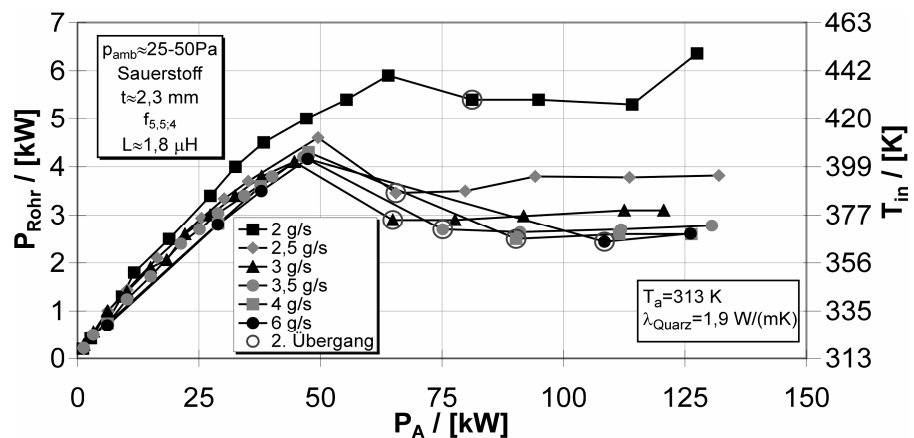


Bild 7.1-7: Rohrkühlleistung und Quarzrohrinnenwandtemperatur über Anodenleistung für Sauerstoffplasma, Variation des Gasmassenstroms

kann man gleichzeitig entnehmen, daß die Anodenspannung nur geringfügig erhöht wurde. Diese Fakten deuten darauf hin, daß der Strahl radial zusammengedrückt wird, was auf die $\vec{j} \times \vec{B}$ - Kräfte zurückzuführen ist, wodurch es zu einer Verminderung der thermischen Belastung des Rohres kommt. Geht man weiter davon aus, daß nach Gleichung 3.2-17 die Eindringtiefe mit zunehmender Leistung aufgrund der Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit und damit auch der Sekundäreffekte weiter abnimmt, was dazu führt, daß die verhältnismäßig hohe thermische Plasmaleistung in einen

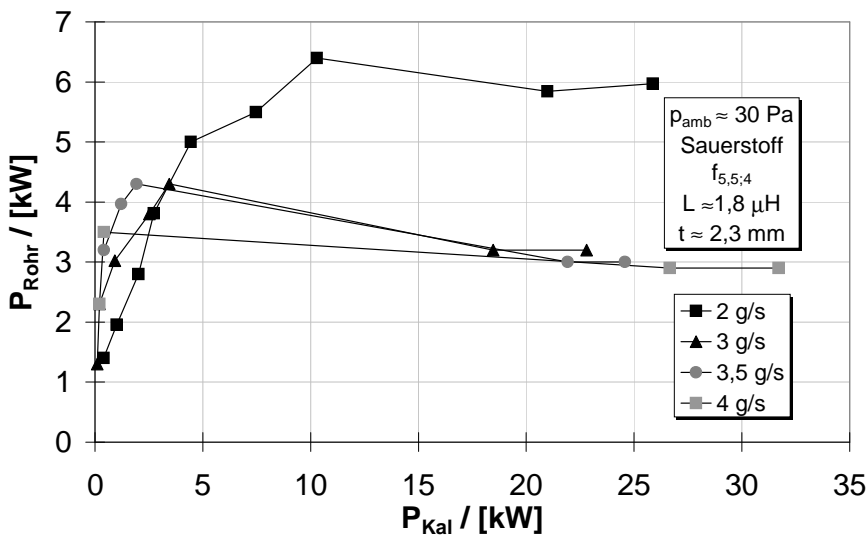


Bild 7.1-8: Rohr Kühlleistung über Kalorimeterleistung für Sauerstoffplasmen, Variation des Gasmassenstroms

der Abnahme der Eindringtiefe Rechnung trägt ($F_L \propto P_{Pl}/\delta$). Die Darstellung mit der integralen Größe Plasmaleistung zeigt, daß mit einer starken Zunahme der Plasmaleistung, wie sie mit dem 2. Übergang stattfindet, die radiale zum Rohrzentrum gerichtete Lorentzkraft ebenfalls stark zunehmen muß. Da die Zunahme der Plasmaleistung mit einer Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit einhergeht, wird sich wohl auch dies gemäß Gleichung 5.3-21 lorentzkrafterhöhend auswirken, da δ gleichzeitig abnehmen muß. Grundsätzlich kann man einen mit Strömungseffekten kombinierten Effekt nicht ausschließen, woraus sich die Aussage ableiten läßt, daß magnetohydrodynamisch bedingte Strömungseffekte für die beobachteten Effekte mitverantwortlich sind. Dieses analytisch-experimentelle Ergebnis wird durch numerische Untersuchungen von Boulos bestätigt [3.11].

Da die Rohr Kühlleistungen im Sinne des Betriebs stationär sind, lassen sich die mittleren Rohrinnenwandtemperaturen, wie in Bild 7.1-7 gezeigt, mit Hilfe von Gleichung 3.2-31 angeben. Es wird deutlich, daß die Wandtemperaturen im dritten Entladungsmodus nicht mehr wesentlich zunehmen.

Betrachtet man Gleichung 5.3-21 für die Lorentzkraft und berücksichtigt, daß $\delta < R$ ist, so läßt sich die Lorentzkraft abschätzen

$$|F_L| > \frac{P_{Pl}}{2\omega d} \quad (5.3-21b)$$

Somit ergeben sich anhand von Bild 7.1-8 folgende Aussagen: Beim Übergang in den 3. Entladungsmodus nimmt die radial nach innen gerichtete Lorentzkraft bei der Bedingung mit 2 g/s mindestens um den Faktor 2, bei 3 g/s mindestens um den Faktor 4,2, bei 3,5 g/s um den Faktor 10,8 und bei 4 g/s um den Faktor 65 zu.

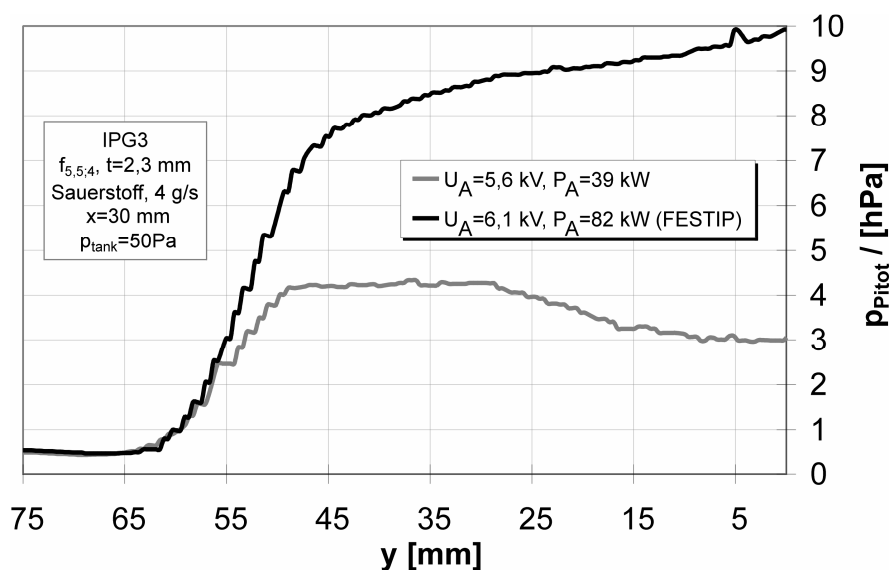


Bild 7.1-9: Radiale Pitotdruckprofile vor und nach dem 2. Übergang für einen Gasmassenstrom von 4 g/s

immer kleiner werdenden Bereich nahe der Rohrinnenwand eingekoppelt wird, siehe Gleichung 5.3-13 und Bild 5.3-2, so verstärkt dies den Eindruck eines magnetohydrodynamischen Effektes, der mit der Zunahme der Plasmaleistung im Zusammenhang steht. Dies läßt sich mit der in Kapitel 5.3 hergeleiteten Gleichung 5.3-21 für die Lorentzkraft darlegen, die sowohl der Zunahme der induzierten Plasmaleistung als auch

In Bild 7.1-9 sind radiale Pitotdruckprofile für eine Sauerstoffbedingung mit 4 g/s bei einer Frequenz von 0,64 MHz ($f_{5,5,4}$) vor und nach dem 2. Übergang dargestellt. Dabei ist zu sehen, daß das Profil für $U_A = 5,6$ kV, einer Anodenspannung, für welche die Entladung sich knapp unterhalb des 2. Übergangs befindet, ein flaches Randmaximum aufweist, was sich anhand der Entladungseigenschaft (Skineffekt, Kapitel 5, siehe auch Bild 7.1-3) erklären läßt. Für $U_A = 6,1$ kV ergibt sich ein ganz anderes Bild: Tatsächlich liegt nun ein Pitotdruckprofil mit einem Maximum in der Strahlmitte vor, wobei zu beachten ist, daß auch die absoluten Druckwerte beachtlich größer sind als die für $U_A = 5,6$ kV. erinnert man sich an die bisherigen Aussagen und Schlußfolgerungen, so verstärkt dieses Ergebnis den Eindruck, daß mit dem 2. Übergang $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kräfte dafür sorgen, daß es zu einer Druckzunahme auf der Generatorachse kommt.

Die Bestimmung der Plasmaleistung P_{Pl} ist bedeutsam, da P_{Pl} bzw. P_{Kal} ($P_{Kal} = P_{Pl} - P_{Rohr}$) wichtige Größen für das Funktionsverständnis und die Effizienz der Versuchsanlage und des IPG, aber auch der zu erwartenden Größen im Plasmawindkanal sind (siehe z.B. Kapitel 4). Dazu ist der thermische Wirkungsgrad des Plasmagenerators aufschlußreich, da mit dessen Hilfe über den Zusammenhang

$$\eta_{therm} = \frac{P_{Kal}}{P_{Pl}} = \frac{P_{Kal}}{P_{Kal} + P_{Rohr}} \quad (7.1-4)$$

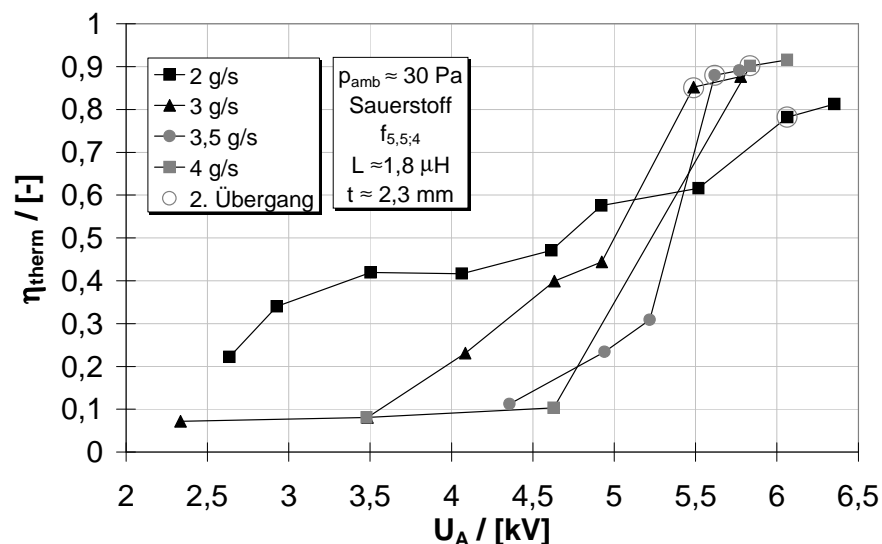


Bild 7.1-10: Wirkungsgrad η_{therm} über Anodenspannung für Sauerstoffplasmen, Variation des Gasmassenstroms

daß die starke Zunahme von P_{Kal} in Bild 7.1-5 und damit von η_{tot} in Bild 7.1-6 nicht alleine durch die Differenzleistung ($\Delta P_{Rohr} < 2$ kW, siehe Bild 7.1-7), um welche die Rohrkühlleistung mit dem 2. Übergang abnimmt, beigetragen worden sein kann, da P_{Kal} am 2. Übergang, je nach Gasmassenstrom, um bis zu 20 kW zunimmt.

Mit Hilfe der Anodenleistungskennlinien im Leerlauf läßt sich P_{Pl} abschätzen. Hierbei wird der Versuchsaufbau mit den gleichen Einstellungen wie beim Betrieb mit Plasma in einem Modus ohne Plasmalast betrieben. Dies wird durch atmosphärischen Druck im IPG erreicht. Man erfaßt die Anodenleistungskennlinie im Leerlauf und subtrahiert diese von der Anodenleistung unter Last:

$$P_{Pl}(U_A) \approx (P_A(U_A) - P_{A,Leerl}(U_A)) \approx (P_{Kal}(U_A) + P_{Rohr}(U_A)). \quad (7.1-5)$$

Mit Hilfe von Gleichung 3.2-1 können Anpassungsfunktionen für die Anodenleistungskennlinien angegeben werden, sodaß, unabhängig von der gemessenen Anodenspannung, Gesamtverläufe durch

Subtraktion der Kennlinien gewonnen werden. Gleichung 7.1-5 läßt sich nach Division durch P_A mit Wirkungsgraden ausdrücken:

$$\eta_{tot,Leerl} = 1 - \frac{P_{A,Leerl}}{P_A} \approx \frac{\eta_{tot}}{\eta_{therm}} = \frac{P_{Pl}}{P_A} = \eta_{tot,Pl} \quad (7.1-6)$$

Dabei sind die Wirkungsgrade η_{tot} und η_{therm} mit den Gleichungen 4.1-4 bzw. 7.1-4 definiert. Zwischen den beiden Wirkungsgraden $\eta_{tot,Leerl}$ und $\eta_{tot,Pl}$ soll unterschieden werden, da bei der Leerlaufmethode davon auszugehen ist, daß für den Betrieb mit und ohne Plasmalast unterschiedliche Arbeitspunkte der Triodenschaltung vorliegen.

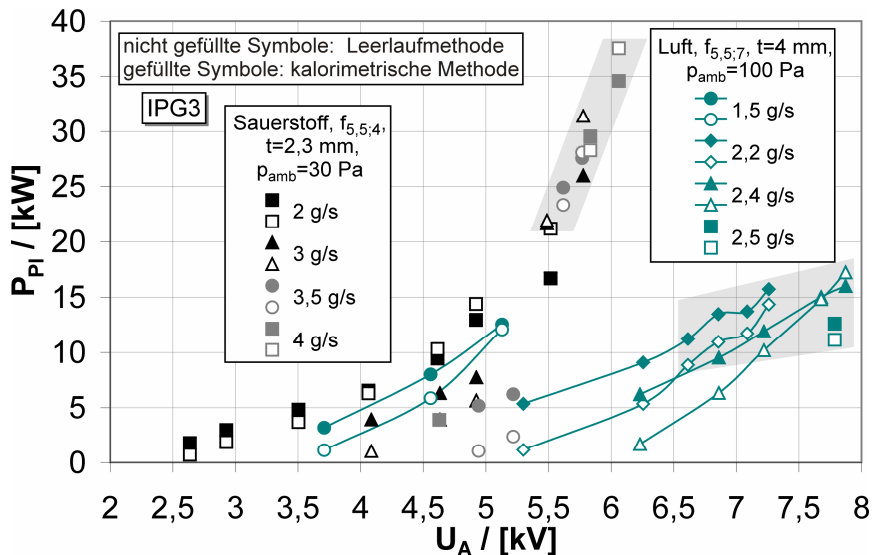


Bild 7.1-11: Vergleich der Leerlaufmethode mit kalorimetrischer Messung der induzierten Plasmaleistung für Sauerstoff und Luft, Variation des Massenstroms

Bild 7.1-11 zeigt einen Vergleich der beiden Methoden zur Leistungsbestimmung für den IPG3 mit den Arbeitsgasen Sauerstoff und Luft für verschiedene Massenströme. Die Kalorimeterleistungen wurden nach Gleichung 4.1-3 bestimmt und sind durch die ausgefüllten Symbole dargestellt, die Leistungen, die mit der Leerlaufmethode bestimmt wurden (Gleichungen 3.2-1 und 7.1-5), sind durch weiß gefüllte Symbole gekennzeichnet. Betrachtet man die Verläufe für jeweils einen Massenstrom, so lassen sich folgende Aussagen ableiten:

- Bei kleinen Leistungen unterschätzt die Leerlaufmethode die induzierte Plasmaleistung P_{Pl} . Mit Ausnahme der Sauerstoffbedingung mit 2 g/s sind die Abweichungen bei allen Bedingungen groß. Gründe dafür sind wahrscheinlich in der Genauigkeit der kalorimetrischen Messung bei sehr kleinen Leistungen (Anhang H), aber auch in der Verschiebung des Arbeitspunktes der Triode der EVA zu sehen.
- Insbesondere im dritten Entladungszustand (Sauerstoff bei 2 bzw. 3 g/s etwas größer als 5,5 kV, Luft größer als 6,5 kV) liegt eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung vor, wobei maximale Abweichungen von 25 % auftreten.
- Bei den Plasmabedingungen mit 2 g/s (Sauerstoff) bzw. 1,5 g/s (Luft) verschiebt sich der oben beschriebene Sachverhalt zu kleineren Anodenspannungen.

Damit läßt sich die Leerlaufmethode und somit die Näherung in den Gleichungen 7.1-5 und 7.1-6 zumindest als Abschätzungsverfahren bei hohen Leistungen einsetzen. Die in Bild 7.1-11 gezeigten grau unterlegten Flächen kennzeichnen Gebiete, in denen die Abweichung zwischen den beiden Methoden kleiner als 25 % ist.

In Bild 7.1-12 sind die gemessenen kalorimetrischen Leistungen für 3 g/s Sauerstoff bei $p_{amb} \approx 30$ Pa unter Variation der Betriebsfrequenz $f_{n,k}$ dargestellt. Grundsätzlich macht sich hier eine Veränderung der Windungszahl n am stärksten bemerkbar, da sich für $n = 2,5$ deutlich höhere Leistungen im

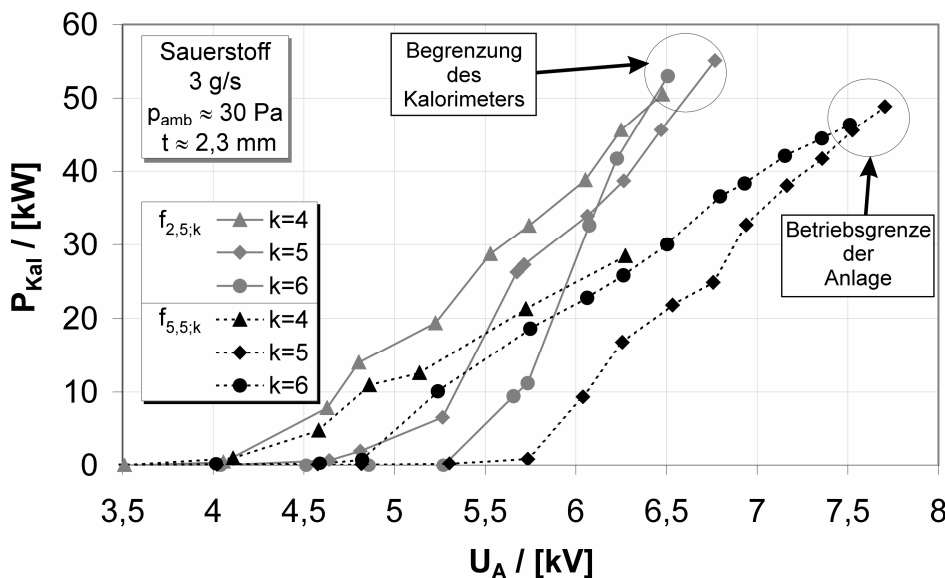


Bild 7.1-12: Kalorimeterleistungen über der Anodenspannung für Sauerstoff, $f_{2,5;k}$ und $f_{5,5;k}$

Plasmawindkanal bei sonst gleichen Anlagen-einstellungen ergeben. Ähnlich verhält es sich auch mit der Variation der Anzahl der Kapazitäten k für $n = 2,5$, wenn man davon absieht, daß $f_{2,5;6}$ die Kurven für $f_{2,5;5}$ und $f_{2,5;4}$ zwischen $U_A = 6,1$ und $6,5$ kV schneidet. Für $n = 5,5$ ergibt sich ein nicht ganz so konsistentes Bild: Hier liegt die Kurve für $k = 6$ im gemessenen

Bereich durchweg über der Kurve für $k = 5$. Von den genannten Ausnahmen abgesehen, scheint sich ein Trend in Richtung größerer Leistungen bei größeren Frequenzen zu ergeben. Dieser Umstand wird von Gleichung 5.4-10 vorausgesagt. Bei gegebenem d ist die mittlere Volumenleistungsdichte demnach ungefähr proportional zur Wurzel der Frequenz, wenn man die Frequenzabhängigkeit von H_0 vernachlässigt. Das Ergebnis zeigt, daß die thermische Plasmaleistung durch geeignete Wahl der Frequenz bei vergleichbaren Anlagenbedingungen um mehr als 50 % erhöht werden kann. So ist bei konstanter Anzahl der Kapazitäten mit Gleichung 3.2-9 $(f_1/f_2)^{0,5} \approx (n_2/n_1)^{0,5}$, was im Fall der hier untersuchten Spulen ($n_1 = 2,5$, $n_2 = 5,5$) nach Gleichung 5.4-10 ein Verhältnis der Plasmaleistungen von ca. 1,5 liefert. Dieses Verhältnis korrespondiert mit den jeweils gemessenen Leistungsverhältnissen in Bild 7.1-12 ziemlich gut. Wie zu erwarten war (Gleichung 3.2-9, Bild 3.2-4), ist die Sensitivität bezüglich der Variation der Zahl der Spulenwindungen deutlich höher als jene bezüglich der Anzahl der verwendeten Kapazitäten.

Die Bestimmung der mittleren Enthalpie nach Gleichung 4.1-5 ist naheliegend. Allerdings müssen hier verschiedene Sachverhalte berücksichtigt werden. So führt ein direkter Vergleich von $h_{tot,eff}$ mit dem in Kapitel 6.2

aufgestellten Enthalpiemodell (siehe Bilder 6.2-1 und 6.2-2) auf eine effektive, auf das Gesamtvolumen des Plasmarohrs bezogene Temperatur T_{eff} . Das Bild 7.1-13 zeigt das Ergebnis einer solchen Analyse für verschiedene Bedingungen mit Sauerstoff. Dabei wurde je-

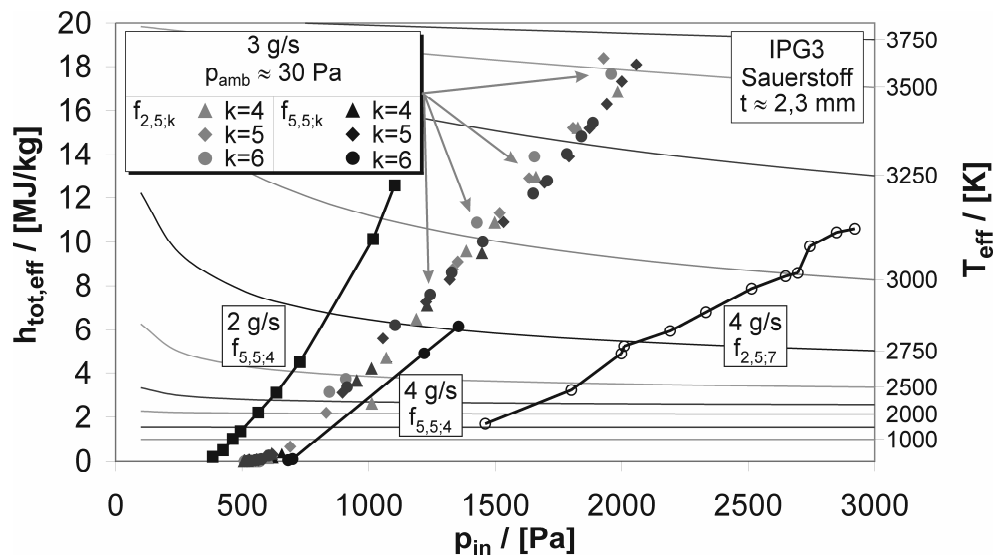


Bild 7.1-13: Effektive Temperaturen im IPG3

weils der Verlauf von $h_{\text{tot,eff}}$ über dem gemessenen Rohrinnendruck zusammen mit den Linien gleicher Temperatur im $h - p$ - Diagramm dargestellt, was die Bestimmung von T_{eff} über den Schnittpunkt der aus den Messungen bestimmten Enthalpiekurven mit den berechneten Temperaturisolines ermöglicht.

Man sieht, daß sich für die gezeigten Bedingungen Maximaltemperaturen von 3000 – 3500 K ergeben. Mit zunehmendem Massenstrom nehmen auch die Rohrinnendrucke zu, wie die mit den schwarz ausgefüllten Symbolen gekennzeichneten Kurven zeigen. Die etwa von 500 Pa ausgehenden Enthalpiekurven entsprechen den in Bild 7.1-12 gezeigten Bedingungen. Die dort eingekreisten grauen Symbole stellen die oberste Meßgrenze des Kalorimeters dar und liegen bei Anodenleistungen von etwa 120 kW, d.h. die Enthalpie könnte hier noch weiter erhöht werden. Die danebenliegenden höchsten schwarzen Punkte stellen Maximalwerte der Anlage für $n = 5,5$ dar ($P_{A,\text{max}} = 180$ kW wurde erreicht). Nach Bild 6.2-1 liegen hier ebenfalls stark dissoziierte Zustände vor.

7.1.2 Charakteristische elektrodynamische Betriebsparameter

Der Spulenstrom stellt eine wichtige Größe zur Charakterisierung der Plasmageneratoren dar, da er einerseits Eingangsgröße für numerische Simulationen ist, andererseits lassen sich anhand zeitlich hochaufgelöster Messungen des Spulenstromes betriebstechnische Eigenschaften wie beispielsweise die Plasmadämpfung und die Betriebsfrequenz ermitteln.

Um die Messungen hochaufgelöst durchführen zu können, wurde für den Pearson Stromtrafo zunächst ein Transientenrecorder vom Typ Kontron WW700 verwendet, für die späteren simultanen Messungen mit dem Pearson Stromtrafo und dem HOKA wurde ein Speicheroszilloskop der Firma LeCroy eingesetzt. Die Rohdaten der Stromtrafomessungen wurden anschließend mit Hilfe eines LabView[®]-Programms einer Fourieranalyse unterzogen, um Informationen über das betriebsabhängige Frequenzspektrum zu erhalten. Ferner wurden die Rohdaten integriert, um den jeweiligen effektiven Strom I_{eff} gemäß

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} I^2(t) dt} \quad (7.1-7)$$

berechnen zu können [2.8].

Über die Kalibrierung der Amplitude der Pearson-Spule mit 5 mV/A konnte das zeitabhängige Spannungssignal in den $I(t)$ -Verlauf umgerechnet werden. Es zeigte sich, daß die $I(t)$ -Verläufe aus Wellenpaketen bestehen, deren Wiederholungsfrequenz um 3 Größenordnungen niedriger ist als die Betriebsfrequenz (z.B. Bild 7.1-14). Deshalb wurde $I(t)$ zunächst mit 2 unterschiedlichen Meßinkrementen bestimmt.

Zunächst wurden eine Abtastrate von 10^6 s^{-1} und eine ausreichende Meßdauer gewählt, sodaß die gemessenen Daten jeweils vier dieser Pakete in hochaufgelöster Form enthalten. Jedoch ist diese Abtastrate nicht ausreichend, um die Betriebsfrequenz bestimmen zu können. Da wenigstens 3 Nullstellen einer Sinusschwingung erforderlich sind, um diese zu charakterisieren, läßt sich das für die Auflösung einer Schwingung mit der Frequenz f notwendige Zeitinkrement angeben:

$$\Delta t < \frac{1}{2kf} \quad (7.1-8)$$

Dabei ist n das Vielfache der Betriebsfrequenz zur Berücksichtigung von Oberschwingungen. Für $f \approx 0.7$ MHz ergibt sich für $k = 1$ $\Delta t \approx 6 \cdot 10^{-7}$ s. Möchte man beispielsweise die erste Oberschwingung berücksichtigen, so wird ein Zeitabstand von $3 \cdot 10^{-7}$ s erforderlich [2.8]. Um sicher zu gehen, wurde für die hochaufgelösten Messungen ein Zeitabstand von $2,5 \cdot 10^{-7}$ s gewählt.

Mit dieser Argumentation läßt sich die größte feststellbare Frequenz angeben, welche die Fourieranalyse liefern kann:

$$f_{\max} = \frac{1}{2\Delta t} \quad (7.1-9)$$

Die kleinste sinnvolle Frequenz, die sich aus der Fourieranalyse angeben läßt, kann über das gesamte Zeitintervall einer Messung abgeschätzt werden:

$$f_{\min} > \frac{1}{T_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{t_2 - t_1} \quad (7.1-10)$$

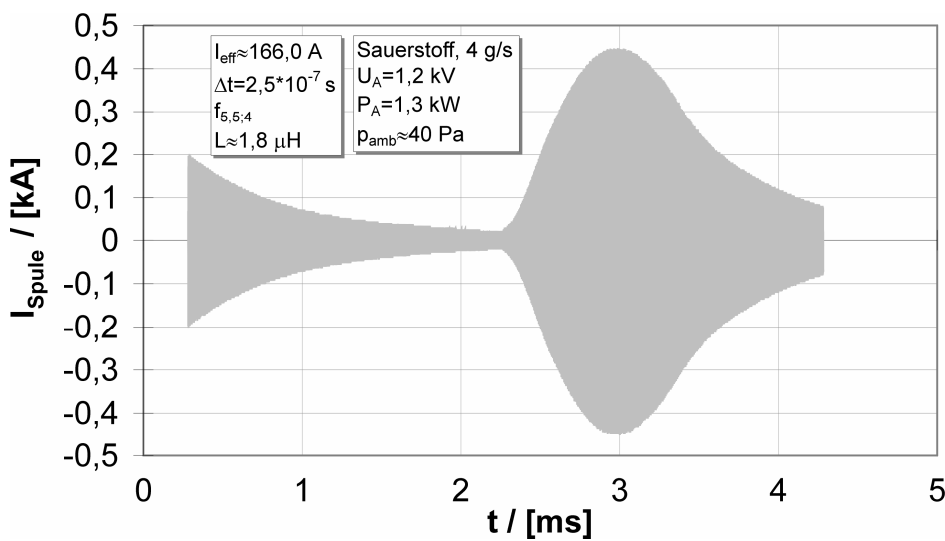


Bild 7.1-14: Zeitlich hochaufgelöste Spulenstrommessung bei $U_A = 1,2$ kV

Die folgenden Bilder zeigen zeitlich hochaufgelöste Spulenstrommessungen für die IPG Parameter der sogenannten FESTIP-Bedingung unter Variation der Anodenspannung. In den Stromverläufen ist zu erkennen, daß kein DC Signalanteil vorliegt. Diese Beobachtung hat sich bei allen Messungen mit dem Stromtrafo, aber auch

den späteren Messungen mit HOKA bestätigt, sodaß die weiteren HOKA Untersuchungen ausschließlich mit dem AC-sensitiven Sensor durchgeführt wurden.

Bild 7.1-14 zeigt die Situation bei einer Anodenspannung von 1,2 kV. Bei weiterer Erhöhung der Anodenspannung und damit auch von P_A auf $U_A \approx 2,4$ kV erfolgt eine Zunahme der Amplitude des Spulenstroms, die grundsätzliche Form der Wellenpakete ändert sich jedoch nicht. Dies setzt sich mit weiterer Erhöhung von U_A auf 5,2 kV fort (Bild 7.1-15).

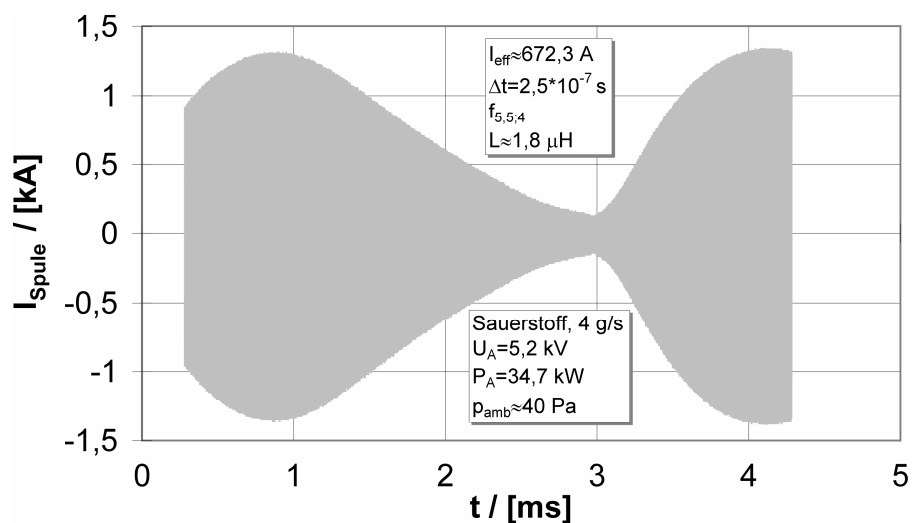


Bild 7.1-15: Zeitlich hochaufgelöste Spulenstrommessung bei $U_A = 5,2$ kV

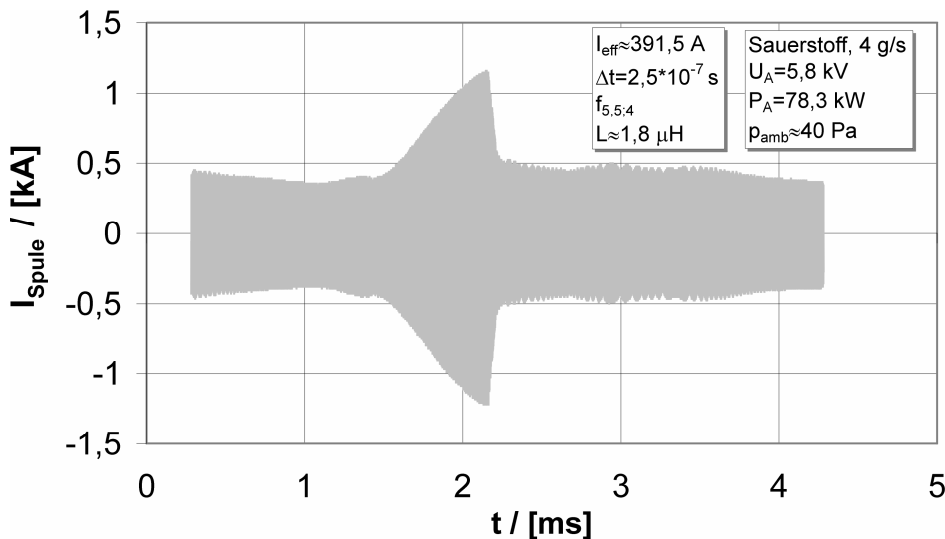


Bild 7.1-16: Zeitlich hochaufgelöste Spulenstrommessung bei $U_A = 5,8 \text{ kV}$

Wellenpakete mit steil abfallenden Flanken auf. Außerdem wird nun eine Mindeststromamplitude von ca. 0,4 kA aufrechterhalten. Diese Formänderung stellt den Übergang in den 3. Entladungsmodus dar, der, wie bereits in Kapitel 7.1.1 schon erläutert, im Verhalten aller zugehörigen Größen wiederzuerkennen ist.

Setzt man die Leistungserhöhung fort, so ändert sich das Bild des zeitlichen Stromverlaufs kaum (Bild 7.1-17), weder in Form noch in der Amplitude. Allerdings erhöht sich die Plasmaleistung gleichzeitig von 27 auf mehr als 32 kW (Bild 7.1-5). Auch alle anderen integralen Größen ändern sich sehr stark. Die Tatsache, daß es immer noch zu starker Leistungserhöhung kommt, läßt darauf schließen, daß die weitere Zunahme des Spulenstromes durch das sekundäre, dem Spulenfeld entgegengerichtete Feld des Plasmas verhindert wird (siehe auch Kapitel 5). In Bild 7.1-18 sind die Effektivwerte der Spulenströme nach Gleichung 7.1-7 in Form von ausgefüllten Symbolen für drei Fälle, 3 g/s Sauerstoff, 4 g/s Sauerstoff und 3 g/s Stickstoff, alle bei minimalem Tankdruck (Druckmessung: Kapitel 3.2 / Anhang B) und $f_{5,5,4} \approx 0,64 \text{ MHz}$, unter Variation der Anodenspannung dargestellt. Grundsätzlich läßt sich folgendes ableiten: Bis ca. 4,2 kV haben die Stromkurven einen gemeinsamen Verlauf. Beim Sauerstoff (3 g/s) ist der zweite Übergang bei ca. 5 kV erkennbar. Dabei

ist zu sehen, daß die Stromstärke zunächst 500 A überschreitet, mit dem dritten Entladungsmodus kommt es zur sprunghaften Abnahme der Stromstärke auf ca. 400 A. Trotz weiterer Erhöhung der Leistung nimmt der Spulenstrom von da an nicht mehr weiter zu. Bei der Bedingung mit 4 g/s zeigt sich ein vergleichbares

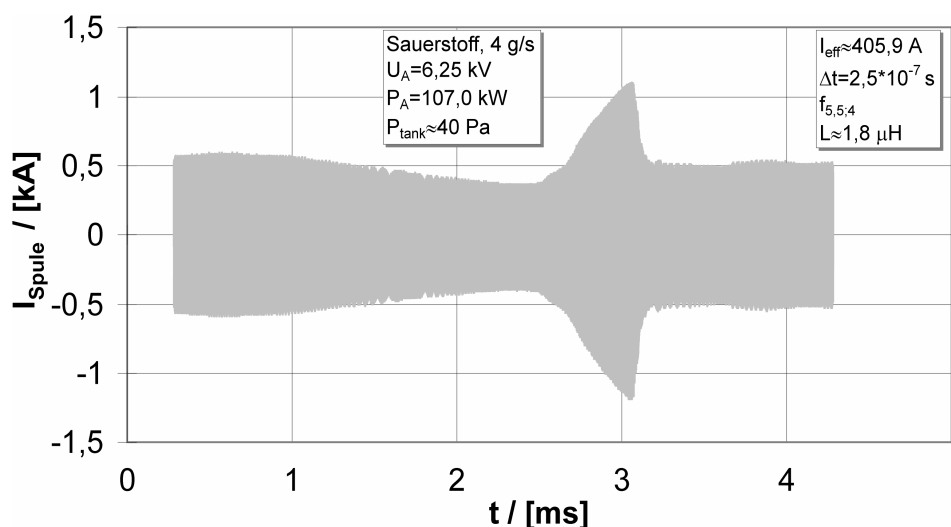


Bild 7.1-17: Zeitlich hochaufgelöste Spulenstrommessung bei $U_A = 6,3 \text{ kV}$

Mit Erhöhung der Anodenspannung von 5,2 kV auf 5,8 kV ändert sich das Betriebsverhalten des IPG3. So verändert sich das Aussehen des zeitlichen Stromverlaufs drastisch. Anstelle der bauchigen Wellenpakete, deren abfallende Flanken Ähnlichkeit mit einer gedämpften Sinusschwingung haben, treten nun dreieckförmige

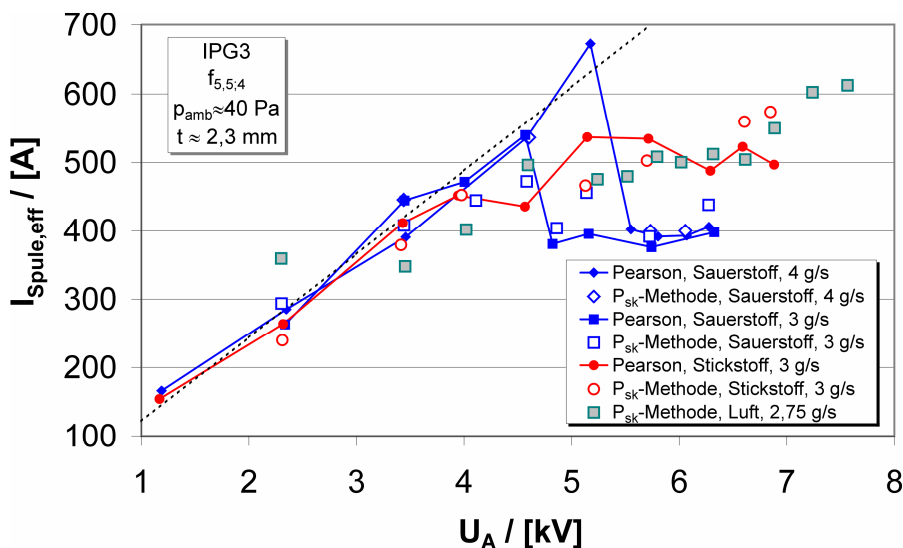


Bild 7.1-18: IPG3 ($t \approx 2,3 \text{ mm}$) Pearson Strommessungen zusammen mit abgeschätzten, korrigierten Spulenstromstärken

Verhalten. Der Spulenstrom nimmt hier annähernd linear mit der Anodenspannung zu, bis er nach Erreichen von etwa 670 A plötzlich auf ca. 400 A abfällt. Auch hier verändert die weitere Erhöhung der Anodenspannung die Stromstärke nicht mehr.

Beim Stickstoff, der durch die rot ausgefüllten Symbole dargestellt ist, zeigt sich ein ähnliches, jedoch nicht so drastisches Verhalten. Nach-

dem der Stromstärkenverlauf die gemeinsame Kurve verlassen hat, stellen sich von ca. 5 kV an Effektivwerte von etwa 500-540 A ein. Dabei scheint sich die Kurve, vergleichbar den Sauerstoffbedingungen, auf einer waagerechten Asymptote zu befinden, bei der die Stromstärke trotz Erhöhung der Anodenspannung nicht weiter zunimmt.

Zusammenfassend lassen sich hinsichtlich des Spulenstroms folgende Aussagen machen:

- Die Stromkurven folgen zunächst, d.h. bei den geringeren Plasmaleistungen (Vergleich Bilder 7.1-5 und 7.1-6) einer gemeinsamen Kurve, die mit der Anodenspannung annähernd linear ansteigt. Die Regressionsanalyse zeigt, daß die Ströme in diesem Bereich mit 122 A/kV zunehmen (gestrichelte Linie in Bild 7.1-18). Offensichtlich sind in diesem Bereich die Dämpfungseigenschaften der Plasmen nur gering.
- Mit dem Übergang in den dritten Entladungsmodus stellen sich beinahe konstante Stromstärken ein, obgleich Anodenspannung und somit Plasmaleistung weiter erhöht werden.

Nach Gleichung 4.1-6 ist die Meßzeit des Pearson Stromtrafos aufgrund der magnetostruktionsbedingten Aufheizung des Trafokerns stark eingeschränkt. Dies hat zur Folge, daß Versuchsbedingungen, bei denen Parameter, wie z.B. der Tankdruck, nach der Zündung eingestellt werden müssen, nicht mit dem Stromtrafo vermessen werden können, da die Zeiträume bis zum Erreichen der stationären Versuchsbedingungen zu groß sind. Dies war Motivation für die Modifikation und Qualifikation des HOKA in Zusammenarbeit mit der ETH Zürich. Allerdings sind auch diese Messungen aufgrund der erforderlichen Meßperipherie sehr aufwendig. Ferner befindet sich das Einsatzgerät des HOKA Systems gegenwärtig in der Herstellung und ist daher noch nicht als stationärer Sensor verfügbar.

Der Schwingkreis hat einen komplexen Wechselstromwiderstand, der aus der Induktivität der Spule, der Kapazität der zugeschalteten Kondensatoren und dem Wirkwiderstand der Leitungen zusammengesetzt ist. Der Wirkwiderstand ist dabei maßgebend für die Verluste, die in dem Schwingkreis als Joulesche Wärme auftreten. Berechnet man den Wirkwiderstand der Spule nach Gleichung 5.2-2, so läßt sich die Schwingkreiskühlleistung, die als anlagenspezifische Größe bei allen Experimenten erfaßt wird (Anhang B / Kapitel 3, Gleichung 3.2-6), mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes ($P_{SK} \approx R_{SK} \cdot I_{Spule,eff}^2$) modellieren. Damit läßt sich der Effektivstrom der Spule mit Hilfe der

Schwingkreiskühlleistung abschätzen. Jedoch dürfen für eine Abschätzung des Spulenstroms die Verluste der Kondensatoren und Zuleitungen nicht vernachlässigt werden. Man erhält daher

$$I_{Spule,eff} = \sqrt{\frac{cP_{SK}}{R_{Spule,AC}}}, \quad (7.1-11)$$

wobei $I_{Spule,eff}$ der Effektivstrom ist. Der Korrekturfaktor c berücksichtigt die Verluste, die nicht durch das Kühlwasser abgeführt werden. Es ist zu beachten, daß dies nur eine Abschätzung ist, da die Meßfehler bei der Bestimmung der Schwingkreisleistung groß sind. Das liegt daran, daß sich die Kühlwassertemperaturen von Ein- und Auslaß für kleine Leistungen nur wenig unterscheiden, und die Meßfehler der Widerstandsthermometer von der gleichen Größenordnung sind wie die Temperaturdifferenz selbst. Die Anlage erlaubt nur einen Betrieb bei ausreichend großen Volumenströmen des Kühlwassers, sodaß größere Unterschiede zwischen Ein- und Auslaßtemperatur nicht erzielt werden können. Außerdem wird vernachlässigt, daß das Kühlwasser bereits in den Leitungen (Länge ca. 7 m) zum Thermometer im Rücklauf abkühlt und somit die Messung verfälscht.

Aus den Strommessungen mit der modifizierten Pearson Ringspule wird der Korrekturfaktor c ermittelt, indem unter Variation von c die Summe der Abstandsquadrate vom mit Gleichung 7.1-11 abgeschätzten Strom und den Ergebnissen aus Gleichung 7.1-7 minimiert wird. Es ergibt sich $c = 3,6$. Die kalorimetrisch bestimmten Spulenströme sind in Bild 7.1-18 mitdargestellt (offene Symbole). Zusätzlich sind Bedingungen für Luft mit 2,75 g/s eingetragen. Wie man erkennen kann, ist der Verlauf der Stromkurve dem der Stickstoffbedingung sehr ähnlich. Diese Bedingung wurde mit IPG5 betrieben, allerdings bei einer Rohrwandstärke von ca. 2,3 mm, was der IPG3-Konfiguration entspricht. Zu bemerken ist, daß die im Fall der Stickstoffbedingung in Bild 7.1-18 zu sehende Dämpfung des Spulenstroms bei den kalorimetrisch bestimmten Spulenströmen nicht zu sehen ist.

Die kalorimetrisch bestimmten Ströme lassen sich mit einer maximalen Abweichung von 15 % für alle Bedingungen bestimmen. Somit steht ein schnelles Verfahren zur Verfügung, mit dem die effektiven Spulenstromstärken angegeben werden können.

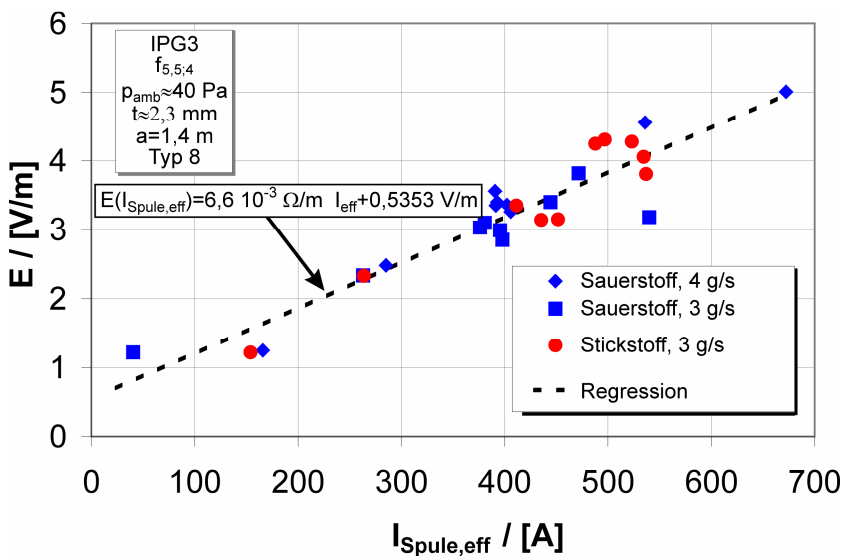


Bild 7.1-19: Elektrische Feldstärke als Funktion der effektiven Spulenstromstärke, gemessen mit EMR-200 Sondentyp 8 bei axialem Abstand von 1,4 m

In Bild 7.1-19 sind elektrische Feldstärken, gemessen im Abstand $a = 1,4 \text{ m}$ mit dem EMR-200 Sondentyp 8, über den in Bild 7.1-18 dargestellten effektiven Stromstärken gezeigt. Man kann erkennen, daß ein annähernd linearer Zusammenhang besteht. Somit läßt sich auf Grundlage dieser Kalibrierung die Spulenstromstärke auch indirekt mit Hilfe des EMR-200 messen. Da es sich hier, ähnlich dem HOKA und dem Pearson-Stromtrafo, um ein schnelles Meßsy-

stem handelt, lassen sich die in Bild 7.1-18 demonstrierten Sekundäreffekte, d.h. die Plasmadämpfung, auch mit diesem Meßsystem beobachten. Eine entsprechende E-Feld-Envelope zur Veranschaulichung befindet sich im Anhang I.

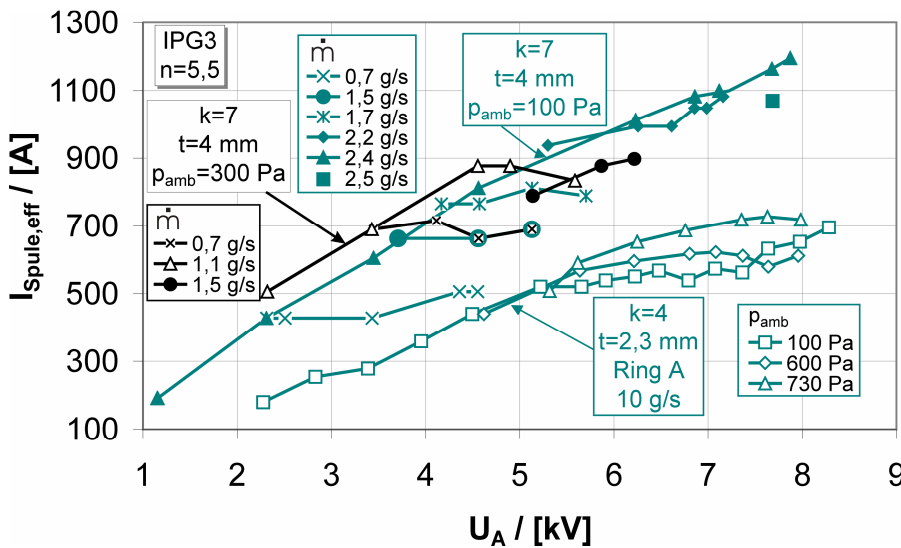


Bild 7.1-20: Kalorimetrisch bestimmte Spulenstrom-Effektivwerte für Luftplasmen

Bild 7.1-20 zeigt die mit Gleichung 7.1-11 bestimmten Induktorströme für Luftplasmen. Es werden zwei verschiedene Variationsfälle betrachtet: Die oberen Kurven zeigen die Ergebnisse für eine Variation des Drucks und des Gasmassenstroms für IPG3 mit der Betriebsfrequenz $f_{5,5;7}$, wobei das Quarzrohr eine Wandstärke von $t = 4$ mm hatte. Es ist zu erkennen, dass sich für

die jeweiligen Bedingungen zunächst ein gemeinsamer Verlauf ergibt. Dann jedoch treten die zu den jeweiligen Gasmassenströmen gehörigen Kurven aus der gemeinsamen Kurve heraus, und zwar umso eher, je kleiner der Gasmassenstrom ist. Somit ergibt sich für die Kurven, bei denen ein Umgebungsdruck von 1 hPa eingestellt war, ein treppenartiges Aussehen. Erklärbar ist dieses Verhalten durch die Dämpfungseigenschaften der Plasmen, die wiederum von deren Gegenfeldern und indirekt von deren elektrischer Leitfähigkeit abhängen. Bei höherem Druck im Rohr stellen sich bei vergleichbaren Bedingungen kleinere elektrische Leitfähigkeiten der Plasmen ein, siehe Bilder 6.3-1 und 6.3-2. Die Plasmen stellen also geringere Lasten dar, die das ursächliche Feld und damit die Spulenströme in geringerem Umfang dämpfen. Damit läßt sich auch die Verschiebung der Kurven mit steigendem Tankdruck (3 hPa) zu größeren Spulenstromstärken erklären. So weist die 0,7 g/s Bedingung bei 3 hPa ein ähnliches Verhalten auf wie die 1,5 g/s Bedingung bei 1 hPa Umgebungsdruck.

Die Bedingungen mit den nicht ausgefüllten grünen Symbolen stellen Ergebnisse einer anderen Generatoranordnung dar. Hier wurde der IPG3 mit dem Einblasring A (Bild 3.2-11) bei $f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz mit einem Luftmassenstrom von 10 g/s betrieben. Trotz des sehr hohen Massenstroms konnte eine gute Leistungseinkopplung beobachtet werden, wobei sich deutlich kleinere Induktorströme einstellten.

Bei Variation des Tankdrucks ergibt sich eine den oben genannten Bedingungen vergleichbare Tendenz, was sich mit der Massenstromzunahme, die mit einer Druckzunahme im Rohr einhergeht, bei den oben beschriebenen Bedingungen erklären läßt. Die beiden oberen Kurven ($p_{amb} = 600$ Pa und $p_{amb} = 730$ Pa) durchlaufen sogar ein Maximum, was auf eine dritte Entladungsstufe, ähnlich wie in Bild 7.1-18, hinweist. Die Unterschiede zwischen den Meßdaten der Bedingungen mit den kleineren Gasmassenströmen und den mit 10 g/s unter Variation des Tankdrucks betriebenen Bedingungen können über die unterschiedlichen Betriebsfrequenzen aber auch über die Geometrie erklärt werden. Nach Gleichung 3.2-28 muß sich die Leistungseinkopplung bei geringerer Entfernung des Plasmas zur Spule verbessern, was sich in Form von stärkeren Sekundäreffekten zeigt. Zusätzlich wird durch

die Einschnürung der Gaszuführung - die lichte Weite des Einblasrings A beträgt im Unterschied zum Rohrdurchmesser nur 56 mm, siehe Bild 3.2-11 - der Druck in der Einkopplungszone nahe der Rohrrinnenwand gesenkt, sodaß die Leistungseinkopplung in dieser Zone begünstigt wird. Dies zeigt sich auch im Zündverhalten des IPG3, denn ohne den Einblasring läßt sich der IPG3 bei gleichen Einstellungen und einem Luftmassenstrom von 10 g/s nicht induktiv zünden. Zusätzlich wird mit dem Einblasring A das Rohr vergleichsweise moderat belastet, sodaß die hier gezeigten Bedingungen mit Einblasring A dauerhaft betrieben werden können.

Das Meßsystem HOKA wurde ebenfalls bei Sauerstoff mit 3 g/s Massenstrom bei Minimaldruck eingesetzt. Im Vergleich zum Pearsonmeßgerät ergaben sich maximale Abweichungen von 2 %, wobei mit beiden Meßsystemen simultan gemessen wurde. Durch Anpassungen des Aufbaus konnte HOKA für Anodenleistungen bis 130 kW im Unterschied zum Pearsonstromtrafo stationär verwendet werden [4.5]. Mit der Übereinstimmung dieser Messungen, aber auch der Konsistenz mit den Analysen mit Hilfe des EMR-200 sowie des kalorimetrischen Verfahrens werden die hier vorgestellten Ergebnisse und Analysen bestätigt.

Da die Induktivitäten der Spulen in Kapitel 3.2 bestimmt wurden, kann nun die Spulenspannung mit Hilfe von Gleichung 3.2-4 berechnet werden:

$$U_{Spule}(t) \approx L_{Spule} \dot{I}_{Spule}(t) \approx \omega L_{Spule} I_{Spule}(t). \quad (7.1-12)$$

Dabei ist die Näherung $\dot{I}_{Spule}(t) \approx \omega I_{Spule}(t)$ zulässig, wie man den Bildern 7.1-21 bis 7.1-23 entnehmen kann.

Bei der Angabe von Effektivwerten gilt in Analogie zu Gleichung 7.1-7:

$$\frac{\dot{I}_{eff}}{I_{eff}} = \left(\frac{\int_{t_1}^{t_2} \dot{I}^2(t) dt}{\int_{t_1}^{t_2} I^2(t) dt} \right)^{0,5}. \quad (7.1-13)$$

Interessant ist nun die Bestimmung der Spulenspannung aus der kalorimetrisch ermittelten Schwingkreiskühlleistung.

Nimmt man einen sinusförmigen Verlauf des Spulenstroms an, so läßt sich die Spulenspannung mit Hilfe der Gleichungen 7.1-11 und 7.1-12 angeben:

$$U_{Spule} \approx \omega L_{Spule} I_{Spule,eff} \approx \omega L_{Spule} \sqrt{\frac{cP_{SK}}{R_{Spule,AC}}} \approx \sqrt{\frac{L_{tot}}{C} \frac{cP_{SK}}{R_{Spule,AC}}}. \quad (7.1-14)$$

Bild 7.1-22 zeigt das Ergebnis der Gleichungen 3.2-5 und 7.1-12 bis 7.1-14 für Sauerstoffplasma mit einem Gasmassenstrom von 4 g/s, der Frequenz $f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz und einem Tankdruck von ca. 30 Pa unter Variation der Anodenspannung. Für die Spannungsverhältnisse und die effektiven Spulenspannungen ergeben sich mit allen Methoden sehr gute Übereinstimmungen. Es wird insbeson-

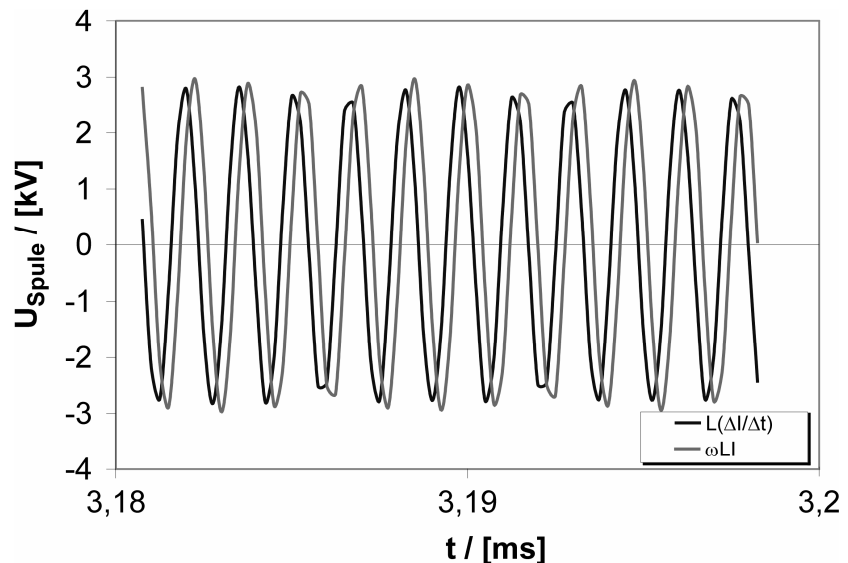


Bild 7.1-21: Ausschnitt des zeitlichen Verlaufs von U_{Spule} nach Gleichung 7.1-12 für Betriebsbedingung gemäß Bild 7.1-14

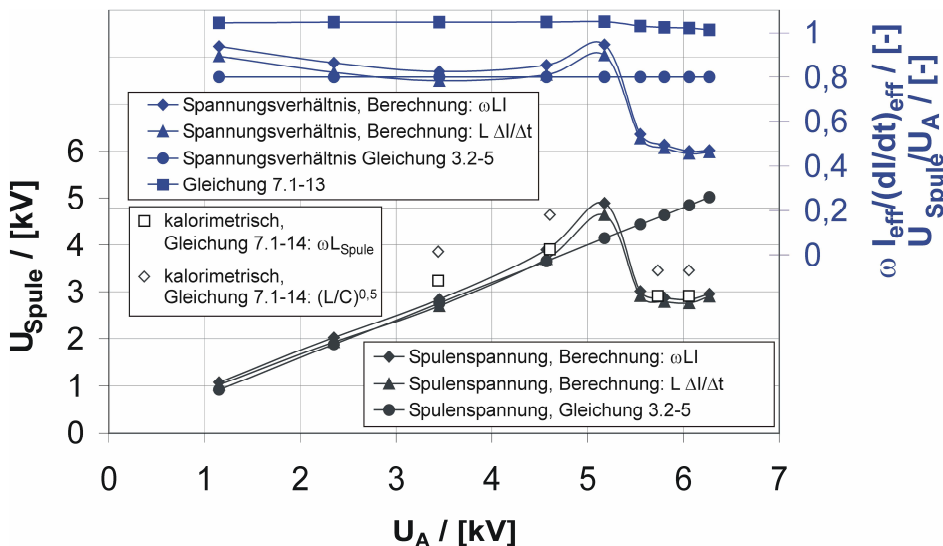


Bild 7.1-22: Effektive Spulenspannungen auf Basis der Pearsonmeßwerte sowie gemessener Schwingkreiskühlleistungen für Sauerstoff 4 g/s, $p_{amb} \approx 40 \text{ Pa}$, $f_{5,5;4} \approx 0,64 \text{ MHz}$

Spulenspannungsermittlung. Die oberste blaue Kurve repräsentiert die Kreisfrequenz ω normiert auf das Ergebnis von Gleichung 7.1-13. Diese Größe ist ein Maß für die Abweichung zwischen dem aus den Meßdaten bestimmten $(dI/dt)_{eff}$ und dem unter der Annahme sinusförmiger Schwingungen berechneten Wert $(\omega \cdot I)$. Es zeigt sich, daß die Werte bis zum zweiten Entladungsübergang bei etwa 1,04-1,05 liegen, danach stellen sich Werte von ca. 1,02 ein, die dann mit zunehmender Leistung bis auf 1,01 abfallen. Dies bedeutet, daß man bei der Berechnung der zeitlichen Ableitung über den aus dem Sinusansatz bekannten Zusammenhang $\omega \cdot I_{eff}$ keinen großen Fehler begeht, was sich auch bei den Kurven für die Spannungsverhältnisse und die Spulenspannungen bestätigt.

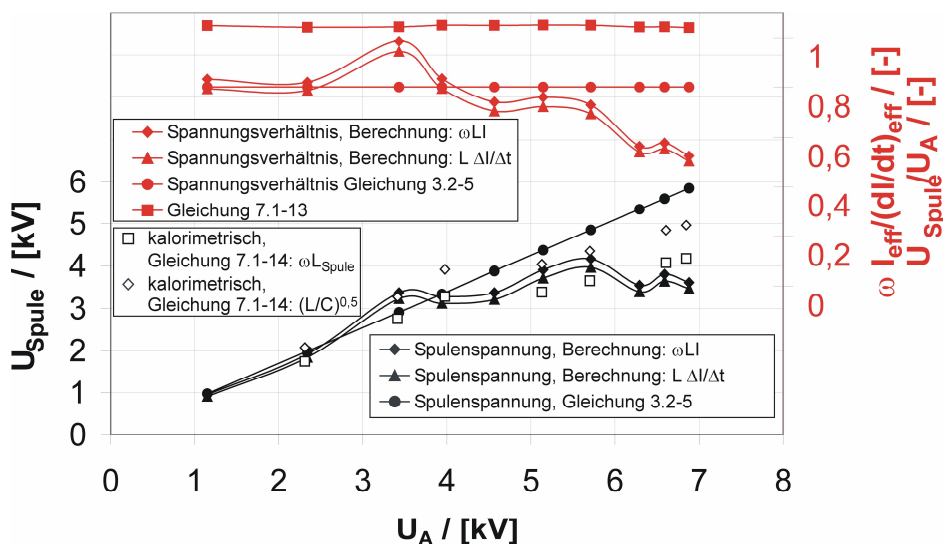


Bild 7.1-23: Effektive Spulenspannungen auf Basis der Pearsonmeßwerte sowie gemessener Schwingkreiskühlleistungen für Stickstoff 3 g/s, $p_{amb} \approx 30 \text{ Pa}$, $f_{5,5;4} \approx 0,64 \text{ MHz}$

Verfahren liefert Ergebnisse, die in hervorragender Übereinstimmung mit den Werten nach Gleichung 7.1-12 sind. Damit kann auch hier die kalorimetrische Messung der Schwingkreiskühlleistung nicht nur zur Ermittlung des effektiven Spulenstroms, sondern auch zur Bestimmung der Spulenspannung herangezogen werden. Für Luftplasmen ergeben sich für das Verhalten der Ströme und Spannungen sowie die Spannungsverhältnisse vergleichbare Resultate [7.2].

dere die sehr gute Eignung von Gleichung 3.2-5 als Faustformel deutlich. So zeigen sich bis zum zweiten Übergang gute Übereinstimmungen mit den Ergebnissen aus den zeitlich hochaufgelösten Messungen des Stromtrafos, aber auch mit den kalorimetrisch bestimmten Spannungen. Das Diagramm zeigt somit die Konsistenz der hier aufgestellten Methoden zur

Bild 7.1-23 zeigt die Situation für Stickstoffplasmen mit dem Gasmassenstrom 3 g/s, der Frequenz $f_{5,5;4}$ und einem Tankdruck von ca. 40 Pa. Man sieht hier ein ähnliches Verhalten wie bei Sauerstoff, allerdings nehmen das Spannungsverhältnis U_{Spule}/U_A und die Spulenspannung mit zunehmender Anodenspannung nicht so drastisch ab. Das kalorimetrische

Mit Hilfe von Gleichung 3.2-25 läßt sich nun der Wirkwinkel angeben:

$$\cos(\varphi) \approx \frac{P_{Pl}}{L_{Spule} \dot{I}_{Spule} I_{Spule}} \approx \frac{P_{Pl}}{\omega L_{Spule} I_{Spule}^2} = \frac{\rho}{\omega L_{Spule}} \approx \frac{1}{c} \frac{P_{Rohr} + P_{Kal}}{P_{SK}} \frac{R_{Spule,AC}}{\omega L_{Spule}}. \quad (7.1-15)$$

Damit gewinnt die sprunghafte Abnahme des Spulenstroms bzw. dessen konstanter Verlauf bei hoher Leistung eine Bedeutung für die Leistungseinkopplung, da dies mit einer Abnahme der Schwingkreiskühlleistung einhergeht (Bilder 7.1-18 und 7.1-20). Deren Abnahme bei gleichzeitiger Zunahme der Plasmaleistung bewirkt folglich eine Erhöhung von $\cos(\varphi)$.

7.1.3 Eindringtiefe und elektrische Leitfähigkeit der Plasmen

Zur Bestimmung der Enthalpieverteilung im PWK müssen lokale Größen, wie sie mit Hilfe von Wärmefluß-Pitotdrucksonden (Kapitel 4.2.3) bestimmt wurden, berücksichtigt werden. Hierbei haben sich bis zum Austreten des Plasmas aus dem IPG Diffusions- und Wärmeleitungsprozesse ereignet, welche die im Entladungsrohr vorliegende Situation verändern.

Zur Analyse des Zustands im Generator kann man über die Abschätzung der thermischen Grenzschichtdicke mit $\delta_T = L/\text{Nu}$ [7.3] bei gleichzeitiger Bestimmung der Rohrrinnenwandtemperatur anhand der gemessenen Rohrkühlleistung (Gleichung 3.2-31) eine Einteilung in Temperaturgebiete vornehmen. Zur Berechnung der Nusseltzahlen wurden Viskositätsdaten von Svehla [7.4], für die Prandtlzahlen wurden für Sauerstoff Daten von Andriatis et al. [4.11] verwendet. Für δ_T ergaben sich Werte von ca. 20 mm, was sich mittels der Radialprofile der Intensität in Bild 7.1-3, vor allem aber durch die spektral aufgenommenen radialen Intensitätsprofile für Sauerstoffplasmen in [2.10] bestätigen läßt. Die dort gemessenen Intensitätsmaxima liegen in einer Entfernung zwischen 18 und 22 mm zur Innenwand des Quarzrohres. Im weiteren wird vorausgesetzt, daß die Massenstromdichte $\rho \cdot v$ auf dem Rohrquerschnitt konstant ist. Bei hohen Lorentzkräften handelt es sich hierbei aufgrund der Zunahme der Dichte auf der Generatorachse um eine grobe Vereinfachung. In der Temperaturgrenzschicht und in der Innenzone (siehe Bild 5.3-3, $\sigma_R \approx 0$) ist σ zu Null angenähert. Ein ähnliches Verfahren wurde von Raizer [3.66] beschrieben. In diesem Fall beschränkt sich die Leistungseinkopplung auf den Plasmaring der Dicke δ , sodaß

$$\frac{h_\delta}{h_{tot,eff}} = \frac{A_{tot}}{A_\delta} = \left(\frac{d}{d-2\delta_T} \right)^2 \left[4 \frac{\delta}{d-2\delta_T} \left(1 - \frac{\delta}{d-2\delta_T} \right) \right]^{-1} \quad (7.1-16)$$

ist. Bei induktiver Leistungseinkopplung gilt $0 \leq \delta \leq R_{in} - \delta_T$, sodaß Gleichung 7.1-16 den Minimalwert $h_{\delta,min}/h_{tot,eff} = (d/(d-2\delta_T))^2$ annimmt. Mit den Gleichungen 3.2-17 und 6.3-1 läßt sich nun ein Randwertproblem aufstellen:

$$p_{in}, \delta, \delta_T \xrightarrow{\text{Gl. 7.1-16}} \frac{h_\delta}{h_{tot,eff}} \xrightarrow{\text{Gl. 6.2-18}} T_\delta \xrightarrow{\text{Gl. 6.3-1}} \sigma_\delta \xrightarrow{\text{Gl. 3.2-17}} \delta_{calc}. \quad (7.1-17)$$

Der Eingangswert δ wird solange variiert, bis die Rechnung den gleichen Wert für δ_{calc} liefert. Bild 7.1-24 zeigt das Ergebnis dieser Untersuchung für die in Bild 7.1-12 dargestellten Bedingungen. Die Frequenzabhängigkeit von δ , die sich aus Gleichung 3.2-17 ergibt, ist deutlich zu erkennen. Dabei fällt das Ergebnis für $f_{5,5,4}$ etwas aus dem Rahmen, da sich hier Werte ergeben, die nur zwischen $f_{5,5,5}$ und $f_{5,5,6}$ liegen. Für die meisten Bedingungen mit $P_{Kal} < 20$ kW liegen keine Lösungen vor, das Randwertproblem läßt sich hier mit einer Ausnahme nicht sinnvoll lösen. Dies läßt sich folgendermaßen begründen: Bei kleinen Leistungen stellen sich geringe Sekundäreffekte ein, was wiederum zur Folge hat, daß die Annahme diskreter Zonen im Querschnitt des Plasmarohrs nicht mehr auf-

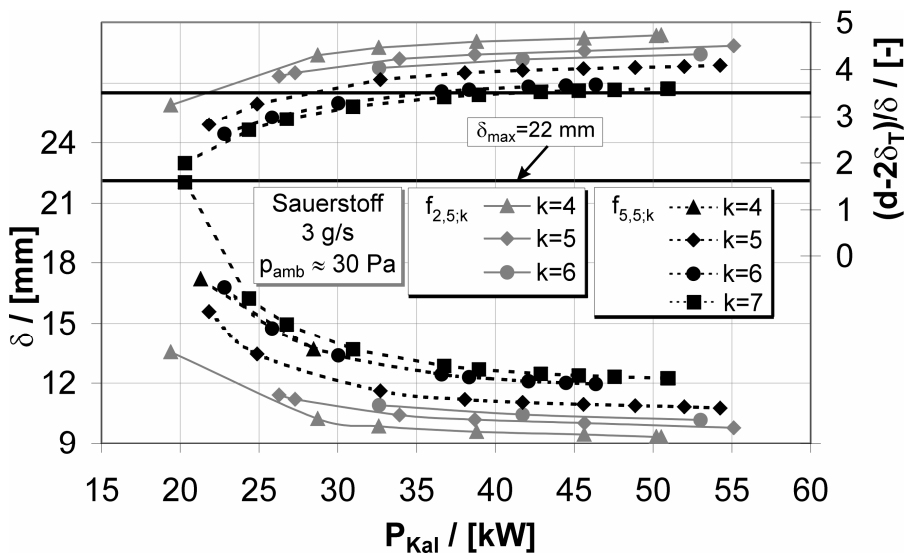


Bild 7.1-24: Eindringtiefen (Gleichung 7.1-17) sowie $(d-2\delta_T)/\delta$ für $\delta_T = 20$ mm in Abhängigkeit der kalorimetrisch gemessenen Plasmaleistung

schneiden. Dieser Wert stellt nach Gleichung 5.4-10 die Stelle des Maximums der eingekoppelten Leistung dar. Zusammen mit Bild 5.4-1 und Bild 7.1-12 läßt dies folgenden Schluß zu:

Die Bedingungen für $n = 2,5$ liegen rechts der Maxima in Bild 5.4-1. Da sie jedoch bei höheren Betriebsfrequenzen liegen, sind die absoluten induzierten Plasmaleistungen trotzdem größer als für $n = 5,5$, wie Bild 5.4-1 zusammen mit Bild 7.1-12 bestätigt.

Die Verläufe der Eindringtiefen scheinen für zunehmende P_{Kal} in waagerechte Asymptoten überzugehen. Dabei ergibt sich für $n = 2,5$ eine untere Grenze für δ von etwa 9-10,5 mm, für $n = 5,5$ Werte zwischen 11 und 12 mm (je nach Frequenz).

Vergleicht man die in Bild 7.1-25 dargestellten Temperaturen T_δ mit T_{eff} in Bild 7.1-13, so ergibt sich etwa eine Verdreifachung der Temperatur im heißen Ring. Dabei scheinen die beiden Kurven für T_δ mit zunehmender Leistung aufeinander zuzustreben. Im Anhang A sind Simulationsergebnisse für den Fall $f_{5,5,4} \approx 0,64$ MHz mit $I_{Spule} = 400$ A ($P_{Kal} = 28$ kW) dargestellt. Die dortigen Ergebnisse

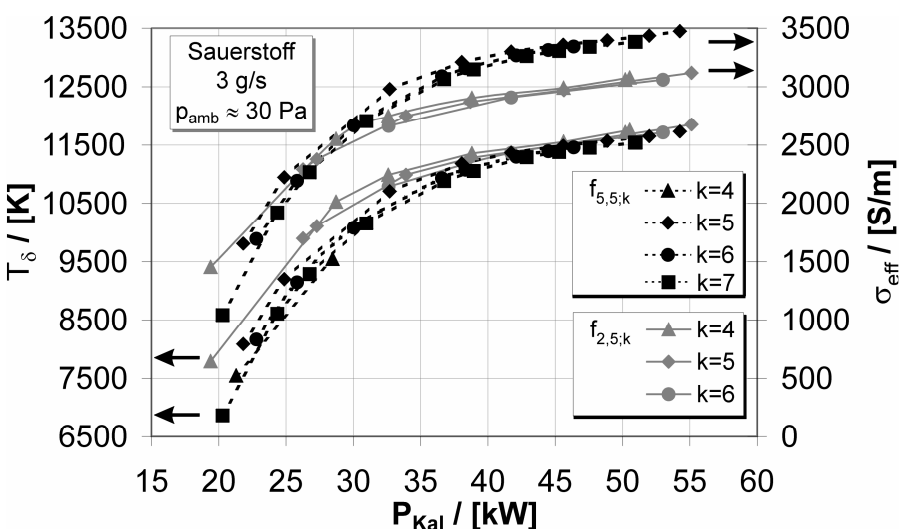


Bild 7.1-25: Temperaturen und elektrische Leitfähigkeiten im Plasmaring der Dicke δ

rechterhalten werden kann. Wird δ sehr groß, so gelten die aus dem planaren Modell (Kapitel 5.3) bekannten Annahmen nicht mehr uneingeschränkt, beispielsweise wird dann nicht mehr, wie hier angenommen, die gesamte Leistung in der Dicke δ eingekoppelt. Es ist auch zu erkennen, daß die Kurven für $(d-2\delta_T)/\delta$ für die Betriebsfrequenzen $f_{5,5,5}$ und $f_{5,5,6}$ bei verhältnismäßig hohen Leistungen die Waagrechte bei $(d-2\delta_T)/\delta = 3,6$

für T_e sind mit 11000 K höher als der Wert von $T_\delta = 9500$ K in Bild 7.1-25, allerdings vergleichen sich diese Werte, wenn man die Beschränkungen des hier verwendeten Effektivtemperaturmodells berücksichtigt, trotzdem recht gut. Für ψ_e ergibt sich gemäß Gleichung 6.1-12 der Wert 0,17 (Bilder 6.1-5 und 6.1-6). Auch dieser Wert korrespondiert gut mit den Ergebnissen

im Anhang A. Bei den elektrischen Leitfähigkeiten ergibt sich ein interessantes Bild: Auch hier scheint zunächst eine gemeinsame Kurve vorzuliegen, für zunehmende Leistung bilden sich zwei Zweige aus, einen für $n = 2,5$, bei dem sich ein maximales σ von ca. 3100 S/m ergibt, und einen für $n = 5,5$. Hier ist $\sigma_{\max} \approx 3500$ S/m. Aus Bild 7.1-24 ergibt sich, daß $\delta_{n=2,5} < \delta_{n=5,5}$, was, wenn dies zusammen mit Bild 7.1-25 betrachtet wird, auf den Frequenzeinfluß (Gleichung 3.2-17) zurückzuführen ist. Die zu Bild 7.1-25 bei konstantem P_{Kal} gehörigen Rohrrinnendrucke liegen bei $n = 5,5$ (siehe auch Bild 7.1-2) für $P_{\text{Kal}} > 30$ kW etwas über den Werten der Spule mit $n = 2,5$, was das Verhalten der σ - Verläufe bei diesen Temperaturen, siehe auch Bild 6.3-1, bestätigt. Insgesamt nimmt die elektrische Feldstärke E_{ϕ} unter der Annahme, daß die Spulenspannungen bei gleichen P_{Kal} gleich groß sind, auf 2,5 stark zu (Gleichung 5.1-1), sodaß dieser Prozeß hinsichtlich der volumenbezogenen Leistungsdichte nach den Gleichungen 3.2-21 und 3.2-22 die Abnahme von σ_{eff} für $n = 2,5$ stark überwiegt. Daß die effektive elektrische Leitfähigkeit σ_{eff} für $n = 2,5$ kleiner als für $n = 5,5$ ist, führt also zu keinem Widerspruch, was die induzierten elektrischen Leistungen anbelangt. Das geringere σ_{eff} läßt sich dabei durch die geometrische Anordnung der Spule für $n = 2,5$ erklären: So sind bei dieser Spule die Spulenringe stark auseinandergezogen, sodaß sich die „Aus Kühlung“ des Plasmas zwischen den Windungen stärker bemerkbar macht, was wiederum dazu führen könnte, daß σ_{eff} für $n = 2,5$ kleiner ist als für $n = 5,5$.

Die Analyse der thermischen Grenzschichtdicke für Sauerstoff zeigt, daß diese eine verhältnismäßig geringe Sensitivität gegenüber der Temperatur aufweist. Führt man eine Variation von δ_T durch, so

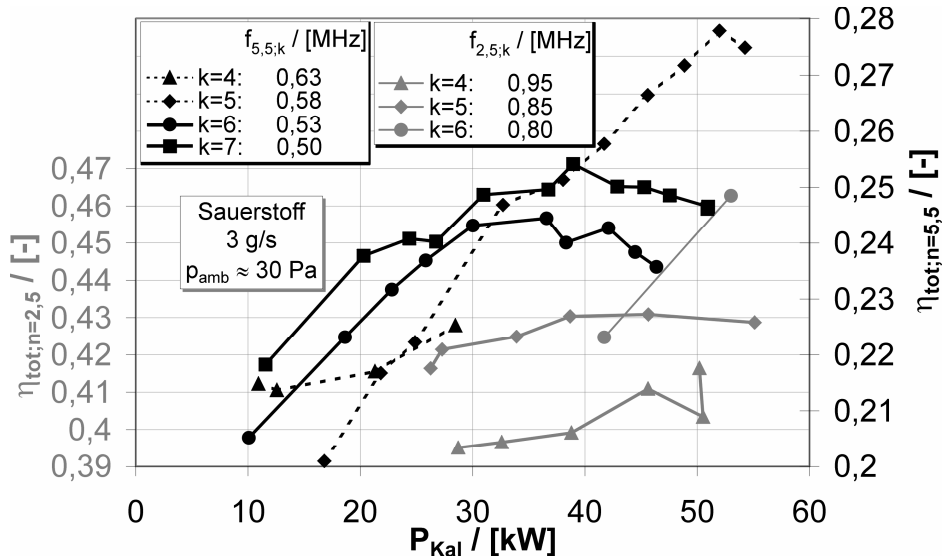


Bild 7.1-26: η_{tot} für Sauerstoffplasma abhängig von P_{Kal} für verschiedene Frequenzen

gemessenen Wirkungsgradkurven (Gleichung 4.1-4) Maxima auf, die im selben Leistungsbereich liegen wie die Schnittpunkte der zugehörigen $(d-2\delta_T)/\delta$ -Kurven mit dem optimalen Wert von ca. 3,6, was auf eine optimale Leistungseinkopplung hinweist, siehe Bild 7.1-26. Neben dem in Kapitel 5.4 dargestellten Zusammenhang, mit dem der Verlauf von η_{tot} beschrieben werden kann, muß natürlich berücksichtigt werden, daß die Kurven für η_{tot} auch ein Resultat der Betriebseigenschaften der gesamten Anlage sind (z.B. Triodenverhalten). Jedoch fallen zwei wesentliche Merkmale auf:

- Aus der Verringerung der Windungszahl von 5,5 auf 2,5 folgt eine Wirkungsgraderhöhung. Analysiert man die Gleichungen 3.2-24, 5.2-8, 5.3-10 und 5.4-10, so wird deutlich, daß P_{Pl} bei unverändertem Spulenstrom proportional zu $f^{0,5}$ ist.

ist bei hohen Leistungen δ sehr insensitiv.

Betrachtet man die Ergebnisse aus Bild 7.1-26, so ist folgendes festzustellen: Zwar läßt sich die zu Gleichung 5.4-10 gehörige Kurve meßtechnisch nicht erfassen, da mit der Erhöhung der Leistung sich alle anderen Parameter ebenfalls ändern, allerdings weisen die für $f_{5,5;6}$ und $f_{5,5;7}$ ge-

- Die auftretenden Maxima von η_{tot} liegen zwischen 35 und 50 kW, dort liegen auch die Optimalstellen $((d-2\delta_T)/\delta \approx 3,6)$. Sie können somit mit Gleichung 5.4-10 erklärt werden.

Mit Hilfe der Gleichungen 3.2-24, 5.3-10 und 5.4-10 zusammen mit den berechneten d/δ lassen sich die thermischen Leistungen abschätzen.

7.2 Strömungsfelder und Wärmestromdichteverteilung im Plasmawindkanal

Die Ergebnisse aus Kapitel 7.1-3 legen nahe, daß die an den dargestellten Bedingungen untersuchten Sauerstoffplasmen zumindest in der Kernzone des Plasmastrahls nahezu vollständig dissoziiert sind ($\Delta \approx 1$, Gleichung 6.1-9 und Bild 6.1-3). Dieser Umstand stellt eine wesentliche Vereinfachung für spätere Untersuchungen bezüglich der Katalyzität beispielsweise von SiC-basierten TPS Materialien dar [1.17], siehe auch Gleichung 2.3-4. Zusätzlich ist die Kenntnis der lokalen Strömungsverhältnisse (Machzahl, Pitotdruck, Plasmatemperaturen) und der zugehörigen Wärmestromdichten bedeutsam für die Untersuchungen der TPS, was das Oxidationsverhalten anbelangt [1.3, 1.14, 2.23]. In den Kapiteln 7.1-1 bis 7.1-3 wurden plasmageneratorspezifische Parameter bestimmt. Zusammen mit den Messungen im Plasmastrahl stellen diese Meßergebnisse die Voraussetzung für die numerische Simulation der Bedingungen dar. Dies ist zur Validierung der Modelle, aber auch zur Beantwortung wichtiger Detailfragen unverzichtbar. Indirekt kann die Bestimmung der Plasmazusammensetzung im PWK über die lokale spezifische Enthalpie erfolgen, die daher eine weitere wichtige Größe ist. Bei den gängigen grenzschichttheoretischen Modellen stellt die Enthalpie am Grenzschichtrand eine Eingangsgröße dar [1.17, 2.20]. Dabei läßt sich das Problem häufig vereinfachen, sofern man die Enthalpie am Grenzschichtrand als Gleichgewichtsenthalpie, gemäß der in Kapitel 6 verwendeten Modellvoraussetzungen, betrachten kann. Die Grenzschichtmodelle, die Meßdaten und die Enthalpiemodelle sind somit Voraussetzung zur Bestimmung von Katalyzitätskoeffizienten.

Tabelle 7.2-1: Sauerstoffreferenzbedingungen

Bed.	U_A	P_A	$I_{\text{Spule,eff}}^{1)}$	$p_{\text{amb,min}}$	\dot{m}	$P_{\text{Kal}}^{1)}$	f	Bem.
1	6,1 kV	89 kW	393 A	50 Pa	4 g/s	23 kW	$f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz	FESTIP-Bedingung: $T_{\text{SiC}}(x = 130 \text{ mm}) = 1640 \text{ K}$ Ref. [7.5] / Kapitel 7.1
2	6,3 kV	110 kW	395 A	40 Pa	3 g/s	28 kW	$f_{5,5;4} \approx 0,64$ MHz	EM-Feldmessung (Kapitel 3.2) $T_{\text{SiC}}(x \geq 90 \text{ mm}) \leq 2125 \text{ K}$

¹⁾ bei $p_{\text{amb,min}}$

Im Folgenden wird die Strömungscharakteristik für die Bedingung 2 bei Variation des Tankdrucks p_{amb} untersucht. Die Bilder 7.2-1 und 7.2-2 zeigen die entsprechenden Wärmestromdichte- und Pitotdruckprofile im PWK3. In Bild 7.2-1 sind die Druck- und Wärmestromdichteprofile für die Umgebungsdrücke 40 Pa, 2,5 hPa, 5 hPa und 10 hPa dargestellt. Die Kurven mit den grau ausgefüllten Symbolen stellen dabei die Wärmestromdichten dar und beziehen sich auf die rechte Achse. Bei genauerem Hinsehen lassen sich unterschiedliche Kurventypen erkennen: Bei niedrigeren Umgebungsdrücken zeichnen sich die Druckaxialprofile durch Wende- und Extrempunkte aus. Diese Charakteristik entsteht durch Stoßstrukturen, wie sie auch bei den Überschallströmungen des thermischen Plasmabrenners RB3 beobachtet werden [2.20]. Ein ähnliches Verhalten weisen die Wärmeflußpro-

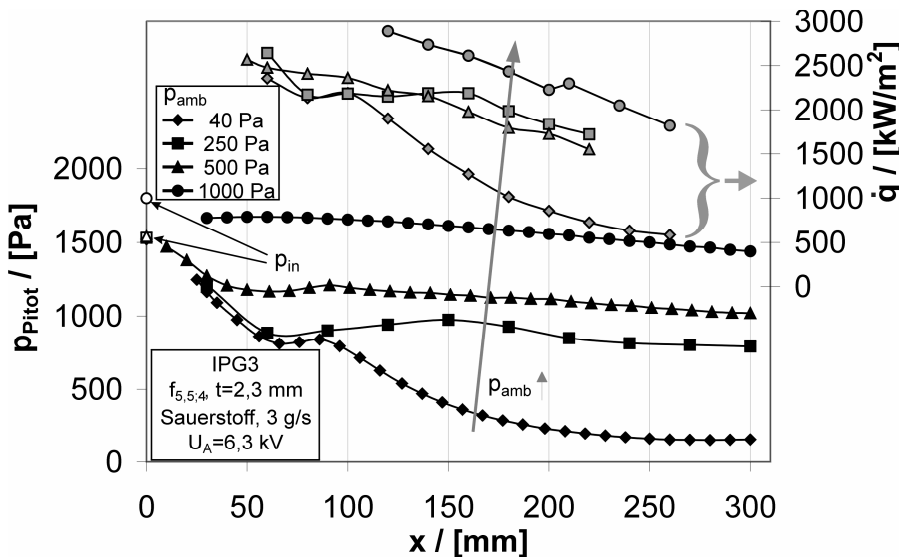


Bild 7.2-1: Pitotdruck- (dunkle Symbole) und Wärmestromdichteprofile (helle Symbole), Übergang von Überschall- zu Unterschallströmung mit steigendem Tankdruck (Bedingung 2)

dargestellt. Man erkennt, daß p_{in} (ca. 15 hPa) sich im Rahmen der Tankdruckerhöhung bis 5 hPa nicht ändert, was zeigt, daß bei diesen Zuständen zwischen PWK und IPG-Rohr keine Kommunikation herrscht. Dies bestätigt, daß es sich bei diesen Zuständen um Überschallströmungen handelt. Bei $p_{amb} = 10$ hPa hingegen ist p_{Pitot}/p_{amb} durchweg kleiner als 2, was auf eine Unterschallströmung schließen läßt. Dies ist auch am zugehörigen Druck p_{in} (ca. 18 hPa) zu sehen, der entgegen den ersten drei Zuständen nun mit dem Tankdruck p_{amb} zugenommen hat. Mit der induktiv betriebenen Anlage PWK3 sind also, entgegen den Äußerungen von Bottin [1.20], durchaus Überschallströmungen im Niederdruckregime realisierbar.

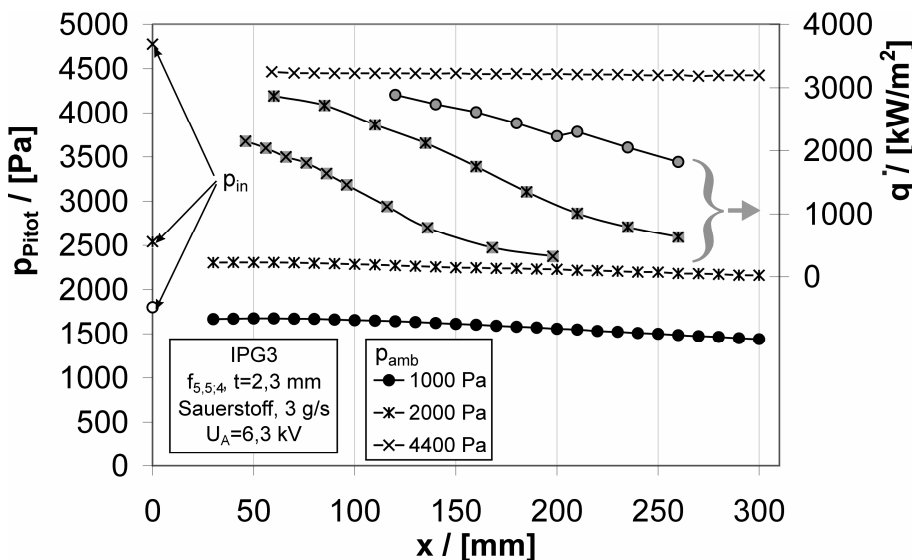


Bild 7.2-2: Pitotdruck- und Wärmestromdichteprofile, Tankdruckvariation (Bedingung 2)

eine obere Schranke für den Pitotdruck im Kanal angeben. Das Verhalten der Wärmeflüsse hat sich allerdings geändert. Sie nehmen von nun an mit steigendem Umgebungsdruck ab. Dabei liegt bei $p_{amb} = 10$ hPa die maximale Wärmeflußkurve vor.

file auf. Es ist zu erkennen, daß neben den Pitotdrücken auch die Wärmestromdichten mit steigendem Umgebungsdruck zunehmen. Bildet man für die drei zuerst genannten Zustände die Verhältnisse p_{Pitot}/p_{amb} , so erhält man Werte, die deutlich über 2 liegen. Gemäß Gleichung 4.2-4 bzw. Bild 4.2-2 liegen daher Überschallströmungen vor. An der Stelle $x = 0$ mm sind die gemessenen Rohrinneindrücke als weiß ausgefüllte Symbole

Anhand von Bild 7.2-2 lassen sich für die Pitotdruckprofile analoge Beobachtungen machen. Der Umgebungsdruck im PWK3 wird weiter erhöht, was eine weitere Erhöhung des Rohrinneindrucks zur Folge hat. Der Übergang von Überschall- zu Unterschallströmung findet zwischen 5 hPa und 10 hPa statt.

Grundsätzlich läßt sich anhand des Rohrinneindrucks

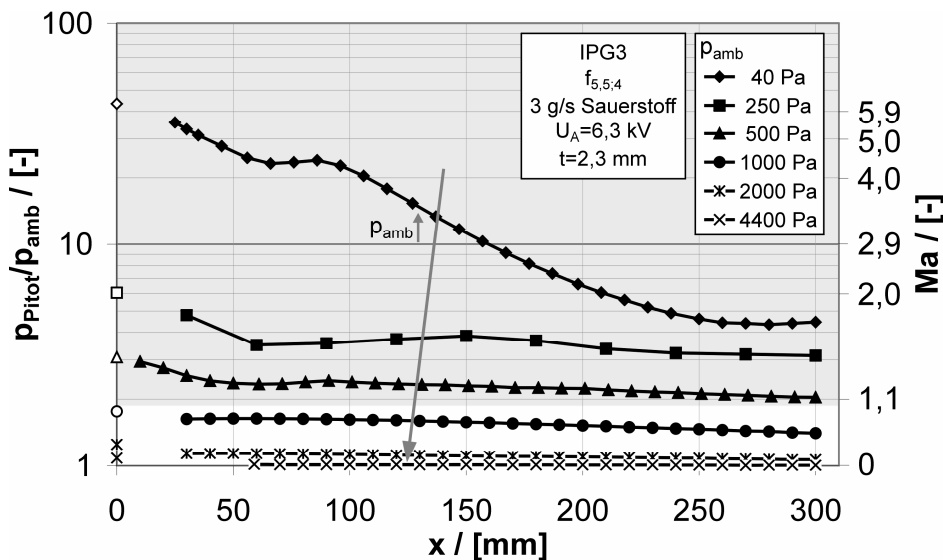


Bild 7.2-3: Axialprofile von $p_{\text{Pitot}}/p_{\text{amb}}$ und Machzahl, Tankdruckvariation (Bedingung 2)

In Bild 7.2-3 sind die Verhältnisse $p_{\text{Pitot}}/p_{\text{amb}}$ für alle in den Bildern 7.2-1 und 7.2-2 gezeigten Bedingungen dargestellt. Auf der rechten Achse sind die Machzahlen wiedergegeben, die sich aus der in Bild 4.2-2 angegebenen Regressionskurve ergeben. Diese repräsentiert die nach der Rayleigh-Pitotformel berechneten Machzahlen für $1,1 \leq \gamma \leq 1,4$ mit einer maximalen Abweichung von 7 % (Kapitel 4.2). Man erkennt den großen operationellen Bereich für Sauerstoffplasmen. Die graue Zone in Bild 7.2-3 zeigt das Gebiet, in dem nach Gleichung 4.2-4 Überschallströmung herrscht. Das Verhältnis $p_{\text{Pitot}}/p_{\text{amb}}$ und somit die Machzahlen und Strömungsgeschwindigkeiten nehmen mit steigendem Umgebungsdruck immer mehr ab.

Bei der verwendeten Keilsonde erfolgt für Machzahlen $Ma_1 \leq 2,2$ ($\gamma \leq 1,2$, Gleichung 4.2-12) die Ablösung der Stoßstruktur, sodaß die Keilsonde ausschließlich für das in Bild 7.2-3 gezeigte Profil bei $p_{\text{amb}} \approx 40$ Pa eingesetzt werden konnte. Für $\gamma = 1,4$ erfolgt die Ablösung bereits bei $Ma_1 = 2,5$. In Bild 4.2-6 ist beispielhaft die Situation für $x = 150$ mm gezeigt. Man kann hier die von der Keilspitze abgehenden Machlinien erkennen, für die mit den Gleichungen 4.2-10 und 4.2-11 die Machzahl direkt angegeben werden kann. Bild 7.2-4 zeigt die Ergebnisse für die Machzahlen auf Basis der Rayleigh-Pitot-Formel, Gleichung 4.2-4, zusammen mit den Ergebnissen aus den Keilsondenmessungen. Betrachtet man die Kurven, so zeigt sich, daß Gleichung 4.2-11 deutlich sensibler bezüglich γ ist als die Rayleigh-Pitot-Formel. Interessant ist dabei, daß die Gleichungen sich gegenläufig bezüglich der Variation von γ verhalten. So würde z.B. die Machzahl aus der Messung mit der Keilsonde bei $x = 120$ mm für ein großes γ zur Rayleigh-Pitot-Analyse ungefähr passen, allerdings verhält es sich für die Werte aus der Analyse der Druckverhältnisse genau umgekehrt, sodaß die Übereinstimmung an dieser Stelle nicht gut ist. Anders sieht es aus bei Machzahlen für $x \geq 150$ mm. Hier stimmen die Ergebnisse aus den Keilsondenmessungen mit denen aus der Rayleigh-Pitot-Analyse verhältnismäßig

Bei der verwendeten Keilsonde erfolgt für Machzahlen $Ma_1 \leq 2,2$ ($\gamma \leq 1,2$, Gleichung 4.2-12) die Ablösung der Stoßstruktur, sodaß die Keilsonde ausschließlich für das in Bild 7.2-3 gezeigte Profil bei $p_{\text{amb}} \approx 40$ Pa eingesetzt werden konnte. Für $\gamma = 1,4$ erfolgt die Ablösung bereits bei $Ma_1 = 2,5$. In Bild 4.2-6 ist beispielhaft die Situation für $x = 150$ mm gezeigt. Man kann hier die von der Keilspitze abgehenden Machlinien erkennen, für die mit den Gleichungen 4.2-10 und 4.2-11 die Machzahl direkt angegeben werden kann. Bild 7.2-4 zeigt die Ergebnisse für die Machzahlen auf Basis der Rayleigh-Pitot-Formel, Gleichung 4.2-4, zusammen mit den Ergebnissen aus den Keilsondenmessungen. Betrachtet man die Kurven, so zeigt sich, daß Gleichung 4.2-11 deutlich sensibler bezüglich γ ist als die Rayleigh-Pitot-Formel. Interessant ist dabei, daß die Gleichungen sich gegenläufig bezüglich der Variation von γ verhalten. So würde z.B. die Machzahl aus der Messung mit der Keilsonde bei $x = 120$ mm für ein großes γ zur Rayleigh-Pitot-Analyse ungefähr passen, allerdings verhält es sich für die Werte aus der Analyse der Druckverhältnisse genau umgekehrt, sodaß die Übereinstimmung an dieser Stelle nicht gut ist. Anders sieht es aus bei Machzahlen für $x \geq 150$ mm. Hier stimmen die Ergebnisse aus den Keilsondenmessungen mit denen aus der Rayleigh-Pitot-Analyse verhältnismäßig

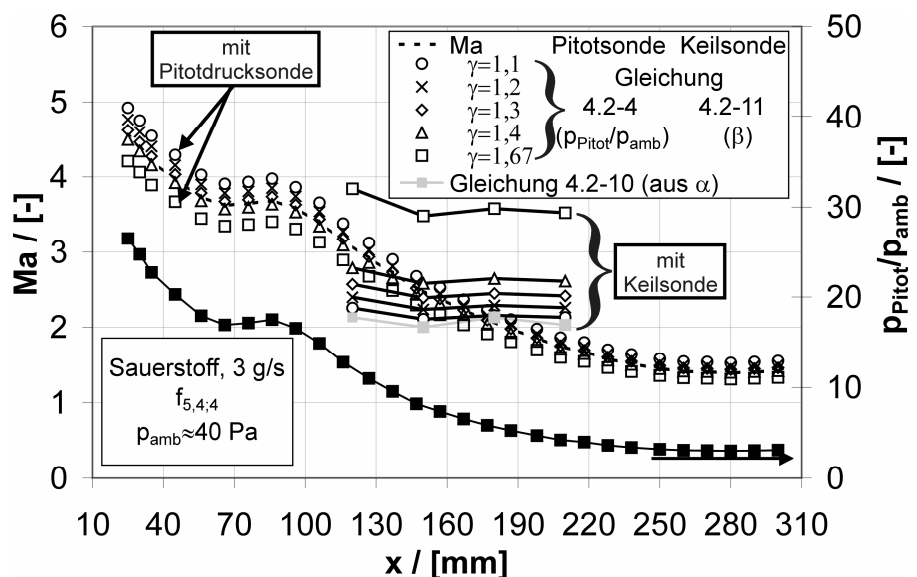


Bild 7.2-4: Vergleich der Machzahlprofile aus Pitot- und Keilsondenmessung

gut überein. Für $x = 210$ mm ist die Übereinstimmung für große γ schlechter. Dies läßt sich folgendermaßen begründen: Vergleicht man die Machzahlen aus der Messung des Machlinienwinkels bezüglich der Keilsondenoberseite, α , (Gleichung 4.2-10) mit denen aus der Messung von β , dem Winkel bezüglich der Unterseite, Gleichung 4.2-11, so ergibt sich hier eine bessere Übereinstimmung für γ -Werte, die nahe bei 1 sind. Dies ist auch konsistent mit den Ergebnissen der Rayleigh-Pitot-Formel, was vermuten läßt, daß γ tatsächlich nahe bei 1 liegt. Gleichsetzen der Gleichungen 4.2-10 und 4.2-11 liefert γ -Werte zwischen 1 und 1,08. Hinsichtlich der physikalischen Bedeutung dieser Werte ist zu sagen, daß c_p und c_v sich aufgrund der Anregung und der chemischen Reaktionen nur noch geringfügig voneinander unterscheiden. Dies hat keine tiefgreifende Bedeutung, allerdings liefern Werte für γ im Intervall [1,1;1,2] für chemisch reaktive Strömungen verhältnismäßig gute Ergebnisse, wenn man z.B. die Gleichungen aus Kapitel 4.2 verwendet [1.3, 1.20]. Vergleicht man diese mit dem Verhalten der Rayleigh-Pitot-Formel, so ergibt sich eine Übereinstimmung. Allerdings ist der Zusammenhang für γ_{eff} sehr sensitiv gegenüber α und β , sodaß sich die in Kapitel 4.2 erwähnten Ungenauigkeiten bemerkbar machen. Die Kurve für $\gamma = 1,67$ aus Gleichung 4.2-11 zeigt, daß dieser γ -Wert unwahrscheinlich ist, was die Aussagen von [1.3, 1.20, 4.11] bestätigt. Der Wert an der Stelle $x = 240$ mm verhält sich ähnlich wie der Wert, der sich für $x = 210$ mm ergibt, allerdings wurde der Wert bei $x = 240$ mm nicht eingezeichnet, da bei der zugehörigen Fotografie bereits eine Ablösungserscheinung zu erkennen war. Vergleicht man die ermittelten Werte von γ mit Werten von Andriatis et al. [4.11], so bestätigen sich die Ergebnisse für $T > 3000$ K, da die Berechnungen von Andriatis hier γ -Werte liefern, die durchweg kleiner als 1,18 sind. Die Berechnungen der effektiven Temperaturen in der Einkopplungszone in Kapitel 7.1-3 lassen eher größere Strömungstemperaturen erwarten, was numerische Berechnungen für Luftplasma in [3.30, 5.6], die Berechnungen für die Referenzbedingung 2 gemäß Tabelle 7.2-1 im Anhang A sowie mit Hilfe der Laserabsorptionsspektroskopie gemessenen Temperaturen im PWK3 [7.6] bestätigen. Es ist daher anzunehmen, daß die Größe der bestimmten γ -Werte sinnvoll ist.

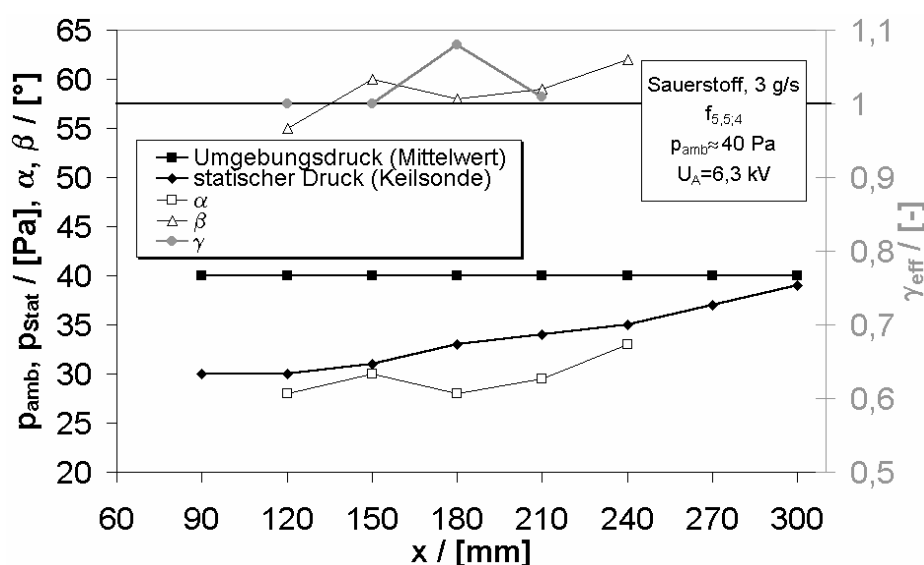


Bild 7.2-5: Gemessener statischer Druck, Umgebungsdruck sowie die Winkel α und β und zugehöriges γ_{eff} als Funktion der x-Position

Bild 7.2-5 zeigt die gemessenen Machlinienwinkel zusammen mit dem statischen Druck sowie γ_{eff} über der Position x . Der Umgebungsdruck ist als Mittelwert mit eingetragen. Es zeigt sich, daß der statische Druck vom Umgebungsdruck abweicht. Mit zunehmendem Abstand der Keilsonde zur Plasmaaustrittsebene des IPG3 scheint die Kommunikation zwischen Keil-

sondenoberseite und Umgebung zuzunehmen, sodaß der statische Druck gegen den Umgebungsdruck strebt. Die ansteigenden Winkel lassen auf die in Bild 7.2-4 erkennbare Verringerung der Machzahl mit wachsendem x schließen. Die Werte für γ erscheinen bis auf den letzten Wert bei

$x = 240$ mm sinnvoll. Dies läßt sich mit den großen Meßunsicherheiten, aber auch mit dem Beginn möglicher Ablösung der Stoßstruktur begründen.

Für weiterreichende Untersuchungen, die insbesondere die Katalyzität von Materialien und Plasma-Wand-Wechselwirkungen betreffen, kommen Grenzschichttheorien zum Einsatz, deren Eingangsinformationen neben der Viskosität, der Proben- bzw. Sondengeometrie, der Dichte, der Prandtlzahl und der Lewiszahl insbesondere auch die Enthalpien an den Grenzschichträndern sind, siehe Gleichungen 2.3-1 bis 2.3-5 [1.17, 1.20, 2.19, 2.20]. Ferner ist die Enthalpie eine wichtige Skalierungsgröße im Hinblick auf die Übertragung der Bedingungen im Plasmawindkanal auf tatsächliche Trajektorien. Im Ähnlichkeitsmodell von Kolesnikov erfolgt die Zuordnung der Geschwindigkeit entlang der Trajektorie über $v = (2 \cdot h_{\text{PWK}})^{0,5}$ [2.27]. Es ist daher wichtig, die lokale spezifische Enthalpie im PWK zu kennen. Einer der einfachsten Zusammenhänge zu ihrer Bestimmung ist Gleichung 2.3-3, die von Marvin [2.19] auf Basis der Modelle von Fay und Riddell [2.18] entwickelt wurde. Für die untersuchten Sauerstoffbedingungen 1 und 2 konnte jedoch keine Gaskonstante in der Literatur gefunden werden. Allerdings ist P_{Kal} für beide Bedingungen bei minimalem Umgebungsdruck bestimmt worden, sodaß mit Hilfe von Gleichung 4.1-5 der Wert von $h_{\text{Kal,eff}}$ bestimmt werden kann, sofern man P_{Kal} an Stelle von P_{Pl} einsetzt. Die Berechnung des Effektivwertes für $h_{\text{tot,e}}$ mit Gleichung 2.3-3 und anschließendes Gleichsetzen mit Gleichung 4.1-5 [7.7] ergibt:

$$K \approx \frac{2\pi \sqrt{R_{\text{eff}}}}{P_{\text{Pl}}} \int_0^{R_{\text{Pl}}} \frac{\dot{q}_{\text{vk}}}{\sqrt{p_{\text{tot}}}} \rho v y dy. \quad (7.2-1)$$

Diese Gleichung liefert zwar die Gaskonstante, allerdings ist hier zu beachten, daß R_{eff} von den lokalen Anströmbedingungen (Machzahl) und die vollkatalytische Wärmestromdichte von der lokalen spezifischen Enthalpie abhängt. Dies führt darauf, daß die Berechnung mit einfachen ingenieurmäßigen Gleichungen starke Unsicherheiten mit sich bringen.

Die Massenstromdichte $\rho \cdot v$ wird als konstant angenommen. Setzt man Gleichung 7.2-1 wiederum in Gleichung 2.3-3 ein, so erhält man

$$\frac{h_{\text{tot,e}}(x, y)}{h_{\text{Kal,eff}}} \approx \frac{R_{\text{Pl}}^2}{2} \frac{\frac{\dot{q}}{\sqrt{p_{\text{tot}}}}(x, y)}{\int_0^{R_{\text{Pl}}} \frac{\dot{q}}{\sqrt{p_{\text{tot}}}} y dy}, \quad (7.2-2)$$

was zeigt, daß zur Bestimmung der Enthalpie am Grenzschichtrand $h_{\text{tot,e}}$ die Konstante K sowie R_{eff} explizit nicht erforderlich sind, sofern die Plasmaleistung sowie radiale Profile der Wärmestromdichte und des Pitotdrucks verfügbar sind. Die vollkatalytische Wärmestromdichte wird ebenso nicht benötigt, solange man davon ausgeht, daß das Verhältnis von der auf dem Kupferreferenzsensor gemessenen Wärmestromdichte zur vollkatalytischen Wärmestromdichte entlang eines Radialprofils konstant ist. In Bild 7.2-6 sind entsprechende Meßdaten für die Bedingung 2 dargestellt.

Auch muß es sich in Gleichung 7.2-2 nicht um den vollkatalytischen Wärmefluß handeln, solange man davon ausgehen kann, daß das Verhältnis von vollkatalytischem zu teilkatalytischem Wärmefluß im betrachteten Enthalpiebereich konstant ist. Entscheidend ist vielmehr der normierte Verlauf des Wärmeflusses, siehe Gleichung 7.2-2. Pope beispielsweise geht in großen Enthalpiebereichen von einem konstanten Verhältnis des vollkatalytischen Wärmeflusses zum Wärmefluß auf Kupfer aus [1.17, 2.17, 7.8], siehe Kapitel 2.

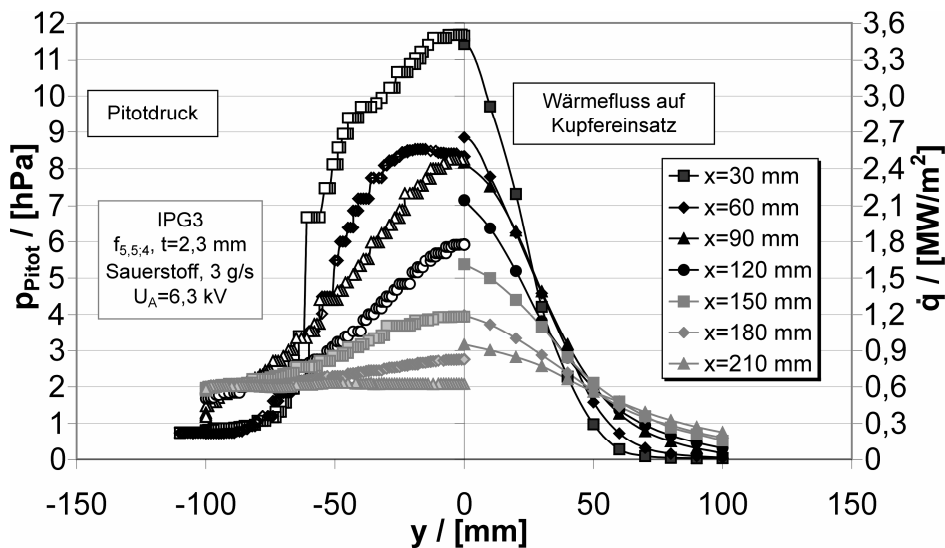


Bild 7.2-6: Radialprofile von Pitotdruck und Wärmestromdichte für Bedingung 2

In Bild 7.2-7 ist das Ergebnis der Untersuchungen mit Hilfe von Gleichung 7.2-2 dargestellt. Die maximale Enthalpie für $x = 30$ mm beträgt ca. 75 MJ/kg. Für thermochemisches Gleichgewicht liegt die Grenze vollständiger Dissoziation bei ca. 20 MJ/kg (Bild 6.2-1). Die graue Zone im Diagramm repräsentiert den Bereich

vollständiger Dissoziation, falls thermochemisches Gleichgewicht vorliegen würde. Die Ergebnisse im Anhang A zeigen, daß für $I_{Spule} = 400$ A das Sauerstoffplasma am Generatöraustritt vollständig dissoziiert ist, eine gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Bild 7.2-7. Interessant ist auch, daß alle Enthalpien im Bereich um $y = 45$ mm nahezu gleiche Werte von ca. 12 MJ/kg annehmen, was

über die in Bild 7.2-6 gezeigten Radialprofile zu erklären ist. Dort nämlich stellen sich Zonen gleichen Pitotdrucks und gleichen Wärmeflusses bei $y = 60$ mm bzw. $y = 45$ mm ein, sodaß sich nach Gleichung 2.3-3 gleiche Enthalpiewerte ergeben müssen. Die im Anhang A gezeigten Simulationen wurden für Bedingung 2 durchgeführt und zeigen die nahezu vollständige Dissoziation des Sauerstoffs in weiten Bereichen entlang des Plasmastrahls, sodaß die sich aus den hier durchgeführten Gleichgewichtsanalysen ergebende vollständige Dissoziation bestätigt wird.

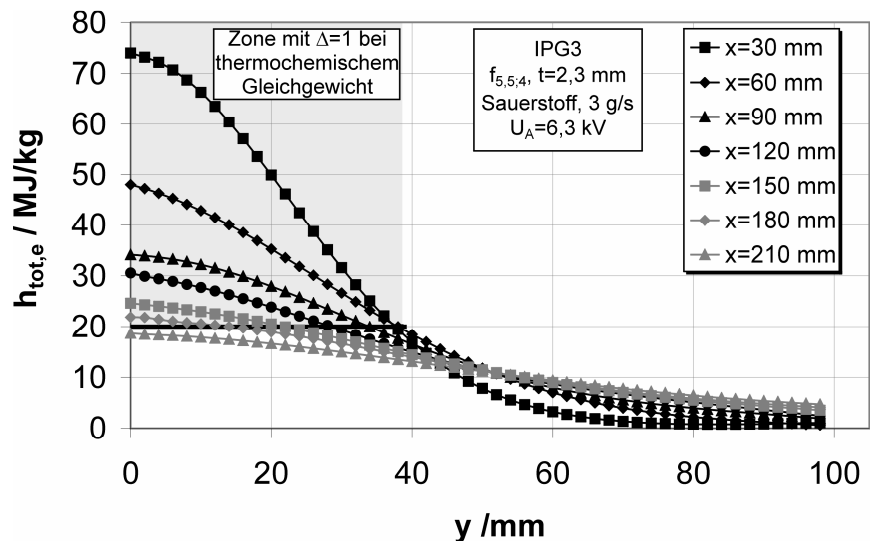


Bild 7.2-7: Radialprofile der lokalen spezifischen Enthalpie für Bedingung 2

7.3 Kohlendioxid als Arbeitsgas

Der Qualifikation des IPG4 gingen umfangreiche Untersuchungen voraus, bei denen die Geometrie der Düse mit Hilfe von Düsenmodellen aus Graphit variiert wurde. Der wichtigste Variationsparameter war der Düsenhalsquerschnitt. Dabei galt es, einen Kompromiß zwischen einer möglichst geringen thermischen Belastung des IPG und einem möglichst hochenthalpen Plasmastrahl zu finden. Gleichzeitig konnten durch die Einführung der Düse Bedingungen mit kleineren Kohlendioxid-

massenströmen zur Generierung der hochenthalpen Plasmen verwendet werden, was zur Folge hatte, daß die Menge des benötigten Deaktivierungsgases (Kapitel 3.2, Bild 3.2-3) geringer ausfiel [1.25].

7.3.1 Ermittlung der Generatorbetriebsparameter

Bild 7.3-1 veranschaulicht das Betriebsverhalten des IPG4 mit dem Arbeitsgas Kohlendioxid, wobei der Plasmagenerator zusätzlich mit 2 % Stickstoff betrieben wurde, um den IPG4 für die Anwendung, den Eintritt eines Raumflugkörpers in die Marsatmosphäre zu simulieren, zu qualifizieren. Für das Anodenleistungskennlinienfeld ergibt sich ein ähnliches Bild wie für Sauerstoff (Bild 7.1-1). Darstellungen von Anodenleistungskennlinienfeldern für Kohlendioxid befinden sich in [1.23, 2.10].

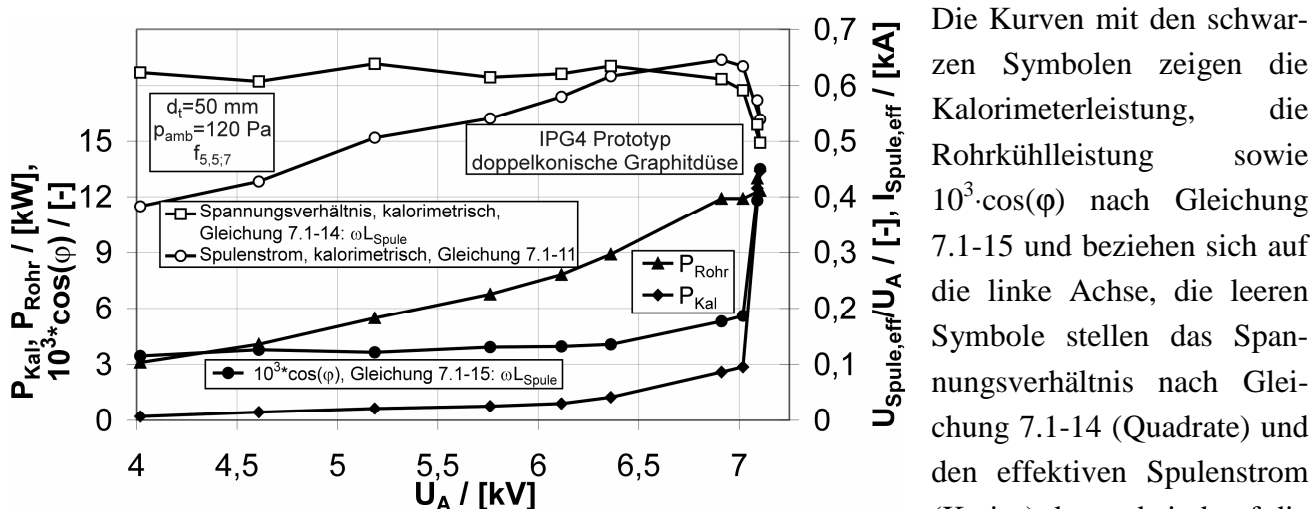


Bild 7.3-1: Leistungen, Spannungsverhältnisse, Induktorströme und Wirkfaktor über U_A für IPG4 Prototyp bei 2,75 g/s Kohlendioxid- und 52 mg/s Stickstoffmassenstrom

Die Kurven mit den schwarzen Symbolen zeigen die Kalorimeterleistung, die Rohr Kühlleistung sowie $10^3 \cdot \cos(\varphi)$ nach Gleichung 7.1-15 und beziehen sich auf die linke Achse, die leeren Symbole stellen das Spannungsverhältnis nach Gleichung 7.1-14 (Quadrate) und den effektiven Spulenstrom (Kreise) dar und sind auf die rechte Achse bezogen. Die dabei zur Abschätzung des

Spulenstroms und der Spulenspannung verwendete Schwingkreiskühlleistung durchläuft, vergleichbar den in Kapitel 7.1 beschriebenen Sauerstoffbedingungen, ein Maximum, was am Maximum des Spulenstromes in Bild 7.3-1 zu erkennen ist. Ähnlich wie dort liegen auch hier zwei plötzliche Änderungen der Entladung vor. Allerdings ist das Niveau der Rohr Kühlleistung bei Kohlendioxid beachtlich höher, wobei die gesamte Plasmaleistung nur etwa halb so groß wie beim Sauerstoffplasma ist. Dies liegt jedoch zum Teil an der strahlungsgekühlten Düse, die im stationären Zustand Temperaturen von etwa 1250 K annimmt, weil ein gewisser Anteil der eingekoppelten Leistung über die Strahlungskühlung der Düse verloren geht [1.25]. Ferner sind die Massenströme etwas kleiner, was nach Bild 7.1-7 (Sauerstoff) und den Referenzen 1.23 und 2.10 (Kohlendioxid) zu größeren Rohr Kühlleistungen führt. Alle in Bild 7.3-1 dargestellten Punkte sind stationär: Bei der maximalen Anodenspannung stellt sich eine Anodenleistung von ca. 100 kW ein. Hinsichtlich des Entladungsverhaltens ist zu sagen, daß dieses mit den bisherigen Beobachtungen in Kapitel 7.1 qualitativ übereinstimmt. Mit Durchlaufen des Maximums der Schwingkreiskühlleistung durchläuft auch der Spulenstrom ein Maximum, da dieser nach Gleichung 7.1-11 proportional zu $P_{SK}^{0,5}$ ist (Bild 7.3-1). An der gleichen Stelle, bei ca. 7,1 kV, nimmt P_{Kal} sprunghaft auf ca. 15 kW zu. Zwar ist P_{Rohr} mit ca. 13 kW groß, allerdings nimmt die Rohr Kühlleistung mit weiterer Leistungserhöhung im Unterschied zu P_{Kal} und $\cos(\varphi)$ nicht mehr wesentlich zu, d.h. mit dem 2. Übergang ist dP_{Rohr}/dU_A sehr klein, obgleich die Gradienten von P_{Kal} und $\cos(\varphi)$ groß sind. Gleichzeitig nimmt mit dem 2. Übergang der Rohrinnen- druck von 11,5 auf 19,4 hPa zu, wohingegen der Spulenstrom von ca. 630 A auf 530 A zurückgeht.

Für Anodenspannungen deutlich über 7,1 kV stellt sich ein instabiler Betriebszustand ein, so daß die Untersuchung an dieser Stelle beendet wurde. Generell ist zu sagen, daß eine Plasmastabilisierung bei Kohlendioxid, ähnlich wie bei Sauerstoff in Kapitel 7.1, erreichbar ist. Allerdings sind solche Arbeitspunkte für Kohlendioxid im Experiment schwieriger zu finden.

7.3.2 Wärmefluß-Pitotdruckprofile

Für die im folgenden dargestellten Untersuchungen wurde der IPG4 mit der konvergent-divergent Düse mit einem Düsenhalsdurchmesser von 40 mm eingesetzt (Kapitel 3.2.6). Damit konnten im Vergleich zur 50 mm-Düse noch kleinere Kohlendioxidmassenströme und somit kleinere Sicherheitsmassenströme zur Deaktivierung realisiert werden. In der in Bild 7.3-2 gezeigten Bedingung wurde der IPG4 mit einem Kohlendioxidmassenstrom von 2,2 g/s betrieben. Dabei wurden im Abstand von 50 – 120 mm vom Düsenendquerschnitt die Wärmeflüsse und die Pitotdrücke gemessen. Der effektive Spulenstrom von 640 A wurde mit Hilfe von Gleichung 7.1-11 bestimmt. Während der Messungen wurden z.T. Stoßstrukturen vor der Wärmefluß-Pitotdrucksonde (Kapitel 4.2, Bild 4.2-4) beobachtet, was zeigt, daß hier teilweise Überschallbedingungen vorliegen. Der zugehörige Rohrinndruck beträgt ca. 14 hPa. Für $p_{amb} = 1,2$ hPa ergibt sich $1,9 \leq p_{Pitot}/p_{amb} \leq 3,6$, sodaß hier nach Gleichung 4.2-4 für die Machzahl $0,9 \leq Ma_1 \leq 1,6$ (Regressionsformel in Kapitel 4.2) gilt. Die 1,2 hPa stellen den Minimaldruck dar, der sich aufgrund der Gasmassenströme, insbesondere des Deaktivierungsgasmassenstroms, ergibt. Für $p_{amb} = 3$ hPa gilt $2,4 \leq p_{Pitot}/p_{amb} \leq 2,8$, sodaß sich hier nach Gleichung 4.2-4 für die Machzahl $1,16 \leq Ma_1 \leq 1,3$ ergibt. Somit fällt das Machzahlprofil beachtlich flacher aus als bei der 1,2 hPa Bedingung. Für die 4 hPa Bedingung gilt $2,3 \leq p_{Pitot}/p_{amb} \leq 2,7$, sodaß sich hier für die Machzahl $1,12 \leq Ma_1 \leq 1,27$ ergibt.

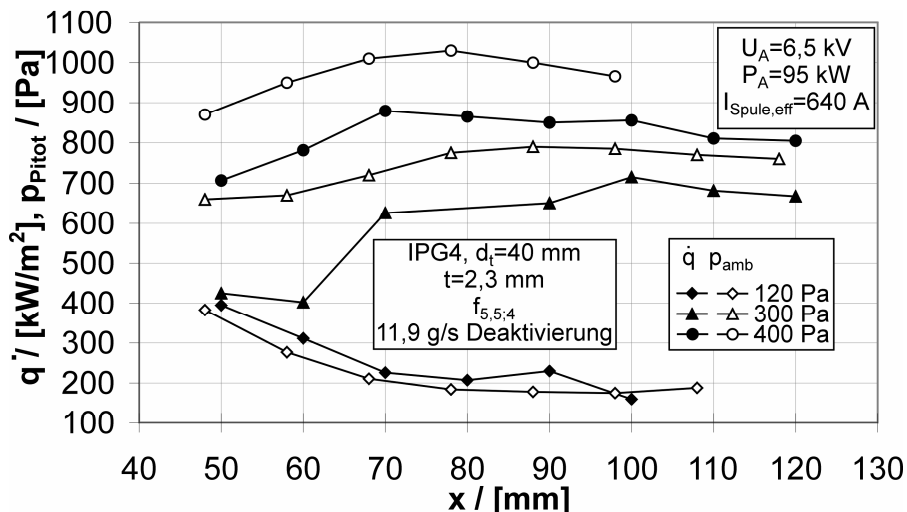


Bild 7.3-2: Wärmefluß- und Pitotdruckprofile über der Sondenposition für IPG4 bei 2,2 g/s Kohlendioxid- und 43 mg/s Stickstoffmassenstrom, Variation des Tankdrucks

Für die Simulation typischer Marseintrittsmissionen wie die Mars Sample Return Mission [1.24] oder Mars Probe [7.9] sind die erzielten Wärmeflüsse ausreichend. Bei besonderen Konfigurationen, wie z.B. bei Eintrittskörpern mit kleinen Geometrien, liegen maximale Wärmestromdichten von bis zu $1,5 \text{ MW/m}^2$ vor. Derartig hohe Wärmestromdichten wurden bei Versuchen von Endlich et al. unter Verwendung des IPG4 mit einer konvergenten Düse erzielt [7.7].

7.4 Einfluß der Rohrwandstärke auf die induzierte Plasmaleistung (IPG5)

Aus der Untersuchung des thermomechanischen Verhaltens der Quarzrohre und Materialgrenzen sowie des geometrischen Wirkungsgrades der induzierten Leistung folgen grundsätzliche Aussagen bezüglich des Einflusses der Rohrgeometrie auf das Betriebsverhalten:

- Die thermomechanische Analyse ergab eine Steigerung der maximal zulässigen Rohr Kühlleistung bei Reduktion der Wandstärke. Dabei wurde eine gleichbleibende Kühlwassertemperatur vorausgesetzt.
- Der geometrische Wirkungsgrad nach Gleichung 3.2-28 spiegelt einen qualitativen Verlauf wieder: Für steigende Verhältnisse des Innen- zu Außendurchmesser ($x = d_{in}/d_a$) und bei Steigerung des Verhältnisses des Außendurchmessers zur Eindringtiefe ($m = d_a/\delta$) erhöht sich der Anteil der eingekoppelten Leistung im Vergleich zur Bezugsgröße. Für diese wurde der theoretisch maximal mögliche Grenzwert der induzierten Leistung bei Abwesenheit des Rohres gewählt ($d_{in} = d_a$).

Setzt man die Gleichungen 3.2-31 und 3.2-32 ineinander ein, so folgt die thermische Spannung am äußeren Rand des Rohrs

$$\sigma_{\theta, therm} \Big|_{r=R_a} = \frac{\alpha E P_{Rohr}}{4\pi(1-\nu)l\lambda_{Rohr}} \frac{x^2(1-\ln(x^2))-1}{x^2-1} \quad (7.4-1)$$

in Abhängigkeit der gemessenen Größe P_{Rohr} .

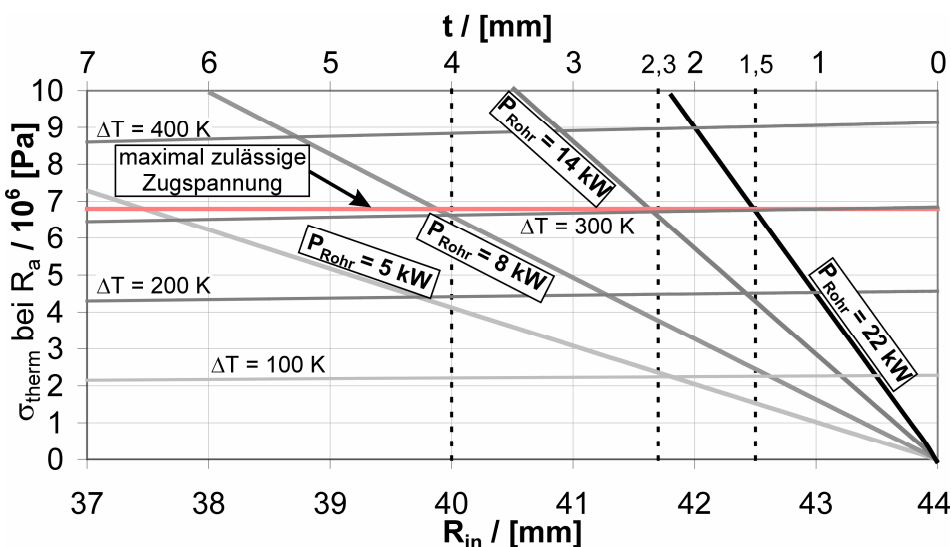


Bild 7.4-1 zeigt eine Analyse der maximalen zulässigen Rohr Kühlleistung über dem Rohrinnenradius, wobei R_a 44 mm ist. Dabei stimmen die Ergebnisse mit den experimentell festgestellten Versagenswerten beim Erreichen der maximalen thermischen Spannung auf der Rohraußenseite $P_{Rohr,max} \approx 8 \text{ kW}$ für $t = 4 \text{ mm}$ und $P_{Rohr,max} \approx 14 \text{ kW}$ für $t = 2,3 \text{ mm}$ sehr gut überein. Mit Gleichung 3.2-32 lassen sich die Linien konstanter Differenz zwischen Aussen- und Innenseite berechnen, die nur geringfügig mit zunehmendem R_{in} ansteigen. Für den Versagensfall bei $\sigma \approx 6,8 \cdot 10^6 \text{ Pa}$ ist $\Delta T \approx 300 \text{ K}$ (Quarzrohre).

Bild 7.4-1: Zugspannung an der Rohraußenwand über dem Innenradius für verschiedene Rohr Kühlleistungen (Gleichung 7.4-1)

Berechnet man den geometrischen Wirkungsgrad nach Gleichung 3.2-28 in Analogie zu Gleichung 5.3-13 und 5.3-14, so erhält man für η_{geo}

$$\eta_{geo, ind} = \frac{(mx-1) \cdot (1-e^{-mx})}{(m-1) \cdot (1-e^{-m})} \quad (7.4-2)$$

Geht man von den in Kapitel 5.3 diskutierten Verhältnissen aus, läßt sich η_{geo} über m für verschiedene x auftragen (Bild 7.4-2). Der Wirkungsgrad steigt mit zunehmendem d_{in}/d_a und d_a/δ an. Für m liegen gemäß Kapitel 7.1.3 für $f_{5,5;5}$ und $f_{5,5;6}$ typische Werte bei 3,6. Durch die Verringerung der Wandstärke von 2,5 mm auf 1,5 mm ergibt sich nach dieser Berechnung eine Wirkungsgradsteigerung von 3,5%. Zu beachten ist, daß es sich bei Bild 7.4-2 aufgrund der Annahmen um qualitative Verläufe des Wirkungsgrades handelt. Insbesondere wird von einem über den Radius konstanten Verlauf des primären Magnetfeldes ausgegangen. Änderungen des H-Feldes entlang des Radius er-

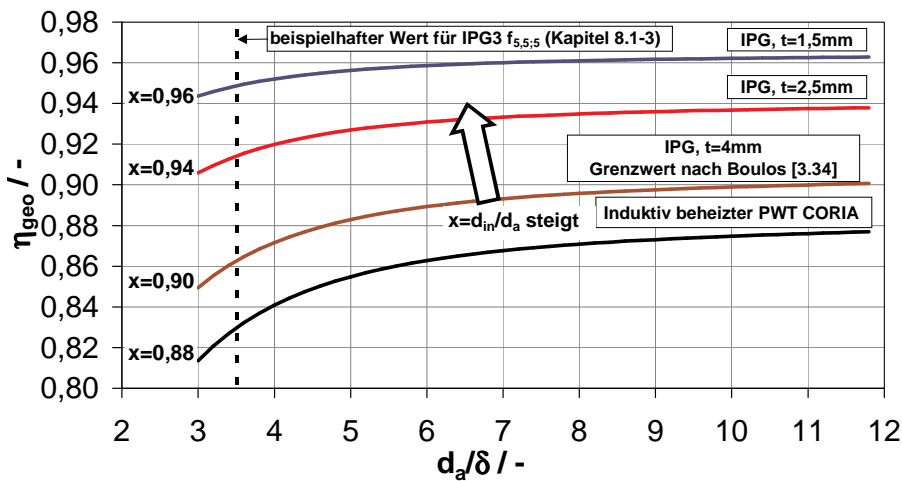


Bild 7.4-2: Geometrischer Wirkungsgrad über $m = d_a/\delta$

erwarten ist eine weitaus größere Steigerung aufgrund der stärkeren Felder in den Zonen, die sich in Nähe der Spulenwindungen und somit in der Zone des Quarzrohres befinden, siehe auch [3.30]. Die in Bild 7.4-2 eingezeichneten Werte für x orientieren sich an praktischen Werten. So liegt der Wert des induktiv beheizten Plasmawindkanals des CORIA bei 0,88; hier hat das Plasmarohr eine Wandstärke von ca. 5 mm [3.37], Boulos gibt die technische Grenze für die kleinstmögliche Rohrwandstärke mit 4 mm an [3.71], dieser Wert wurde mit dem IPG3 zunächst realisiert [3.3], später wurden Rohre mit $t = 2,3$ mm montiert [2.10]. Mit dem IPG5 gelang es, Rohre mit Wandstärken von $t = 1,3$ mm zu integrieren, sodaß Werte von 0,96 für x erreicht werden konnten.

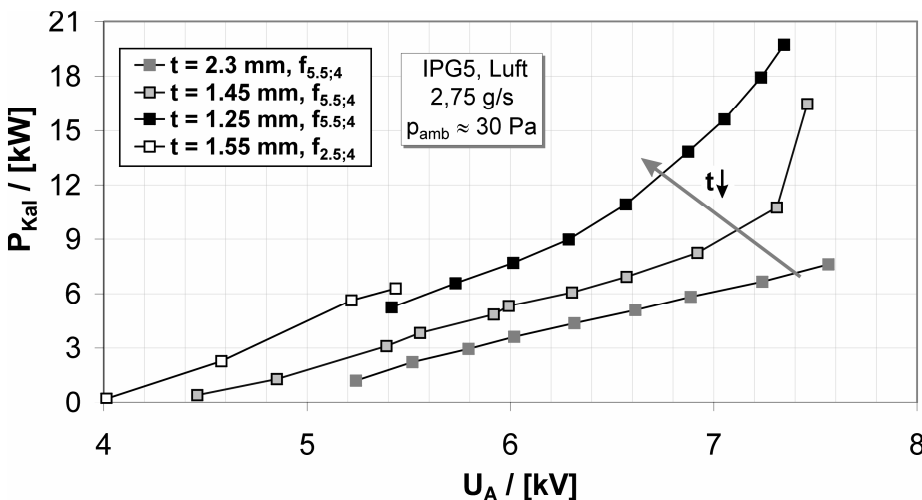


Bild 7.4-3: Kalorimeterleistung über der Anodenspannung für IPG5, Variation der Rohrwandstärke und der Frequenz

Die Analyse der Plasmaleistung mit abnehmender Rohrwandstärke. Der Maximalwert der gemessenen Leistung im Plasma betrug etwa 20 kW für ein Rohr mit ca. 1,25 mm Wandstärke bei einer Rohrkühlleistung von fast 12 kW. Da diese Rohrkühlleistung auf Dauer zu einem Versagen der verwendeten Quarzrohre führt, fiel die Wahl auf die leicht höhere Wandstärke von 1,45 mm, mit der Leistungen im Plasma von 16,5 kW erreicht wurden. Für diese Wandstärke erfolgten weitere Messungen unter veränderter Frequenz.

Durch Erhöhung der Frequenz ließen sich mit einem Massenstrom von 3 g/s Leistungen von 23 kW dauerhaft und bis zu 30 kW kurzfristig realisieren, siehe [7.2].

geben sich lediglich aufgrund der induzierten Sekundärfelder. Nicht berücksichtigt bleibt der tatsächliche Verlauf des ursprünglichen Magnetfeldes, der speziell zu den Windungen der Spule hin, also genau im betrachteten Bereich, stark zunimmt. Die Wirkungsgradzunahme in Bild 7.4-2 bildet daher eine untere Grenze. Zu erwarten ist eine weitaus größere Steigerung aufgrund der stärkeren Felder in den Zonen, die sich in Nähe der Spulenwindungen und somit in der Zone des Quarzrohres befinden, siehe auch [3.30].

Diese Analysen lassen sich mit Bild 7.4-3, in dem Meßdaten des IPG5 mit Luft als Arbeitsgas gezeigt sind, vergleichen. Das Arbeitsgas wurde ohne Einblasring zugeführt. Versuchsreihen mit drei verschiedenen Wandstärken unter Variation der Spannung und der Frequenz sind in Bild 7.4-3 gezeigt. Man sieht deutlich die starke Zunahme der Plasmaleistung mit abnehmender Rohrwandstärke.

7.5 Schadensanalyse der IPG3-Rohrkühlung und des Induktors

Nach 3 Jahren (ca. 300 Betriebsstunden) wurde der IPG3 einer Analyse unterzogen mit dem Ziel, durch die Beurteilung degradierter Bauteile Rückschlüsse auf die Belastungen während des Betriebs ziehen zu können. Zu diesem Zweck wurde der IPG3 zerlegt. Insbesondere die Isolation der Spule und die Struktur der oberen Halbschale wurden untersucht. Die bekannte Strahlungsdegradation von Plexiglas erweist sich für die Analyse als vorteilhaft, da dieses aufgrund der Plasmastrahlung durch die Entstehung von dokumentierbaren Rissen und Verfärbungen geschädigt wird. Für die Analyse der Halbschale wurde entlang der Achse die in Bild 7.5-1 im Bereich der oberen Halbschale (Maßstab 1:4) eingerahmte Zone mit Hilfe eines Stereomikroskops untersucht, wobei die gesamte Länge der Halbschale durch 75 Fotografien dokumentiert wurde. Dabei repräsentiert jedes der Einzelbilder, die in der Mitte des Bildes zusammenhängend gezeigt sind (Maßstab 1:1,058), eine Fläche von ca. $2,9 \times 2,9 \text{ mm}^2$.

Betrachtet man die zusammenhängenden Einzelbilder in der Mitte des Bildes 7.5-1, so erkennt man bereits erste Details: Die Bereiche, in denen die Spulenwicklungen auflagen, sind heller. Offensichtlich sind diese aufgrund der Abschattung der Spulenwindungen vor der Plasmastrahlung geschützt und daher in einem besseren Zustand. Weiterhin sieht man im Bereich zwischen den Auflagezonen der 4. und der 5. Windung sowie in einem Gebiet nach der 5. Windung eine starke Rißbildung auf der Plexiglasoberfläche, was darauf hindeutet, daß der Generator in diesem Bereich am stärksten durch die Einwirkungen des Plasmas belastet wird. Zur genaueren Betrachtung ist daher der Bereich $60 \leq x \leq 207 \text{ mm}$ rechts neben der zusammenhängenden Darstellung in 7 Intervallen mit je 7 zusammenhängenden Bildern im Maßstab 2,5:1 dargestellt. Der Originalmaßstab der Einzelbilder ist 5,9:1.

Der erste Abschnitt ($60 \leq x \leq 81 \text{ mm}$) zeigt das Gebiet um die Auflagezone der ersten Spulenwindung. Die Oberfläche ist verhältnismäßig homogen, etwa in der Mitte des Abschnitts ist die Spulenaufgabe in Form eines hellen Bereichs erkennbar. Die Situation setzt sich im zweiten Abschnitt ($81 \leq x \leq 102 \text{ mm}$) bis nach der 2. Windung fort. In der Zone dahinter sind belastungsbedingte Risse zu sehen. Beim dritten Bereich ($102 \leq x \leq 123 \text{ mm}$) ändert sich die Situation kaum, allerdings nimmt die Rißbildung im vierten Intervall ($123 \leq x \leq 144 \text{ mm}$), in dem sich die Auflagezone der vierten Spulenwindung befindet, stark zu. Das Aussehen der Risse setzt sich in Abschnitt 5 ($144 \leq x \leq 165 \text{ mm}$) bis zum Auflagegebiet der fünften Windung fort, danach nimmt die Schädigung noch einmal stark zu. Im sechsten Intervall ($165 \leq x \leq 186 \text{ mm}$) setzt sich dieses Rißgebiet fort, allerdings nimmt die Schädigung nach ca. 15 mm wieder ab und nimmt erneut das Aussehen der Rißstrukturen des 3. und 4. Intervalls an. Im letzten Intervall ($186 \leq x \leq 207 \text{ mm}$) nehmen die Rißstrukturen wieder das Aussehen der Strukturen im 2. Abschnitt an.

In der linken Hälfte des Bildes ist jeweils über und unter der Halbschale die Sicht auf die Induktionsspule dargestellt. Die obere Sicht zeigt die Spule im Gaseintrittsbereich. Hier ist deutlich eine Beschädigung der 1 mm dicken Teflonisolation auf der ersten Spulenwindung zu erkennen. Diese Beschädigung liegt genau im Bereich der Berührfläche der beiden Halbschalen, und man kann gut sehen, daß sich auf der gegenüberliegenden Seite der oberen Halbschale starke weiße Verfärbungen auf der Berührfläche der Halbschale befinden. Die genauere Untersuchung zeigte, daß es sich um die einzigen derartigen Schäden handelte. Da in diesem Bereich auch keine thermischen Schäden vorlagen und da sich auf der Außenseite der Halbschalen wassergekühlte Bolzen befinden (Löcher im äußeren Bereich), die als Anziehungspunkte für die elektrische Feldstärke wirkten, läßt sich folgern,

daß es sich hierbei um Durchbrüche der Spulenisolation aufgrund der elektrischen Feldstärke handelt. Damit läßt sich auch erklären, warum derartige Schäden auf den weiteren Windungen nicht zu beobachten waren: Mit der zunehmenden Durchströmung des Spulenbereichs durch das Plasma gewinnt dieses immer bessere Dämpfungseigenschaften, sodaß das Spulenfeld entlang der Generatorachse immer stärker durch das Plasma gedämpft wird.

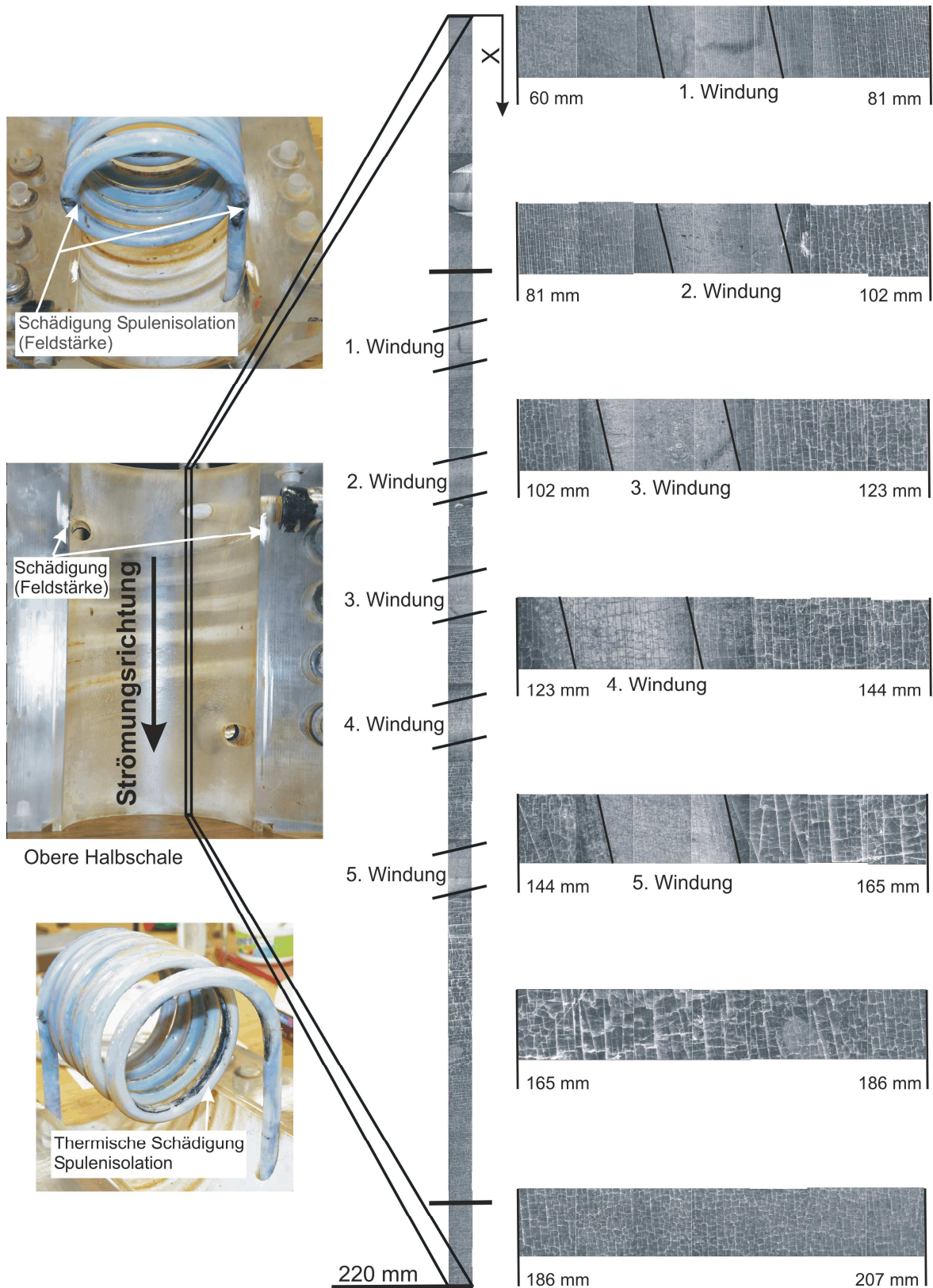


Bild 7.5-1: Plexiglasstrahlungsdegradation und Teflonisolationsschädigung bei IPG3

Auf der gegenüberliegenden Seite bietet sich ein anderes Bild: Hier ist die letzte Windung im Bereich der auf dem Quarzrohr liegenden Flächen aufgrund der thermischen Belastung geschädigt, was die Untersuchungsergebnisse der Mikroskopaufnahmen bestätigt.

Faßt man die Ergebnisse zusammen, so kann man folgern, daß der Plasmagenerator im Bereich der vorletzten und letzten Spulenwindung am stärksten belastet ist. Dies ist konsistent mit numerischen Simulationen von Sleziona [5.6] sowie den im Anhang A gezeigten Simulationen. Im Bereich des Spulenanfangs ist die Isolation feldstärkebedingt geschädigt.

Zusammenfassend lassen sich aus diesen Beobachtungen folgende Verbesserungen ableiten: Da Teflon ohnehin ein sehr guter Isolator ist, bietet sich zur Vermeidung der feldstärkebedingten Schädigungen eine Verdickung der Isolation und/oder eine Vergrößerung des Abstandes zwischen den Stahlbolzen und der Spule im Bereich der ersten Windungen der Spule an. Es ist davon auszugehen, daß im Fall dieses Schadensbildes die elektrische Leitfähigkeit des Kühlwassers ($300 \mu\text{S}$) sich eher ungünstig auswirkt, sodaß man im Rahmen einer Untersuchung überprüfen sollte, ob eine Verringerung der elektrischen Leitfähigkeit des Wassers eine Verbesserung bringt. Die Verstärkung der Teflonspulenisolation ist allerdings im Sinne der thermischen Schädigung im Bereich der letzten Spulenwindungen kontraproduktiv, da in der Zone, in der die Spule auf dem Rohr aufliegt, die ohnehin ungünstigen Wärmeleiteigenschaften des Teflon durch die Erhöhung der Isolationsdicke verstärkt werden, sodaß der aufliegende Bereich der Spule noch eher durch die thermischen Lasten geschädigt werden würde. Als Alternative könnte man unterschiedliche Materialien nehmen. Beispielsweise könnte man in der Zone der letzten beiden Windungen eine geeignete Keramik einsetzen. Aus praktischen Gründen müßte diese jedoch in Form eines einfach fügbaren Keramiksystems aufgetragen werden können und dabei verschiedene Eigenschaften, wie gute elektrische Isolationseigenschaften bei gleichzeitig guter thermischer Resistenz, keine Wasserlöslichkeit sowie nicht allzu ungünstige Wärmeleiteigenschaften aufweisen.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der induktiv betriebene Plasmawindkanal PWK3 zur Untersuchung von Hitzeschutzmaterialien für in Atmosphären eintretende Raumfahrzeuge aufgebaut, in Betrieb genommen und qualifiziert. Neben dem Aufbau der Versuchsanlage und der zugehörigen Meßtechnik wurden die induktiv beheizten Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5 entwickelt. Diese wurden zusammen mit der Anlage in Betrieb genommen und für die Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver sowie Grundlagenforschungen in den Bereichen Materialkatalyzität und Oxidationsverhalten qualifiziert. Neben der computergestützten Meßtechnik zur Versuchsdurchführung und Überwachung wurden weitere Meßverfahren entwickelt bzw. in Betrieb genommen und qualifiziert. Hierbei handelt es sich insbesondere um das Hohlraumkalorimeter, mit dem die thermischen Plasmaleistung im PWK3 bestimmt werden kann, das Meßsystem EMR-200 zur Messung elektrischer und magnetischer Feldstärken sowie das Strommeßsystem der Firma Pearson und das zusammen mit Karrer und Hofer-Noser von der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich an den PWK3 angepaßte Strommeßgerät HOKA-AC. Das Strommeßgerät der Firma Pearson wurde in Zusammenarbeit mit dem Institut für Leistungselektronik der Universität Stuttgart und der Firma Pearson für den Einsatz am PWK3 modifiziert. Die Meßverfahren dienen sowohl der Charakterisierung der Plasmageneratoren als auch der Beurteilung des Plasmastrahls im Plasmawindkanal. Zur Charakterisierung der Plasmen wurden zusätzlich Sondenverfahren, wie beispielsweise Wärmeflußsonden, Materialsonden, Keilsonden und Pitotdrucksonden eingesetzt.

Es wurde eine Familie von induktiv beheizten Plasmageneratoren IPG3, IPG4 und IPG5 entwickelt, um den jeweiligen Anwendungsanforderungen gerecht zu werden. Aufgrund der Meßergebnisse konnte das Verständnis für die Funktionsweise der Anlage und auch der Generatoren entscheidend verbessert werden. Die gemessenen elektrodynamischen Daten sowie die Leistungsbilanzen, die aus der Messung von Plasmaleistung und der Kühlleistungen resultieren, finden Eingang in die numerische Simulation von Plasmagenerator und Anlage. Dabei wurden zur Optimierung Größen wie beispielsweise die Kapazität des Schwingkreises, die Induktivität der Primärspule, die Wandstärke des Plasmarohrs, aber auch Parameter wie Gasart, Gasmassenstrom und Tankdruck variiert. Für Sauerstoff konnten auf diese Weise der Wirkungsgrad und die Leistung im Plasma maximiert werden. Ferner konnten stationäre hochenthalpe Bedingungen für Stickstoff, Kohlendioxid und Luft realisiert werden.

Die Betriebseigenschaften der induktiv beheizten Plasmageneratoren wurden mit Hilfe eindimensionaler Modelle auf Basis gemittelter Größen nachvollzogen. Dabei dienten diese Modelle auch als Auslegungswerkzeug für die Entwicklung weiterer Plasmageneratoren wie unter anderen des IPG5. Als Beispiele für die Entwicklung und Anwendung von Modellen seien hier die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der induzierten Leistung, die Optimierung des Wirkungsgrades, die Maximierung der Kopplungseigenschaften sowie die Erklärung beobachteter bzw. gemessener Betriebszustände mit Hilfe magnetohydrodynamischer Prozesse genannt. So lagen hinsichtlich der Leistungseinkopplung schon algebraische Modelle vor, allerdings ist die systematische experimentelle Untersuchung des Geometrieinflusses in dieser Arbeit erstmalig durchgeführt worden. Die Modelle konnten durch phänomenologische Ansätze, beispielsweise Ersatzschaltbilder, aber auch mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen erstellt werden. Zusammen mit thermodynamischen Gleichgewichtsmo-

dellen für die Plasmazusammensetzung, die Dichte, die elektrische Leitfähigkeit sowie die spezifische Enthalpie stellen sie die Basis zur Beschreibung der Funktionsweise induktiv beheizter Plasma-Generatoren dar. Die Verbindung der Modelle erfolgte über ein Anfangswertproblem, in dem mit dem Hohlraumkalorimeter gemessene mittlere Enthalpien verwendet wurden, um über die aus dem Enthalpiemodell hervorgehende Gleichgewichtstemperatur eine elektrische Leitfähigkeit zu berechnen. Zuvor wurde das algebraische Modell der elektrischen Leitfähigkeit anhand von Literaturwerten validiert. Anschließend konnte so die Eindringtiefe bestimmt werden, eine Größe, die für das Verständnis der Anlage von Bedeutung ist.

In strömungstechnischer Hinsicht liefert die Anlage im Unterschied zu den meisten derartigen Anlagen sowohl Unterschall- als auch Überschallströmungen. Die geforderten Bedingungen, beispielsweise die hohen stationären Plasmaleistungen bzw. Wärmestromdichten zur Realisierung der aktiven Oxidation von Siliziumkarbid und die Simulation des Eintritts in die Atmosphäre des Planeten Mars, konnten erfüllt werden. Die Untersuchung der Strömungen hinsichtlich der Plasmazusammensetzung (Dissoziationsgrad) stellen zusammen mit der Möglichkeit, die Anlage mit einzelnen Gasen wie z.B. Sauerstoff betreiben zu können, die Grundlage für weitere Untersuchungen der Reaktionsmechanismen vor einer Hitzeschutzmaterialprobe dar.

Durch die Möglichkeit, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und qualifizierten Generatoren mit einer großen Zahl verschiedener Arbeitsgase einsetzen zu können, lassen sich in Zukunft für die Generatoren charakteristische Transportgrößen einzelner Gaskomponenten bestimmen. Vereinfacht wird dies durch die im idealisierten Fall vorliegende Rohrströmung in Verbindung mit der Leistungsbilanzierung während des Betriebs. Denkbar ist die Bestimmung von effektiven Wärmeleitfähigkeiten anhand abgeschätzter Temperaturgrenzschichtdicken oder mit Hilfe gemessener Grenzschichtdicken auf Basis von radialen Strahlungsprofilen im Rohr des IPG. Durch die Verwendung unterschiedlicher Materialien für das Plasmrohr des IPG, um so bei gleichen Bedingungen das Plasma unterschiedlich stark auszukühlen, kann neben der Temperatur die Temperaturgrenzschichtdicke im Rohr und die Wärmeleitfähigkeit des Plasmas variiert werden.

Mittelfristig bieten sich terrestrische Anwendungen an, zu denen Beschichtungsapplikationen und Entsorgungstechnologien gehören. So ist das erzielte Leistungsniveau von mehr als 55 kW im induktiv erzeugten Plasma sehr hoch, sodaß das Problem zu geringer Leistungsdichte, mit dem Entwickler im Bereich der Beschichtungstechnologien mit induktiven Plasmen zu kämpfen hatten, mit derartigen Quellen reduziert werden kann. In jüngster Zeit werden in Deutschland induktiv beheizte Plasmaquellen entwickelt, die Überschallströmungen bei hohen Enthalpien erzeugen sollen. Damit sollen differenzierte Schichten für Brennstoffzellen hergestellt werden. Tatsächlich werden diese Anforderungen von den Plasmaquellen IPG3, IPG4 und IPG5 bereits vollständig erfüllt, wobei die hohen Einsatzzeiten dieser Plasmaquellen ein weiterer Vorteil sind.

Summary

Within the scope of this work the inductively driven plasma wind tunnel PWK3 to investigate heat shield materials for space vehicles entering a celestial body's atmosphere has been built up, commissioned and qualified. Besides the construction and assembly of the facility the inductively heated plasma generators IPG3, IPG4 and IPG5 have been developed. These plasma generators were commissioned together with the plasma wind tunnel facility and qualified for both the simulation of atmospheric entry manoeuvres and basic tests in the field of material catalycity and oxidation behaviour. In addition to the computer-assisted measurement techniques for the performance and monitoring of the experiments a set of measurement techniques has been developed, commissioned and qualified. In particular there are the cavity calorimeter for the measurement of the thermal plasma power, the system EMR-200 to measure electric and magnetic fields, the Pearson current measurement system and the current measurement system HOKA-AC which was adapted and qualified for PWK3 in cooperation with Karrer and Hofer-Noser (Eidgenössische Technische Hochschule in Zürich). The Pearson current monitor has been modified with the support of the Institut für Leistungselektronik of University of Stuttgart and Pearson Inc. The applied measurement techniques have been used to characterise both the plasma generators and the plasma flow conditions in the plasma wind tunnel. For the latter probe techniques have been used as e.g. heat flux probes, material probes, wedge probes and Pitot pressure probes.

A family of inductively driven plasma generators IPG3, IPG4 and IPG5 has been developed in order to cope with the different demands of diverse applications. The understanding of both the functional behaviour of the facility and the plasma generators could be decisively improved due to the results of the performed measurements. The measured electrodynamic data as well as the power balances, which result from the measurement of plasma power and cooling powers, expand into the numerical simulation of plasma generator and facility. Here, parameters such as the number of capacitors of the resonant circuit, inductivity of the primary coil, wall thickness of the plasma tube as well as gas composition, gas mass flow rate and ambient pressure have been varied in order to perform an optimisation. In this manner a maximisation of efficiency and plasma power could be achieved for steady state high enthalpy conditions using oxygen as working gas.

The operational characteristics of the inductively driven plasma generators could be rebuilt using one-dimensional models based on averaged parameter. These models have also been applied as layout design tool for the development of further plasma generators such as IPG5. Here, the frequency dependancy of the induced plasma power, the optimisation of the efficiency, the maximisation of the power coupling as well as the explanation of observed and measured operational states using magneto-hydrodynamic processes are to be mentioned as examples. For instance there already had been algebraic models for the power coupling, however, the systematic investigation of the influx of the tube's wall thickness has been performed for the first time in this work. The models could be compiled using both phenomenological approaches such as equivalent circuit diagrams and the Maxwell equations. Together with thermodynamic equilibrium models for plasma composition, density, electrical conductivity as well as specific enthalpy these models represent the basis for the functional description of inductively heated plasma generators. The connection between electrodynamic and thermodynamic models resulted from an initial value problem by using the

calorimetrically measured mean enthalpies in order to determine the equilibrium temperature with the enthalpy model. This temperature is then used for the calculation of the electrical conductivity. Before this, a validation of the calculated electrical conductivities was performed using literature data. Having determined the electrical conductivity the skin depth was calculated which is a very important parameter for the understanding of the facility.

Concerning the flow conditions the facility enables both sub-sonic and super-sonic conditions which is a quite particular feature as most of the existing inductively driven plasma wind tunnels can cope with sub-sonic conditions only. The required conditions, e.g. the high steady state plasma powers as well as the heat fluxes in order to realise the active oxidation of silicon carbide – based heat shield materials and the simulation of atmospheric entries at Mars, could be put into effect. The investigation of the flow referring to its composition (dissociation degree) together with the possibility to operate the facility with single gases as e.g. oxygen represent a basis for further investigations of the reaction mechanisms in front of a heat shield material sample.

The possibility to operate the developed plasma generators with many different working gases provides the opportunity to determine characteristic transport coefficients of single gases. A simplification for such investigations can be seen in the assumption to consider an ideal tube flow in combination with the power balance during operation. For example the determination of effective heat conductivities using estimated thermal boundary layer thicknesses or measured thicknesses based on radiation profiles within the tube of the IPG. By the use of different tube materials in order to have diverse cooling rates for the plasma in the tube under the same facility conditions a variation of temperature, thermal boundary layer thickness and heat conductivity of the plasma can be performed.

In the medium-term terrestrial applications such as material coating and waste disposal technologies seem to be feasible using the inductively heated plasma generators developed in this work. The achieved plasma power levels are very high and, therefore, the well known problem of too low volumetric power densities can be reduced using these inductively heated plasma generators. Most recently inductively heated plasma generators enabling super-sonic flow conditions are being developed in Germany. With these plasma sources differentiated layers for fuel cells shall be produced. In fact, these requirements have already been solved with the development of the plasma sources IPG3, IPG4 and IPG5. Here, the high operating times represent a further advantage.

9 Literatur

Kapitel 1:

- [1.1] Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Herdrich, G., Laux, T., Schöttle, U., Wegmann, Th., Winter, M., *Entry Experiments at IRS – In-flight Measurement during Atmospheric Entries*, Space Technology Journal (ST), Vol. 23, Issue 4, Juli 2003.
- [1.2] Auweter-Kurtz, M., Wegmann, Th., *Overview of IRS Plasma Wind Tunnel Facilities*, von Karman Institute for Fluid Dynamics, RTO AVT/VKI Special Course on „Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows“, RTO EN-8, Rhode-Saint-Genèse, Belgien, Okt. 1999.
- [1.3] Hald, H., *Faserkeramiken für heiße Strukturen von Wiedereintrittsfahrzeugen – Simulation, Test und Vergleich mit experimentellen Flugdaten*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, Forschungsbericht 2001-17, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2001.
- [1.4] Curry, D.M., *Space Shuttle Orbiter Thermal Protection System Design and Flight Experience*, NASA Technical Memorandum 104773, Juli 1993.
- [1.5] Curry, D.M., Pham, V.T., Norman, I., Chao, D.C., *Oxidation of Hypervelocity Impacted Reinforced Carbon-Carbon*, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 37, N. 3, S. 310-317, Mai-Juni 2000.
- [1.6] Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H.L., Laure, S., *Plasma Generators for Re-entry Simulation*, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 6, S. 1053 - 1061, Nov./Dez. 1996.
- [1.7] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Hartling, M., Laux, T., *PYREX-KAT38: Temperature Measurement System for the X-38 Nose Structure TPS*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2nd Int. Symp. on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2001.
- [1.8] Chapman, D.R., *An approximate analytical Method for studying Entry into Planetary Atmospheres*, Ames Aeronautical Laboratory, Moffett Field, Kalifornien, National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) Technical Note 4276, Washington, Mai 1958.
- [1.9] Ferri, A., Feldman, L., Daskin, W., *The Use of Lift for Re-Entry from Satellite Trajectories*, Jet Propulsion, Vol. 27, Nr. 11, S. 1184-1191, Nov. 1957.
- [1.10] Lees, L., *Laminar Heat Transfer over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds*, Jet Propulsion, Vol. 26, Nr. 4, S. 259-269, April 1956.
- [1.11] Roomig, M.F., *Stagnation Point Heat Transfer for Hypersonic Flow*, Jet Propulsion, Vol. 26, Nr. 12, S. 1098-1101, Dez. 1956.
- [1.12] Detra, R.W., Kemp, N.H., Riddell, F.R., *Addendum to „Heat Transfer to Satellite Vehicles Re-entering the Atmosphere“*, Jet Propulsion, Vol. 27, Nr. 12, S. 1256-1257, Dez. 1957.
- [1.13] Hilfer, G., *Thermomechanical Ground Testing for X-38 Flight Qualification*, IABG mbH, Test and Analysis Center, Ottobrunn, Germany, 2nd Int. Symposium on Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2001.

- [1.14] Hilfer, G., *Experimentelle und theoretische Beiträge zur Plasma-Wand-Wechselwirkung keramischer Hitzeschutzmaterialien unter Wiedereintrittsbedingungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2000.
- [1.15] Örtel, H., *Aerothermodynamik*, 1. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1994.
- [1.16] Fertig, M., Dohr, A., Frühauf, H.-H., *Transport Coefficients for High-Temperature Nonequilibrium Air Flows*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 15, N. 2, S. 148-156, April-June 2001.
- [1.17] Stöckle, T., *Untersuchung der Oberflächenkatalyzität metallischer und keramischer Werkstoffe in Hochenthalpieströmungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Fortschritts-Berichte VDI, Reihe 5 Grund- und Werkstoffe / Kunststoffe, Nr. 596, VDI-Verlag Düsseldorf, 2000.
- [1.18] Goulard, R., *On Catalytic Recombination Rates in Hypersonic Stagnation Heat Transfer*, Jet Propulsion, Vol. 28, No. 11, Nov. 1958.
- [1.19] Auweter-Kurtz, M., Feigl, M. Winter, M., *Diagnostic Tools for Plasma Wind Tunnels and Re-entry Vehicles at the IRS*, RTO AVT/VKI Special Course on „Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows“, von Karman Institute for Fluid Dynamics, RTO EN-8, Rhode-Saint-Genèse, Belgien, Okt. 1999.
- [1.20] Bottin, B., *Aerothermodynamic Model of an Inductively-Coupled Plasma Wind Tunnel*, Thesis for „Docteur en Sciences Appliquées“, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Aeronautics/Aerospace Department, Okt. 1999.
- [1.21] Balat, M, Berjoan, R., *Oxidation of Sintered Silicon Carbide under Microwave-Induced CO₂ Plasma at High Temperature: Active--Passive Transition*, Journal of Applied Surface Science, Vol. 161, S. 434-442, 2000.
- [1.22] Bykova, N.G., Vasil’evskii, S.A., Gordeev, A.N., Kolesnikov, A.F., Pershin, I.S., Yakushin, M.I., *Determination of the effective Probabilities of catalytic Reactions on the Surfaces of Heat Shield Materials in dissociated Carbon Dioxide Flows*, Journal of Fluid Dynamics, Vol. 32, No. 6, S. 876-886, Feb. 1997.
- [1.23] Kuhn, M., *Vermessung des IPG4 zur Simulation atmosphärischer Manöver im Rahmen von Venus- und Marsmissionen*, Studienarbeit IRS-2001-S08, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Juli 2001.
- [1.24] O’Neil, W., Cazeau, Ch., *The Mars Sample Return Mission*, IAF-99-Q.3.02, 50th Int. Astronautical Congress, Amsterdam, Niederlande, Okt 1999.
- [1.25] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Endlich, P., *Mars Entry Simulation using the inductively heated Plasma Generator IPG4*, Engineering Note, Journal of Spacecrafts and Rockets Vol. 40, No. 5, 2003.
- [1.26] Endlich, P., Laure, S., Herdrich, G., *Mars Entry Simulation with Dust using an Inductively Heated Generator*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Paper AIAA–2002–3237, 22nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, St. Louis, Missouri, USA, Juni 2002.

- [1.27] Röck, W., *Simulation des Eintritts einer Sonde in die Atmosphäre des Saturnmondes Titan in einem Plasmawindkanal*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1998.
- [1.28] Park, Ch., *Stagnation-Point Radiation for Apollo 4 – A Review and Current Status*, Paper AIAA 2001-3070 35th AIAA Thermophysics Conference, Anaheim, Kalifornien, USA, Juni 2001.
- [1.29] Sagan, C., *Blauer Punkt im All*, Bechtermüntz Verlag, 1994.
- [1.30] Wright, M., Loomis, M., Papadopoulos, P., *Aerothermal Analysis of the Project Fire II Afterbody Flow*, Paper AIAA 2001-3065 35th AIAA Thermophysics Conference, Anaheim, Kalifornien, USA, Juni 2001.
- [1.31] Ch. Park, G. A. Raiche, D. M. Driver, *Radiation of Spalled Particles in Shock Layers*, Paper AIAA 2004-1349, 2004.
- [1.32] Endlich, P., Auweter-Kurtz, M., Herdrich, G., Löhle, S., Winter, M., *The inductively heated Plasma Wind Tunnel PWK3 as a Means for Emission Experiments to rebuild Radiation Test Cases*, International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry, IST/UTL, Lisbon, Portugal, Oktober 2003.

Kapitel 2:

- [2.1] Mekidéche, M.R., *Contribution à la modélisation numérique de torches de plasma d'induction*, Thèse de doctorat, Ecole doctorale sciences pour l'ingénieur de Nantes, Okt. 1993.
- [2.2] Persson, J., Yoshinaka, T., *OREX Thermal-Structural System Development*, ESA STR-238, Juli 1995.
- [2.3] Yamamoto, Y., Kai, T., Hozumi, K., *Numerical Rebuilding of Aerothermal Environments and CFD Analysis of Post Flight Wind Tunnel Tests for Hypersonic Flight Experiment HYFLEX*, Paper AIAA 2001-2899 35th AIAA Thermophysics Conference, Anaheim, Kalifornien, USA, Juni 2001.
- [2.4] Muylaert, J., Cipollini, F., Tumino, G., Kordulla, W., Saccoccia, G., Caporicci, M., Walpot, L., Ottens, H., *Preparing for Atmospheric Reentry with EXPERT's Help*, esa bulletin 114, S. 43-48, Mai 2003.
- [2.5] Trabandt, U., Schmid, Th., Werth, E., *Hot Structures & Control Surfaces on "HOPPER"*, 3rd Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003.
- [2.6] Röttger, Ch., Bickel, M., Dogili, M., Romberg, O., Fischer, W., Graue, R., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M.: *Structure and Material Technologies for RLV*, MAN Technologie AG, Augsburg, OHB System, Bremen, Astrium, Bremen, Kayser-Threde, München, Uni Stuttgart (IRS), Stuttgart, all Germany, 3rd Int. Symp. Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003.
- [2.7] Jacobson, N.S., Leonhardt, T.A., Curry, D.M., Rapp, R.A., *Oxidative attack of carbon/carbon substrates through coating pinholes*, Carbon, Vol. 37, S. 411-419, 1999.
- [2.8] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., *Kombinierte Induktorstrom- und E-Feldmessungen am induktiven Plasmagenerator IPG3*, DGLR-Jahrestagung Leipzig, DGLR-JT2000-36, Sept. 2000.
- [2.9] Carr, M.H., *Water on Mars*, Oxford University Press, 1996.
- [2.10] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H.L., Laux, T., Winter, M., *Operational Behavior of the Inductively Heated Plasma Source IPG3 for Re-entry Simulations*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 16, No. 3, S. 440-449, Juli-Sept. 2002.

- [2.11] Pauly, K., Knuth, S., Hettmer, M., Kalkum, F., *Die Mars Society Mars Ballon Mission*, Paper DGLR-JT2001-131, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongreß 2001, Hamburg, Germany, Sept. 2001.
- [2.12] Maraffa, L., Smith, A., Santovincenzo, A., Rouméas, R., Huot, J.-P., Scoon, G., *Aerothermodynamics Aspects of Venus Sample Return Mission*, 3rd Eur. Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, Niederlande, ESA-SP 426, 24.-26. Nov. 1998.
- [2.13] Rubio Garcia, V., Maraffa, L., Scoon, G., Rouméas, R., Seiler, R., *Mars Mini-Probes. Elements of Aerothermodynamics and Entry Trajectories*, 3rd Eur. Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, ESA-SP 426, 24.-26. Nov. 1998.
- [2.14] *Guide to Reference and Standard Atmosphere Models*, ANSI/AIAA G-003A-1996, Rev. of ANSI/AIAA, G-003A-1990, American National Standard, 1997.
- [2.15] *The Galileo Probe Mission to Jupiter*, Reprint from the Journal of Geophysical Research, veröffentlicht durch die American Geophysical Union, 2000 Florida Ave., N.W., Washington DC 20009, 1998.
- [2.16] Kolesnikov, A.F., Pershin, I.S., Vasil'evskii, S.A., Yakushin, M.I., *Study of Surface Catalycity in dissociated Carbon Dioxide subsonic Flows*, Russische Akademie der Wissenschaften, Moskau, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 37, No. 5, Sept.-Okt. 2000.
- [2.17] Pope, R.B., *Stagnation Point Convective Heat Transfer in Frozen Boundary Layers*, AIAA Journal, Vol. 6, No. 4, S. 619-626, 1968.
- [2.18] Fay, J.A., Riddell, F.R., *Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air*, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 25, No. 2, S. 73-85, 1958.
- [2.19] Marvin, J.G. and Pope, R.B., *Laminar Convective Heating and Ablation in the Mars Atmosphere*, AIAA Journal, Vol. 5, No. 2, pp. 240-248, 1968.
- [2.20] Laure, S., *Experimentelle Simulation der Staupunktströmung wiedereintretender Raumflugkörper und deren Charakterisierung mittels mechanischer Sonden*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1998.
- [2.21] Dröschel, M., *Grundlegende Untersuchung zur Eignung poröser Keramiken als Verdampferbauteile*, Dissertation, Institut f. Keramik im Maschinenbau, Universität Karlsruhe, 1997.
- [2.22] Jacobson, N.S., *Corrosion of Silicon-Based Ceramics in Combustion Environments*, Journal of the American Ceramic Society, Vol. 76, N. 1, S. 3-28, Jan. 1993.
- [2.23] Laux, T., *Untersuchungen zur Hochtemperaturoxidation von Siliziumkarbid in Plasmaströmungen*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2003.
- [2.24] Auweter-Kurtz, M., Hilfer, G., Habiger, H., Yamawaki, K., Yoshinaka, T., Speckmann, H.-D., *Investigation of Oxidation Protected C/C Heat Shield Material in Different Plasma Wind Tunnels*, Acta Astronautica, Vol. 45, No. 2, S. 93 - 108, 1999.
- [2.25] Hald, H., *Operational Limits for reusable STS due to physical Boundaries of C/SiC Materials*, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, Structures and Technologies Challenges for Future Launchers, 3rd Eur. Conference on Launcher Technology, Straßburg, Frankreich, Dez. 2001.

[2.26] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Laux, T., *X38/V201 Test Plan and Test Report (TSP/TR) for PYREX-KAT38/FM*, ESA-Report-Number X38-IRS-TSP/TR-PY011, Issue: 1, Rev. 0, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, März 2000.

[2.27] Kolesnikov, A.F., *The Concept of the Local Simulation for Stagnation Point Heat Transfer in Hypersonic Flows: Applications and Validation*, AIAA-2000-2515, 21st Advanced Measurement Technology and Ground Testing Conference, Denver, CO, Juni 2000.

Kapitel 3:

[3.1] Hittorf, W., *Ueber die Electricitätsleitung der Gase*, Ann. Phys. Chem., Band 21, S. 90-139, 1884.

[3.2] McKinnan, K.A., *On the Origin of the Electrodeless Discharge*, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 7., Vol. 8, N. 52, S. 601-616, Nov. 1929.

[3.3] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H., *New Inductively Heated Plasma Source for Reentry Simulations*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 14, N. 2, S. 244-249, April-Juni 2000.

[3.4] Thomson, J. J., *On the Discharge of Electricity through Exhausted Tubes without Electrodes*, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 5., Vol. 32, N. 197, S. 321-464, Okt. 1891.

[3.5] Herdrich, G., Lenzner, S., *Phänomenologische Beschreibung des HF-Generators mit Hilfe eines Transformatormodells*, Interner Bericht, Institut für Raumfahrtssysteme IRS-97-IB04, 1997.

[3.6] Eckert, H.U., *The hundred Year History of Induction Discharges*, Proc. of „The 2nd Annual Int. Conference of Chemistry and Technology“ (Ed. by Boenig, H.V.), 1984.

[3.7] Thomson, J. J., *The Electrodeless Discharge through Gases*, Philosophical Magazine and Journal of Science, Series 7., Vol. 4, No. 25, S. 1128-1160, Suppl., Okt. 1927.

[3.8] Freeman, M.P., Chase, J.D., *Energy-Transfer Mechanism and Typical Operating Characteristics for the Thermal rf Plasma Generator*, Journal of Applied Physics, Vol. 39, N. 1, S. 180-190, Jan. 1968.

[3.9] Eckert, H. U., *Diffusion Theory of the Electrodeless Ring Discharge*, Journal of Applied Physics, Vol. 33, N. 9, S. 2780-2788, Sept. 1962.

[3.10] Henrikson, B. B., Keefer, D. R., Clarkson, M. H., *Electromagnetic Field in Electrodeless Discharge*, Journal of Applied Physics, Vol. 42, N. 13, S. 5460-5464, Dez. 1971.

[3.11] Boulos, M.I., Gagne, R., Barnes, R., *Effect of Swirl and Confinement on the Flow and Temperature Fields in an Inductively Coupled r.f. Plasma*, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 58, S. 367-375, June 1980.

[3.12] Miller, R. C., Ayen, R. J., *Temperature Profiles and Energy Balances for an Inductively Coupled Plasma Torch*, Journal of Applied Physics, Vol. 40, No. 13, S. 5260-5273, Dez. 1969.

[3.13] Eckert, H. U., *Analysis of Thermal Plasmas Dominated by Radial Conduction Losses*, Journal of Applied Physics, Vol. 41, N. 4, S. 1520-1528, März 1970.

[3.14] Pridmore-Brown, D. C., *Numerical Study of the Inductive Electrodeless Discharge*, Journal of Applied Physics, Vol. 41, No. 9, S. 3621-3625, Aug. 1970.

- [3.15] Barnes, R.M., Nikdel, S., *Temperature and Velocity Profiles and Energy Balances for inductively coupled Plasma Discharge in Nitrogen*, Journal of Applied Physics, Vol. 47, N. 9, S. 3929-3934, Juli 1976.
- [3.16] Mostaghimi, J., Proulx, P., Boulos, M.I., *Parametric Study of the Flow and Temperature Fields in an Inductively Coupled r.f. Plasma Torch*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 4, N. 3, S. 199-217, 1984.
- [3.17] McKelliget, J.W., El-Kaddah, N., *The effect of coil design on material synthesis in an inductively heated plasma torch*, Journal of Applied Physics, Vol. 64, N. 6, S. 2948-2958, Sept. 1988.
- [3.18] Yang, P., Barnes R.M., Mostaghimi, J., Boulos, M.I., *Application of a two-dimensional Model in the Simulation of an analytical inductively coupled Plasma Discharge*, Spectrochimica Acta, Vol. 44B, No. 7, S. 657-666, 1989.
- [3.19] Gordeev, A.N., *Overview of Characteristics and Experiments in IPM Plasmatrons*, RTO AVT/VKI Special Course on „Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows“, von Karman Institute for Fluid Dynamics, RTO EN-1, Rhode-Saint-Genèse, Belgien, Okt. 1999.
- [3.20] Kolesnikov, A.F., *Combined Measurements and Computations of High Enthalpy and Plasma Flows for Determination of TPM Surface Catalycity*, RTO AVT/VKI Special Course on „Measurement Techniques for High Enthalpy Plasma Flows“, von Karman Institute for Fluid Dynamics, RTO EN-1, Rhode-Saint-Genèse, Belgien, Okt. 1999.
- [3.21] van den Abeele, D., Degrez, G., *An efficient Computational Model for inductive Plasma Flows*, Paper AIAA 98-2825, 29th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, Albuquerque, NM, USA, Juni 1998.
- [3.22] Lenzner, S., Auweter-Kurtz, M., Heiermann, J., Sleziona, P.C., *Energy Distribution in an Inductively Heated Plasma Wind Tunnel for Re-Entry Simulations*, 7th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, Albuquerque, NM, USA, Juni 1998.
- [3.23] Sleziona, P.C., Auweter-Kurtz, M., Schrade, H., *Computation of MPD flows and comparison with experimental results*, Int. Journal for Numerical Methods in Engineering, John Wiley & Sons Ltd, Vol. 34, 1992.
- [3.24] Kaeppler, H.J., *Die Grundgleichungen für eine vierkomponentige Magneto-Plasmaströmung mit Nichtgleichgewichtssionisation*, Bericht IPF-91-1, Institut für Plasmaforschung, Stuttgart, 1991.
- [3.25] Sleziona, P.C., *Non-equilibrium flow in arc heated wind tunnel*, *Hypersonic Flows for Reentry Problems*, Springer Verlag, Berlin / New York, Vol. 2, 1991.
- [3.26] Auweter-Kurtz, M., Boie, C., Habiger, H., Kaeppler, H.J., Kurtz, H., Sleziona, P.C., Wegmann, Th., Winter, M., *Numerische Simulation von MPD-Triebwerken und Vergleich mit durchzuführenden experimentellen Untersuchungen*, Au85/5-2, Abschlußbericht an die DFG, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1997.
- [3.27] Boie, C., Auweter-Kurtz, M., Kaeppler, H.J., Sleziona, P.C., *Numerical simulation of MPD thrusters on adaptive unstructured mesh*, Computational Fluid Dynamics, John Wiley & Sons, Ltd, 1994.

- [3.28] Gölz, Th., Auweter-Kurtz, M., Sleziona, P.C., Habiger, H., Kurtz, H., Riehle, M., Wegmann, Th., *Numerische Strömungsberechnung in einem thermischen Lichtbogentriebwerk mit Wasserstoff als Treibstoff*, IRS-96-P7, Au85/3-2, DFG-Abschlußbericht Nov. 1992 bis Dez.1995, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Sept. 1996.
- [3.29] Heiermann, J., Auweter-Kurtz, M., Sleziona, P.Ch., *Air and Argon RF Plasma Flow Simulation on Structured and Un-structured Meshes*, AIAA99-3496, 33rd Thermophysics Conference, Norfolk, VA, Juni/Juli 1999.
- [3.30] Lenzner, S., *Numerische Analyse der Plasmaströmung in einer induktiv beheizten Plasmaquelle*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Sept. 2000.
- [3.31] Heiermann, J., Auweter-Kurtz, M., Sleziona, P.C., Herdrich, G., *Numerical Evaluation of an Inductive Plasma Wind Tunnel Source on Structured and Unstructured Meshes*, 3rd Eur. Symp. on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, Niederlande, Nov. 1998.
- [3.32] Lenzner, S., Auweter-Kurtz, M., Heiermann, J., Sleziona, P.C., *Energy Partitions in Inductively Heated Plasma Sources for Re-Entry Simulations*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 14, No. 3, S. 388-395, Juli-Sept. 2000.
- [3.33] Muylaert, J., Cippolini, F., Auweter-Kurtz, M., Balat, M., Borelli, S., Conte, D., Enzian, A., Gülhan, A., Traineau, J.C., *European Plasma Working Group: Status of Activities and future Plans*, 4th Eur. Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles (ESTEC), Palermo, Italien, Oct./Nov.. 2002.
- [3.34] Gülhan, A., Vennemann, D., Yakushin, M., Zhestkov, B., *Comparative Oxidation Tests on Reference Material in two Induction Heated Facilities*, Acta Astronautica Vol. 38, Nr. 4-8, S. 501-509, 1996.
- [3.35] Antimov, N., *TSIMASH Capabilities for Aerogasdynamic and Thermal Testing of Hypersonic Vehicles*, AIAA 92-3962, 17th AIAA Aerospace Ground Testing Conference, Nashville, Tennessee, Juli 1992.
- [3.36] Timoshenko, V., *Facilities and Technologies for TPS Elements Thermal Testing*, 2nd Eur. Workshop on Thermal Protection Systems, Proceedings ESA-WPP-103, Feb. 1996.
- [3.37] van Ootegem, B., Leborgne, L., Vervisch, P., *Experimental Study of a Supersonic Turbulent Low Pressure Argon Plasma Jet*, Proceedings 3rd Eur. Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, ESTEC, Noordwijk, Niederlande, 24th-26th Nov. 1998.
- [3.38] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Laure, S., Löhle, S., Pidan, S., *IRS Ground-Testing Facilities: Thermal Protection System Development, Code Validation and Flight Experiment Development*, Paper AIAA-2004-2596, 24th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, Portland, Oregon, USA, Juni / Juli 2004.
- [3.39] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Desportes, A., Endlich, P., Kurtz, H., Laux, T., van Ootegem, B., Vervisch, P., *Experiments at the Inductively Heated Plasma Wind Tunnels of CORIA and IRS*, by Institut für Raumfahrtssysteme (IRS), Stuttgart, Germany and by Interprofessional Aero-thermo-chemistry Research Complex (CORIA), Université de Rouen, France, Paper AIAA-2002-2711, 22nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, St. Louis, MI, USA, June 2002.

- [3.40] Fasholz, J., Decker, E., and Röttgen, H., *Induktive Erwärmung*, Ed. RWE Energie AG, Abtlg. Anwendungstechnik, 4. Ed. 1991.
- [3.41] Chabert, P., Lichtenberg, A.J., Lieberman, M.A., Marakhtanov, A.M., *Instabilities in low-pressure electronegative inductive discharges*, Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of California, Berkeley, April 2002.
- [3.42] F. Vilbig, *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik*, Vol. 2, Akademische Verlagsges. m. b. H., Frankfurt am Main 1958.
- [3.43] *Technical Specification of the rf-capacitors and the Triode RS 3300 CJ of the PWK3-IPG energy supply*, Fritz Düsseldorf GmbH., 1997.
- [3.44] Schweirer, E., persönliches Gespräch, Fa. Hüttinger GmbH, Sept. 2003.
- [3.45] Eckhardt, E., persönliches Gespräch, Fa. Fritz Düsseldorf GmbH, Juni 1998.
- [3.46] Wantuck, P., and Watanabe, H., *Radio Frequency (RF) Heated Supersonic Flow Laboratory*, AIAA-90-2469, AIAA/SAE/ASME/ASEE 26th Joint Propulsion Conference, Orlando, FL, USA, Juli 1990.
- [3.47] Herdrich, G., Endlich, P., Kurtz, H., Laux, T., *Eine Prozedur zur Deaktivierung hochenthalper CO₂-Plasmaströmungen in der induktiv beheizten Anlage PWK3*, Interner Bericht IRS-2001-IB-04, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2001.
- [3.48] Hering, Martin, Stohrer, *Physik für Ingenieure*, VDI Verlag, Düsseldorf, 1992.
- [3.49] Nährmann, D., *Das große Werkbuch Elektronik: Das große Arbeitsbuch mit Entwurfsdaten, Tabellen und Grundschaltungen für alle Bereiche der angewandten und praktischen Elektronik*, 4., neu bearb. u. erw. Aufl., München : Franzis, 1984.
- [3.50] Habiger, E. (Hrsg.), *Handbuch Elektromagnetische Verträglichkeit*, Verlag Technik GmbH Berlin München, 2. stark bearbeitete Aufl., 1992.
- [3.51] *Anleitung zur Durchführung der Anzeige ortsfester Amateurfunkanlagen nach §9 der Verordnung über das Nachweisverfahren zur Begrenzung elektromagnetischer Felder*, Regulierungsbehörde für Telekommunikation und Post, Abteilung technische Regulierung Telekommunikation, Referat 414, Sept. 2002.
- [3.52] *Verordnung über elektromagnetische Felder*, 26. BImSchV v. 16.12.1996.
- [3.53] Jeromin, G., *Die elektromagnetische Verträglichkeit. Ein Kriterium für die Produktqualität*, Regulierungsbehörde für Telekommunikation und Post, Mainz 2002.
- [3.54] Bernhardt, J.H., *Gesundheitliche Aspekte des Mobilfunks*, Deutsches Ärzteblatt 96, Heft 13, S. A-845-A-852, April 1999.
- [3.55] Schallner, M., Waldmann, J., Hübner, S., Landstorfer, F., Keller, H., Bitzer, R., *The Influence of the Human Body on Electric and Magnetic Field Components in the Immediate Vicinity of the Body*, Institut für Hochfrequenztechnik, Universität Stuttgart, Fa. Wandel & Goltermann, Frequenz Zeitschrift für Telekommunikation, 52, 9-10, Reprint Wandel & Goltermann, 1998.
- [3.56] *Guidelines for limiting Exposure to time-varying electric, magnetic and electro-magnetic fields (up to 300 GHz)-ICNIRP Guidelines*, Int. Commission for Non-Ionizing Radiation Protection, Health Physics, Vol. 74, N. 4, S. 494-522, April 1998.

- [3.57] Auweter-Kurtz, M., *Zur Dynamik der mit Kaltgas angeströmten Lichtbogensäule*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1985.
- [3.58] Gudmundsson, J.T., Lieberman, M.A., *Magnetic Induction and Plasma Impedance in a Cylindrical Inductive Discharge*, Journal of Plasma Sources Science and Technology, Vol. 6, S. 540-550, 1997.
- [3.59] Lunze, K., *Berechnung elektrischer Stromkreise*, Verlag Technik Berlin, 15. Aufl., 1990.
- [3.60] Lee, Y.T., Lieberman, M.A., Lichtenberg, A.J., Bose, F., Baltes, H., Patrick, R., *Global model for high-pressure electronegative radio-frequency discharges*, Journal of Vacuum Sciences and Technologies A-Vacuum, Surfaces, and Films, Vol. 15, N. 1, S. 113-126, Jan./Feb. 1997.
- [3.61] *NRL Plasma Formulary*, Naval Research Laboratory, 2000.
- [3.62] *Lexikon der Physik*, Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin, 2000.
- [3.63] Mensing, A.E., Boedeker, L.R., *Theoretical Investigations of R-F Induction Heated Plasmas*, NASA Contractor Report, NASA CR-1312, April 1969.
- [3.64] Simpson, P.G., *Induction Heating- Coil and System Design*, McGraw- Hill, New York, 1960.
- [3.65] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H., Laux, T., Schreiber, E., *Investigation of the Inductively Heated Plasmagenerator IPG3 Using Injection Rings of Different Geometries*, AIAA-00-2445, 21st Advanced Measurement Technology and Ground Testing Conference, Denver, CO, USA, Juni 2000.
- [3.66] Raizer, Y.P., *Gas Discharge Physics*, Springer Verlag, 1991.
- [3.67] Dresvin, S.V. (Hrsg.), *Physics and Technology of Low-Temperature Plasmas*, Moskau, Atomizdat, 1972, Englische Ausgabe: The Iowa State University Press, Ames, USA, 1977.
- [3.68] Mostaghimi, J., Boulos, M. I., *Two-Dimensional Electromagnetic Field Effects in Induction Plasma Modelling*, Plasma Chemistry and Plasma Processing, Vol. 9, N. 1, S. 25-44, 1989.
- [3.69] Timoshenko, Goodier, *Theory of Elasticity*, 3. Aufl., McGraw-Hill Book Company, 1970.
- [3.70] Nacke, B., Wrona, E., *Vorlesung Elektrothermische Verfahren*, Vorlesungsmanuskript, Institut für Elektrothermische Prozesstechnik, Universität Hannover, 2002.
- [3.71] Boulos, M.I., *Thermal Plasmas: Technology and Applications*, Vol. 2, 6th Int. Symposium on Plasma Chemistry, Montreal, Quebec, Kanada, Juli 1983.
- [3.72] Herdrich, G., Laux, T., *Experimente am induktiv beheizten Plasmawindkanal des CORIA*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Interner Bericht, IRS-2001-IB2, 2001.
- [3.73] Weber, J., *Untersuchung der Wärmeflussdichte eines induktiv erzeugten, unterexpandierten Überschall-Plasmastrahls auf eine senkrechte, ebene Platte*, Diplomarbeit IAG, Universität Stuttgart, 2002.

Kapitel 4

- [4.1] Waters, Ch., *Current Transformers Provide Accurate, Isolated Measurements*, Technischer Bericht, Pearson Electronics Inc., Palo Alto, CA, USA.
- [4.2] *Technische Spezifikation des Strommeßsystems Pearson 6247*, 6247 SPX-990811, Pearson Electronics Inc., Palo Alto, CA, USA, 1999.

- [4.3] Karrer, N., *Hochdynamische Erfassung elektrischer Ströme über stossfrei verkoppelte Wandler*, Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 8 Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik, Nr. 946, VDI-Verlag Düsseldorf, 2002.
- [4.4] Karrer, N., Hofer-Noser, P., *A New Current Measuring Principle for Power Electronic Applications*, Proceedings of ISPSD 1999, Electrical Engineering and Design Lab (EEK), Swiss Federal Institute of Technology, ETH Zürich, 1999.
- [4.5] 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*, Eur. Power Electronics Conference, Toulouse, Frankreich, September 2003.
- [4.6] U. Frick, *Technische Information zum EMR-200*, Telemeter Electronic, Vertriebspartner für Hochschulen und Forschungsinstitute von Narda Safety Test Solutions, 2002.
- [4.7] Laux, T., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., *Mechanische Sonden für Materialtests und Plasmadiagnostik am IRS –The Next Generation*, DGLR-Jahrestagung Hamburg, Paper DGLR-JT2001-167, Sept. 2001.
- [4.8] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Habiger, H., *Pyrometric Temperature Measurements on Thermal Protection Systems*, GAMM Tagung 1998, ed. ZAMM 79, Suppl. 3, S. S945-S946, 1999.
- [4.9] Spurk, J.H., *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*, Springer-Verlag, 4. Aufl., 1996.
- [4.10] *Equations, Tables and Charts for Compressible Flow*, AMES Research Staff, NACA Report 1135, Ames Aeronautical Laboratory, Moffet Field, Kalifornien, USA, 1953.
- [4.11] Andriatis, A.V., Sokolowa, I.A., *Oxygen. Transport and Thermodynamic Properties*, Matematicheskoe Modelirovanie (auf Russisch), Vol. 6, Nr. 10, S. 88-128, 1994.
- [4.12] Sokolowa, I.A., *Nitrogen. Transport and Thermodynamic Properties*, Matematicheskoe Modelirovanie (auf Russisch), Vol. 9, Nr. 6, S. 114-127, 1997.
- [4.13] Bird, G.A., *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon Press, Oxford, 1994.

Kapitel 5

- [5.1] Bronstein, I.N., Semandjajew, K.A., *Taschenbuch der Mathematik*, 24. Aufl. Hrsg. Grosche, G., Ziegler, V., Ziegler, D., Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1989.
- [5.2] Colpo, P., Ernst, R., Rossi, F., *Determination of the equivalent circuit of inductively coupled plasma sources*, Journal of Applied Physics, Vol. 85, N. 3, S. 1366-1371, Feb. 1999.
- [5.3] Eckhardt, H.J., persönliche Kommunikation, 05.10.1997.
- [5.4] Kupfmüller, K., *Einführung in die theoretische Elektrotechnik*, Springer, Berlin, 11. Auflage, 1984.
- [5.5] Boulos, M.I., persönliches Gespräch, Sherbrooke, Kanada, Juni 2000.
- [5.6] Sleziona, Ch., *Hochenthalpieströmungen für Raumfahrtanwendungen*, Habilitation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1998.

Kapitel 6:

- [6.1] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., *Algebraische Analyse der Temperaturverhältnisse in Sauerstoff und Stickstoffplasmen*, Institut für Raumfahrtssysteme, Interner Bericht IRS-2003-IB13, 2003.
- [6.2] Frohn, A., *Einführung in die Thermodynamik*, Studententext, 2. überarbeitete Aufl., Aula-Verlag Wiesbaden, 1989.
- [6.3] *NIST Online Databases*, Standard Reference Data Program, Chemistry WebBook, 2000.
- [6.4] *JANAF Thermochemical Tables*, National Standard Reference Data System, NSRDS-NBS 37, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 2nd Edition, Juni 1971.
- [6.5] Gupta, R.N., Yos, J.M., Thompson, R.A., Lee, K.-P., *A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for an 11-Species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K*, NASA Reference Publication 1232, 1990.
- [6.6] Woolley, H.W., *Effect of Dissociation on Thermodynamic Properties of pure diatomic Gases*, National Bureau of Standards, National Advisory Committee for Aeronautics, NACA, Technical Note 3270, Washington, 1955.
- [6.7] Hansen, C.F., *Approximations for the Thermodynamic and Transport Properties of High-Temperature Air*, National Bureau of Standards, National Advisory Committee for Aeronautics, NACA, Technical Note 4150, Washington, 1958.
- [6.8] Unsöld, A., *Physik der Sternatmosphären*, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, Berichtiger Nachdruck der 2. Aufl., 1968.
- [6.9] Laux, C., O., *Optical Diagnostics and Radiative Emission of Air Plasmas*, HTGL Report No. T-288, Stanford University, CA, USA, Aug. 1993.
- [6.10] Herzberg, G., *Molecular Spectra and Molecular Structure: Vol. I, Spectra of Diatomic Molecules*, D. Van Nostrand Company, LTD, 1950.
- [6.11] Haken, H., Wolf, H. C., *Molekülphysik und Quantenchemie*, Axel Springer Verlag, 1992.
- [6.12] Lago, V., *Mésure des températures électroniques et rotationnelles dans des jets supersoniques dans des plasmas d'air et d'azote*, thèse pour obtenir le titre de docteur en sciences, Université Paris XI, 1993.
- [6.13] Tipler, P.A., *Physik*, Spektrum Akademischer Verlag, 1994.
- [6.14] Drellishak, K.S., Aeschliman, D.P., Cambel, A. B., *Tables of Thermodynamic Properties of Argon, Nitrogen and Oxygen Plasmas*, Gas Dynamics Laboratory, Northwestern University, Evanston, Illinois, Technical Documentary Report No. AEDC-TDR-64-12, 1964.
- [6.15] Sleziona, P.C., *Numerische Analyse der Strömungsvorgänge in magnetoplasmadynamischen Raumfahrtantrieben*, Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1992.
- [6.16] Devoto, R.S., Capitelli, M., *Transport Coefficients of high-temperature Nitrogen*, Physics of Fluids, Vol. 16, Seite 1835, 1973.
- [6.17] Yos, J.M., Rudis, R.P., Morris, J.C., *Measurements of electrical and thermal Conductivity of Hydrogen, Nitrogen and Argon at high Temperatures*, Physics of Fluids, Vol. 13, Seite 608, 1970.

- [6.18] Yos, J.M., *Transport Properties of Nitrogen, Hydrogen, Oxygen, and Air to 30.000 K*, Technical Memorandum RAD-TM-63-7, Contract AF33(616)-7578, Task 73603, erstellt für Aeronautical Systems Division, Air Force Systems Command, United States Air Force, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, Nachdruck Aug. 1963.
- [6.19] Flügge, S. (Hrsg.), *Handbuch der Physik*, Band XXII, Gasentladungen II, S. 254-443, Springer Verlag, 1956.
- [6.20] Schrade, H.O., Bez, W., Höcker, K.H., Käppeler, H.J., *Zur Theorie der Ohm'schen Heizung vollionisierter Plasmen*, Zeitschr. f. Naturforschung Bd. 15a, Heft 2, S. 155, 1960.
- [6.21] Itikawa, Y., *Electron-Atom Momentum-Transfer Cross Sections*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 14, No. 1, July 1974.
- [6.22] Boulos, M.I., Fauchais, P., Pfender, E., *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications*, Vol. 1, Plenum Press New York / London, 1994.
- [6.23] Devoto, R.S., *Transport Coefficients of ionized Argon*, Physics of Fluids, Vol. 16, S. 616, 1973.
- [6.24] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., *Beschreibung von Ramsauerstoßquerschnitten zur Berechnung von Transportkoeffizienten*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Interner Bericht, IRS-2002-IB1, 2002.

Kapitel 7:

- [7.1] Küchler, A., *Hochspannungstechnik*, VDI Verlag, Düsseldorf.
- [7.2] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., *Experimentelle Untersuchung induktiver Radiofrequenz-Plasmageneratoren und deren Gasströmungen zur Simulation des Atmosphärenwiedereintritts von Raumflugkörpern*, DFG-Zwischenbericht Forschungsvorhaben Au85/15-1, Juni 2003.
- [7.3] *VDI-Wärmeatlas*, VDI Verlag GmbH, Düsseldorf 1988.
- [7.4] Svehla, R., *Transport Coefficients for the NASA Lewis Chemical Equilibrium Program*, NASA Technical Memorandum 4647, 1995.
- [7.5] Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Frühauf, H.-H., Herdrich, G., Laux, T., *FESTIP Technology Developments in Aerothermodynamics for Reusable Launch Vehicles Phase 2, 1999*, Final Technical Report, IRS-99-P13, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Dez. 1999.
- [7.6] Auweter-Kurtz, M., Herdrich, G., Komurasaki, K., Laux, T., *Probe Measurements and Laser Absorption Spectroscopy on the IRS IPG3 Plasma Plume*, Paper AIAA-2001-2732, 35th Thermophysics Conference, Anaheim, CA, USA, Juni 2001.
- [7.7] Endlich, P., Auweter-Kurtz, M., Herdrich, G., Universität Stuttgart, S. Laure – Dr. Laure Plasmatechnologie GmbH, *Simulation of Mars Entry Conditions Including Dust Particles*, 3rd Int. Symposium Atmospheric Re-entry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003.
- [7.8] Fasoulas, S., *Experimentelle und theoretische Charakterisierung einer hochenthalpen Stickstoffströmung zur Wiedereintrittssimulation*, Dissertation, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1995.
- [7.9] Kolesnikov, A.F., Marraffa, L., *An Analysis of Stagnation Point Thermochemical Simulation by Plasmatron for Mars Probe*, Paper AIAA-99-3564, 33rd Thermophysics Conference, USA, Norfolk, Virginia, Juni/Juli 1999.

10 Anhänge

Die folgenden Kapitel liefern Zusatzinformationen, die den Hauptteil der Arbeit ergänzen. Sie geben zusätzliches Detailwissen, teilweise jedoch auch bestätigende Informationen.

10.1 Anhang A: Numerische Simulation der Plasmaquelle IPG3

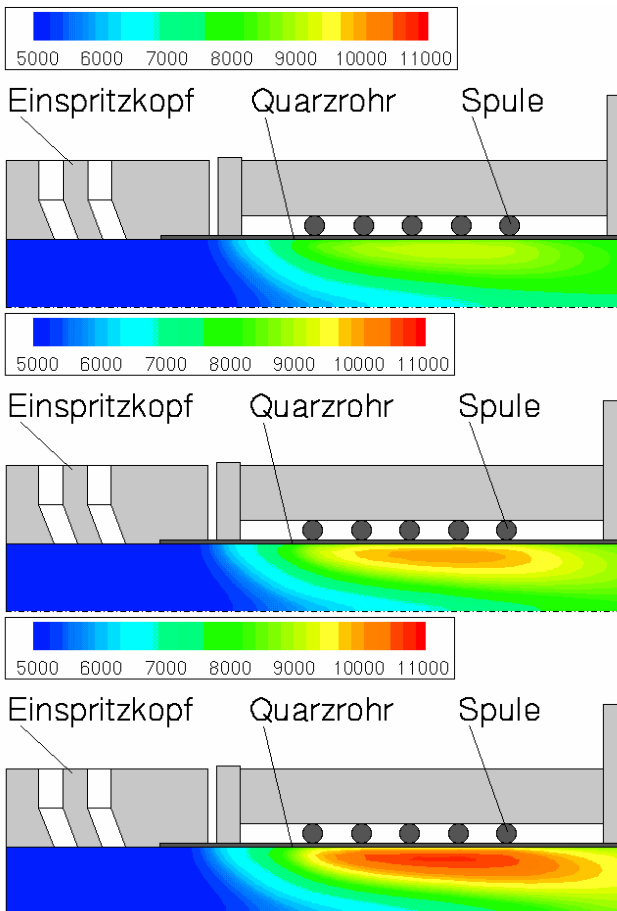


Bild A-1: T_e im IPG3 für $I_{Spule,eff} = 200$ A, 300 A und 400 A (von oben nach unten)

Die folgenden Bilder zeigen die Simulationsergebnisse mit $p_{amb} = 40$ Pa für die Sauerstoffbedingung 2 gemäß Tabelle 7.2-1, die in den Kapiteln 3.2 und 7 untersucht wurde. Dabei wurde die Spulenstromstärke in 100 A-Schritten variiert, wobei der Maximalwert 400 A dem in Kapitel 7 ermittelten Meßwert entspricht. Für die Frequenz $f_{5,5;4}$ wurden 636 kHz (Kapitel 3.2) eingesetzt, der Massenstrom beträgt 3 g/s.

Bild A-1 zeigt die Elektronentemperatur T_e für die Spulenstromstärken 200, 300 und 400 A. Man sieht, wie sich die heiße Zone im Bereich der 4. Spulenwindung entwickelt und mit $I_{Spule} = 400$ A einen Maximalwert von etwa 11000 K erreicht. Vergleicht man diesen Wert mit den in Kapitel 7.1.3 bestimmten Wert für T_δ von etwa 9500 K ($P_{Kal} = 28$ kW), so läßt sich trotz der Einfachheit des dort verwendeten Modells eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung erkennen.

Analog ist in Bild A-2 die ψ_e -Verteilung im Generator gezeigt. Geht man von den in Kapitel 6.1.2 abgeleiteten Gleichgewichtsmodellen

aus, so ergibt sich mit der im beheizten Ring bestimmten Temperatur T_δ ein ψ_e -Wert von etwa 0,17 ($\alpha \approx 0,195$). Dieser Wert unterschätzt den in Bild A-2 für $I_{Spule} = 400$ A dargestellten Maximalwert von 0,2, korrespondiert allerdings immer noch recht gut, wenn man davon ausgeht, daß es sich um einen eindimensionalen Effektivwert handelt.

Bild A-3 veranschaulicht die Verteilung des Dissoziationsgrades für die drei verschiedenen Spulenstromstärken. Man kann leicht erkennen, daß mit zunehmender Stromstärke die Strömung am Generatorausgang immer mehr vollständig dissoziiert ist, bis schließlich bei $I_{Spule} = 400$ A die ganze Strömung im Austrittsquerschnitt vollständig dissoziiert ist. In Kapitel 7.2 werden anhand gemessener Strömungsfelder und Wärmeflußverteilungen Enthalpien in der Strömung bestimmt und mit den Gleichgewichtsruheenthalpien aus Kapitel 6 verglichen. Es zeigt sich in Kapitel 7.2, daß mit diesen Messungen zusammen mit den Modellen der Strahl in einer großen Zone im Plasmawindkanal vollständig dissoziiert ist. Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem Ergebnis für $I_{Spule} = 400$ A in Bild A-3 überein.

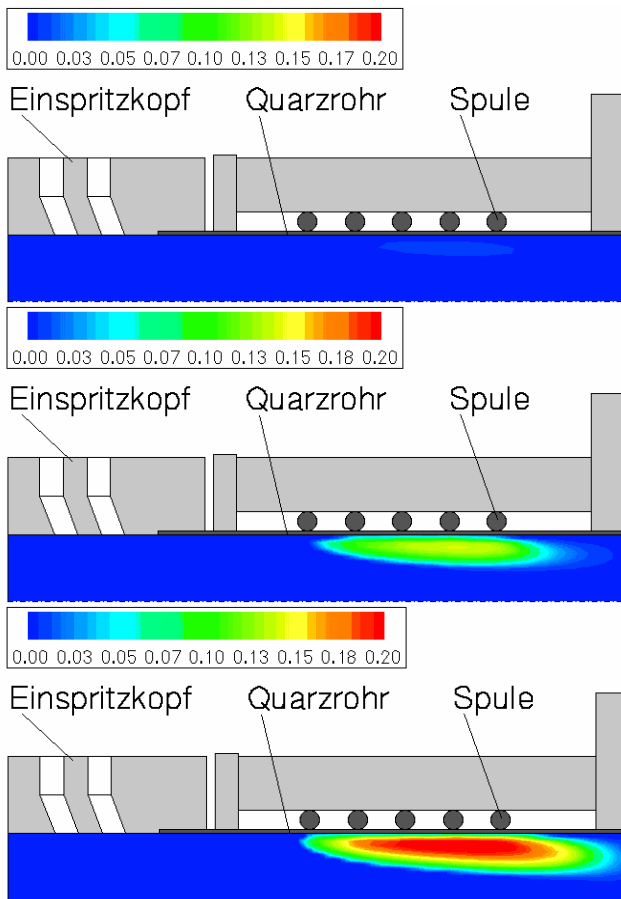


Bild A-2: ψ_e im IPG3 für $I_{\text{Spule,eff}} = 200 \text{ A}$, 300 A und 400 A (von oben nach unten)

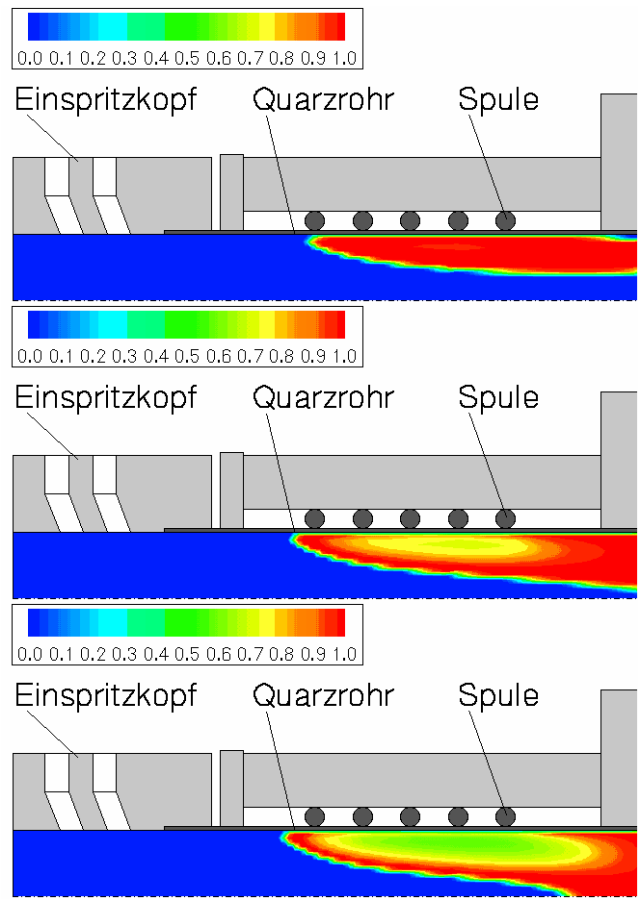


Bild A-3: Δ im IPG3 für $I_{\text{Spule,eff}} = 200 \text{ A}$, 300 A und 400 A (von oben nach unten)

10.2 Anhang B: RI-Fließdiagramm des PWK3

Zur detaillierten Beschreibung der innerhalb dieser Arbeit aufgebauten Versuchsanlage wurde ein Rohrleitungs- und Instrumentenfließbild nach DIN 19227 und 28004 erstellt. Diese Darstellung hat verschiedene Vorteile. Jedes Meßsystem ist durch einen Kreis dargestellt. Der Kreis besteht aus zwei Bereichen, die Informationen über die Durchführung der Messung geben. Folgende Eigenschaften sind dem RI-Schema zu entnehmen:

Die Meßstelle, ihre Verbindung mit dem Rechner (die untere Nummer entspricht dem Meßkanal der Datenerfassung), ihr Typ (1. Buchstabe: T: Temperatur, F: Durchfluß, G: Geometrie, P: Druck, E: Elektrische Größe; 2. Buchstabe: I: Meßwertanzeige; Dritter Buchstabe: R: Meßwertregistrierung).

Je Experiment werden bis zu 30 Meßkanäle simultan erfaßt und über ein zentrales Auswertprogramm aufgezeichnet.

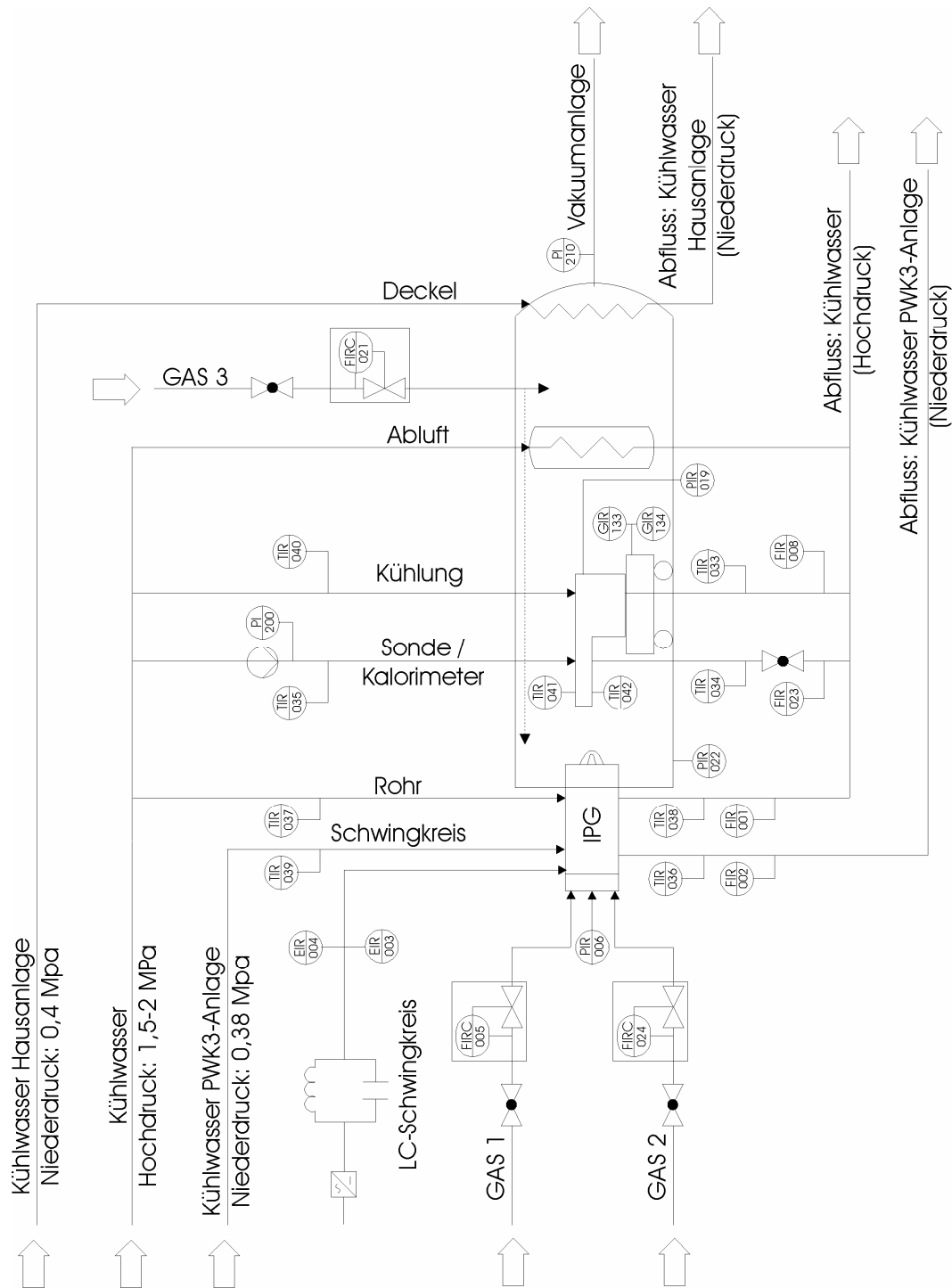


Bild B-1: RI-Fließdiagramm des PWK3

10.3 Anhang C: Differentialgleichungen der elektromagnetischen Feldgrößen

10.3.1 Nichtleitendes Medium

Bei Annahme harmonischer Vorgänge und unter der Voraussetzung, daß die elektrische Leitfähigkeit Null ist, lassen sich aus den Maxwell-Gleichungen die Differentialgleichungen für die elektrische Feldstärke und die magnetische Feldstärke vektoranalytisch berechnen, d.h. eine Separation der Feldgrößen ist hier möglich. Die ersten beiden Maxwell-Gleichungen vereinfachen sich zu:

$$\operatorname{rot}(\vec{H}) = i \varepsilon_0 \omega \vec{E}, \quad (\text{C-1})$$

$$\text{rot}(\vec{E}) = -i\mu_0\omega\vec{H} . \quad (\text{C-2})$$

Wendet man auf beide Gleichungen den Rotationsoperator an und eliminiert jeweils eine der beiden Feldgrößen, so erhält man:

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{E})) + \varepsilon_0\mu_0\omega^2\vec{E} = 0 \quad (\text{C-3})$$

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{H})) + \varepsilon_0\mu_0\omega^2\vec{H} = 0 \quad (\text{C-4})$$

Die allgemeine Vektoroperation

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{V})) = \text{grad}(\text{div}(\vec{V})) - \Delta\vec{V} \quad (\text{C-5})$$

führt zusammen mit den Gleichungen 5-3b und 5-4c (3. und 4. Maxwellgleichung) auf

$$\Delta\vec{E} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\vec{E} = 0 \quad (\text{C-6})$$

und

$$\Delta\vec{H} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\vec{H} = 0 . \quad (\text{C-7})$$

Dabei ist λ die Wellenlänge. Diese Vektorgleichungen sind unter den getroffenen Annahmen und Vereinfachungen die Ausgangsgleichungen zur Berechnung von Strom- und Feldverteilungen für die dielektrische Erwärmungsvorgänge, d.h. Kondensatorfeld- und Mikrowellenerwärmung.

10.3.2 Elektrisch leitende Plasmen

Bei Vernachlässigung der Verschiebungsstromdichte, Annahme harmonischer Vorgänge (Gleichung 5-5) und unter der Annahme einer konstanten effektiven Leitfähigkeit im Plasma lassen sich aus den Maxwell-Gleichungen die Differentialgleichungen für die elektrische Feldstärke und die magnetische Feldstärke vektoranalytisch berechnen, d.h. eine Separation der Feldgrößen ist hier möglich. Die ersten beiden Maxwell-Gleichungen vereinfachen sich unter Verwendung von Gleichung 3.2-21 zu:

$$\text{rot}(\vec{H}) = \sigma_{\text{eff}}\vec{E} , \quad (\text{C-8})$$

$$\text{rot}(\vec{E}) = -i\mu_0\omega\vec{H} . \quad (\text{C-9})$$

Wendet man auf beide Gleichungen den Rotationsoperator an und eliminiert jeweils eine der beiden Feldgrößen, so erhält man:

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{E})) + i\mu_0\omega\sigma_{\text{eff}}\vec{E} = 0 \quad (\text{C-10})$$

$$\text{rot}(\text{rot}(\vec{H})) + i\mu_0\omega\sigma_{\text{eff}}\vec{H} = 0 \quad (\text{C-11})$$

Die allgemeine Vektoroperation gemäß Gleichung C-5 führt zusammen mit den Gleichungen 5-3b und 5-4c (3. und 4. Maxwellgleichung) auf

$$\Delta\vec{E} - i\mu_0\omega\sigma_{\text{eff}}\vec{E} = 0 \quad (\text{C-12})$$

und

$$\Delta \vec{H} - i\mu_0 \omega \vec{\sigma}_{\text{eff}} \vec{H} = 0. \quad (\text{C-13})$$

Diese Vektorgleichungen sind unter den getroffenen Annahmen und Vereinfachungen die Ausgangsgleichungen zur Berechnung von Strom- und Feldverteilungen in elektrisch leitenden Medien.

10.4 Anhang D: Analyse der Rayleigh-Formel

Abgesehen von der Rayleigh-Formel zur eindimensionalen Berechnung der Machzahl in Abhängigkeit des Verhältnisses p_{tot}/p_1 sind die meisten Gleichungen zur eindimensionalen Charakterisierung von Strömungen, insbesondere auch senkrechter Stöße, geschlossen lösbar. In den meisten Fällen stellt die entweder numerisch zu berechnende oder graphisch zu ermittelnde Machzahl (Bild 4.2-2) eine wichtige Eingangsgröße für die Berechnung solcher Systeme dar. Im folgenden wird daher eine genaue Näherungsgleichung analysiert, mit deren Hilfe dieses Problem umgangen werden kann. Aus der bekannten Gleichung [4.9, 4.10]

$$\frac{\frac{\gamma+1}{2} M_{a1}^2}{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_{a1}^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}\right)^{\frac{1}{\gamma}}} = \left(\frac{p_{\text{tot},2}}{p_{\text{amb}}}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (\text{D-1})$$

wird nach einigen Äquivalenzumformungen die in Kapitel 4.2.1 dargestellte Gleichung

$$Ma_1^{2\gamma} - C\gamma \left(\frac{p_{\text{tot},2}}{p_1}\right)^{(\gamma-1)} Ma_1^2 + C \frac{(\gamma-1)}{2} \left(\frac{p_{\text{tot},2}}{p_1}\right)^{(\gamma-1)} = 0,$$

wobei $C = (2/(\gamma+1))^{(\gamma+1)}$. Die numerische Auswertung dieser Gleichung ist in Kapitel 4.2.1 dargestellt. Formt man diese Gleichung weiter um, so erhält man

$$Ma_1^2 \left(Ma_1^{2(\gamma-1)} - C\gamma \left(\frac{p_{\text{tot},2}}{p_1}\right)^{(\gamma-1)} \right) = -C \frac{(\gamma-1)}{2} \left(\frac{p_{\text{tot},2}}{p_1}\right)^{(\gamma-1)} \quad (\text{D-2})$$

Eine Analyse der Einzelterme ergibt, daß der rechte Term der Gleichung insbesondere bei grösseren Druckverhältnissen relativ klein gegenüber der linken Seite ist, wobei die Abhängigkeit zu γ sehr gering ist. Damit läßt sich eine Näherungsgleichung angeben

$$Ma_1 \approx \sqrt{\left(C\gamma\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \left(\frac{p_{\text{tot},2}}{p_1}\right)}, \quad (\text{D-3})$$

die im folgenden Diagramm mit der Rayleigh-Formel (leere Symbole) verglichen wird.

Bild D-2 zeigt die relative Abweichung. Es zeigt sich eine sehr geringe Abweichung zu γ , die mit zunehmendem p_{pitot}/p_1 sehr stark abnimmt. Bereits bei $p_{\text{pitot},2}/p_1 > 5$ wird eine Genauigkeit von 5 % erzielt, für $p_{\text{pitot},2}/p_1 > 12$ erhält man

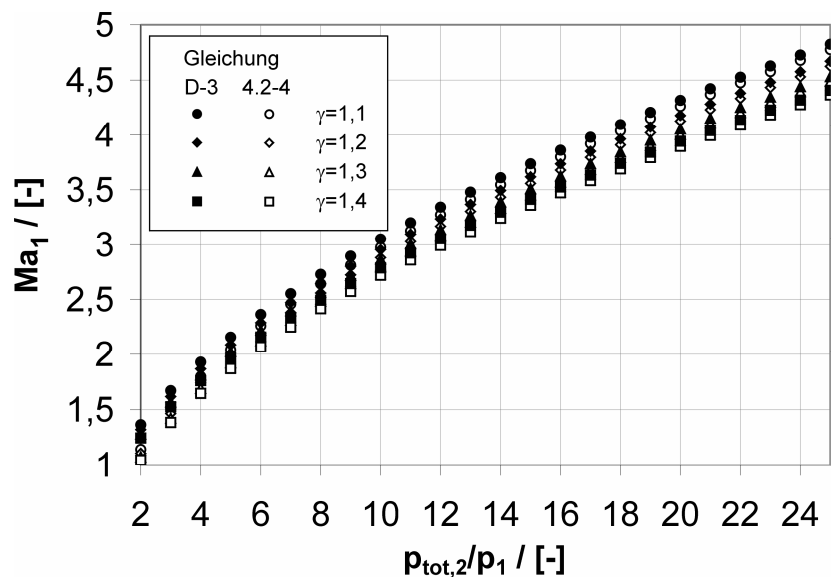
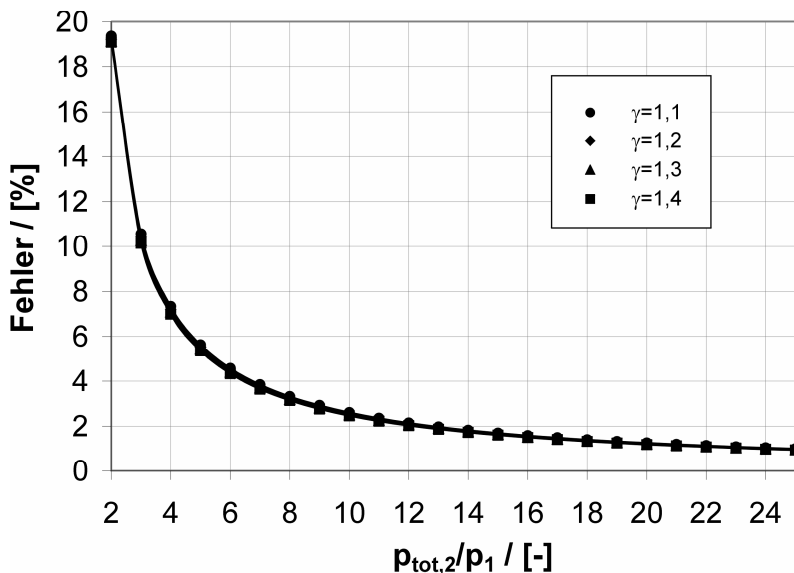


Bild D-1: Vergleich von Rayleigh-Formel und Gleichung C-3 (Machzahlberechnung)



sogar eine Genauigkeit, die besser als 2 % ist.

Bild D-2: Prozentuale Abweichung der Näherungsgleichung zu Rayleigh-Formel

10.5 Anhang E: Besselfunktionen

Für komplexe Argumente der Besselfunktionen erster Gattung, deren Real- und Imaginärteil betragsmäßig gleich sind, werden diese Zylinderfunktionen üblicherweise in der Form

$$J_0(\sqrt{-ix}) = ber(x) + i \cdot bei(x) \quad (E-1)$$

und

$$-\sqrt{-i} J_1(\sqrt{-ix}) = ber'(x) + i \cdot bei'(x) \quad (E-2)$$

dargestellt. Dabei ist für den differentiellen Zusammenhang zwischen E und H (über die Maxwell-Gleichungen) die spezielle Differentiationsregel

$$\frac{\partial J_0(\sqrt{-ix})}{\partial x} = -\sqrt{-i} J_1(\sqrt{-ix}) \quad (E-3)$$

von praktischer Bedeutung [5.1].

10.6 Anhang F: Betrachtungen zur näherungsweise Berechnung von ψ_e und α

In Kapitel 6.1.2 wurden die Gleichungen zur Berechnung des Elektronenmolanteils ψ_e und des Ionisationsgrades α hergeleitet. Für praktische Zwecke lassen sich Näherungsformeln für ψ_e und damit α angeben, die einerseits eine schnelle Berechnung des Ionisationsgrades für moderate Temperaturbereiche erlauben, andererseits lassen sich mit Hilfe der Näherungsgleichungen geschlossene Zusammenhänge z.B. für den Gvosdover-Querschnitt angeben. Ersetzt man in Gleichung 6.1-12 den Term $f(T)/p_{tot}$ durch x , so erhält man:

$$\psi_e \approx [x(x+1)]^{0.5} - x. \quad (F-1)$$

Für kleine x ($x \ll 1$) lassen sich die folgenden Näherungen angeben:

$$\psi_e \approx x^{0.5} \left(\frac{x}{2} + 1 \right) - x, \quad (F-2)$$

$$\psi_e \approx x^{0,5} - x \text{ und} \tag{F-3}$$

$$\psi_e \approx x^{0,5}. \tag{F-4}$$

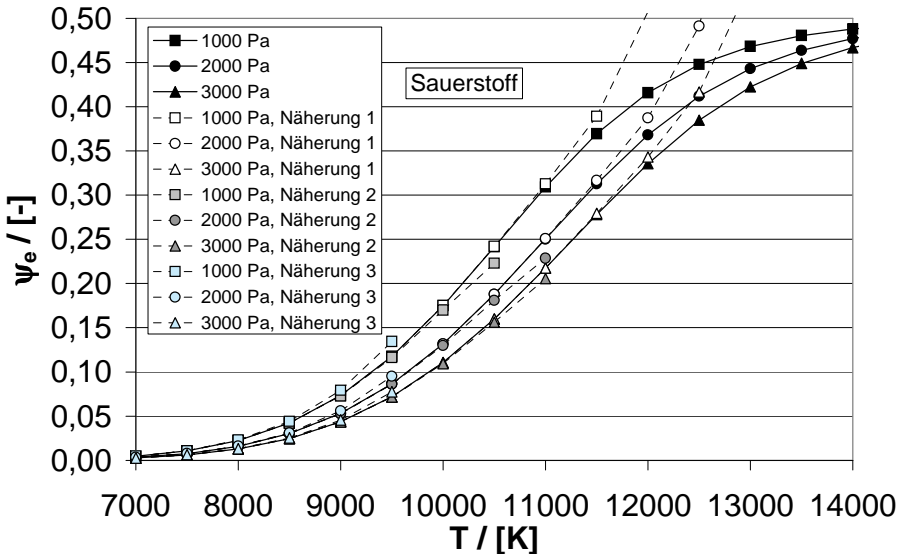


Bild F-1: Berechnete ψ_e für Sauerstoff unter Verwendung der Gleichungen F-1 bis F-4

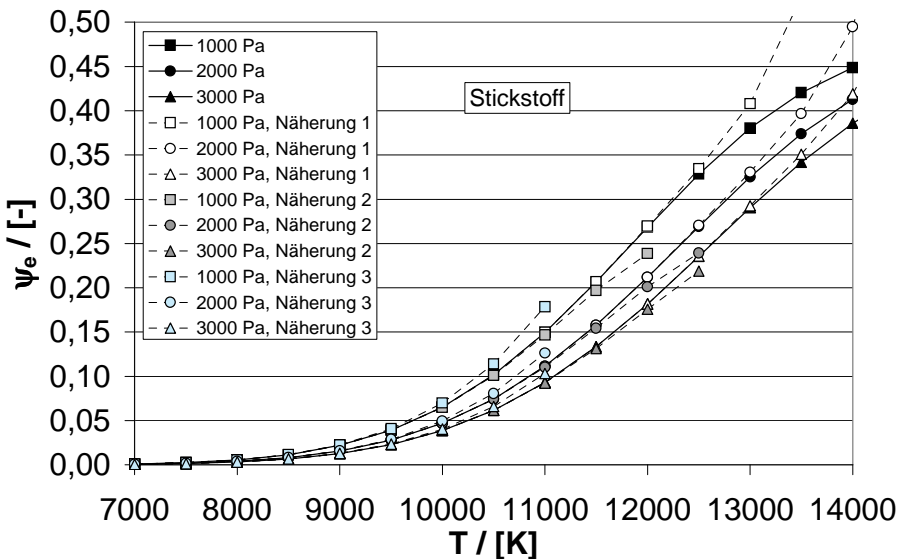


Bild F-2: Berechnete ψ_e für Stickstoff unter Verwendung der Gleichungen F-1 bis F-4

Für kleine ψ_e ist also auch x klein, wie oben angenommen. Die folgenden Bilder zeigen die ψ_e -Verläufe für Sauerstoff und Stickstoff unter Verwendung von Gleichung F-1 und der Näherungen F-2 – F-4. Näherung 1 liefert sehr gute Übereinstimmung mit Gleichung F-1 bis $T \approx 11500-12000$ K, bei Stickstoff ist die Übereinstimmung noch besser. Die Näherungsgleichung 2 liefert für Sauerstoff bis $T \approx 10500-11000$ K gute Übereinstimmung (Stickstoff $T \approx 12000-12500$ K). Gleichung F-4 liefert gute Werte bis ca. 10000 K.

10.7 Anhang G: Wirkungsquerschnitte für Sauerstoff, Stickstoff und Argon

Die folgenden Bilder zeigen eine Übersicht der Wirkungsquerschnitte für atomaren und molekularen Sauerstoff und Stickstoff sowie für Argon als Funktion der Temperatur. Die nach Gleichung 6.3-5 berechneten Regressionskurven sind eingezeichnet. Eine Zusammenfassung und Beschreibung von Wirkungsquerschnitten findet sich in [6.24].

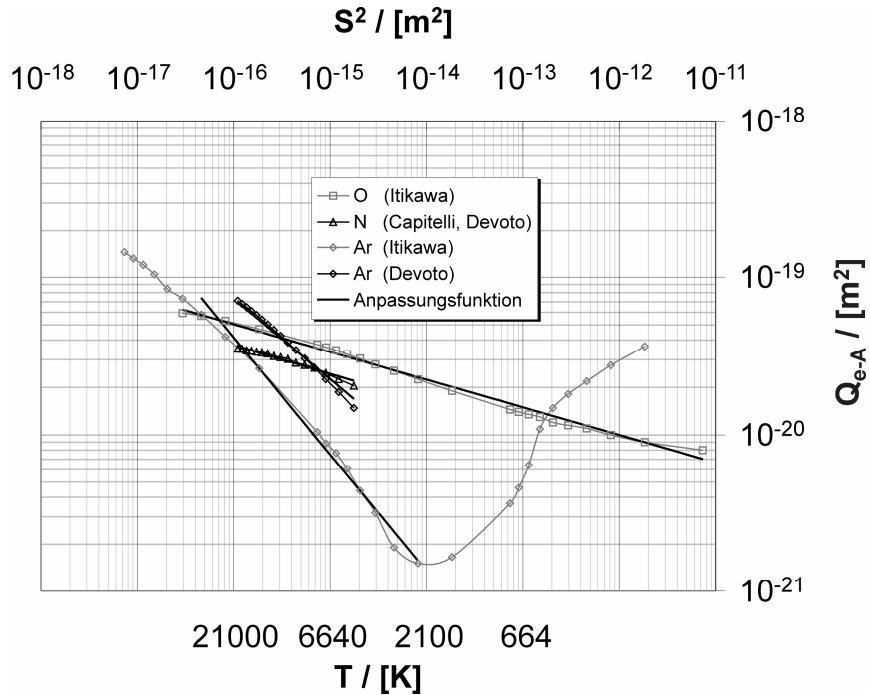


Bild G-1: Wirkungsquerschnitte (atomare Spezies)

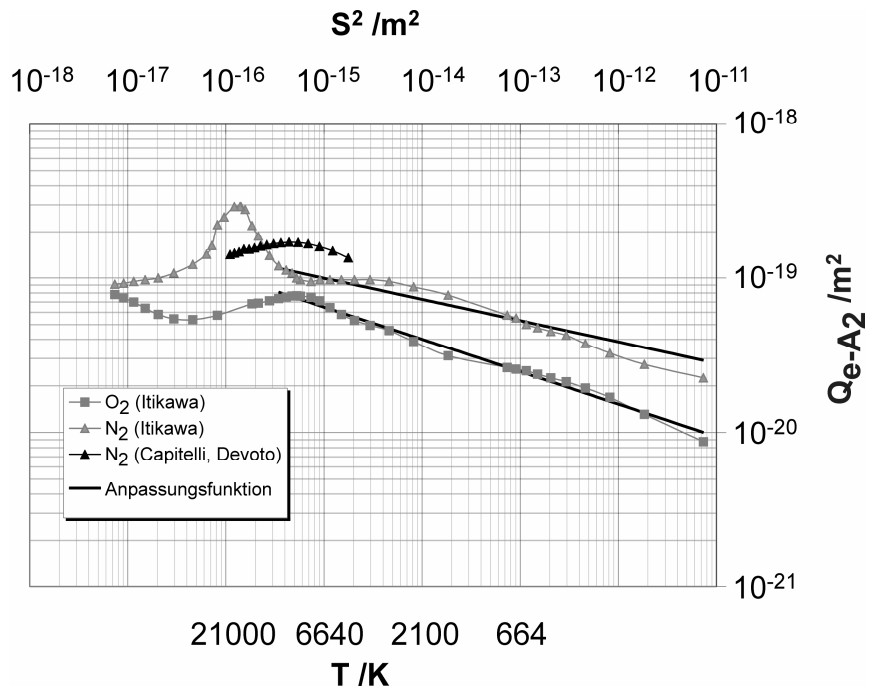


Bild G-2: Wirkungsquerschnitte (Moleküle)

10.8 Anhang H: Sensitivitätsanalyse für das Hohlraumkalorimeter

Die folgenden Betrachtungen dienen einer Analyse der Meßeigenschaften des Hohlraumkalorimeters im Hinblick auf dessen Sensitivität bezüglich der in den Gleichungen 4.1-3 und 4.1-5 eingehenden Meßgrößen. Ein Teil der verwendeten Zusammenhänge kann dabei als Werkzeug für die allgemeine Fehleranalyse beispielsweise hinsichtlich der stationären Wärmestromdichtemessungen eingesetzt werden. Allerdings wird in diesem Zusammenhang auf Referenzen verwiesen, in denen derartige Analysen bereits durchgeführt wurden [2.20, 2.23].

Es wird in zwei Schritten vorgegangen. Zunächst werden die Wärmekapazitäten der Plasmen berechnet (Kapitel 10.8.1), danach erfolgt die Fehlerbetrachtung für das Kalorimeter (Kapitel 10.8.2).

10.8.1 Einfache Berechnung der Wärmekapazitäten von Sauerstoff und Stickstoff

In einem einfachen Ansatz lassen sich die spezifischen Wärmekapazitäten unter Verwendung der durch das NIST (\rightarrow JANAF) [6.3] angegebenen Polynome für die molaren spezifischen Wärmekapazitäten angeben (Shomate-Gleichung):

$$c_p^i = A_i + B_i T + C_i T^2 + D_i T^3 + E_i T^{-2} \quad (\text{H-1})$$

Dabei sind die Konstanten A_i, \dots, E_i der NIST-Datenbank für die jeweilige Spezies A_2 bzw. A zu entnehmen. Damit läßt sich die dimensionslose molare spezifische Wärmekapazität nach

$$\bar{c}_p / \mathfrak{R} = \frac{\sum_{i=1}^k \psi_i c_p^i}{\mathfrak{R}} \quad (\text{H-2})$$

mit der Gleichung H-1 berechnen. Die mittlere Molekülmasse eines Gasgemisches lautet

$$\bar{M} = \sum_{i=1}^k \psi_i M_i, \quad (\text{H-3})$$

sodaß sich die massenspezifische Wärmekapazität mit

$$\bar{C}_p = \frac{\bar{c}_p}{\bar{M}} = \frac{\sum_{i=1}^k \psi_i c_p^i}{\sum_{i=1}^k \psi_i M_i} \quad (\text{H-4})$$

berechnen läßt.

Das Bild H-1 zeigt das Ergebnis der Gleichung H-2 für Sauerstoff. Bei den Kurven mit den schwarzen Symbolen handelt es sich um die gemäß Gleichung H-1 berechneten Wärmekapazitäten für atomaren und molekularen Sauerstoff. Kurven mit leeren Symbolen stellen die druckabhängigen Verläufe der Wärmekapazitäten für teilweise Dissoziation nach Gleichung H-2 dar. Bild H-2 zeigt die c_p -Verläufe für Sauerstoff.

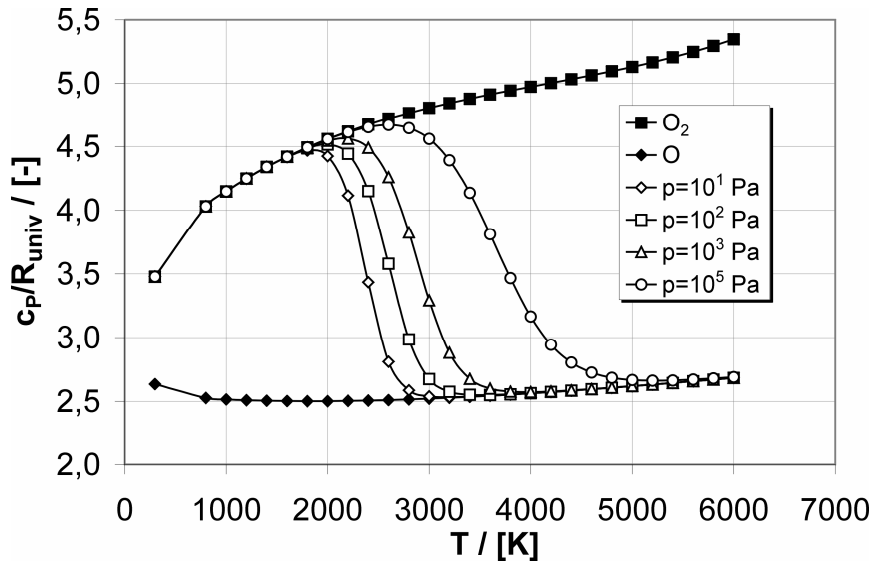


Bild H-1: Normierte molare spezifische Wärmekapazitäten von Sauerstoff unter Berücksichtigung der Dissoziation

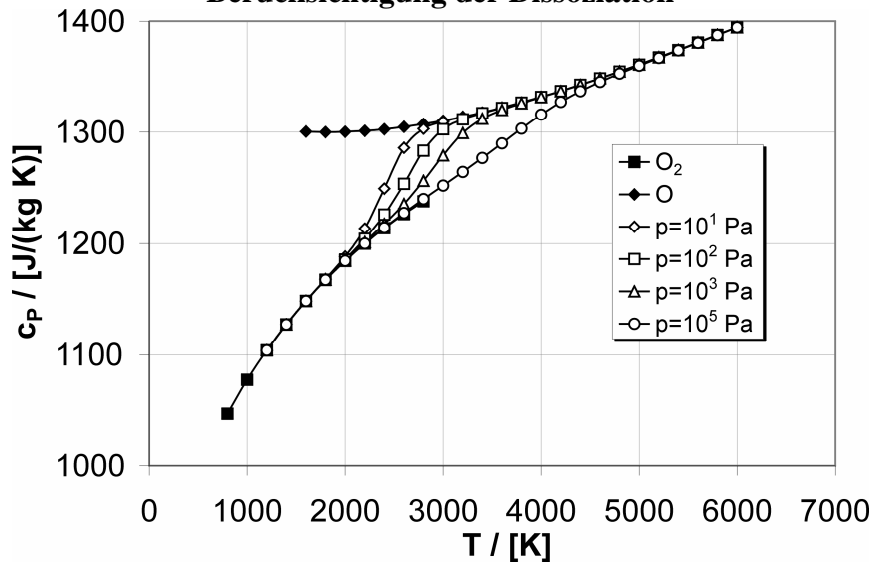


Bild H-2: Spezifische Wärmekapazitäten von Sauerstoff unter Berücksichtigung der Dissoziation

Analog zeigen die Bilder H-3 und H-4 die Ergebnisse für Stickstoff.

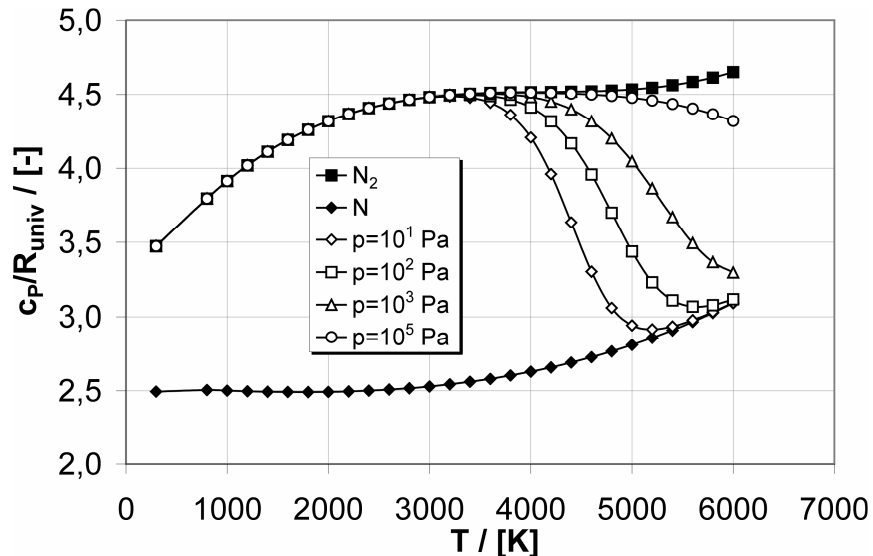


Bild H-3: Normierte molare spezifische Wärmekapazitäten von Stickstoff unter Berücksichtigung der Dissoziation

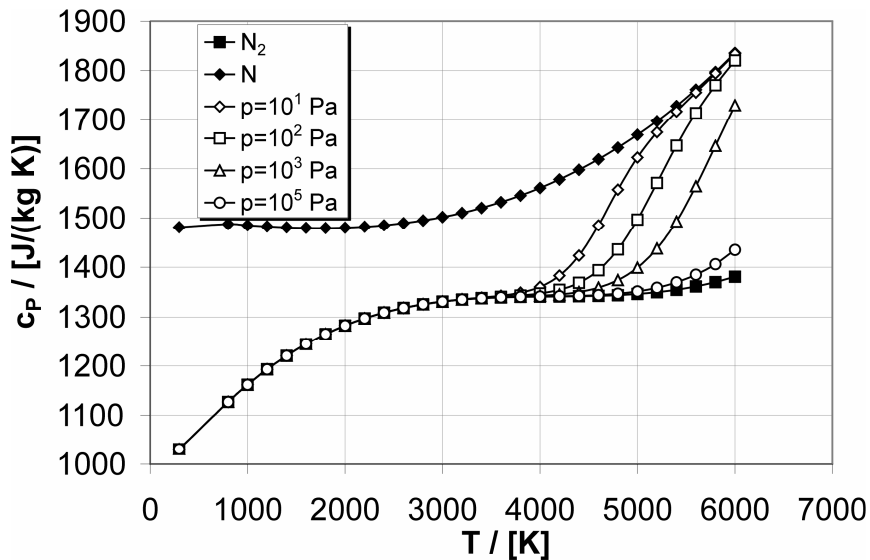


Bild H-4: Spezifische Wärmekapazitäten von Stickstoff unter Berücksichtigung der Dissoziation

10.8.2 Fehlerabschätzung

Allgemeine Betrachtungen

Die im Experiment ermittelte Größe G sei eine Funktion einer oder mehrerer unmittelbar gemessener Größen x_i , die mit einer für das entsprechende Meßgerät spezifizierten Meßunsicherheit Δx_i behaftet sind. Diese Meßunsicherheiten beeinflussen die Unsicherheit der Größe G , wobei methodologisch zwischen der Fehlerfortpflanzung bei Vielfachmessung und Einfachmessung unterschieden werden muß. Bei Vielfachmessung kann unter bestimmten Voraussetzungen (Normalverteilung der x_i , Unabhängigkeit der Δx_i untereinander, Zufällige Meßunsicherheiten viel kleiner als die Mittelwerte der Meßgrößen, Korrigierbarkeit und/oder Vernachlässigbarkeit systematischer Meßunsicherheiten) die Methode nach Gauß angewendet werden.

Exemplarisch soll die folgende Betrachtung für die Einfachmessung durchgeführt werden, bei der die Gauß-Methode nicht zulässig ist. Stattdessen muß hier ein Größtfehler berechnet werden, wobei hier die Beträge der Unsicherheitsanteile zur Berechnung der Unsicherheit ΔG addiert werden:

$$\Delta G_{\max} = \sum_i \left| \frac{\partial G}{\partial x_i} \Delta x_i \right| \quad (\text{H-5})$$

Gleichung H-5 gilt nur bei ausreichend kleinen Δx_i . Handelt es sich bei der Funktion G um ein reines Potenzprodukt

$$G = A \prod_i x_i^{\zeta_i}, \quad (\text{H-6})$$

so ergibt sich für die relative Unsicherheit $\Delta G/G$

$$\frac{\Delta G_{\max}}{G} = \sum_i |\zeta_i| \frac{\Delta x_i}{x_i}, \quad (\text{H-7})$$

sodaß sich beispielsweise im Fall von Gleichung 3.2-6 (Leistungsermittlung)

$$\frac{\Delta P_{\max}}{P} \approx \frac{\Delta \dot{V}}{\dot{V}} + \frac{\Delta(T_{ab} - T_{zu})}{T_{ab} - T_{zu}} \quad (\text{H-8})$$

ergibt, wenn man $(T_{ab}-T_{zu})$ als einzelne Meßgröße auffaßt. Dies ist bei Thermoelementen durchaus zulässig, da dort häufig Meßunsicherheiten für Temperaturdifferenzen spezifiziert werden [2.20].

Tabelle H-1: Meßfehler typischer Meßgeräte für die Leistungsbestimmung

Meßgröße	Meßgerät	Meßfehler	Referenz
T	Thermoelement Typ K	± 1 K	[2.20]
T	PT100 (DIN Klasse B)	$(0,3+0,005 \cdot T)$ K mit T in °C	[H-1]
T_1-T_2	Thermoelemente Typ K	$\pm 0,03$ K	[2.20]
p	Druckmeßdose Baratron, temperaturstabilisiert	maximal 4,5 % vom Meßwert	[2.20]
\dot{V}	Transmag (TURBO-WERK Meßtechnik GmbH)	ca. 0,5 % vom Meßwert ($v > 0,25$ m/s) 1,25 mm/s ($v < 0,25$ m/s)	[2.20, H-2]
\dot{m}_{pl}	Gasmassenstromregler	ca. 2 % vom Meßwert	[H-3]

Abschätzung für das Hohlraumkalorimeter

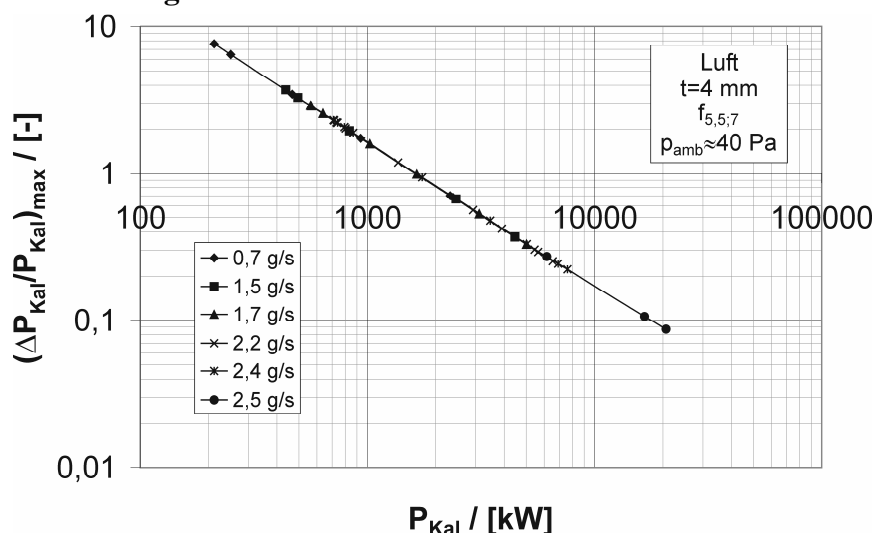


Bild H-5: Relativer Größtfehler der Kalorimeterleistung, Luft, $f_{5,5,7}$, verschiedene Massenströme

Zur Analyse wird zunächst Gleichung 4.1-3 betrachtet, die eine Erweiterung von Gleichung 3.2-6 darstellt, sodaß der Größtfehler mit Gleichung H-8 abgeschätzt werden kann. Dabei ist zu beachten, daß der Faktor 1,01 in Referenz [2.10] mit Hilfe der Stefan-Boltzmann Gleichung abgeschätzt wurde und von der 4. Potenz der mittleren Temperatur des Kühlwassers $(T_{ab}+T_{zu})/2$ abhängt und damit

in Gleichung H-5 mitberücksichtigt werden müßte. Die Auswirkungen sind allerdings sehr gering und werden daher vernachlässigt. Für die unten dargestellte Berechnung wurden dabei die Werte $c_{p,w} = 4,175$ kJ/(kg·K) und $\rho_w = 995$ kg/m³ verwendet. Dabei wird exemplarisch eine Meßkampagne mit dem Arbeitsgas Luft betrachtet, bei der der Volumenstrom des Kühlwassers 0,18 l/s betrug, sodaß sich bei dem verwendeten Meßkanaldurchmesser von 16 mm aus der Kontinuitätsgleichung eine Strömungsgeschwindigkeit von $v = 0,9$ m/s ergibt. Damit folgt nach Tabelle H-1 für diese Größe ein Fehler von 0,5 % des Meßwertes.

Mit Gleichung 4.1-3 ergibt sich als Größtfehler

$$\Delta P_{Kal,max} \approx 1,01 \rho_w c_{p,w} \dot{V} (T_{ab} - T_{zu}) \left[\frac{\Delta \dot{V}}{\dot{V}} + \frac{(\Delta T_{ab} + \Delta T_{zu})}{(T_{ab} - T_{zu})} \right] + \left[h(T_{pl}) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{m}_{pl} R T_{pl}}{pA} \right)^2 \right] \Delta \dot{m}_{pl} + \left[c_{p,pl} + m_{pl}^3 \left(\frac{R}{Ap} \right)^2 T_{pl} \right] \Delta T_{pl} \quad (H-9)$$

Dabei wurde dh/dp im betrachteten Temperaturbereich ($T_{pl} < 700 \text{ K}$) vernachlässigt, siehe Bilder 6.2-1, 6.2-2 und H-1 bis H-4. Aufgrund der Tatsache, daß die Ausströmtemperaturen kleiner als 700 K sind, wurde zur Berechnung der Dichte die ideale Gasgleichung verwendet. Ferner ist die Unsicherheit, die aus Δp entsteht, vernachlässigbar klein (Größenordnung 10^{-11} bis 10^{-10} W). In Bild H-5 ist die mit P_{Kal} (Gleichung 4.1-3) normierte Gleichung H-9 dargestellt, was somit auf den relativen Größtfehler führt. Die gezeigten Messungen wurden für verschiedene Massenströme durchgeführt. Allerdings wurde im Rahmen der gesamten Messungen der Kühlwasservolumenstrom bei $0,18 \text{ l/s}$ konstant gehalten, was sich bei den kleinen Leistungen ungünstig auswirkt, siehe auch [2.20]. Gleichung H-9 zeigt ohnehin den Größtfehler, sodaß man im Sinne einer Fehlerabschätzung mit Bild H-5 auf der sicheren Seite ist. Es ist ein sehr interessantes Ergebnis, daß $(\Delta P_{Kal}/P_{Kal})_{max}$ nicht vom Gasmassenstrom abhängt. Die doppellogarithmische Darstellung liefert eine Gerade, was bedeutet, daß $(\Delta P_{Kal}/P_{Kal})_{max}$ in der Form $(\Delta P_{Kal}/P_{Kal}) < a \cdot P_{Kal}^b$ ausgedrückt werden kann.

Analog ergibt sich für die mittlere Enthalpie aus Gleichung 4.1-5:

$$\Delta h_{Kal,max} \approx 1,01 c_{p,w} \frac{\rho_w \dot{V}}{\dot{m}_{pl}} (T_{ab} - T_{zu}) \left[\left[\frac{\Delta \dot{V}}{\dot{V}} + \frac{\Delta \dot{m}_{pl}}{\dot{m}_{pl}} \right] + \frac{(\Delta T_{ab} + \Delta T_{zu})}{(T_{ab} - T_{zu})} \right] + \frac{\dot{m}_{pl} \Delta \dot{m}_{pl}}{(\rho_{pl} A)^2} + \left[c_{p,pl} + \left(\frac{\dot{m}_{pl} R}{Ap} \right)^2 T_{pl} \right] \Delta T_{pl} \quad (\text{H-10})$$

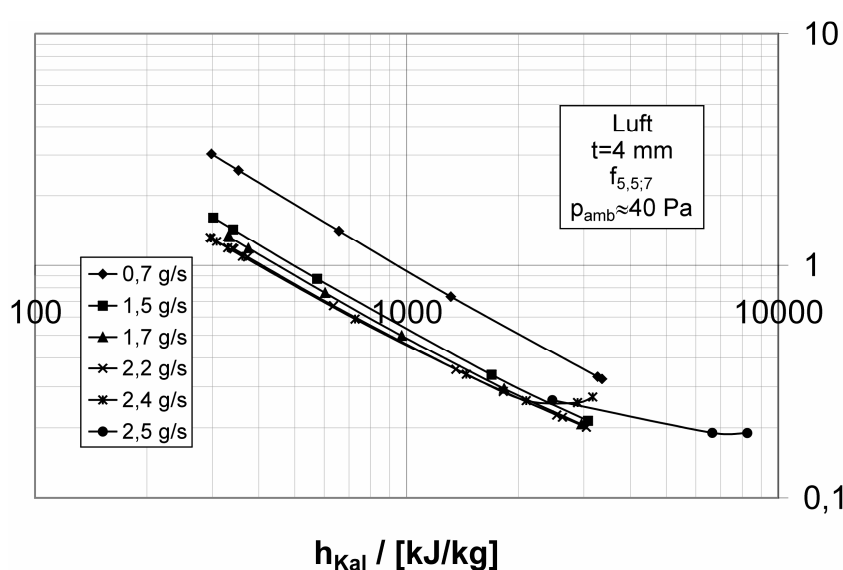


Bild H-6: Relativer Größtfehler der mittleren Enthalpie, Luft, $f_{5,5;7}$, verschiedene Massenströme

Auch hier wird die Unsicherheit, die aus Δp entsteht, vernachlässigt (Anteil 10^{-1} bis 10^0 J/kg). Für die spezifische Enthalpie ergibt sich erwartungsgemäß ein anderes Bild: So nimmt der Größtfehler mit zunehmendem Massenstrom ab. Bei 2,4 und 2,5 g/s wird der Verlauf des relativen Größtfehlers mit zunehmender Enthalpie flacher. Für die in der Arbeit ausgewerteten Bedingungen, die sich häufig auch bei größeren Leistungsniveaus befinden, kann damit von einem

$(\Delta h_{Kal}/h_{Kal})_{max}$ im Bereich 0,2 bis 0,25 ausgegangen werden. Ferner sind die Gasmassenströme der im dieser Arbeit untersuchten Bedingungen meist noch höher, sodaß man in dieser Hinsicht auf der sicheren Seite ist.

[H-1] TURBO-Werk Messtechnik GmbH, *Programmübersicht TURBO*, Köln.

[H-2] Weber, D., Nau, Matthias, *Elektrische Temperaturmessung*, 3. Aufl. Fulda, Juchheim, 1991.

[H-3] MKS Produktkatalog und technische Spezifikation, 2000.

10.9 Anhang I: Weitere E-Feldmessungen am IPG3

Die in Bild I-1 gezeigten elektrischen Feldstärken wurden unter Variation der Anodenspannung mit dem EMR 200, Sondentyp 8, gemessen. Dabei wurde die Frequenz durch Veränderung der Kapazität des Schwingkreises variiert. Die gestrichelten Kurven zeigen dabei Messungen im Leerlauf, d.h. ohne Plasmalast bei atmosphärischem Druck (Plasma zündet nicht). Man erkennt, daß die elektrische Feldstärke nahezu linear mit der Anodenspannung ansteigt. Im Plasmabetrieb folgen die Feldstärken zunächst dem Verlauf der Leerlaufmessungen. Mit zunehmender Plasmalast wird die elektrische Feldstärke gedämpft, beim 2. Übergang nehmen diese sogar sprunghaft ab, was sich mit den Messungen in Kapitel 7 beispielsweise von Größen wie I_{Spule} , P_{Rohr} , P_{Kal} oder dem Innenrohrdruck deckt. Die blaue Kurve zeigt ein Experiment mit Restluft, d.h. bei Minimaldruck ohne Sauerstoffmassenstrom.

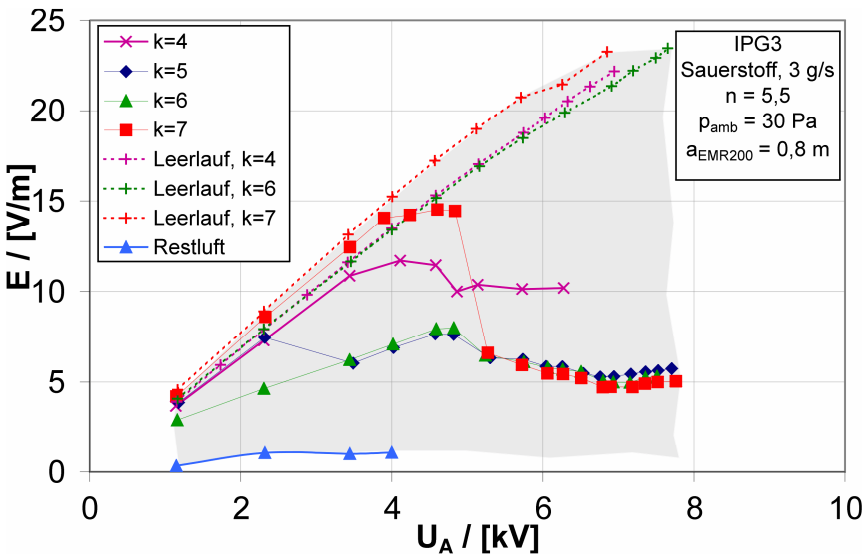


Bild I-1: E-Feld Envelope, Variation der Betriebsfrequenz

Offensichtlich koppelt der Generator hier am stärksten ein, woraus sich auch die stärkste Dämpfung der elektrischen Feldstärke ergibt. Die Leerlaufmessungen stellen sozusagen eine obere Grenze der elektrischen Feldstärke dar, die Messung mit Restluft hingegen die untere, sodaß sich ein Bereich, in dem die Feldstärken zu liegen kommen (Envelope) ergibt. Dieser Bereich ist grau unterlegt.

PERSÖNLICHE INFORMATIONEN

1. Familienstand: verheiratet
2. Staatsbürgerschaft: deutsch
3. Alter: 35

STUDIUM

1989-1996 Studium Luft- und Raumfahrttechnik (Diplom)
Vertiefung: Flugmechanik und Regelungstechnik, Raumfahrtsysteme und Raumfahrtanwendungen

PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

1997 Reinhardt Abraham - Lufthansa - Preis für „Emissionsspektroskopische Untersuchung der Stickstoff-Molekülstrahlung im Plasmawindkanal“ (Diplomarbeit)
Preis der „Freunde der Universität Stuttgart“ (Diplomarbeit)

BERUFSERFAHRUNG

1996 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Abteilung „Raumtransportsysteme“, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart

PROJEKTE (1996-2004)

2004 Verantwortlich für die Instrumentierungen PYREX und PHLUX (ESA Wiedereintrittskapsel EXPERT)

2002-2004 Untersuchung von DLR und MAN-Technologie Hitzeschutzsystem-Materialien im Rahmen des deutschen Raumfahrtprogramms ASTRA, Untersuchung von Hitzeschutzsystem-Substrukturen

1999-2003 „PYREX-KAT38“: Entwicklung, Qualifikation und Integration der Hitzeschutzsystem-Instrumentierung für den Technologiedemonstrator X-38 (NASA, ESA, DLR, MAN)

1999-2003 TETRA (DLR): „Catalysis of TPS“, „Aerothermodynamic Experiment“

1999 „FESTIP: Future Space Transportation Investigation Program“: Qualifikation des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3. Plasmatests mit Sauerstoff unter Verwendung von Siliziumkarbid-Hitzeschutz-Material (ESA und SENER, Spanien)

1997-1998 Rekalibrierung und Analyse des Messsystems PYREX-M zur Messung von Temperaturen und Wärmeflüssen am Hitzeschutzsystem der Wiedereintrittskapsel MIRKA (geflogen 1997)

1996-1997 „PYREX-HX Initiation Study“: Konzept eines Temperaturmeßsystems für den japanischen Raumgleiter HOPE-X (NASDA, Kawasaki Heavy Industries)

1996 Untersuchung von MAN Technologie Hitzeschutz-Materialproben im IRS Plasma-windkanal PWK1

1996 Teilnahme im SEPCORE Materialtest (Hochenthalpie-Wiedereintrittssimulation)

1996-2002 Forschungsingenieur im Sonderforschungsbereich SFB 259: „Hochtemperaturprobleme rückkehrfähiger Raumtransportsysteme“

VORLESUNGEN

Wiedereintrittstechnologie
Plasmatechnologie für industrielle Anwendungen

VERÖFFENTLICHUNGEN

Mehr als 50 Paper und Industrieberichte, 6 begutachtete Artikel in wissenschaftlichen Zeitschriften

WEITERE ERFAHRUNGEN

1997 Dozent für Physik, Hamburger Fernfachhochschule, Wirtschaftsingenieurwesen