

# **Raumfahrtrelevante Plasmen und deren anwendungsbezogene Klassifizierung**

Habilitationsschrift

Zur Erlangung der Venia Legendi der Fakultät Luft- und  
Raumfahrttechnik und Geodäsie der  
Universität Stuttgart

vorgelegt von

Dr.-Ing. Georg H. Herdrich  
aus Ettenheim

Institut für Raumfahrtsysteme  
Universität Stuttgart

**Mai 2012**

Für Andrea, Constantin und Fabian

Wer glaubt etwas zu sein, hat aufgehört etwas zu werden!

(Sokrates)

## **Kurzfassung**

In der hier vorliegenden Abhandlung werden zunächst bedeutsame plasmaphysikalische Parameter eingeführt und auch teilweise entwickelt. Weiterhin werden die hier diskutierten Plasmen zur Vorbereitung ihrer Einordnung auf Grundlage von Literaturen aber auch basierend auf der am Institut für Raumfahrtssysteme vorliegenden Datenbasis aufbereitet.

Hierfür wurde ein Diagramm entwickelt, welches es erlaubt, Parameter wie die Elektronenanzahldichte, die Elektronentemperatur, die Debyelänge, die Landaulänge, die Plasmafrequenz, den Coulomblogarithmus und die elektrische Leitfähigkeit für unterschiedliche Plasmen direkt abzulesen. Anhand der aus der Literatur bekannten Energietypen lässt sich das so entstandene Diagramm in Bereiche einteilen, aus denen sich unmittelbar Randbedingungen für die Beschreibung der Plasmen ermitteln lassen. Darüber hinaus werden hieraus Transportkoeffizienten wie die elektrische Leitfähigkeit abgeleitet. Das Resultat ist ein graphischer Plasmaabakus, mit dem Parameter zur Beurteilung bedeutsamer Eigenschaften der Plasmen beispielsweise für die Modellierung (z.B. Knudsenregime) sowie zur messtechnischen Erfassung (z.B. Langmuir-Sonden) abgeleitet werden können. Für einige der technischen Plasmasysteme am Institut für Raumfahrtssysteme resultiert damit eine erstmalige Ableitung relevanter Plasmaeigenschaften. Weiterhin werden gemeinsame Bereiche der Plasmen identifiziert, womit eine erste Analyse der grundlegenden Ähnlichkeit bestimmter technischer Plasmen mit natürlichen Plasmen durchgeführt werden kann. So führt dies z.B. auf Ähnlichkeiten im Sinne der oben diskutierten Plasmaparameter zwischen den induktiv beheizten Plasmen und der Sonnenatmosphäre bzw. dem Sonnenwind.

Ausgehend von den Modellvorstellungen der Plasmahydrodynamik erfolgen einige wichtige Dimensionsanalysen, aus denen sich relevante Kriterien für die Modellierung und das bessere Verständnis plasmaphysikalischer Zusammenhänge gewinnen lassen.

Diese Betrachtungen wiederum finden Eingang in die Aufstellung von Plasmabeta und Stuartzahl, mit denen die magnetische Beeinflussung von Plasmen beurteilt werden kann. Darüber hinaus wurden Pinchkonfigurationen analysiert, die Voraussetzung zur Beschreibung der zwei im Anschluss diskutierten technischen Plasmasysteme IPG und IMAX sind. Die algebraische Lösung für die eigenfeldbasierte Stabilisierung der induktionsbeheizten Plasmen ist nach Kenntnis des Autors originär und einmalig. Diese Form der Plasmastabilisierung wurde durch eine Analyse experimenteller Daten bestätigt.

### Schlüsselwörter:

Schlüsseltechnologien in der Raumfahrt, Plasmaphysik, natürliche Plasmen, technische Plasmasysteme, Plasmaabakus, Plasmahydrodynamik, Magneto hydrodynamik (MHD), MHD-Plasmasysteme, Technologietransfer, Plasmatechnik

## **Abstract**

Parameters of relevance for the physical characterization of plasmas were introduced and developed as a preparatory activity for the classification of space plasmas. The classification itself is based on reviewed literature data of technical and natural plasmas which are relevant for space applications.

Electron temperature over electron density diagrams were used for the representation of the discussed plasmas. These diagrams are the point of departure for a graphical representation of the plasmas extended by characteristic parameters such as Debye length, Landau length, plasma frequency, Coulomb logarithm and electrical conductivity for the different plasma systems discussed in this work. Within this graphical analysis well-known energy limits were derived and used in order to enable the statement of constraints and boundaries for the description of the corresponding plasmas. In addition, transport coefficients like the electrical conductivity have been introduced as well. Using the algebraic representation of these parameters the aforementioned plasma abacus could be extended. Therefore, significant plasma properties that are of relevance for the respective modeling (e.g. derivation of the Knudsen regime) but also for the application of respective measurement techniques could be derived (e.g. Langmuir probes). For some of the technical plasmas at the Institute of Space Systems this overall analysis led to first conclusion of plasma properties. Furthermore, common regimes in terms of the above mentioned plasma parameters are identified for the different plasmas analyzed in this work leading to an assessment of basic similarities. Inductively heated plasma sources e.g. showed a strong similarity with solar atmosphere plasmas and solar winds- at least to the extent of the plasma parameters discussed in this work.

Based on the consideration of the properties as a basic prerequisite the plasma hydrodynamic equations could be introduced. These equations and Ohms Law are used for dimension analyses in order to derive criteria for modeling and for the improved understanding of the plasmas, too.

The overall result of the considerations above is used to assess plasma beta and Stuart number which are used to derive statements on the magnetic influence the plasmas. Additionally, pinch configurations were analyzed which is an important assumption for the following characterization of the two plasma systems IMAX and IPG. According to the knowledge of the author the algebraic solution for the self-field based plasma stabilization of inductively heated plasmas is original and unique. The stabilization effect as such is confirmed by the analysis of experimental data.

## Key Words:

Space Key Technologies, Plasma Physics, Natural Plasmas, Technical Plasma Systems, Plasma Abacus, Plasma Hydrodynamics, Magnetohydrodynamics (MHD), MHD-Plasma Systems, Technology Transfer, Plasma Technology

## **Vorwort und Danksagung**

In dieser Abhandlung werden raumfahrtrelevante Plasmen kategorisiert mit dem Ziel die deren Beschreibung erforderlichen Modellbeschreibungen mit verhältnismäßig wenig Aufwand erschließen zu können.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. rer. nat. Hans-Peter Röser, der mich zu dieser Arbeit motivierte und mich darüber hinaus durch die mir übertragene Aufgabe der kommissarischen Leitung der Abteilung Raumtransporttechnologie sehr gefördert hat. Die wertvollen Erfahrungen sowie die zahlreichen nützlichen Hinweise haben diese Arbeit geprägt.

Herrn Professor Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil. Andreas Dillmann, DLR, danke ich für das große Interesse an dieser Arbeit und die hilfreichen Hinweise. Ebenfalls möchte ich Herrn Prof. Dr. Heinz Voggenreiter für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die Unterstützung danken.

Auch möchte ich mich bei Frau Prof. Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz für ihre große Unterstützung, die sie mir während ihrer Zeit als Leiterin der Abteilung Raumtransporttechnologie und auch danach angedeihen lies, sehr bedanken.

Besonders danken möchte ich auch Frau Sylvia Eckard, ehemalige Sekretärin der Abteilung Raumtransporttechnologie, Frau Gabriele Rickling, Projektassistentin der Abteilung Raumtransporttechnologie, und Frau Marianne Auweter vom Steinbeis Transferzentrum Plasma- und Raumfahrttechnologie für ihre Geduld und auch die tatkräftige Unterstützung in Sachen Korrespondenz, Ablage und der Vor- und Nachbereitung diverser Reisen.

Bei den Herren Lab.-Ing. Edgar Schreiber, Dipl.-Ing. Helmut Kurtz, meinem ehemaligen Arbeitskollegen Dr.-Ing. Markus Fertig, DLR Braunschweig, und Dr.-Ing. Stefan Löhle, Institut für Raumfahrtssysteme, möchte ich mich für die angeregten Diskussionen, die kritischen Hinweise aber besonders für die fruchtbare und freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken. Mein Dank geht ebenfalls an Herrn Prof. Dr.-Ing. René Laufer und Dr.-Ing. Michael Gräßlin für die gute Zusammenarbeit.

Zu großem Dank bin ich Herrn Dr.-Ing. Dejan Petkow 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 Strommessung und seine dienlichen Hinweise bedanken. Mein besonderer Dank gilt den Damen Frau Dr.-Ing. Anusheh Nawaz und Frau Dr.-Ing. Dagmar Lauer (Bock) für Ihr hohes Engagement auf dem Gebiet der Entwicklung der elektrischen Triebwerkssysteme für die IRS Mondmission BW1 und die große Unterstützung. Auch Dipl.-Ing. Andreas Knapp war für mich ein Glücksgriff, denn mit seinem Engagement konnte das Gebiet der Magnetohydrodynamik erstmals systematisch experimentell untersucht werden. In diesem Zusammenhang möchte ich auch Herrn Dipl.-Ing. Daniel Haag meine Dankbarkeit zum Ausdruck bringen.

Mein besonderer Dank gilt dem EXPERT Team: Dipl.-Ing. Sebastian Lein, Dipl.-Ing. Arianit Preci und Dipl.-Ing. Andreas Steinbeck, ohne deren hohes Engagement die EXPERT Nutzlasten des IRS nicht möglich gewesen wären. Dank an Dipl.-Ing. Manfred Hartling für seine große Hilfe und Unterstützung in elektrotechnischen Belangen. In diesem Zusammenhang möchte ich auch unseren Projektpartnern hier insbesondere den Herren Prof. Jean-Marie Muylaert vom Van Karman Institute (VKI) und Dipl.-Ing. Heiko Ritter von ESA-ESTEC, Holland, Herrn Prof. Olivier Chazot vom Van

Karman Institute (VKI) in Belgien sowie den Herren Dr.-Ing. Hermann Hald und Dipl.-Ing. Thomas Reimer vom DLR in Stuttgart meinen Dank aussprechen.

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 den Herren Dipl.-Ing. Stephan Krauss sowie Dipl.-Ing. Michael Dropmann und Dipl.-Ing. Adam Boxberger bedanken. Für die große Unterstützung möchte ich mich ebenfalls bei Dipl.-Ing. Friederike Graf danken. Dank an Dipl.-Ing. Constanze Syring, für die Große Unterstützung bei der Erstellung von Kapitel 8.4. Dank an Ms. Sc. David Haslam, der mir bei der Analyse der Anwendungen der Hochtemperatursupraleiter in Kapitel 2.2 beratend zur Seite stand.

Danken möchte ich auch den langjährigen Partnern des Bereichs Raumtransporttechnologie: Benennen möchte ich hier insbesondere Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. habil. Andreas Dillmann, Dr. Jose Longo (jetzt bei ESTEC) und Dr. Klaus Hannemann von der Abteilung Raumfahrzeuge des DLR Braunschweig/Göttingen und deren Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern für die Zusammenarbeit und Freundschaft. Weiterhin möchte ich mich bei Dr. Wolfgang Buck und Dr. Gerhard Ulm von der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) in Berlin bedanken.

Besonderer Dank gilt Prof. Kimiya Komurasaki, Prof. Makoto Matsui und Prof. Tony Schönherr vom Department of Advanced Energy, Graduate School of Frontier Sciences der Universität Tokyo für die langjährige Freundschaft und die erfolgreiche Zusammenarbeit. Auch möchte ich meinen Aufenthalt als Visiting Associate Professor in der gleichnamigen Abteilung nicht missen und mich auch für die Einladung durch Prof. Komurasaki sehr bedanken. Darüber hinaus möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. René Laufer und Prof. Truell Hyde von der Baylor University für die Ernennung zum Associate Professor als Adjunct Faculty Member sowie für die enge Zusammenarbeit bedanken.

Meinen Eltern, Franziska und Hans-Dieter Herdrich, ohne die ich nie die Möglichkeit gehabt hätte, meinen Beruf zu ergreifen, möchte ich meinen Dank aussprechen. Insbesondere meiner Ehefrau Andrea und ihren Eltern, Ursula und Reiner Hofmann, möchte ich für die große Unterstützung danken.

Esslingen, 02.05.2012

Dr.-Ing. Georg Herdrich

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b> .....	<b>12</b>
<b>2</b>	<b>Schlüsseltechnologien aus der Raumfahrt</b> .....	<b>17</b>
2.1	Identifikation und Einordnung .....	17
2.2	Entwicklungen am IRS .....	18
<b>3</b>	<b>Einteilung von Plasmasystemen</b> .....	<b>20</b>
3.1	Betrachtung charakteristischer Energien .....	20
3.2	Dissoziation und Ionisation.....	24
3.3	Charakteristische Längen- und Zeitskalen.....	28
3.3.1	Plasmafrequenz und Debyelänge .....	28
3.3.2	Landaulänge .....	31
3.3.3	Zusammenhang zwischen Debye- und Landaulänge.....	34
3.3.4	Freie Weglängen und Knudsenzahl .....	39
3.3.5	Zyklotronfrequenz und Larmorradius.....	44
3.4	Elektrische Leitfähigkeit von Plasmen .....	45
3.5	Thermodynamische Zustandsgleichung.....	48
<b>4</b>	<b>Plasmasysteme</b> .....	<b>50</b>
4.1	Plasmen in der Natur.....	50
4.1.1	Solare Atmosphäre, Sonnenwind sowie sonnenwindbasierte Plasmen .....	50
4.1.2	Magnetosphären von Pulsaren .....	51
4.1.3	Plasma der weißen Zwerge .....	52
4.2	Einordnung der natürlichen Plasmen .....	54
4.3	Technische Plasmasysteme am IRS .....	54
4.3.1	Thermische Lichtbogengeneratoren.....	56
4.3.2	Magnetoplasmadynamische Plasmaquellen (MPD PG) .....	57
4.3.3	Stationär betriebene induktiv beheizte Plasmasysteme (IPG) .....	68
4.4	Abschließende Einordnung der Plasmen .....	70
<b>5</b>	<b>Gleichgewichtssituation bei Plasmen</b> .....	<b>73</b>
5.1	Lokales thermisches und partielles thermisches Gleichgewicht.....	73
5.2	Berechnung der Temperaturverhältnisse .....	73
<b>6</b>	<b>Plasmahydrodynamik</b> .....	<b>78</b>
6.1	Magnetohydrodynamik .....	78
6.1.1	Maxwellgleichungen.....	78
6.1.2	Ohmsches Gesetz und Materialgleichungen für Plasmen.....	80
6.1.3	Impulsgleichung.....	81
6.2	Dimensionsanalysen und Betrachtung wichtiger Kenngrößen .....	81
6.2.1	Betrachtungen zur Verschiebungsstromdichte .....	81
6.2.2	Magnetische Reynoldszahl .....	82
6.2.3	Magnetische Interaktionszahl, Stuartzahl .....	89
6.2.4	Pinch-Effekt .....	90
6.2.5	Weitere Spezialfälle der Stuartzahl.....	95
6.3	Bemerkungen zur Elektrohydrodynamik und zur elektrohydrodynamischen Einflusszahl .....	96
<b>7</b>	<b>Beispiele für MHD Plasmasysteme am IRS</b> .....	<b>98</b>
7.1	MHD Optimierung für einen induktiv beheizten Plasmagenerator .....	100
7.1.1	Grundlegende Betrachtungen zu induktiv beheizten Plasmageneratoren.....	100
7.1.2	Messverfahren .....	107
7.1.3	Lösung der eindimensionalen Helmholtzgleichungen.....	110
7.1.4	Integrale radiale Lorentzkraft beim IPG .....	114
7.1.5	Abschätzung des magnetischen Druckes aus Pitotdruckmessungen .....	116
7.2	IMPD System IMAX .....	119

7.2.1	MHD Effekte .....	121
7.2.2	Bedeutung für die Plasmageschwindigkeit .....	122
<b>8</b>	<b>Ausblick für weitere Entwicklungen (Transfer und IRS).....</b>	<b>124</b>
8.1	Induktionsplasmen zur Behandlung von Abfällen.....	125
8.2	Überschallinduktionsplasmen zur Erzeugung kompakter Schichten.....	127
8.3	Anlage zur Darstellung von Weltraumplasmen .....	128
8.4	Inertial Electrostatic Confinement (IEC) .....	130
8.5	Analyse charakteristischer Plasmafrequenzen: Elektrostatische Sonden- Downlink und Blackout beim atmosphärischen Eintritt .....	131
8.6	Vakuultraviolett-Spektroskopie: Untersuchung des strahlungsbedingten Wärmeflusses beim hyperbolischen Wiedereintritt.....	134
8.7	Auflösungskriterium für Partikelverfahren .....	135
8.8	Übersicht weiterer Themen .....	135
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>138</b>
<b>10</b>	<b>Summary.....</b>	<b>140</b>
<b>11</b>	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>142</b>
<b>12</b>	<b>Eigene relevante Veröffentlichungen .....</b>	<b>151</b>
12.1	Publikationen in wissenschaftlichen Zeitschriften und Büchern .....	151
12.1.1	Wissenschaftliche Zeitschriften .....	151
12.1.2	Beiträge in Büchern .....	157
12.1.3	Akademische Veröffentlichungen .....	157
12.2	Konferenzpublikationen.....	158
12.3	Erfindungen / Patente.....	169
<b>13</b>	<b>Anhänge .....</b>	<b>170</b>
13.1	Anhang A: Isolinienfunktionen im $T_e(n_e)$ -Diagramm .....	170
13.2	Anhang B: Abschätzung von Dichten, Plasmazusammensetzung und Enthalpie für IMAX 170	
13.3	Anhang C: Magnetische Diffusion von Argon (beispielhaft).....	173
13.4	Anhang D: Kontinuitäts- und Energiegleichung.....	173
<b>14</b>	<b>Lebenslauf Georg Herdrich .....</b>	<b>175</b>



## Symbolverzeichnis

### Lateinische Symbole

A	Fläche	$m^2$
A	Ordnungszahl	-
a	Beschleunigung	$m^2/s^2$
a	Schallgeschwindigkeit	m/s
B	magnetische Flussdichte	$(V \cdot s)/m^2$
b	Beweglichkeit einer Spezies	-
ber <sub>0</sub> , bei <sub>0</sub>	Kelvinfunktionen	-
C	Kapazität	F
c <sub>p</sub>	Wärmekapazität	J/(kg·K)
c	Lichtgeschwindigkeit	m/s
D	Verschiebungsdichte/ dielektrische Verschiebung	As/m <sup>2</sup>
$\vec{D}$	dielektrische Verschiebung	N/(V·m)
d	Durchmesser	m
E	Energie	J
E	elektrische Feldstärke	V/m
F	Kraft	N
F	Realteil der Besselfunktion/Kelvinfunktion	-
f	Frequenz	Hz
f	Kraftdichte	N/kg?
G	Imaginärteil der Besselfunktion/ Kelvinfunktion	-
g	Relativgeschwindigkeit der Teilchen g	m/s?
H	magnetische Feldstärke	A/m
h	spezifische Enthalpie	J/kg, J/mol
I	Stromstärke	A
I	elektrohydrodynamische Einflusszahl	-
J	Besselfunktion	-
j	Stromdichte	A/m <sup>2</sup>
j <sub>v</sub>	Verschiebungsstromdichte	-
K <sub>p</sub>	dimensionsbehaftete Massenwirkungskonstante für Dissoziation O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub>	Pa
Kn	Knudsenzahl	-
L	Induktivität	H
L	Länge	m
Ma	Machzahl	-
M	molare Masse	kg/mol
m	Masse	kg
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
N	Molzahl	-
n	Windungszahl	-
n	Teilchendichte	1/m <sup>3</sup>
P	Leistung	W
p	Druck	Pa
q	Ladung	C
R	elektrischer Widerstand	Ω
R	Radius, maximaler Radius	m
R	Gaskonstante	J/(kg·K)
r	Koordinate des IPG-Zylinderkoordinatensystems (Radius) / ungerichteter Abstand /Radius	m
S	Berechnungsparameter für Stoßquerschnitte	-
St	Stuartzahl	-

t	Zeit	s
T	Temperatur	K
u	Geschwindigkeit in x-Richtung	m/s
U	Spannung	V
v	Geschwindigkeit, gegebenenfalls Geschwindigkeit in y-Richtung	m/s
V	Volumen	m <sup>3</sup>
w	Geschwindigkeit in z-Richtung	m/s
X	Molare Energie	J/mol
z	Axiale Richtung, Längsachse im IPG Zylinderkoordinatensystem	m
Z	Ladungszahl	-
m <sub>0</sub>	Ruhemasse	kg

### Griechische Symbole

$\alpha$	Ionisationsgrad	-
$\beta$	Plasmabeta	-
$\gamma$	Korrekturfaktor	-
$\delta$	Eindringtiefe, Eindringmaß	m
$\delta$	Schichtdicke	m
$\Delta$	Dissoziationsgrad	-
$\Delta$	Laplace-Operator	-
$\zeta$	Koeffizient, Regressionskoeffizient	-
$\eta$	Wirkungsgrad	-
$\eta$	spezifische Widerstand	( $\Omega \cdot m^2$ )/m
$\eta$	magnetische Diffusionsgröße	m <sup>2</sup> /s
$\theta$	Umfangswinkel, Koordinate des IPG-Koordinatensystems (Umfang)	-
$\Theta$	Keilwinkel/Stoßwinkel	rad
$\kappa$	Isentropenexponent	-
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\lambda$	charakteristische Länge	m
$\Lambda$	Coulomblogarithmus	-
$\Lambda_{\text{Cou}}$	Verhältnis $\lambda_D/\lambda_L$	-
$\nu$	charakteristische Frequenz	Hz
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	elektrische Leitfähigkeit	S/m
$\sigma$	Stoßquerschnitt/Wirkungsquerschnitt/geom. Teilchengröße	m <sup>2</sup>
$\tau$	mittlere Zeit zwischen Stößen	s
$\varphi$	Potential	V
$\phi$	magnetischer Fluss	V·s
$\chi$	Regressionskoeffizient	-
$\psi$	Molanteil	-
$\varsigma$	Regressionskoeffizient	-
$\omega$	Kreisfrequenz	Hz
$\vec{\tau}$	Viskositätstensor	-

## Indizes

a	Anoden	Pl	plasmabezogen
A	Bezug auf Spezies A		
A2	Bezug auf Spezies A2	Plasma	auf Plasma bezogen
AF	Fremdfeldanteil	p	p = const.
Bohr	Radius nach Bohr	r	bezogen auf r-fach ionisiertes Ions
C	Coulomb		
C	Kondensator	recomb	rekombinativ
D	Debye	ref	Referenzgröße
dyn	dynamisch	rel	relativistisch
e	auf Elektron bezogen		
e	effektiv	Rohr	auf das Rohr des IPG bezogen
e-A	Elektron → Atom	S	auf Schwerteilchen bezogen
e-0	Elektron → Neutralteilchen	stat	statisch
eff	Effektivwert, zeitlich und/oder räumlich, geometrisch	tot	Gesamt-
el	elektrisch	x	an der Stelle x
		x	in x-Richtung
		y	in y-Richtung
		z	in z-Richtung
inj	auf Injektor bezogen	$\varphi$	auf Umfangsrichtung bezogen
		$\theta$	azimutal
k	Anzahl der Kondensatoren betreffend/ k Einzelkomponenten		
k	Kathode	1	vor dem Stoß/1. Ordnung/ auf Zustand 1 bezogen
k	Bezug auf Spezies k		
kin	kinematisch		
L	Lorentz	2	nach dem Stoß/auf Zustand 2 bezogen
L	Landau		
L	Ladung	3	auf Zustand 3 bezogen
lam	Bezug auf Lamorradius		
max	auf Maximum bezogen	$\perp$	quer/senkrecht
mag	magnetisch		
min	auf Minimum bezogen		

## Abkürzungen

EXPERT	European Experimental Re-entry Testbed
IMAX	IRS Magnetic Accelerator eXperiment
IPG	Induktiv beheizter Plasmagenerator
MHD	Magnetohydrodynamik
NASA	National Aeronautical Space Agency
NIST	National Institute of Standards and Technology
PWK	Plasmawindkanal
VKI	Van Karman Institute, Brüssel, Belgien
SLIT	Spektrometernessystem
LSI	Large Scale Integration (absolute Anzahl Transistoren in integriertem Schaltkreis, Integrationsdichte x Chipgröße)
CT	Computertomographie
CFD	Computational Fluid Dynamics (Numerische Strömungssimulation)
ESA	European Space Agency
ESTEC	European Space Research and Technology Centre

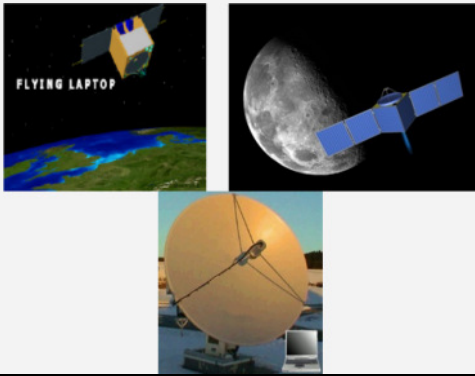
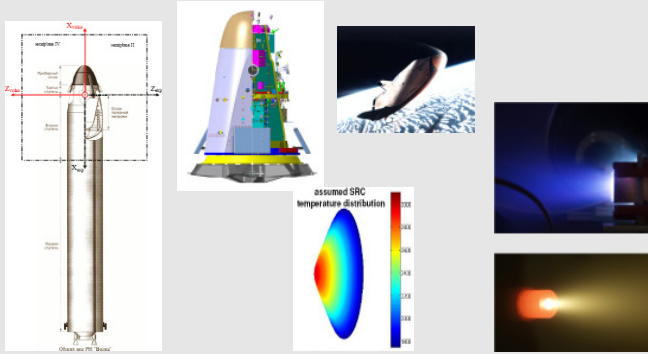

STARDUST	Stardust mission → collect samples of a comet and return them to Earth
PYREX	PYrometric REEntry eXperiment
PHLUX	Pyrometric Heat fLUX eXperiment
RESPECT	REEntry SPECTrometer
ATV	Automatic Transfer Vehicle
SHEFEX	SHarp Edge Flight Experiment
FLPP	Future Launcher Preparatory Program
IXV	Intermediate eXperimental Vehicle
BW1	Baden Württemberg 1
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
TALOS	Thermal Arcjet for Lunar Orbiting Satellite
IMPD	Instationäres magnetoplasmadynamisches Triebwerkssystem
SIMP-LEX	Stuttgart Impulsing MPD Thruster for Lunar Exploration
ADD-SIMP-LEX	Advanced Stuttgart Impulsing MPD Thruster for Lunar Exploration
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
HIPARC-R	High Power Arcjet- Radiatively Cooled
HIPARC-W	High Power Arcjet- Water-Cooled
PG	Plasmagenerator
SF	Eigenfeldgerät
AF	Fremdfeldgerät
PARADE	ESA Plasma RADIation DatabasE
COMPARE	Combined Planetary entry And trajectory Rebuilding Experiment
ISRU	In situ resources utilization
RTO	Research Treaty Organization

### Konstanten

c	Lichtgeschwindigkeit (Vakuum)	$1/(\mu_0 \cdot \epsilon_0)^{0,5}$	$2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
e	Elementarladung		$1,602\ 176\ 487 \cdot 10^{-19}$ C
h	Plancksches Wirkungsquantum		$6,6262 \cdot 10^{-34}$ J·s
k	Boltzmann-Konstante		$1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K
m <sub>e</sub>	Elektronenmasse		$9,10956 \cdot 10^{-31}$ kg
N <sub>A</sub>	Avogadrokonstante		$6,02214179 \cdot 10^{23}$ mol <sup>-1</sup>
μ <sub>0</sub>	Permeabilitätskonstante		$4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}$ (V·s)/(A·m)
ε <sub>0</sub>	Dielektrizitätskonstante		$8,85419 \cdot 10^{-12}$ (A·s)/(V·m)
π	Kreiszahl		3,1415926535
R	universelle Gaskonstante		8,314 J/(K·mol)

# 1 Einleitung

Von Raumfahrttechnologie und Weltraumforschung, die häufig als Königsdisziplinen der ingenieurwissenschaftlichen und naturwissenschaftlichen Forschung betrachtet werden, ging schon immer ein besonderer Reiz aus. Neben den Impulsen der Raumfahrttechnologie aufgrund der großen Herausforderungen, verbunden mit wissenschaftlicher Forschung und der damit einhergehenden Außenwirkung, liefert sie mit einer regelrechten Tradition bedeutsame Impulse für terrestrische Hochtechnologien und Wissenschaftszweige. Diese Impulse bestehen nicht nur im Auftragsforschungsbereich und im Produkttechnologietransfer, sondern insbesondere auch im Methoden- und Wissenstransfer.

S C H L Ü S S E L T E C H N O L O G I E N + W I S S E N S C H A F T E N	S Y S T E M T E C H N I K	W E L T R A U M	<p align="center"><b>Raumfahrttechnologie</b></p> <p align="center"><b>Anwendungssatelliten, Wissenschaftliche Satelliten, Sonden und Kontrollsysteme</b></p> 	<p><b>Wissens- / Technologietransfer</b></p> <p><b>Satelliten:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>-Navigation, Autonavigation</li> <li>-Entfaltungstechnologien: Roboter und Manipulatoren</li> <li>-Regelungstechnik: Werkzeugtechnik / Roboter</li> <li>-Reinraumtechnologie: Qualitätskontrolle für Präzisionsbauteile</li> <li>-Kühltechnologien: Supraleitende Magnete und Kühlschränke</li> <li>-Sensortechnologie: Kameras, Medizintests</li> <li>-Energieversorgung: Energiespeichertechnologie, Solarzellen</li> <li>-LSI Technologie</li> <li>-Antennentechnologie</li> <li>-Sicherheitstechnologie</li> </ul>
		R A U M T R A N S P O R T	<p align="center"><b>Trägersysteme, Eintrittsfahrzeuge / Landesysteme, Antriebe</b></p> 	<p><b>Trägersysteme, Eintrittsfahrzeuge und Landesysteme sowie Antriebe:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>-Verbundmaterialien für Luftfahrt</li> <li>-Hitzebeständige, faserverstärkte Kunststoffe: Medizin-/Dentaltechnik, Lichtwellenleiter, Sportausrüstung, Druckbehälter</li> <li>-LSI Technologie: Designsimulation, CT Bildgebung, Schrittmacher</li> <li>-Hochfeste Stähle: Tiefseeboote, Hochdruckleitungen</li> <li>-Strukturanalyse: Brücken und Wolkenkratzer</li> <li>-CFD: Automobilindustrie, Hochgeschwindigkeitszüge</li> <li>-Aerodynamik</li> <li>-Plasmatechnologie</li> <li>-Sicherheitstechnologie</li> </ul>
		V A L I D A T I O N	<p align="center"><b>Bodentestanlagen und Diagnostik (Verifikation und wissenschaftliche Untersuchungen)</b></p> 	<p><b>Bodentestanlagen / Diagnostik:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>-Umweltsimulation</li> <li>-Plasmatechnologie: Materialbearbeitung sowie Entsorgung</li> <li>-Anlagentechnologie</li> <li>-Verfahrenstechnik</li> <li>-Messverfahren und Sensortechnologie</li> <li>-Materialwissenschaften</li> <li>-Sicherheitstechnologie</li> </ul>

**Abbildung 1: Wissens- und Technologietransfer aus der Raumfahrt am Beispiel des IRS**

In Bild 1 sind, ohne Anspruch auf Vollständigkeit, Transfertechnologien und -Methodologien dargestellt. Die hier gezeigten Projektbeispiele entsprechen dabei weitgehend der wissenschaftlichen Ausrichtung des Instituts für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart, wobei an dieser Stelle ausschließlich Potenziale an transferierbarem Wissen aufgezeigt werden. Abgesehen von der umfassenden Systemtechnologie, die im Wesentlichen durch die NASA während des Apollo-Programms weiterentwickelt und schließlich für die Shuttle-Entwicklung eingesetzt wurde (1), wird im Rahmen dieser Abhandlung auf Forschungsergebnisse aus der raumfahrtrelevanten Plasmatechnologie und deren Anwendungspotenzial für weitere Wissenschafts- und Ingenieursbereiche eingegangen.

Universitäten sehen sich hierbei jedoch häufig einer Gradwanderung ausgesetzt: Da der direkte Transfer von Wissen und Technologie zur Industrie die Universitäten sehr starken Vorgaben hinsichtlich der Forschungsausrichtung aussetzt und diese gleichzeitig in die Zwangslage geraten sich zu häufig für die damit verbundenen verlockenden Forschungs- und Entwicklungsgelder zu entscheiden, entsteht eine Schieflage zwischen der Anwendungsforschung und der freien und ungebundenen Grundlagenforschung (2). Am IRS wird versucht, diesen Umstand durch umfangreiches wissenschaftliches Publizieren sowie durch Firmenausgründungen für den Fall potenziell erfolgreicher technologischer Entwicklungen zu kompensieren. Darüber hinaus werden selbst Resultate aus anwendungsbezogenen Forschungsvorhaben über Verifikations- und Validierungsaktivitäten den Entwicklungen auf dem Gebiet der Modellierung zugeführt.

Die o. g. Arbeiten schließen teilweise an die in der Referenz (3) erzielten Ergebnisse an. Die dort entwickelten Plasmaquellen zählen zu den leistungsfähigsten induktionsbeheizten Plasmageneratoren (4). Durch Anwendung von spezifischen Designkriterien gelang es bei diesem Typ, erstmalig eine magnetohydrodynamische Plasmastabilisierung zu realisieren. Diese bewirkt eine Reduktion der thermischen Belastung des Plasmarohres und damit eine signifikante Erhöhung des thermischen Wirkungsgrades. Bei dem Prozess handelt es sich um einen so genannten Thetapinch, der experimentell nachgewiesen wurde. Daneben wurde eine Leistungsoptimierung über die Variation der Betriebsfrequenz der Plasmaquelle erreicht. Die Verwertbarkeit der Plasmaquelle in den Bereichen Materialbearbeitung und Abfallbehandlung ist sehr hoch, sodass es zu Patentanmeldungen auf diesem Gebiet kam (5). Zusätzlich stellte der induktiv beheizte Plasmawindkanal PWK3 die Voraussetzung für die experimentelle Untersuchung katalytischer Prozesse an Hitzeschutzmaterialien dar. Es wurde eine Methodologie zur Bestimmung von Rekombinationskoeffizienten entwickelt, mit denen die katalytischen Eigenschaften von Materialien quantitativ beziffert werden können und in der Folgezeit wurden zum ersten Mal Rekombinationskoeffizienten von Hitzeschutzmaterialien am Institut für Raumfahrtssysteme gemessen (6). Zwar werden durchaus andere Methoden erfolgreich verwendet, jedoch konnten Dank der Eigenschaften der Plasmaquelle, denn diese kann mit Einzelgasen wie Sauerstoff und Stickstoff bei hoher Enthalpie betrieben werden, gasspezifische Rekombinationskoeffizienten bestimmt werden, welche im Unterschied der sehr verbreiteten effektiven (luftbezogenen) Rekombinationskoeffizienten (7) verhältnismäßig einfach in numerische Modelle implementiert werden können (8).

Die genaue Kenntnis katalytischer Prozesse ist Grundlage für die Gewichtsoptimierung von Hitzeschutzsystemen und fand Eingang in die Untersuchungen im Rahmen des nationalen Raumfahrtprogramms ASTRA. Bei der so genannten aktiven Oxidation von siliziumkarbidbasierten Hitzeschutzmaterialien kommt es zu einer missionskritischen Temperaturerhöhung sowie zu einer signifi-

kanten Zunahme der Massenverlusten der Materialien. Innerhalb des Raumfahrtprogramms konnten diese Prozesse durch eine Kombination numerischer und experimenteller Untersuchungen erklärt werden. Hierbei wurde eine Interaktion zwischen der Katalyse der Materialien und den Oxidationsreaktionen betätigt und auch modelliert (4).

Durch die Simulationsanlage PWK3 sowie die Erkenntnisse auf dem Gebiet der Katalyse wurde die Voraussetzung für das katalysitätsbasierte Flugexperiment PHLUX („Pyrometric Heat fLUX eXperiment“) geschaffen, welches beispielsweise an Bord der europäischen Kapsel EXPERT („European eXPERimental Reentry Testbed“) zum Einsatz kommen wird. Die Veröffentlichung der Methodologie für PHLUX in einer begutachteten Zeitschrift ist vorbereitet (9). Für die Erforschung von Katalyse und der Reaktionsschemata werden häufig Grenzschichtmodelle herangezogen (10), sodass anspruchsvolle Mess- und Simulationstechnologien für Plasmen erforderlich sind (11), (12), (13). Am IRS wurden auf dem Gebiet der Katalyse signifikante Fortschritte erzielt. So konnte einerseits das Verfahren zur Bestimmung der gasspezifischen Katalyse stark verbessert werden (14), andererseits wurde durch die Einbeziehung fortschrittlicher plasmadiagnostischer Methoden der Kenntnisstand bezüglich der erforderlichen Grenzschichtinformationen deutlich verbessert (11), (15).

Neben dem katalysitätsbasierten Sensorsystem PHLUX konnten die Erfahrungen mit einigen dieser Messverfahren wie Emissionsspektroskopie, Wärmestromdichtemessung und Pyrometrie für Wiedereintrittsflugdemonstratoren eingesetzt werden. So wurde für den amerikanisch-europäischen Technologiedemonstrator X38 ein 6-Kanal-Pyrometersystem zu Messung der heißen Strukturen im Nasenbereich des Vehikels entwickelt und flugqualifiziert (16). Zwar kam X38 nie zum Flugeinsatz, jedoch konnte das Design des entwickelten Messsystems auf den europäischen Aerothermodynamikdemonstrator EXPERT übertragen werden, sodass das Pyrometersystem PYREX („PYrometric REentry eXperiment“) ebenfalls auf EXPERT zum Einsatz kommen wird. Neben PYREX und PHLUX wurde auch ein miniaturisiertes Spektrometersystem, genannt RESPECT („REentry SPECTrometer“), entwickelt (17).

Darüber hinaus konnte mit der erfolgreichen Durchführung von flugzeuggestützten Beobachtungsmissionen ein weiterer Wissenszuwachs bezüglich der Nichtgleichgewichtseffekte beim atmosphärischen Eintritt erzielt werden. Die amerikanische Raumkapsel STARDUST kehrte am 15.01.2006 nach einer 7 jährigen Mission zum Kometen Wild 2 zur Erde zurück. Dabei trat die Kapsel mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 12,8 km/s in die Erdatmosphäre ein und vollzog das schnellste Wiedereintrittsmanöver eines von Menschenhand geschaffenen Flugobjekts. Neben dem eigentlichen Missionsziel, der Sammlung kometarer und interstellarer Staubteilchen, wurde darüber hinaus eine Beobachtungsmission von der NASA durchgeführt, um anhand optischer Messungen Informationen über diesen schnellsten Wiedereintritt zu erhalten. Diese Beobachtungsmission fand an Bord eines DC8 Flugzeugs statt, wobei neben amerikanischen und japanischen Wissenschaftlern das Institut für Raumfahrtssysteme mit dem Spektrometersystem SLIT sowie einem weiteren Transmissionspektrometer die einzigen europäischen Beiträge stellte. Die Entwicklung von SLIT und die Datenanalyse erfolgten in Zusammenarbeit mit dem Steinbeistransferzentrum Plasma- und Raumfahrttechnologie. Gegenwärtig werden die Flugdaten im Rahmen eines durch die ESA geförderten Programms analysiert und anhand von experimentellen und numerischen Untersuchungen weiter interpretiert. Daten und Ergebnisse sind jedoch einmalig in Europa (18) und die Natur dieses schnellsten Wiedereintritts ist vergleichbar mit den zu erwartenden Wiedereintrittsmanövern interplanetarer

Rückkehrmissionen, so dass STARDUST als Referenzmission für die geplanten Rückkehrmissionen vom Mars im Rahmen des Aurora-Programms der ESA aufzufassen ist. Vor allem Vorgänge wie Ionisation, das Auftreten strahlungsbedingter Wärmeflüsse, aber auch das Verhalten der Ablatorhitzeschutzmaterialien und deren Interaktion mit dem Wiedereintrittsplasma sind hier als Gegenstand der Forschung zu benennen. An die erfolgreiche Vermessung des Wiedereintritts der STARDUST-Kapsel schlossen sich die Beobachtungsmissionen für das ATV („Automatic Transfer Vehicle“) „Jules Vernes“ sowie für die japanische Asteroidenkapsel Hayabusa an (19).

Vor dem Hintergrund zu qualifizierender Technologien und Messsysteme gilt ein ähnlicher Sachverhalt für die Missionen EXPERT und SHEFEX („SHarp Edge Flight EXperiment“). Neben Qualifikation und Erprobung relevanter Systeme, was die Bezeichnung Referenzmission für Aurora zulässt, muss hier auch noch das FLPP-Programm („Future Launcher Preparatory Program“) der ESA genannt werden, in welchem die geplante Entwicklung des Wiedereintrittsdemonstrators IXV („Intermediate eXperimental Vehicle“) beabsichtigt ist. Da IXV als Technologietestbett für zukünftige, wieder verwendbare Vehikel (RLV) dienen soll, ist die Berücksichtigung von Technologien, wie beispielsweise keramische Klappen und fortschrittliche Hitzeschutzsysteme, sowie die aerothermodynamischen Messsysteme und deren Ergebnisse aus den Missionen EXPERT und SHEFEX unerlässlich.

Ein ähnliches Bild ergibt sich auch für das Kleinsatellitenprogramm am IRS. Neben den geplanten umfangreichen wissenschaftlichen Zielen, wie sie beispielsweise für die Mondmission BW1 („Baden Württemberg 1“) vorliegen (20), werden am Institut für Raumfahrtssysteme ebenfalls die Technologien von elektrischen Antrieben erarbeitet (21), (22), (23). Für BW1 ist ein Antriebssystem vorgesehen, welches eine Kombination aus zwei Antriebsgattungen darstellt, nämlich dem Lichtbogenantriebssystem TALOS und dem instationären magnetoplasmadynamischen Triebwerkssystem (IMPD) SIMP-LEX (24). Die Sachverständigkeit aus dem Projekt SIMP-LEX findet Eingang in die Entwicklung von IMAX, ein „großer Bruder“ von SIMP-LEX, der für Plasmahärtungsprozesse an Turbinenschaufeln eingesetzt werden soll (25).

Durch die Beteiligung des IRS bzw. aufgrund der maßgeblichen (Mit)Gestaltung der genannten Projekte erarbeiteten sich die Bereiche des Instituts nicht nur eine umfangreiche Systemkompetenz, sondern auch eine bedeutsame technologische und wissenschaftliche Kompetenz. Die Struktur dieses Kapitels zeigt allerdings, dass bei den Aktivitäten im Bereich der Raumfahrttechnologie, der Raumwissenschaften und auf dem Gebiet des Technologietransfers am Institut für Raumfahrtssysteme ein Dialogeingriff beziehungsweise eine Wechselbeziehung vorliegt. Dies wurde auch mittlerweile von den Raumfahrtagenturen ESA und DLR erkannt und es werden umfangreiche Aktivitäten wie beispielsweise die Schaffung von internetbasierten Technologietransferplattformen und Datenbanken aber auch Ausstellungen und Workshops durchgeführt. Ein ähnlicher Sachverhalt liegt auch auf dem Gebiet der Wirtschaftsförderung vor.



## **Aufbau der Arbeit:**

In dieser Abhandlung können allerdings nur beispielhafte Transfertechnologien benannt und diskutiert werden.

Zunächst werden in Kapitel 2 Schlüsseltechnologien in der Raumfahrt beschrieben. Im Wesentlichen werden dabei einige signifikante Technologien diskutiert. Die Motivation von fortschrittlichen physikalischen Technologien wie beispielsweise der Hochtemperatursupraleitung aber auch der Plasmatechnologie werden dabei veranschaulicht. Das Anwendungspotential der Plasmen wird dabei im Verlauf der Abhandlung weiter vertieft.

Im dritten Kapitel werden zunächst charakteristische Energiegrenzen für Plasmen beschrieben, um so ein Werkzeug für eine erste grobe Einteilung der Plasmen zur Verfügung zu stellen. Zusätzlich wird in den folgenden Unterabschnitten auf charakteristische Kenngrößen der Plasmen eingegangen. Ziel ist dabei die Erstellung von Domäneninformationen, die eine Einordnung von Plasmen hinsichtlich ihrer Eigenschaften aber auch ihrer Vergleichbarkeit zueinander erleichtern.

Das vierte Kapitel beinhaltet daher eine umfangreiche Recherche natürlicher Plasmen sowie der am IRS entwickelten, verfügbaren Plasmasysteme. Es schließt deshalb mit einer graphischen Einteilung dieser Plasmen auf Basis der Resultate des dritten Kapitels ab. Alle durchgeführten Arbeitspunkte basieren auf algebraischen Betrachtungen bzw. Dimensionsanalysen, was begründet, warum im fünften Kapitel nur die Temperaturnichtiggleichgewichtsverhältnisse am Ort der Plasmagenerierung typischer technischer Plasmasysteme abschätzig berechnet werden. (Chemisches Nichtgleichgewicht lässt sich im Allgemeinen nicht algebraisch erfassen).

Danach wird im sechsten Kapitel die Plasmahydrodynamik eingeführt, wobei die Maxwellgleichungen den Kanon der Grundgleichungen für die Plasmen abschließt. In den sich anschließenden Abschnitten werden Dimensionsanalysen bzw., sofern möglich, auch algebraische Betrachtungen für am IRS relevante Plasmasysteme durchgeführt. Dabei führt dies teilweise auf charakteristische Größen wie beispielsweise der magnetischen Reynoldszahl, welche nicht nur eine Verständniserweiterung bedeuten, sondern auch eine Einordnung der Plasmen im Hinblick auf die erforderlichen Modellwerkzeuge ermöglichen. Darüber hinaus werden für die jeweiligen Größen algebraische Zusammenhänge eingeführt, beispielsweise um die Beziehung zur Magnetohydrodynamik sowie zu für die Magnetohydrodynamik relevanten Größen wie beispielsweise dem Plasmabeta oder der Stuartzahl herzustellen.

Abschließend werden hieraus exemplarisch MHD Plasmasysteme beleuchtet. Hierbei werden die Systeme nicht nur dargestellt sondern auch mit algebraischen Modellen beschrieben, welche wiederum anhand von experimentellen Daten sowie vereinfachten Modellen überprüft werden.

Ein umfangreicher Ausblick in Kapitel 8, in welchem die sich ergebenden weiterführenden Entwicklungen und Spin-Offs dargestellt werden, sowie die Zusammenfassung in Kapitel 9 schließen die Arbeit ab.

## 2 Schlüsseltechnologien aus der Raumfahrt

Dieser Abschnitt analysiert Schlüsseltechnologien, welche am IRS und in dessen Umfeld untersucht bzw. erarbeitet werden. Dabei erfolgt eine Einordnung dieser Technologien mit den Werkzeugen des Innovationsmanagements, so dass sowohl eine Bewertung dieser als auch eine Einstufung des Entwicklungsstandes möglich ist.

### 2.1 Identifikation und Einordnung

Ausgangspunkt sind klassische Mittel des Innovationsmanagements sowie die Referenz (26), in welcher Schlüsseltechnologien in einem gesamteuropäischen Kontext beleuchtet werden. Dabei wurden folgende Gebiete betrachtet:

- **Micro- und Nanoelektroniken:** Diese Technologien haben eine hohe Bedeutung für die Automobilindustrie, kabellose Minisensoren, das Infotainment, die Telekommunikation, den Konsumgüterbereich sowie den Medizinbereich. Es ist deutlich, dass dieser Bereich vor dem Hintergrund der oft sehr kritischen Massenbudgets zu den Schlüsseltechnologien in der Raumfahrt gehört.
- **Photonische Technologien:** Diese Technologien sind von hoher Bedeutung im produzierenden Gewerbe, in der Verteidigungstechnologie, in der Solarindustrie, der Displaytechnologie, der Beleuchtungstechnik, der Informationstechnologie, den Printtechnologien, der optischen Informationsübertragung, Medizin- und Lebenswissenschaften sowie der Messtechnik und Automatisierungstechnik. Gerade was die Informationsübertragung zwischen Satelliten, die solaren Energiesysteme sowie die Messtechnik und Automatisierungstechnik anbelangt ist festzustellen, dass diese Technologien zu den Schlüsseltechnologien der Raumfahrt gehört.
- **Fortschrittliche Materialien:** Dieses Gebiet beeinflusst deutlich die Energietechnik (Katalyse, Batterien, photovoltaische Zellen), die Informations- und Kommunikationstechnologie, den Transport (Leichtbau), die Medizintechnologie, die Sensortechnologie und die Umwelttechnologie. Selbstredend gehört demnach der Bereich der Fortschrittlichen Materialien zu einer der Kompetenzen der Raumfahrt. Dabei ist das Spektrum der Materialien, die Gegenstand der Forschung sind, sehr breit: So sind neben Gradientenwerkstoffen, Hochtemperaturwerkstoffen, seltenen Erden (→ Solarkollektoren) sowie Werkstoffen für die Energiespeicherung (z.B. Metallhydride zur Wasserstoffspeicherung) auch Metamaterialien und Hochtemperatursupraleiter zu nennen. Dabei ist deutlich, dass ein wissenschaftlicher Durchbruch bei den Metallhydriden beispielsweise für das Gebiet der Energiespeichertechnologien, bei den dreidimensionalen Metamaterialien aber auch bei den Hochtemperatursupraleitern geradezu schon einen revolutionären Charakter sowohl für die Raumfahrt als auch für entsprechende terrestrische Entwicklungen hätte. Als Beispiel hierfür sind die Hochtemperatursupraleiter zu nennen, die am IRS Gegenstand intensiver Untersuchungen sind (27), (28). Darüber hinaus befruchten die Entwicklungen auf dem Gebiet der Fortschrittlichen Materialien die Sensortechnologie. Ein Beispiel hierfür sind die Festkörperelektrolytsensoren, die an TU Dresden, Universität Stuttgart und von Firmen wie Escube GmbH entwickelt werden (miniaturisierte Gassensorik) (29) sowie das katalysitäs-basierte Wärmeflussensorsystem PHLUX (30).

- **Biotechnologie:** Die Definition der OECD lautet hierfür (26): „Die Anwendung von Wissenschaft und Technologie auf lebende Organismen und Teilen, Produkten und Modellen davon, um lebendes und nicht-lebendes Material für den Ausbau von Wissen bzw. den Gewinn von Gütern und Dienstleistungen zu verändern“. Die wesentlich betroffenen Bereiche sind die Energietechnologie (z.B. Biobrennstoffzellen), das Gesundheitswesen bzw. die hierfür relevanten Technologien sowie diverse industrielle Anwendungen in Bereichen Pharmazie, Landwirtschaft sowie Papier- und Textilindustrie (26).

## 2.2 Entwicklungen am IRS

Diesbezüglich sind die folgenden am IRS bearbeiteten Kompetenzfelder von großem Belang:

- **Hochtemperatursupraleiter (27), (28):** Im Wesentlichen handelt es sich dabei um die Erarbeitung beschreibender Zusammenhänge für die Sprungtemperatur, wobei der Kristallstruktur und –zusammensetzung der Materialien eine große Bedeutung zukommt. Es ist dabei davon auszugehen, dass diese sehr gut verifizierte und validierte Berechnungsmethode mittelfristig zur Aussage führen wird, wie ein Hochtemperatursupraleiter beschaffen sein muss, damit er über eine spezifizierte Sprungtemperatur verfügt. Die Auswirkungen sind verhältnismäßig revolutionär: Neben der Bedeutung für fortschrittliche Raumfahrtantriebe (AF MPD-Triebwerke, M2P2) sind hier Anwendungen wie MHD-basierte „Railguns“ zu sehen, die beispielsweise einen Ausgangspunkt für Vehikel, die vom Mond aus gestartet werden können. Weiterhin wird die Entwicklung von Supraleitern mit noch höheren Sprungtemperaturen einen wesentlichen Einfluss auf die Energietechnik nehmen (Minimierung der Leitungsverluste). Darüber hinaus ist ebenso die Anwendung für Hitzeschutzsysteme vorstellbar, wo MHD-basierte Hochtemperatur-supraleitende Systeme die Möglichkeit schaffen können, die Plasmagrenzschicht vor der heißen Struktur mit Hilfe von starken Magnetfeldern zu beeinflussen. Dabei ist es vorstellbar, dass dies zur Reduktion der Wärmestromdichte führt. Diesbezügliche Untersuchungen finden gegenwärtig statt (31).
- **Plasma- und Sensortechnologie:** Die am IRS entwickelten Plasmasysteme werden hauptsächlich als elektrische Raumfahrtantriebe oder für Simulationsanlagen zur Darstellung von Umweltbedingungen wie sie beim atmosphärischen Eintritt von Raumfahrzeugen auftreten (3), (32), sowie zur Simulation und Untersuchung natürlicher Plasmen (33) eingesetzt. Darüber hinaus werden zur Charakterisierung der Referenzbedingungen in den Anlagen, zur Charakterisierung der elektrischen Antriebe aber auch für Messungen während des atmosphärischen Eintritts Messverfahren entwickelt (15). Dabei dienen die Referenzbedingungen häufig als Verifizierungs- und Validierungsexperimente für die eben genannten Arbeitsgebiete (34), (35). Einige der Messverfahren wurden dabei für in-situ Messungen während des Fluges weiterentwickelt (30). Hierzu gehören neben RESPECT, PYREX, COMPARE (Combined Planetary entry And trajectory Rebuilding Experiment) und PHLUX auch die FIPEX Sensoren, bei denen es sich um fortschrittliche, miniaturisierte Gassensoren basierend auf Festkörperelektrolyten handelt. Die PYREX-Sensorsysteme sind aerothermodynamische Sensoren, die bereits für Eintrittsvehikel wie EXPRESS und MIRKA zum Einsatz gekommen sind. Bei RESPECT, COMPARE und PHLUX handelt es sich um fortschrittlichere Sensoren, die sich z.T. aus den PYREX Entwicklungen für den amerikanisch-europäischen Technolo-

giedemonstrator ableiten. Dabei werden RESPECT und PHLUX zusammen mit PYREX noch innerhalb der nächsten 12 Monate an Bord der ESA-Kapsel EXPERT fliegen, COMPARE hingegen kommt als Technologiedemonstrator an Bord von SHEFEX II ebenfalls noch im September 2011 zum Einsatz. Die Gassensoren wurden in den letzten 10 Jahren an den Universitäten Dresden und Stuttgart und durch das Unternehmen Escube GmbH im Hinblick auf Anwendungsspektrum, Leistungsbedarf und Geometrie immer mehr optimiert. Der Mitflug von FIPEX mit der ISS zur Messung des atomaren und molekularen Sauerstoffs sowie zur Charakterisierung der Dynamik der Erdatmosphäre stellt neben zahlreichen Flügen an Bord von Kapseln und Höhenforschungsraketen den Höhepunkt der bisherigen Gassensorik dar (29). Darüber hinaus können die o.g. Plasmasysteme für die Materialbearbeitung (36) oder zur Abfallbehandlung (36), (5) eingesetzt werden. Mit den am Institut durchgeführten experimentellen und theoretischen Untersuchungen zur Magnetohydrodynamik wurden Grundlagen zur Entwicklung elektrodynamischer Hitzeschutzsysteme für hochenergetische atmosphärische Eintrittsmanöver, zur magnetohydrodynamisch basierten Steuerung von Plasmaprozessen (37), (31) sowie zur Entwicklung fortschrittlicher Raumfahrtantriebe geschaffen (38), (39), (40). Mit elektrostatischen Plasmaeinschlußverfahren lassen sich nicht nur fusionsrelevante Prozesse untersuchen und auch Verifizierungsexperimente für Partikelverfahren gestalten, sondern es ist auch denkbar, dass diese zu fortschrittlichen Weltraumantrieben weiterentwickelt werden. Weiterhin ist der Einsatz als Neutronenquelle in der Medizin gegeben.

Darüber hinaus sind auch einige der Anwendungen des Plasmasystems IMAX sehr bedeutsam. Für diese Anwendungen wird allerdings in Kapitel 4 eine Übersicht gegeben.

### 3 Einteilung von Plasmasystemen

Schon in der Natur sind Plasmen weit verbreitet. Im Wesentlichen stellen die Plasmen hierbei einen Großteil der in der Natur vorkommenden Materie dar. Die technische Realisierung von Plasmen in Form von Laborplasmen gewinnt immer mehr an Bedeutung: Im einfachsten Fall sind dies (Niederdruck)Gasentladungslampen, welche zur Lichterzeugung verwendet werden. Dabei werden Gase in Entladungsröhren nur teilionisiert, wobei die Stöße zur Anregung von Atomen führen, die dann wiederum Photonen aussenden. Daneben existieren Hochdrucklampen mit optisch dicker Plasmaentladung, die Photonen reabsorbieren und dabei ein breites Spektrum emittieren.

Große elektrische Ströme können mit Hilfe von Plasmen ausgeschaltet werden. Dabei resultieren bei Unterbrechung des Stromkreises hohe Spannungen, so dass sich eine Bogenentladung ausbilden kann. Die Kontrolle dieses Bogens kann durch gezieltes Zusetzen bestimmter Gase erreicht werden.

Bei Plasmaprozessen werden Plasmaentladungen dazu verwendet Oberflächen und Materialien zu bearbeiten. Diese Prozesse können sowohl physikalisch, als auch chemisch erfolgen (Beschichtung von Oberflächen, Profilgebung durch Plasmaätzen, Materialauftragung z.B. bei der Chipherstellung, Nanoskalierung von Materialien).

Seit den 1950iger Jahren wird der Fusionsprozess zum Zweck der Energieerzeugung entwickelt.

Allerdings haben diese Arbeiten immer noch nicht zu einem industriell nutzbaren Reaktor geführt. In der Raumfahrt wird diese Technologie für fortschrittliche Antriebssysteme in Betracht gezogen. Diese Arbeiten führten, neben der Anpassung und Erweiterung der physikalischen und systemtechnischen Grundlagen, auf konzeptionelle Entwürfe von Raumfahrzeugen für verschiedene Referenzmissionen.

Ohne Zweifel ist das Anwendungspotenzial der Plasmatechnologie für den Einsatz in der Luft- und Raumfahrttechnik äußerst groß. Dabei wird auf ein umfangreiches Spektrum an Plasmaquellen zurückgegriffen. Im Wesentlichen unterscheiden sich diese Plasmaquellen insbesondere in der Art der Generierung der Plasmen. Neben den lichtbogenbeheizten Systemen sind hier die elektrodenfreien Geräte wie beispielsweise induktionsbeheizte und dielektrisch beheizte Plasmasysteme zu nennen. Von Ausnahmen abgesehen, werden die lichtbogenbeheizten Systeme mit Gleichstromenergieversorgungsanlagen betrieben, wohingegen die Funktionsweise der induktionsbeheizten bzw. der dielektrisch beheizten Systeme eine Oszillation von Strom und Spannung bedingt. Die Funktionsweise der häufigsten Plasmaquellen ist in Referenz (41) beschrieben. Die wesentlichen Anwendungen in der Raumfahrt sind hierbei Plasmaanlagen zur Simulation des atmosphärischen Eintritts von Raumflugkörpern sowie der Einsatz geeigneter Plasmaquellen für elektrische Antriebssysteme.

#### 3.1 Betrachtung charakteristischer Energien

Mit dem in Bild 2 dargestellten Temperatur-Elektronendichtediagramm wird eine grobe Einteilung der in Natur und Technik vorkommenden Plasmen möglich<sup>1</sup>: Neben der Temperatur und Dichte-

---

<sup>1</sup> Diese Art der Einteilung von Plasmen ist durchaus geläufig (42). Allerdings wird hier versucht praktisch, sinnvolle Gebietsgrenzen im Diagramm sowie weitere für die Modellierung charakteristische Größenbereiche anzugeben (z.B. charakteristische Längen). Damit soll dem geneigten Leser ein Werkzeug zur Analyse der erforderlichen Modellierungsbedingungen gegeben werden. Dieses Werkzeug dient ebenso einer Verbesserung des Verständnisses der Plasmen.

information an sich können wesentliche Charakteristika der Plasmen in stark vereinfachter Form durch eine Analyse der Energieverhältnisse, wie sie beim jeweils betrachteten Plasma vorliegen, abgeleitet werden. Praktisch gesehen führt dies auf eine Einteilung der Plasmen in Bereiche. Ausgangspunkt hierbei ist die massenspezifische thermische Energie in stark vereinfachter Form:

$$E_{therm} = \frac{3}{2} kT. \quad \text{Gl. 1}$$

Dabei errechnet sich die Energie mit Hilfe der Temperatur  $T$  sowie der Boltzmannkonstanten  $k$ . Durch eine vergleichende Analyse der thermischen Energie nach Gleichung 1 mit weiteren charakteristischen Energien lassen sich Modellgrenzen herleiten, welche sowohl Aussagen im Sinne des Verständnisses der betrachteten Plasmen machen als auch Angaben bezüglich der erforderlichen Modellierungsansätze zur Beschreibung der Plasmen ableiten. Zu den hierfür relevanten Energien gehören:

1. Relativistische Energie: Hier kann ein Modellbereich ermittelt werden, für welchen relativistische Effekte bei der Berechnung der Plasmen berücksichtigt werden müssen.
2. Coulombenergie: Ähnlich wie bei den idealen Gasen, bei denen die thermische Energie der Gasteilchen die Van-der-Waals-Wechselwirkungskräfte stark dominiert, werden hier die thermische Energie und die elektrostatischen Wechselwirkungskräfte verglichen. Analog zu den idealen Gasen werden Plasmen, bei denen die thermische Energie die elektrostatischen Wechselwirkungskräfte stark dominiert, als ideale Plasmen bezeichnet. Im Umkehrschluss dürfen bei nicht-idealen Plasmen die idealen Gasbedingungen nicht verwendet werden.
3. Dissoziations- und Ionisationsenergien: Ein Vergleich dieser Energien mit der thermischen Energie liefert hier Grenztemperaturen, welche angeben, wann thermochemische Prozesse für die Plasmen zu berücksichtigen sind. In vielen Fällen liegt die Dissoziationsenergie signifikant unterhalb der Ionisationsenergie, weshalb die Darstellung von relevanten Plasmen in einem Elektronentemperatur-Elektronendichten-Diagramm erst für Temperaturen, welche größer als eine charakteristische Dissoziationstemperatur sind, sinnvoll ist.
4. Fermienergie: Durch drastische Erhöhung der Elektronendichte lassen sich die Abstände der Elektronen auf die Größenordnung der De-Broglie-Wellenlänge reduzieren. Ist dies der Fall, so müssen quantenphysikalische Effekte in Betracht gezogen werden. Dabei ist die thermische Energie der Elektronen mit der Fermienergie vergleichbar ist.

Zu Punkt 1 lässt sich sagen, dass die Fragestellung, ob relativistische Effekte zur Modellierung der Plasmen herangezogen werden müssen, gleichbedeutend mit der Analyse des Verhältnisses der relativistischen Energie  $E_{rel}$  zur thermischen Energie  $E_{therm}$  der Elektronen ist (Gleichung 1). Eine analoge Betrachtung für die Schwerteilchen ist ebenfalls gerechtfertigt, führt jedoch aufgrund der vergleichsweise deutlich höheren Massen der Schwerteilchen auf höhere thermische Energien und somit auch höhere Temperaturen. Die relativistische Ruheenergie der Teilchen lässt sich mit Hilfe der Ruhemasse  $m_0$  der Teilchen und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  folgendermaßen errechnen,

$$E_{rel} = m_0 c^2 = \frac{m_0}{\epsilon_0 \mu_0}, \quad \text{Gl. 2}$$

so dass sich aus dem Gleichgewicht der beiden Energien die Grenztemperatur

$$T_{rel} = \frac{2m_0}{3k\epsilon_0\mu_0} = \text{const.} \quad \text{Gl. 3}$$

ergibt, wobei sich für die Elektronen mit  $m_0 = m_e$  eine relativistische Energie  $E_{\text{rel}}$  von  $8,19 \cdot 10^{-14}$  J ergibt ( $1,49 \cdot 10^{-7}$  J für Wasserstoffionen mit  $m_0 = m_H$ ). Die Größe  $\epsilon_0$  repräsentiert die dielektrische Permeabilitätskonstante, wohingegen  $\mu_0$  für die magnetische Permeabilitätskonstante steht. Allerdings ist die Notwendigkeit, relativistische Effekte innerhalb der Plasmamodellierung berücksichtigen zu müssen, deutlich früher zu erwarten, so dass in der logarithmischen Darstellung von Abbildung 2 der Grenzbereich bei Erreichen von 10 % der relativistischen Ruheenergie für Elektronen beginnt ( $\rightarrow T_{\text{rel}} \geq (m_0 \cdot c^2)/(15 \cdot k) \approx 4 \cdot 10^8$  K). Zwar ist die sozusagen als grober Anhaltspunkt aufzufassen, jedoch lässt sich dieser Ansatz lässt sich auch am Beispiel einer vorliegenden Boltzmannverteilten Elektronenenergie begründen, bei der bereits bei Temperaturen von ca.  $10^8$  K für einen signifikanten Anteil der Elektronen relativistische Energien vorliegen (42). Für den Fall von ausgeprägt nichtthermischen Elektronen, welche beispielsweise in elektromagnetischen Feldern beschleunigt werden, sind oftmals relativistische Effekte zu berücksichtigen (42). Beide Temperaturwerte sind in Abbildung 2 eingetragen.

Aus dem zweiten Unterpunkt lässt sich die Definition so genannter idealer Plasmen ableiten: Diese erfolgt in Analogie zur Definition idealer Gase. Dabei wird die thermische Energie mit der Coulombwechselwirkung der geladenen Teilchen verglichen. Ist diese Wechselwirkung gegenüber der thermischen Energie vernachlässigbar, so spricht man von idealen Plasmen, für welche die klassischen Bedingungen für die idealen Gase verwendet werden dürfen. Jenseits der Grenzkurve in Abbildung 2 liegen folglich nichtideale Plasmen vor. Streng mathematisch gesehen darf diese Grenze daher nur durch Gleichsetzen von thermischer Energie nach Gleichung 1 und der Coulombenergie ermittelt werden, da Gleichung 1 für das Gebiet der nichtidealen Plasmen keine Gültigkeit mehr hat. Für die Coulombenergie gilt der Zusammenhang:

$$E_C = \frac{e^2 n_e^{1.5}}{4\pi\epsilon_0} \quad \text{Gl. 4}$$

Der mittlere Abstand zwischen zwei Teilchen (hier: Elektronen) ist durch  $n_e^{-1/3}$  angegeben<sup>2</sup>, die Größe  $e$  stellt dabei die Elementarladung dar,  $n_e$  ist die Elektronendichte. Damit lässt sich durch Gleichsetzen von Coulombenergie und thermischer Energie die Grenztemperaturkurve mit

$$T_C = \frac{e^2 n_e^{1.5}}{6k\pi\epsilon_0} \propto \sqrt[3]{n_e} \quad \text{Gl. 5}$$

angeben. Diese Grenztemperatur ist eine Funktion der Elektronendichte und somit, ganz im Unterschied zur Grenztemperatur für die relativistische Entartung (Gleichung 3), nicht konstant und entspricht der grauen Geraden in der doppeltlogarithmischen Darstellung in Abbildung 2.

Der dritte Unterpunkt diskutiert die Notwendigkeit, thermochemische Aspekte zu berücksichtigen, wobei die Ionisation in erster Näherung über die Eggert<sup>3</sup>-Saha<sup>4</sup>-Gleichung berechnet werden kann. Dies sprengt den Anspruch einer abschätzigen Gebietseinteilung, weswegen hier exemplarisch für Wasserstoff die Grundzustandsenergie, welche in diesem Fall gleichbedeutend mit der Ionisationsenergie ist, zur Ermittlung einer charakteristischen Ionisationstemperatur herangezogen wird. Dabei ist  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum:

<sup>2</sup> Das resultiert aus der Berechnung des Kugelvolumens, welches ein Teilchen „einnimmt“:  $n \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot r^3 = 1 \rightarrow r = (n \cdot 4/3 \cdot \pi)^{-1/3}$ .

<sup>3</sup> J. E. M. Eggert: Deutscher Physikochemiker (1891-1973).

<sup>4</sup> M. N. Saha: Indischer Astrophysiker (1893-1956).

$$E_{Ion} = \frac{m_e}{2} \left( \frac{e^2}{2\epsilon_0 h} \right)^2. \quad \text{Gl. 6}$$

Die zugehörige Grenztemperatur, d.h. die Temperatur  $T_{Ion}$ , bei der die Grundzustandsenergie von Wasserstoff erreicht wird, errechnet sich dann zu:

$$T_{Ion} = \frac{m_e}{3k} \left( \frac{e^2}{2\epsilon_0 h} \right)^2. \quad \text{Gl. 7}$$

Auch hier gilt aus den oben genannten Gründen, dass Ionisation schon deutlich eher im Rahmen der Plasmamodellierung zu berücksichtigen ist, so dass der Grenzbereich in der logarithmischen Darstellung von Abbildung 2 auch hier bei Erreichen von 10 % der Grundzustandsenergie beginnt ( $\rightarrow T_{Ion} \geq (m_e \cdot e^4) / (120 \cdot k \cdot \epsilon_0 \cdot h^2) \approx 10^4$  K). Neben der Druckabhängigkeit der Stoßionisation, wie sie in der oben genannten Eggert-Saha-Gleichung berücksichtigt wird, lässt sich dies auch in Analogie zur relativistischen Entartung anhand einer beispielhaften Boltzmann-verteilten Elektronenenergie begründen, bei der schon bei Temperaturen von ca.  $10^4$  K bereits zur Ionisation ausreichende Energien für einen signifikanten Anteil der Elektronen vorliegen. Beide Grenztemperaturen sind in Abbildung 2 eingetragen.

Der vierte Punkt in der auf Seite 21 aufgeführten Liste erlaubt eine Aussage bezüglich zu berücksichtigender quantenphysikalischer Effekte im Rahmen der Beschreibung relevanter Plasmen. Die Grenze ist hierbei bei Erreichen der Fermienergie

$$E_F = \frac{h^2}{2m_e} \left( \frac{3}{8\pi} n_e \right)^{\frac{2}{3}}. \quad \text{Gl. 8}$$

gegeben, so dass sich

$$T_F = \frac{h^2}{km_e} \left( \frac{n_e}{8\sqrt{3}\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \propto n_e^{\frac{2}{3}} \quad \text{Gl. 9}$$

als Grenztemperaturkurve ergibt, siehe Abbildung 2.

Zusammenfassend lässt sich auf Basis der oben durchgeführten Energiebetrachtungen eine erste Gebietseinteilung der Plasmen angeben. Sie erlaubt bereits erste Aussagen bezüglich einiger der für die Modellierung von Plasmen erforderlichen Zusammenhänge in Abhängigkeit der Elektronenanzahl-dichten und der Elektronentemperaturen.



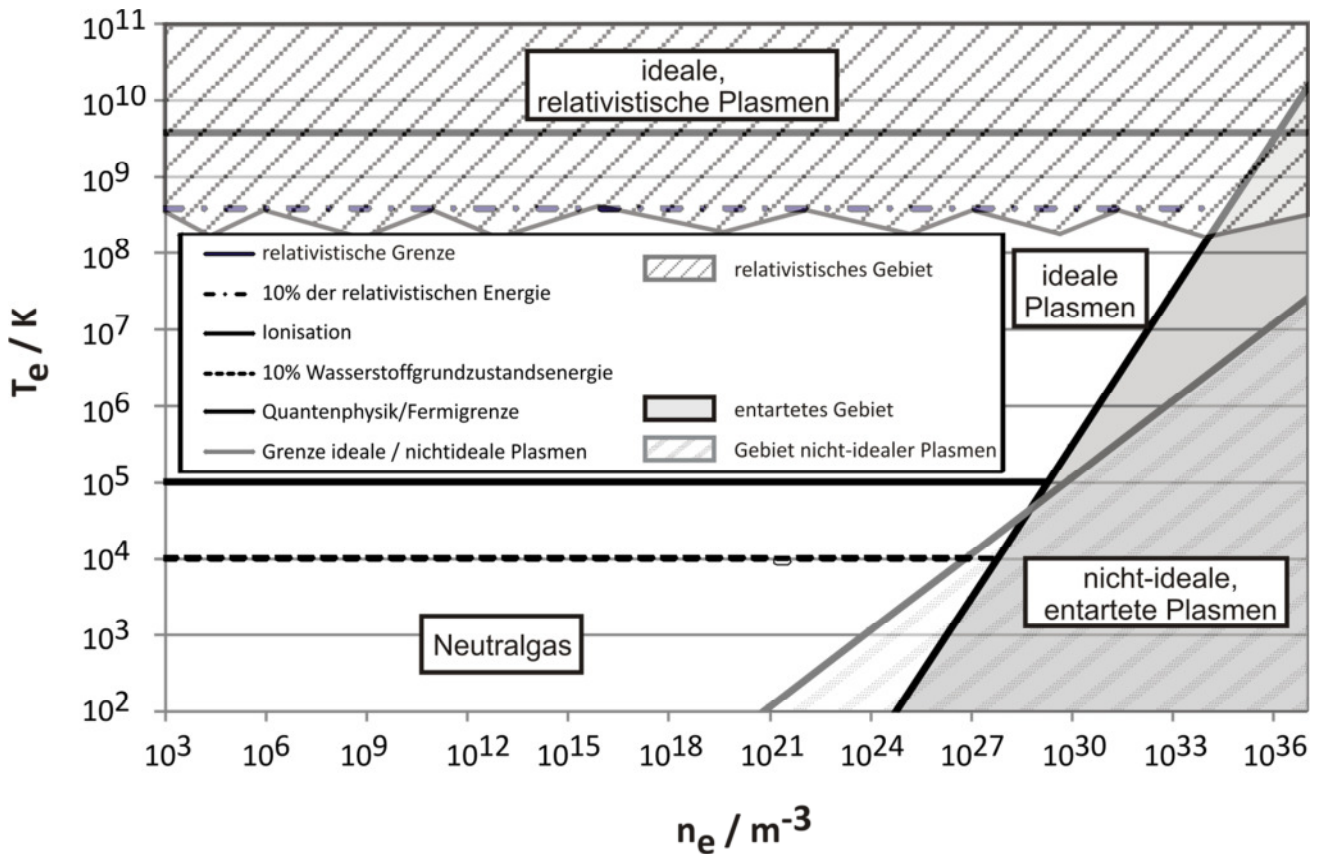


Abbildung 2: Energiegrenzen im  $T_e$ - $n_e$ -Diagramm

### 3.2 Dissoziation und Ionisation

Geht man von homonuklearen zweiatomigen Molekülen wie beispielsweise Wasserstoff aus, so lässt sich im thermo-chemischen Gleichgewicht die Gleichgewichtskonstante  $K_p(T)$  des Massenwirkungsgesetzes mit den Partialdrücken  $p_A$  und  $p_{A_2}$  formulieren (3):

$$K_p(T) = \frac{p_A^2}{p_{A_2}} \tag{Gl. 10}$$

Dabei liegt die Reaktionsgleichung  $A_2 \rightleftharpoons 2A$  zu Grunde, so dass die Konstante  $K_p$  eine Funktion der Temperatur  $T$  mit der Dimension Pa ist. Mit dem Daltonschen 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 des Gesamtdruckes  $p_{ges}$  und  $K_p$  angeben. Dabei werden bei der Dissoziation von  $x$   $A_2$ -Molekülen  $2 \cdot x$  Atome  $A$  erzeugt. Die Hilfsgröße  $x$  lässt sich mit  $x = (1 + 4 \cdot p_{ges} / K_p(T))^{-0,5}$  angeben. Geht man von 1 Mol des Moleküls  $A_2$  aus und lässt davon  $x$  Mol dissoziieren, so ist die neu 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

$$\Delta = \psi_A = \frac{2x}{1+x} \tag{Gl. 11}$$

angeben. Dabei ist die Größe  $\Psi_A$  der Molanteil der Atome, der dem Dissoziationsgrad  $\Delta$  entspricht. Die Größe  $K_p$  ist streng monoton wachsend und liegt für einen gegebenen Druck  $p_{ges}$  bei ausreichend hohen Temperaturen um Größenordnungen über  $p_{ges}$ . Deswegen lässt sich für ein gegebenes Druck-

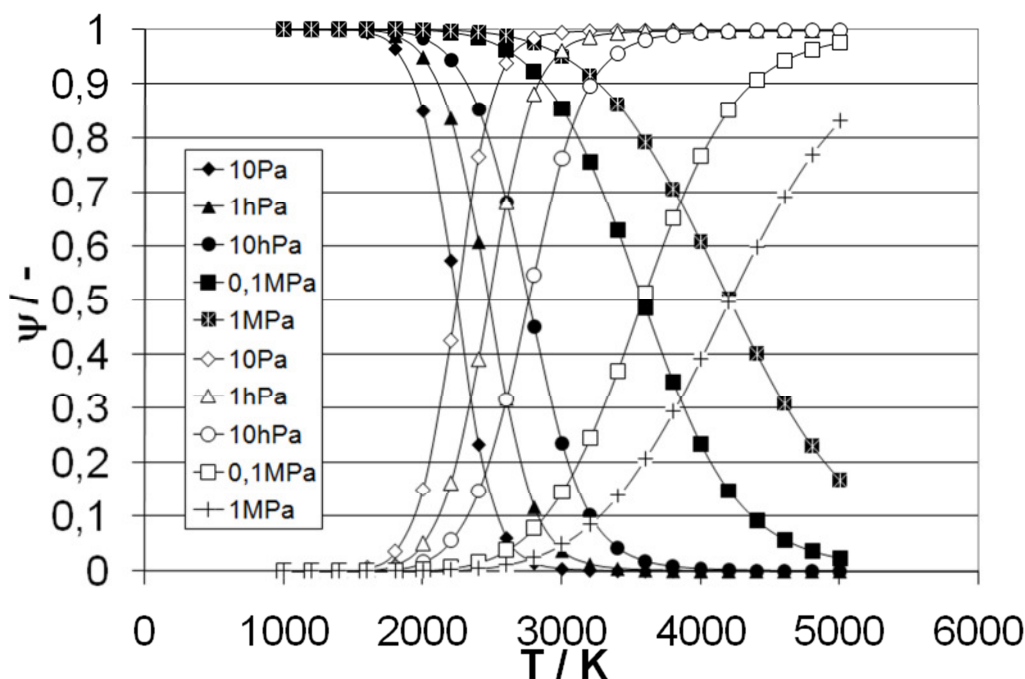
intervall eine Temperatur angeben, für welche das Plasma hochgradig dissoziiert ist. Mathematisch gesehen führt dies mit dem Einsetzen von  $x$  in Gleichung 11 auf folgende Formulierung:

$$\Delta = \psi_A = \frac{2}{\sqrt{1+4\frac{p_{ges}}{K_P(T)}+1}} = \left[ \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{p_{ges}}{K_P(T)} - \frac{1}{2}} \right] \frac{K_P(T)}{p_{ges}}. \quad \text{Gl. 12}$$

Bei großen  $p_{ges}/K_P(T)$  führt dies auf die Näherung  $\Delta \approx (p_{ges}/K_P(T))^{-1/2}$ . Für den Molanteil der verbleibenden Moleküle ( $\Psi_A + \Psi_{A_2} = 1$ )  $A_2$  gilt dann

$$\psi_{A_2} = \frac{\sqrt{1+4\frac{p_{ges}}{K_P(T)}-1}}{\sqrt{1+4\frac{p_{ges}}{K_P(T)}+1}} \quad \text{Gl. 13}$$

bzw.  $\Psi_{A_2} = 1 - \Delta \approx 1 - (p_{ges}/K_P(T))^{-1/2}$ . In Bild 3 sind die Resultate aus den Gleichungen 12 und 13 exemplarisch für Wasserstoff dargestellt. Molanteile für atomaren und molekularen Sauerstoff bzw. Stickstoff wurden in Referenz (3) berechnet. Dabei wurden die Gleichgewichtskonstanten anhand eines Vergleichs von Tabellenwerten aus der Literatur (43) mit Daten, welche sowohl mit Hilfe der statistischen Thermodynamik über Zustandssummen (44) als auch mittels aus der NIST-Datenbank (45) entnommenen molaren Enthalpien und Entropien berechnet wurden, überprüft (3). Wie zu erwarten war, dissoziieren die Moleküle mit steigender Temperatur immer mehr, woraus folgt, dass der Molanteil der Moleküle von eins beginnend abnimmt, wohingegen der Dissoziationsgrad gleichzeitig zunimmt. Dabei verschiebt sich der Prozess mit steigendem Druck zu immer höheren Temperaturen. Generell gilt dabei, dass Wasserstoffplasmen bei Drücken bis zu 0,1 MPa bei  $T = 5000$  K nahezu vollständig dissoziiert sind. Bei 1 MPa hingegen liegt ein Dissoziationsgrad von nur noch 83 % vor.



**Abbildung 3: Molanteile atomaren und molekularen Wasserstoffs über der Temperatur für verschiedene Drücke (Gleichungen 12 und 13)**

Gleichung 7 liefert einen groben Anhaltswert für die Ionisationstemperatur. Für eine genauere Analyse bzw. auch zur Berechnung charakteristischer Größen wie beispielsweise der mittleren freien Weglänge im Plasma ist die Berücksichtigung der Abhängigkeit der Ionisation bezüglich Druck und Temperatur erforderlich. Bei stoßdominierten Plasmen können die Elektronendichte und der

Ionisationsgrad über die Beschreibung der Stoßionisation (Eggert-Saha-Gleichung) berechnet werden. Diese Gleichung stellt das Massenwirkungsgesetz für Ionisationsreaktionen dar; allerdings lässt sie sich auch mit Hilfe der Quantenphysik über die Integration der Impulskoordinaten in Verbindung mit dem statistischen Prinzip der Boltzmann'schen Formel herleiten. Dabei wird thermisches Gleichgewicht angenommen. Beim quantenphysikalischen Ansatz (46) ist die allgemeine Formulierung der Gleichung sehr bedeutsam, 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<sup>5</sup>. Da die in der Saha-Eggert-Gleichung enthaltenen quantenphysikalischen Entartungen in der Größenordnung von 1 sind, gilt näherungsweise:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} p_e \approx \frac{(2\pi m)^{1.5} (kT)^{2.5}}{h^3} e^{-\frac{X_r}{kT}} = f(T). \quad \text{Gl. 14}$$

Dabei bedeutet der allgemeine Parameter  $X_r$  die Ionisationsenergie des r-fach ionisierten Ions. Die Gleichung lässt eine allgemeingültige Aussage über den Ionisationsprozess zu: hohe Temperatur  $T$  und kleiner Elektronendruck  $p_e$  führen zu hohem Ionisationsgrad  $\alpha$ . Der Parameter  $r$  erlaubt die in Gleichung 14 gezeigte rekursive Darstellung des Verhältnisses der jeweils aufeinanderfolgenden Ionisationsstufen. Für  $r = 0$  erhält man den für die erste Ionisationsstufe gültigen Zusammenhang, wie er beim Wasserstoff von Bedeutung ist. Die Vernachlässigung weiterer Ionisationsstufen bei Gasen wie Sauerstoff und Stickstoff ist für Temperaturen kleiner gleich 20000 K zulässig, wenn man bedenkt, dass für diese Gase die erforderlichen Energien für die 2. Ionisationsstufe  $X_1$  etwa doppelt so groß sind wie  $X_0$ . Für Wasserstoff wiederum liegt keine 2. Ionisationsstufe vor. Setzt man Quasineutralität voraus, so erhält man (3)

$$\frac{n_e^2}{n_A} = \frac{n_i^2}{n_A} \approx \left( \frac{\sqrt{2\pi m_e kT}}{h} \right)^3 e^{-\frac{X_0}{kT}} = \frac{f(T)}{kT}. \quad \text{Gl. 15}$$

Mit der Einführung der Molanteile sowie  $n_{\text{tot}} = n_i + n_e + n_A$  folgt:

$$\psi_e = \frac{1}{2} (1 - \psi_A) = \frac{n_e}{n_{\text{tot}}} \approx \sqrt{\frac{f(T)}{p_{\text{tot}}} \left( \frac{f(T)}{p_{\text{tot}}} + 1 \right)} - \frac{f(T)}{p_{\text{tot}}} \quad \text{Gl. 16}$$

bzw.

$$n_e = n_i \approx \frac{\sqrt{f(T)(f(T) + p_{\text{tot}})} - f(T)}{kT} \quad \text{Gl. 17}$$

Praktische Näherungen zur vereinfachten Berechnung von  $\Psi_e$  bzw.  $\alpha$  sind in Referenz (3) angegeben. Gemäß Definition nimmt der Molanteil der Elektronen bei einfacher vollständiger Ionisation den maximalen Wert 0,5 an. Definiert man nun den Ionisationsgrad  $\alpha$  mit  $\alpha = n_e / (n_{\text{tot}} - n_e)$ , dann folgt

$$\alpha = \frac{\psi_e}{1 - \psi_e}. \quad \text{Gl. 18}$$

Dieser hingegen strebt bei vollständiger Ionisation gegen den Wert 1. Setzt man Gleichung 18 in der Form  $\Psi_e = \alpha / (1 + \alpha)$  in Gleichung 16 ein, so erhält man nach Umformungen für  $\alpha$  den Zusammenhang:

<sup>5</sup> Hierzu eine Anmerkung: Praktischer Weise lässt sich die Ionisation oftmals der Dissoziation nachschalten, da die Ionisationsenergien meist signifikant größer als die Dissoziationsenergien sind und die Dissoziation somit bei Einsetzen der Ionisation bereits weitgehend abgeschlossen ist ( $\Delta = 1$ ).

$$\alpha \approx \frac{\sqrt{f(T)(f(T)+p_{tot})}-f(T)}{p_{tot}-\sqrt{f(T)(f(T)+p_{tot})}-f(T)}$$

Gl. 19

In Abbildung 4 ist exemplarisch der Molanteil  $\psi_e$  für Wasserstoff über der Temperatur für verschiedene Drücke in einem weiten Bereich dargestellt. Dabei beträgt  $X_e$  für Wasserstoff 1.3 MJ/mol<sup>6</sup>. Ähnlich wie bei der Dissoziation setzt die Ionisation umso später ein, je höher der Druck ist. Betrachtet man die Ergebnisse näher, so bestätigen sich die Größenordnungsinformation der relevanten Ionisationstemperatur bzw. auch Gleichung 7 aus Kapitel 3.1. Für die niedrigen Drücke, wie sie bei natürlichen Plasmen vorliegen, darf man im Fall von Wasserstoff von vollständiger Ionisation ausgehen. Im Weiteren ist der in Kapitel 3.1 abgeleitete Größenordnungswert von 10<sup>4</sup> K für einen großen Teil der diskutierten technischen Plasmen ebenfalls zulässig, wenn man diesen Wert auf eine signifikant vorliegende bzw. zumindest einsetzende Ionisation zuordnet. So liegt bei einer Temperatur nach Gleichung 7 selbst bei einem Druck von 10 GPa immer noch ein Elektronenanteil von 0.453 vor (Der maximale Wert ist 0.5, s.o.). Für Drücke die deutlich oberhalb von 10 GPa liegen liegt allerdings kein hoher Ionisationsgrad mehr vor: Beispielsweise bei einem Druck von 100 GPa und einer Temperatur von 10<sup>5</sup> K hat  $\Psi_e$  den Wert 0.297. Bei 10<sup>6</sup> K liegen rein rechnerisch<sup>7</sup> vergleichbare Molanteile (0.3) wie bei 100 TPa vor bzw. bei Druckbedingungen unter 1 TPa liegt der Wasserstoff bei dieser Temperatur in vollständig ionisierter Form vor.

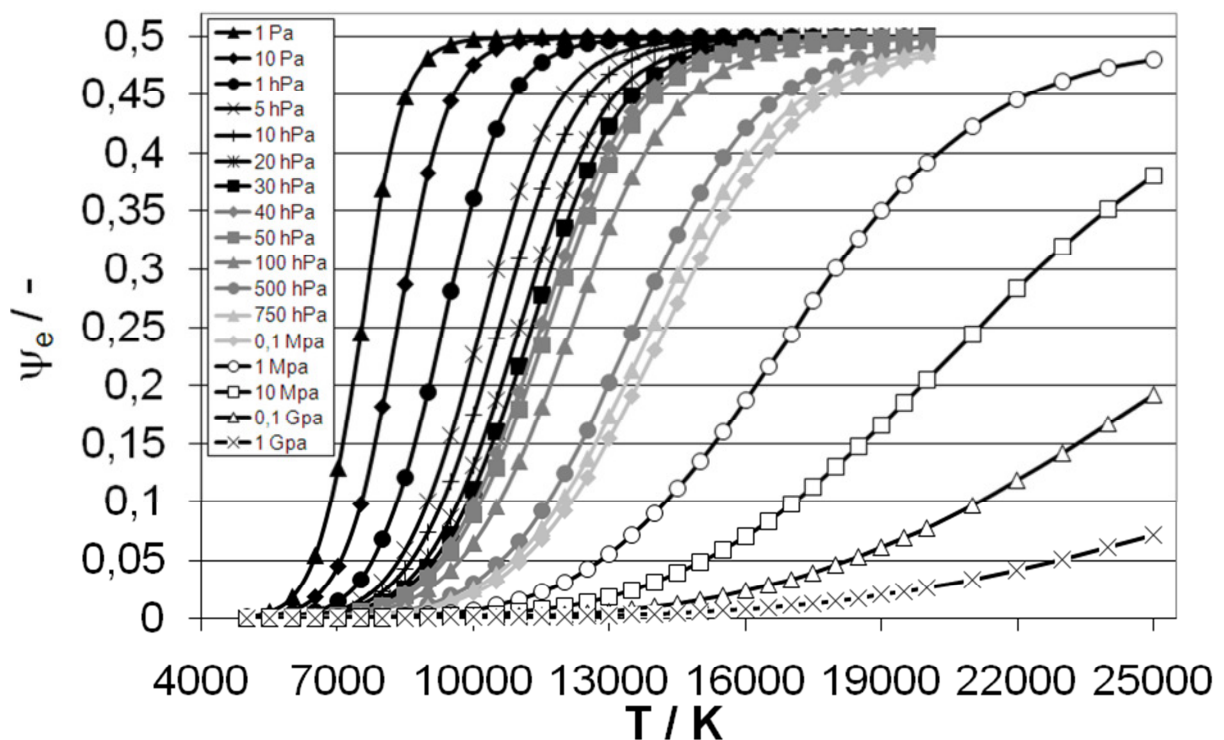


Abbildung 4 Molanteile  $\psi_e$  für Wasserstoff als Funktion der Temperatur unter Variation des Druckes

Gleichung 7 sagt hier also eine verallgemeinerte charakteristische Ionisationstemperatur in der Größenordnung von 10<sup>5</sup> K voraus, wobei, wie in Kapitel 3.1 bereits erläutert der Ionisationsprozess als kontinuierlicher Prozess an sich schon deutlich eher einsetzt, was sich auch am Beispiel einer

<sup>6</sup> Diese Größe kann natürlich auch in der Dimension kJ/kg angegeben werden, was sich durch Teilen der molarspezifischen Ionisationsenergie durch die molare Masse, welche im Fall von Wasserstoff 1.008 kg/kmol beträgt, ergibt.

<sup>7</sup> Hinweis: Die Hochdruckmodifikationen des Wasserstoffs, die unter solchen Bedingungen entstehen, werden hier außer Acht gelassen. Außerdem befände man sich bei Drücken oberhalb von 1 GPa rein rechnerisch im Gebiet der nicht-idealen und entarteten Plasmen.

vorliegenden Boltzmann-verteilten Elektronenenergie begründen lässt. Damit kann schon bei Temperaturen, die ungefähr größer oder gleich  $10^4$  K sind, vom Ablauf entsprechender Ionisationsprozesse ausgegangen werden.

In Referenz (3) liegen auch entsprechende Daten für Stickstoff und Sauerstoff vor.

### 3.3 Charakteristische Längen- und Zeitskalen

Ähnlich den Grenzbereichen resultierend aus den Energiebetrachtungen in Kapitel 3.1 lassen sich charakteristische Längen und Zeitskalen zur Beschreibung von Plasmen und deren genauerem Verständnis heranziehen. Häufig lassen sich auch Formulierungen, wie sie in Kapitel 3.1 gewonnen wurden, äquivalent mit charakteristischen Plasmalängen darstellen.

#### 3.3.1 Plasmafrequenz und Debyelänge

Ist die Zahl der Elektronen mit der Ladungszahl der positiven Ionen in einer betrachteten Geometrie im Gleichgewicht, so spricht man von Ladungsneutralität. Liegt darüber hinaus eine Gleichgewichtsverteilung der Ladungen vor, so handelt es sich um Quasineutralität. Damit können im betroffenen Gebiet keine Quellen und Senken des elektrischen Feldes vorliegen. Mit der so genannten Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}} \quad \text{Gl. 20}$$

liegt eine der grundlegendsten Zeitskalen in der Plasmaphysik vor (47). Sie erlaubt eine Überlegung für die eben genannte Quasineutralität bzw. deren Verletzung, indem man sie als die nach einer kleinen Ladungsseparierung entlang einer Strecke  $\Delta x$  auftretende Oszillationsfrequenz, mit welcher der anschließende Rückstellungsprozess stattfindet, auffasst. Dabei lässt sich die auftretende Verschiebungsdichte mit  $D = e \cdot n \cdot \Delta x$  angeben (Ladungsdichte), woraus wiederum die elektrische Feldstärke  $E_x$  über  $D/\epsilon_0$  berechnet werden kann, siehe hierzu auch Kapitel 6. Die eindimensionale Schwingungsgleichung ergibt sich dann zu

$$m \frac{d^2 \Delta x}{dt^2} = E_x e = -m \omega_p^2 \Delta x \quad \text{Gl. 21}$$

Im Unterschied zu Referenz (48), wo ein mit Gleichung 21 vergleichbarer Ansatz gewählt wird, wird hier nun ein phänomenologischer Ansatz zur Herleitung der Debyelänge gewählt: Die thermische Energie ist gemäß Gleichung 1 in x-Richtung  $E_{\text{therm}} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot T$  und die zugehörige Plasmageschwindigkeit beträgt somit  $v_p = (k \cdot T/m)^{1/2}$ . Die Länge, auf welcher die Oszillation abläuft, heißt Debyelänge und kann nun mit  $\lambda_D = v_p/\omega_p$  berechnet werden:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{n_e e^2}} \quad \text{Gl. 22}$$

Für die Rückstellkraft nach Gleichung 21 ( $E_x \cdot e$ ) müsste im Falle der Schwerteilchen bei mehrfacher Ionisation eigentlich die Ladungszahl  $Z$  berücksichtigt werden. In einigen Literaturen wird daher die Debyelänge unter Berücksichtigung der Ladungszahl angegeben (49). Andere Herleitungen, basierend auf der Dämpfung des Coulombfeldes mit der Debyelänge  $\lambda_D$  als Abklinglänge, implementieren die Ladungszahl  $Z$  als Vorfaktor  $1/(Z+1)^{1/2}$  im Exponenten der dort resultierenden Abklingfunktion (50) bzw. dann eben für eine entsprechend erweiterte Formulierung für die Debyelänge

nach Gleichung 22, indem man diese um den genannten Vorfaktor erweitert. Ähnliches gilt auch für die ionenbezogene Plasmafrequenz, bei der für höhere Ionisationsstufen die Ladungszahl als Vorfaktor in Gleichung 20 berücksichtigt werden muss. In dieser Abhandlung wird auf diese Vorgehensweise, sofern nicht anders erforderlich, im Sinne der klassischen Formulierung für die Debyelänge nach Gleichung 22 verzichtet. Bei der Betrachtung allgemeiner Ionen, welche im Unterschied zu Wasserstoff mehrere Ionisationsstufen durchlaufen können, ist die Berücksichtigung der Ladungszahl allerdings sinnvoll.

Im Unterschied zur Plasmafrequenz  $\omega_p$  (Gleichung 20) hängt die Debyelänge  $\lambda_D$  (Gleichung 22) nicht von der Masse der Teilchen ab und ist somit unabhängig von der Teilchenart. Für die Plasmafrequenzen sind demnach die elektronenbezogene Frequenz mit  $m = m_e$  sowie die schwerteilchenbezogene Frequenz mit  $m = m_i$  zu berücksichtigen, so dass das Verhältnis von elektronenbezogener zu schwerteilchenbezogener Frequenz mit  $(m_i/m_e)^{1/2}$  anzugeben ist. Beispielhaft ergibt sich dabei für Wasserstoff ein Frequenzverhältnis von ungefähr 1350, für einfach ionisiertes Argon ergibt sich der ungefähre Wert von 8540. Damit ist für das Verhältnis der Frequenzen, bedingt durch die Massenverhältnisse, von mindestens drei Größenordnungen auszugehen.

Ausgehend von einem Plasma, welches sowohl Elektronen als auch Ionen und Neutralteilchen enthält, kann  $\lambda_D$ , wie oben bereits erwähnt, als Dämpfungsmaß für das Coulombfeld einer Ladung aufgefasst werden. Ein positives Ion übt nun Coulombkräfte auf die Elektronen und auch, sofern vorhanden, die negativen Ionen aus. Dadurch bildet sich um das Ion eine Elektronenwolke, welche das Coulombfeld des positiven Ions wiederum abschirmt. Die Abschirmlänge entspricht der in Gleichung 22 hergeleiteten Debyelänge, wobei das Potential über diese Länge auf das 1/e-fache abnimmt.

Aus den für die Herleitung von Gleichung 21 gemachten Annahmen resultiert, dass jenseits einer Debyelänge Quasineutralität gilt, da das Coulombfeld von den geladenen Teilchen nach einer Debyelänge nicht mehr wahrgenommen wird.

Häufig ist die Information bezüglich der Anzahl der Elektronen in der Debyekugel  $N_D$  von Bedeutung:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{\epsilon_0 k T}{e^2} \right)^{1.5} \frac{1}{\sqrt{n_e}} = \frac{1}{6\sqrt{\pi} \sqrt{\lambda_{L,Z=1}^3 n_e}} \quad \text{Gl. 23}$$

Die Zahl an Elektronen in der Debyekugel, also einer gedachten Kugel mit der Debyelänge als Radius, ist also umso größer, je größer die mittlere Energie der Elektronen ist und je kleiner die Elektronendichte  $n_e$  ist. Der Klammerausdruck  $(\epsilon_0 \cdot k \cdot T / e^2)$  hat die Dimension  $m^{-1}$  und entspricht bis auf den Faktor  $4 \cdot \pi$  dem Kehrwert der im folgenden Unterkapitel eingeführten Landaulänge  $\lambda_L$  für eine Ladungszahl  $Z = 1$ . Daher ist  $N_D$  umgekehrt proportional zur Wurzel der Elektronendichte  $n_e$  und zur dritten Potenz der Wurzel aus der Landaulänge  $\lambda_L$ . Aufgrund der Gleichungen 22 und 23 lassen sich nun mit Hilfe der in Kapitel 3.1 gefundenen Grenzbereiche entsprechend äquivalente Aussagen für  $\lambda_D$  und  $N_D$  zuordnen.

Mit der Grenztemperatur der relativistischen Energie lassen sich hierfür noch folgende Zusammenhänge für Debyelänge und Anzahl der Teilchen in der Debyekugel berechnen:

$$\lambda_D \approx \sqrt{\frac{m_e}{15\mu_0 n_e e^2}} \quad \text{Gl. 24}$$

und

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e = \frac{4}{3} \pi \left( \frac{m_e}{15 \mu_0 e^2} \right)^{1.5} \frac{1}{\sqrt{n_e}} \quad \text{Gl. 25}$$

Dabei wird, der Argumentation in Kapitel 3.1 folgend,  $1/10$  der in Gleichung 3 angegebenen Temperatur eingesetzt. Mit den Gleichungen 24 und 25 lassen sich beispielsweise für ein Fusionsplasma bei gegebener Elektronendichte die zu  $1/n_e^{1/2}$  proportionalen Größen, Debyelänge und die Elektronenzahl in der Debyekugel, abschätzig berechnen.

Mit dem Temperaturverlauf entlang des Grenzbereichs zwischen idealen Plasmen und nichtidealen Plasmen lassen sich analog folgende Zusammenhänge angeben:

$$\lambda_D = \frac{1}{\sqrt{6\pi^3 n_e}} \quad \text{Gl. 26}$$

und

$$N_D = \sqrt{\frac{2}{\pi 3^5}} = \text{const.} \stackrel{!}{\approx} 1 \quad \text{Gl. 27}$$

Bei diesen beiden Gleichungen handelt es sich um äquivalente Aussagen, denn beide besagen, dass das Produkt aus  $\lambda_D$  und  $n_e^{1/3}$  konstant ist. Die „Forderung“ für Gleichung 27 ist jedoch bedeutsam, da sie eine unmittelbare Konsequenz aus einer akademisch sinnvollen Grenze für die kleinstmögliche Zahl an Elektronen in der Debyekugel ist, nämlich  $N_D = 1$ . Dass Gleichung 27 rein rechnerisch einen Wert kleiner 1 liefert, liegt unter anderem an der Tatsache, dass  $\lambda_D$  als Abklingkonstante für das Coulombfeld keine scharfe Grenze darstellt. Da für die Charakterisierung der nichtidealen Plasmen streng genommen  $E_F \gg E_{\text{therm}}$  (siehe Kapitel 3.1) gilt, lässt sich im Umkehrschluss für die idealen Plasmen

$$N_D \gg 1 \quad \text{Gl. 28}$$

ableiten, was wiederum auch eine Ungleichung für die Debyelänge bei einem vorliegenden idealen Plasma bedeutet, nämlich ( $\lambda_D \gg 1/n_e^{1/3}$ ). Dies bedeutet, dass bei einem idealen Plasma der mittlere Abstand zwischen zwei Elektronen (deutlich) kleiner sein muss als die Debyelänge. Für diesen Fall stellt die Abschirmung eines positiven Ions durch Elektronen einen kollektiven Prozess dar, der eben nur dann kollektiv sein kann, wenn die Zahl der Elektronen in der Debyekugel deutlich größer als 1 ist.

Für die Ionisation ergibt die analoge Betrachtung

$$\lambda_D \approx \frac{e}{10h} \sqrt{\frac{m_e}{n_e}} \quad \text{Gl. 29}$$

den Zusammenhang für die Debyelänge und

$$N_D = \frac{4\pi}{3 \cdot 10^3} \left( \frac{e}{h} \right)^3 \sqrt{\frac{m_e^3}{n_e}} \quad \text{Gl. 30}$$

für die Zahl der Elektronen in der Debyekugel. Dabei wurde, der Argumentation in Kapitel 3.1 folgend, ca.  $1/8$  der in Gleichung 7 angegebenen Temperatur eingesetzt.

Für den Grenztemperaturverlauf der quantenphysikalischen Grenze ergibt sich für die Debyelänge:

$$\lambda_D = (8\sqrt{3}\pi)^{-\frac{1}{3}} \frac{h}{e} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{m_e} n_e^{-\frac{1}{3}}} . \quad \text{Gl. 31}$$

Entsprechend ergibt sich für die Zahl der Elektronen in der Debyekugel:

$$N_D = \left(\frac{1}{6\sqrt{3}}\right) \left(\frac{h}{e} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{m_e}}\right)^3 \sqrt{n_e} . \quad \text{Gl. 32}$$

Interessant sind hierbei der vergleichsweise geringere Exponent der Elektronendichte  $n_e$  in der Gleichung von  $\lambda_D$  (Gleichung 31) und die Proportionalität von  $N_D$  zu  $n_e^{1/2}$ .

Wie Eingangs schon erwähnt, ist die Debyelänge, zumindest für die elektrostatische Situation, von fundamentaler Bedeutung für die Aussage, ob Quasineutralität vorliegt oder nicht. Sie liegt eben dann vor, wenn das Plasmasystem an sich in seiner geometrischen Dimension  $L_{\text{sys}}$  deutlich größer als  $\lambda_D$  ist. Damit wird Quasineutralität primär relevant, sofern mikroskopische Bereiche innerhalb des Plasmasystems betrachtet werden. Es liegt nahe, dass es in diesen Dimensionen ( $< \lambda_D$ ) aufgrund von dynamischen Prozessen zu fluktuierenden Mikrofeldern kommt, siehe auch die Gleichungen 20 und 21, welche beispielsweise äußerst bedeutsam für die optischen Eigenschaften von Plasmen sind. So kommt es bei der Absorption und Emission von Strahlung zu einer Starkaufspaltung der Emissions- und Absorptionslinien. Ferner führen Stoßwechselwirkungen angeregter Spezies mit den umgebenden Ladungsträgern zu einer Verringerung der Lebensdauer der angeregten Zustände und somit zur Starkverbreiterung.

Darüber hinaus kann Quasineutralität bei schnellen Vorgängen angenommen werden, wenn beispielsweise die Plasmagenerierung auf oszillierenden Vorgängen beruht (induktive und dielektrische Einkopplung einer Plasmaleistung). Dort ist die Quasineutralitätsannahme gerechtfertigt, wenn die diesbezügliche Wellenlänge  $\lambda$  größer als die Plasmasystemdimension  $L_{\text{sys}}$  ist, siehe z.B. Referenz (3).

Eine weitere und sehr bedeutsame Anwendung der Debyelänge liegt bei sich ausbildenden Plasماغrenzschichten vor. Diese Situation ergibt sich vor Elektroden, wie sie z.B. zur Vermessung der Plasmen eingesetzt werden (Langmuirsonden), aber auch vor Wänden im Allgemeinen, wo der Debyelänge insbesondere für plasmatechnologischen Anwendungen eine hohe Bedeutung zukommt (z.B. Substrate).

### 3.3.2 Landaulänge

Dieses Längenmaß ist insbesondere bei der Betrachtung von Stößen zwischen geladenen Teilchen von Bedeutung (Coulombstöße). Es resultiert aus der einfachen Betrachtung des Gleichgewichts zwischen thermischer bzw. kinetischer Energie (Gleichung 1) und der elektrostatischen Energie im Vakuum:

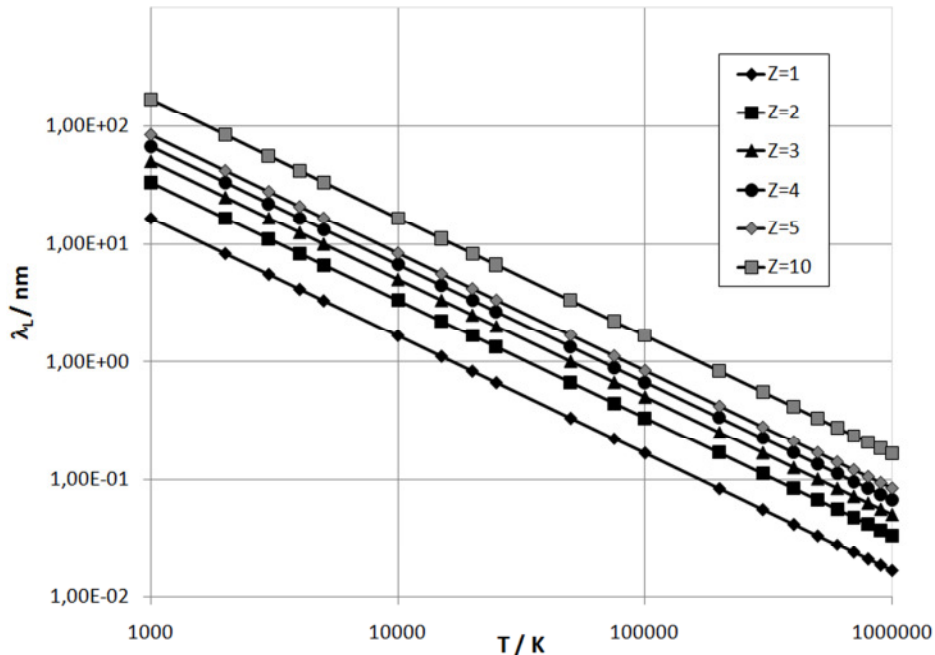
$$\lambda_L = \frac{qe}{4\pi\epsilon_0 kT} = \frac{qe}{2\pi\epsilon_0 m v^2} . \quad \text{Gl. 33}$$

Dabei ist  $q$  eine zentrale Ladung, welche sich auch über  $Z \cdot e$ , d.h. der Ladungszahl und der Elementarladung  $e$ , formulieren lässt. Weiterhin ist  $m$  die Masse des Teilchens (meist ein Elektron) und  $T$



dessen Temperatur. Die Größe  $\lambda_L$  lässt sich damit als Abstand größter Annäherung zwischen geladenen Stoßpartnern in einem Plasma der Temperatur T auffassen.

Die Isolinien der Landaulänge  $\lambda_L$  im  $T_e(n_e)$ -Diagramm sind demnach Waagerechte, da diese nicht von der Teilchendichte der Elektronen  $n_e$  abhängt. Damit gilt  $T_e = Z \cdot e^2 / (4 \cdot \pi \cdot k \cdot \epsilon_0 \cdot \lambda_L)$  bzw.  $(\lambda_L \cdot T_e) / Z = e^2 / (4 \cdot \pi \cdot k \cdot \epsilon_0) = \text{const.} \approx 1,672222 \cdot 10^{-5} \text{ mK}$ . Der letzte der hier genannten Zusammenhänge erlaubt eine rasche Ableitung der Größenordnung der Landaulänge: So liegt  $\lambda_L/Z$  bei einer Temperatur von 10000 K in der Größenordnung von 1,7 nm.



**Abbildung 5: Landaulänge in Abhängigkeit der Temperatur für Ladungszahlen Z zwischen 1 und 10**

Abbildung 5 zeigt die Landaulänge als Funktion der Temperatur für verschiedene Ladungszahlen Z. Für die technischen Plasmasysteme wie sie am IRS entwickelt wurden und verfügbar sind, liegen meist Temperaturen in der Größenordnung  $10^4$  K vor. Demnach ergeben sich gemäß Abbildung 5 Landaulängen oberhalb von 1 nm für diese Konstellationen. Eine Ausnahme bildet der gepulste ko-axiale IMAX, bei dem die Temperaturen in einer Größenordnung oberhalb von  $10^6$  K liegen, was zu Landaulängen führt, die kleiner als 100 pm sind. Die Abhängigkeit bezüglich des Gases bzw. der Gasart, auf welches die Plasmen zurückgehen, manifestiert sich lediglich in der erreichbaren Ladungszahl Z. So kann Z für Wasserstoff immer nur eins sein, für andere Gase hingegen kann die Ladungszahl bei hinreichend hohen Enthalpien höher sein. Dies resultiert dann entsprechend in weiteren Ionisationsstufen.

Nun lassen sich anhand der im vorigen Kapitel vorgestellten Debyelänge und der Landaulänge, welche häufig auch als kritische Entfernung bezeichnet wird (47), einige zusätzliche Gedankengänge ausführen:

Mit dem mittleren Abstand, für den gilt  $r = (n \cdot 4/3 \cdot \pi)^{-1/3}$ , lässt sich nun ableiten, wann es zur (signifikanten) kollisionsbasierten Elektron-Ionenrekombination kommt. Dazu muss  $r \leq \lambda_L$  gelten, woraus folgt:

$$\frac{4}{3} \pi \lambda_L^3 n_e > 1 \Leftrightarrow n_e > \frac{3}{4\pi} \frac{1}{\lambda_L^3} \quad \text{Gl. 34}$$

Die Analogie zur Gleichung 28 ist deutlich, da es sich um eine zu erwartende Forderung für die Zahl der Elektronen in einer Kugel um die Zentralladung  $q = Z \cdot e$  mit der Landaulänge  $\lambda_L$  als Radius handelt. Eine weitere Bedeutung besteht in der Auffassung der Landaulänge als Stoßparameter: Dabei erfolgt mit der Landaulänge als Stoßparameter beim Coulombstoß eine Ablenkung um  $\pi/2$ , siehe hierzu auch Gleichung 40 bzw. Abbildung 7.

Aus dem Zusammenhang für die kollisionsbasierte Elektron-Ionen-Rekombination, Gleichung 34, lässt sich nun nach Einsetzen der Landaulänge, Gleichung 33, eine Temperaturgrenze ableiten:

$$T < \frac{1}{\sqrt[3]{6\pi^2}} \frac{Z}{2} \left( \frac{e^2}{\epsilon_0 k} \right) \sqrt[3]{n_e} \propto \sqrt[3]{n_e}. \quad \text{Gl. 35}$$

Die Grenzkurve nach Gleichung 35 hat somit in doppeltlogarithmischer Darstellung die gleiche Steigung (nämlich  $1/3$ ) wie die Grenzkurve nach Gleichung 5, welche ideale von nicht-idealen Plasmen trennt. Das sich ergebende Gebiet beispielsweise für  $Z = 1$  (Wasserstoff bzw. einfach ionisierte Schwerteilchen) ist somit verhältnismäßig klein, und die soweit angegebenen Plasmen liegen außerhalb des von der Ungleichung 35 beschriebenen Gebiets, siehe Abbildung 6. Die Tatsache, dass die Ionisation an sich erst oberhalb von 10000 K signifikant vorliegt, schränkt das Gebiet in Größe und Belang zusätzlich ein. Für die entsprechenden strömenden technischen Plasmen, die in Kapitel 4 beschrieben werden, bedeutet dies, dass deren Strömungen im Sinne der Ionisation nicht über direkte Stöße rekombinierend sind. Ein ähnlicher Sachverhalt gilt auch für die Grenzschicht jenseits eines Stoßes einer Überschallströmung, aus dem Ionisation meist hervorgeht. So bestätigen numerische Analysen von umströmten Plasmasonden nach europäischem Standard (Durchmesser 50 mm) in hochenthalpen Überschallargonplasmaströmungen, dass im Nachstoßgebiet vor der Sonde, abgesehen von den Reaktionen an der Oberfläche, keine nennenswerte stoßbedingte Elektronen-Ionen-Rekombination stattfindet (51)<sup>8</sup>. Darüber hinaus wurden in (52) für ein exemplarisches Kohlenstoffplasma stoßbedingte Ionen-Elektronen-Rekombinationskoeffizienten berechnet, welche im gesamten betrachteten Temperaturbereich in der Größenordnung von  $10^{-20} \text{ m}^3/\text{s}$  liegen und somit sehr klein sind, was die Betrachtungen, die sich aus Gleichung 35 ableiten lassen, bestätigt. Dabei resultieren die Rekombinationen aus einer Wahrscheinlichkeitsbetrachtung, in welche die für den Prozess relevanten Querschnitte bezogen auf die Summe aller Querschnitte eingehen. Für die strahlungsbedingte Ionen-Elektronen-Rekombination auf den Grundzustand sind die Koeffizienten 1 bis 2 Größenordnungen höher (53), was bedeutet, dass aufgrund dieser Grenzbetrachtung strahlungsbedingte Rekombinationen auf angeregte Zustände bzw. Rekombinationen, bei denen Molekülionen im Rahmen der Rekombination dissoziieren, eine noch höherer Wahrscheinlichkeit haben und daher auch, im Unterschied zur stoßbedingten Elektronen-Ionen-Rekombination, berücksichtigt werden müssen.

Relevante Rekombinationseffekte sind daher auf die strahlungsbedingte Ionen-Elektronen Rekombination sowie Prozesse im Gebiet der Sondenoberfläche beschränkt.

Analog zu Kapitel 3.2.1 ließen sich nun Zusammenhänge für die Grenztemperaturverläufe herleiten. Diese sind allerdings, verglichen mit den Zusammenhängen für die Debyelänge, weniger bedeutsam.

---

<sup>8</sup> Eine diesbezügliche Publikation ist im Rahmen des Hot Topics „Magnetohydrodynamics“ für das *Open Journal of Plasma Physics* in Vorbereitung.

In Abbildung 6 ist das Energiegrenzendiagramm, Bild 2, noch einmal gezeigt;- dieses Mal erweitert um die sekundären Achsen für Plasmafrequenz  $\omega_p$  gemäß Gleichung 20 und Landaulänge  $\lambda_L/Z$  gemäß Gleichung 33. Die Energiegrenzen sind bereits in Kapitel 3.1 beschrieben.

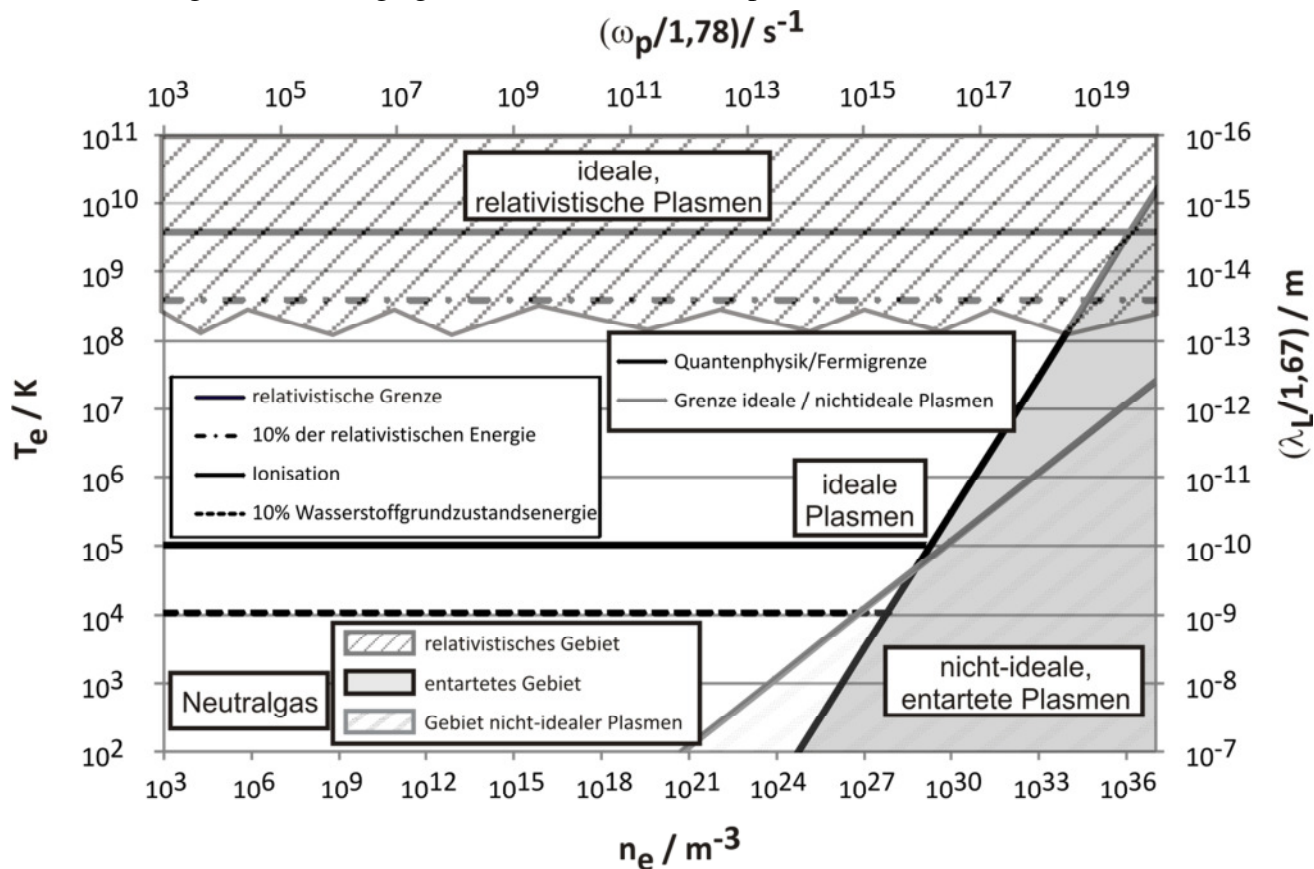


Abbildung 6: Energiegrenzendiagramm erweitert um sekundäre Achsen für  $\omega_p$  und  $\lambda_L/Z$

### 3.3.3 Zusammenhang zwischen Debye- und Landaulänge

Der Zusammenhang zwischen Landau- und Debyelänge als grundlegende plasmaphysikalische Längenmaße ist bedeutsam, da eine Vielzahl der plasmarelevanten Größen auf diese beiden Parameter zurückführbar ist. Dabei werden beide Längen unter Berücksichtigung der Ladungszahl  $Z$  eingesetzt und zusammen mit dem Zusammenhang für die Zahl  $N_D$  der Teilchen in der Debyekegel, Gleichung 23, analysiert. Landaulänge und Debyelänge ergeben den Zusammenhang  $\lambda_D^2 \cdot \lambda_L \cdot n_e = (4 \cdot p \cdot (1+1/Z))^{-1}$ . Setzt man nun Gleichung 23 ein, so führt dies auf:

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_L} = 3 \frac{Z+1}{Z} N_D \approx \begin{matrix} Z \text{ groß} \\ \tilde{3} \end{matrix} \dots \begin{matrix} Z=1 \\ \tilde{6} \end{matrix} N_D \quad \text{Gl. 36}$$

Bei den üblichen Verhältnissen wird die Zahl der Elektronen in der Debyekegel  $N_D$  signifikant höher sein als  $3 \cdot (1+1/Z)$ , sodass die in Gleichung 36 durchgeführte Näherung zulässig ist und vielmehr in vielen praktischen Situationen aufgrund der Größenordnungsverhältnisse ( $\rightarrow$  z.B. bei idealen Plasmen) die Aussage  $\lambda_D/\lambda_L \approx N_D$  statthaft ist. Gleichzeitig bedeutet dies, dass in den meisten Fällen  $\lambda_L \ll \lambda_D$  gilt. Dies gilt nicht im Grenzbereich zwischen idealen und nichtidealen Plasmen, dort hat das Verhältnis von Debyelänge zu Landaulänge mit  $N_D = 1$  eine hohe Abhängigkeit zu  $Z$ . Für die meisten der idealen Plasmen hingegen gilt die in Gleichung 36 getroffene Näherung aufgrund der Information  $N_D \gg 1$  aus Gleichung 28 im Besonderen. Folglich ergibt sich für ideale Plasmen

$$9 \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e > N_D^3 \Rightarrow 9 > N_D^2, \quad \text{Gl. 37}$$

wenn man Gleichung 36 in Gleichung 35 einsetzt. Dies stellt für einen großen Teil der idealen Plasmen einen Widerspruch dar, denn für alle Plasmen, bei denen die Zahl der Teilchen innerhalb der Debye-Kugel oberhalb von 3 liegt, findet keine Elektronen-Ionenrekombination statt, was die Betrachtungen in Kapitel 3.3.2 bestätigt.

Logarithmieren von Gleichung 36 führt auf den so genannten Coulomblogarithmus

$$\Lambda = \ln(\Lambda_{\text{Coul}}) = \ln\left(\frac{\lambda_D}{\lambda_L}\right) = \ln\left(3 \frac{Z+1}{Z}\right) + \ln(N_D) \approx \ln(N_D) \quad \text{Gl. 38}$$

welcher bei Stoßprozessen und damit verbundenen relevanten Parametern, wie beispielsweise der elektrischen Leitfähigkeit und der freien Weglänge, eine große Rolle spielt. Für eine Vielzahl relevanter Plasmen ist der Coulomblogarithmus in der Größenordnung von 10, siehe Abbildungen 7 und 26. In Abbildung 7 sind im Weiteren die Energiegrenzen aus Kapitel 3, siehe auch Abbildung 2, mit den waagerechten Isolinien der Landaulänge sowie die Isolinien der Debyelänge, welche im doppeltlogarithmischen Diagramm Geraden sind, abgebildet. Im Weiteren sind alle Zusammenhänge zusätzlich über der Plasmafrequenz (als sekundäre horizontale Achse) dargestellt. Das Verhältnis  $\lambda_D/\lambda_L$  ändert sich somit an den Schnittpunkten entlang einer Debyelängenisolinie immer um eine Größenordnung. Dieses Verhältnis wiederum entspricht ungefähr der Zahl der Teilchen in der Debye-Kugel, siehe Abbildung 8. Der Logarithmus dieses Verhältnisses entspricht dem sogenannten Coulomblogarithmus  $\Lambda$ . Es ist somit möglich eine relative Aussage bezüglich der elektrischen Leitfähigkeitseigenschaft zu machen, da diese umgekehrt proportional zu  $\Lambda$  ist ( $\sim 1/\Lambda$ ).

Die Gleichungen 22 und 33 bzw. die Gleichung 38 führen mit einem Ansatz eines konstanten Coulomblogarithmus  $\Lambda$  ( $\rightarrow$  Isolinien des Coulomblogarithmus) auf ( $\lambda_D/\lambda_L = \text{const}$ ):

$$\frac{\lambda_D}{\lambda_L} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{(Z+1) n e^2}} \frac{4 \pi \epsilon_0 k T}{z e^2} = 3 \frac{Z+1}{Z} N_D = \frac{4 \pi}{z \sqrt{Z+1}} \frac{\sqrt{T^3}}{\sqrt{n_e}} \left(\frac{\epsilon_0 k}{e^2}\right)^{1.5} \stackrel{!}{=} \text{const}$$

$\Rightarrow$

$$T^3 = \left(\frac{Z}{4\pi}\right)^2 (Z+1) \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right)^3 \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_L}\right)^2 n_e = \left(\frac{Z}{4\pi}\right)^2 (Z+1) \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right)^3 \left(3 \frac{Z+1}{Z} N_D\right)^2 n_e$$

und

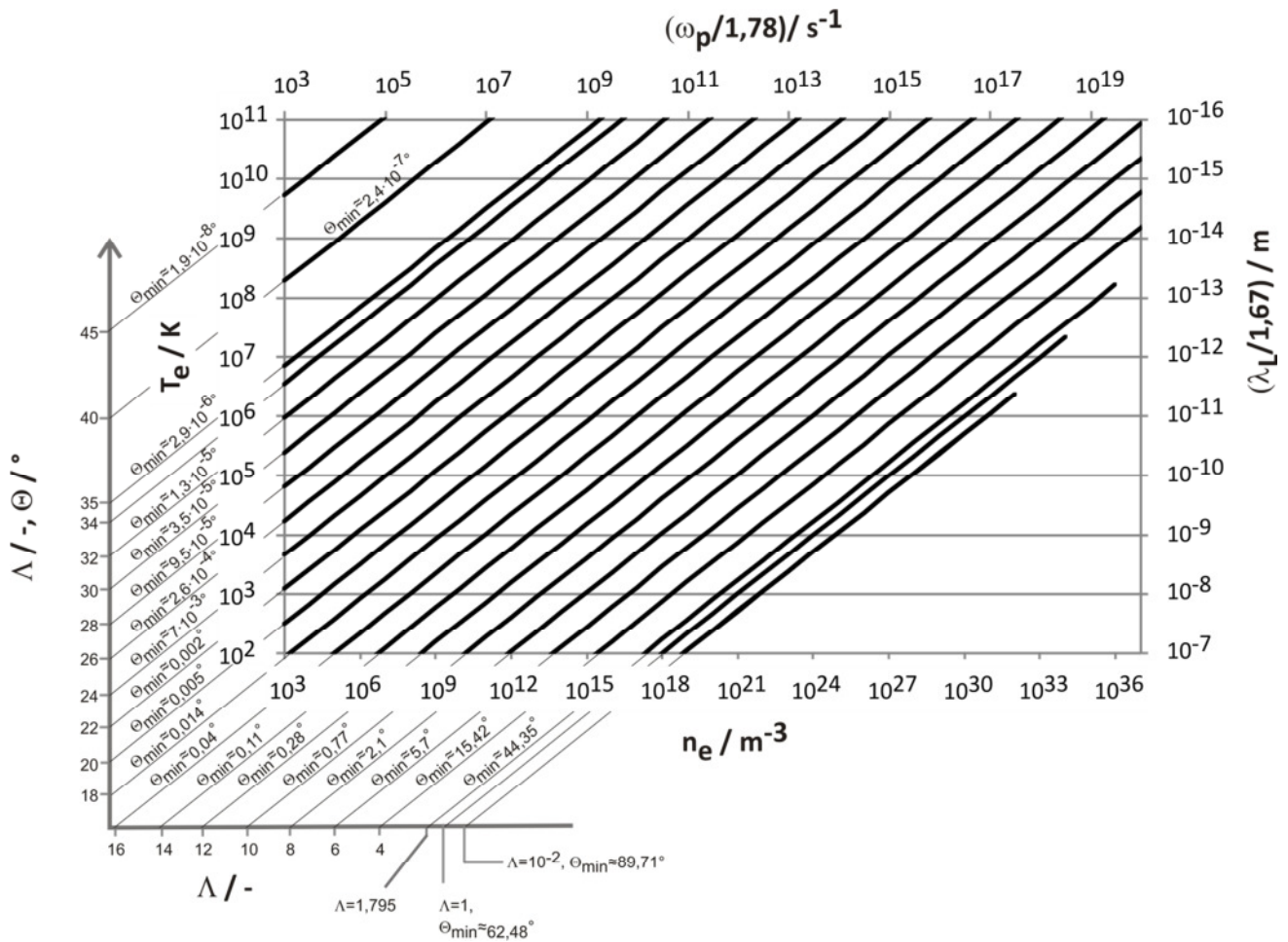
$$T = \left(\frac{Z}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \sqrt[3]{(Z+1)} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right) e^{\frac{2\Lambda}{3}} \sqrt[3]{n_e} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} (Z+1) \sqrt[3]{n_e} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right) N_D^{\frac{2}{3}}. \quad \text{Gl. 39}$$

Nach Referenz (42) lässt sich der minimale Stoßwinkel für Coulombstöße nach einigen Umformungen mit

$$\sin\left(\frac{\Theta_{\min}}{2}\right) = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_L}\right)^2}\right)^{-1} \quad \text{Gl. 40}$$

angegeben, wobei sich für große  $\Lambda$  die Näherungen  $\sin(\Theta_{\min}/2) \approx \Lambda^{-1}$  bzw.  $\Theta_{\min}/2 \approx \Lambda^{-1}$  ergeben. Mit  $\Lambda = 0$  folgt erwartungsgemäß  $\Theta_{\min} = 90^\circ$ . Für den zunehmenden Coulomblogarithmus nimmt  $\Theta_{\min}$  ( $\rightarrow$  Kleinwinkelstöße dominant) stark ab, jedoch nimmt hiermit auch die Zahl der Teilchen in der Debye-Kugel zu, so dass für derartige Plasmen die Wahrscheinlichkeit von Mehrfachstößen stark zu-

nimmt. Gleichzeitig besagt Gleichung 40, dass die Coulomblogarithmus-Isolinien gleichzeitig auch Linien des konstanten minimalen Stoßwinkels  $\Theta_{\min}$  sind.



**Abbildung 7: Landaulängen, Coulomblogarithmus-Isolinien /  $N_D$ -Isolinien ( $Z = 1$ ) im  $T_e$ - $n_e$ - bzw.  $T_e$ - $\omega_p$ -Diagramm (ideale, nicht-entartete Plasmen). Die Coulomblogarithmen  $\Lambda$  und die minimalen Stoßwinkel  $\Theta_{\min}$  (Coulombstöße) sind angegeben.**

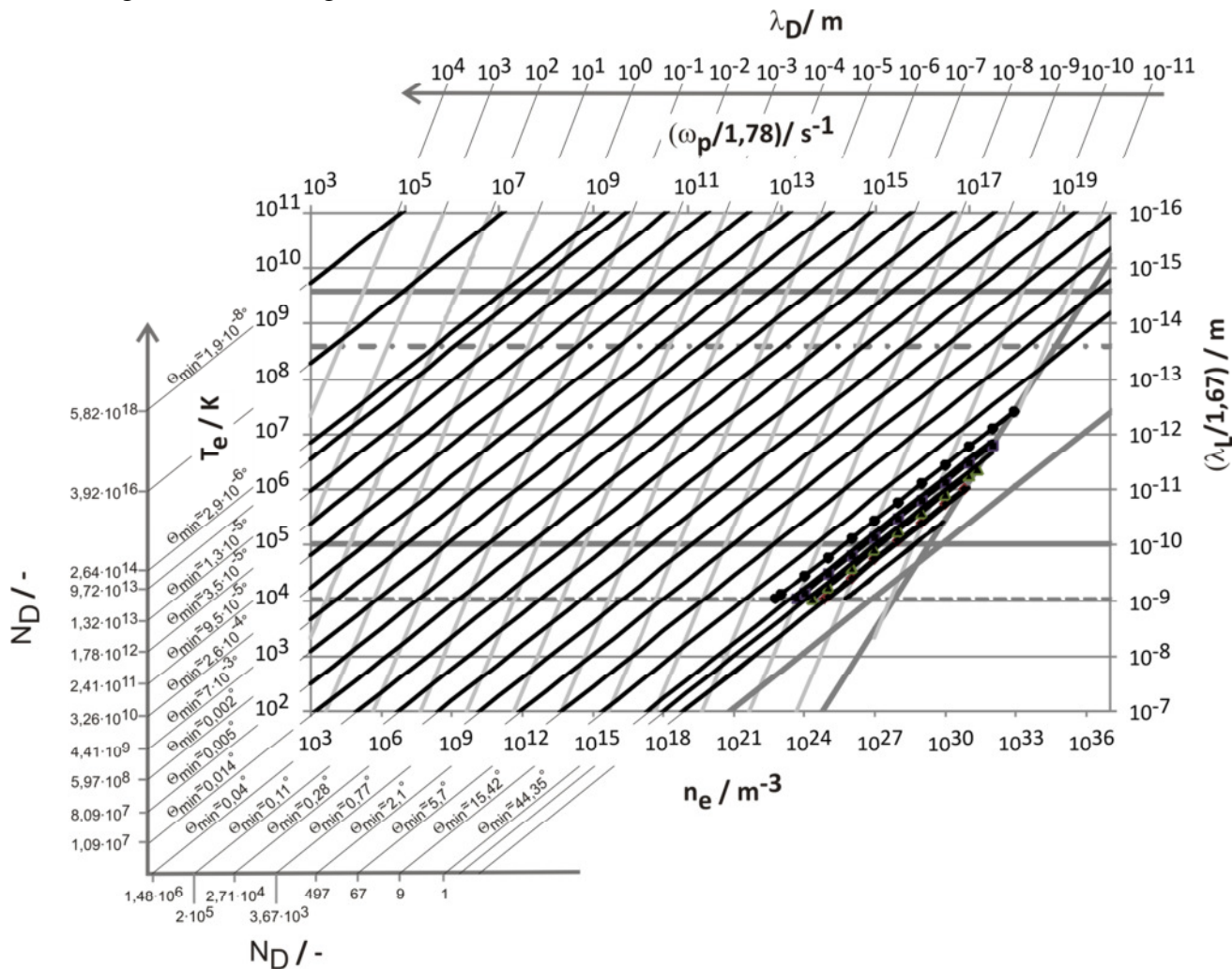
In Abbildung 7 sind die Isolinien des Coulomblogarithmus gemäß Gleichung 39 zusammen mit den minimalen Stoßwinkeln (aus Gleichung 40) exemplarisch für  $Z = 1$  zusätzlich dargestellt.

Der Stoßwinkel  $\Theta_{\min}$  nimmt gleichzeitig, ausgehend von dem akademischen Grenzwert von  $90^\circ$  für  $\Lambda \rightarrow 0$ , drastisch ab. Dabei sind die Kurven für  $\Lambda = 10^{-2}$  und  $\Lambda = 1$  von akademischer Natur, da hier  $N_D$  rechnerisch kleiner 1 ist. Erst für  $\Lambda = 2$  ist  $N_D > 1$  ( $\rightarrow N_D = 1$  für  $\Lambda = 1.795$ . Der Wert für  $\Lambda(N_D = 1)$  ist allerdings eine Funktion von  $Z$ ).

Dabei nimmt  $\Lambda$  mit Ausnahme der letzten drei Kurven von  $\Lambda = 4$  an jeweils von Isolinie zu Isolinie um den Betrag 2 zu. Bei der Einordnung der am IRS experimentell und numerisch untersuchten Niedertemperaturplasmen, siehe Kapitel 4, wird deutlich, dass diese allesamt in einem Gebiet von  $1.2 \leq \Lambda \leq 8.1$  liegen. Bei den MPD Plasmen schränkt sich dies sogar auf  $5 \leq \Lambda \leq 8$  ein. Eine Ausnahme bilden IMAX und Fusionsplasmen, bei denen  $\Lambda$  in der Größenordnung von 20 sein kann. Damit lassen sich relevante Transportkoeffizienten beispielsweise die elektrische Leitfähigkeit für den Fall vollständiger Ionisation (MPD) verhältnismäßig einfach berechnen, siehe auch Kapitel 3.4.

Die Stoßeigenschaften im Plasma sind mit Hilfe von Gleichung 40 bezüglich ihrer Ausprägung im Sinne der Fragestellung, ob Kleinwinkelstöße in einem Szenario mit Mehrfachstößen bei größeren

Coulomblogarithmen oder (vereinzelt) Großwinkelstöße für kleine Coulomblogarithmen dominieren aus dem Coulomblogarithmus  $\Lambda$  ablesbar. Dies ist z.B. bedeutsam für die Entwicklung der Fokker-Planck-Gleichung, der Grundgleichung zur Beschreibung der auf Kleinwinkelstreuung beruhenden Teilchenprozesse (47), da in Frage zu stellen ist, ob mit dieser Grundgleichung Plasmen, welche sich im Gebiet kleiner Coulomblogarithmen befinden, so wie beispielsweise in den Abbildungen 7 und 26 dargestellt, korrekt beschrieben werden.



**Abbildung 8: Landaulängen, Coulomblogarithmus-Isolinien,  $N_D$ -Isolinien erweitert um Energiegrenzen, Debyelängen  $\lambda_D$  und stoßbedingtes Ionenrekombinationsgebiet im  $T_e$ - $n_e$ - bzw.  $T_e$ - $\omega_p$ -Diagramm (ideale, nicht-entartete Plasmen). Die Zahl der Teilchen in der Debye Kugel  $N_D$  ist an Stelle des Coulomblogarithmus (man vergleiche Abbildung 7) angegeben.**

Zusätzlich ist in Abbildung 8 die Teilchenzahl  $N_D$  mit  $N_D = Z/(3 \cdot (Z+1)) \cdot e^\Lambda$  in der Debye Kugel an Stelle des Coulomblogarithmus dargestellt ( $Z = 1$ ). Allerdings ist dies quasi eine analoge Information zum Coulomblogarithmus in Abbildung 7. Weiterhin sind die Isolinien für die Debyelänge in Form von grauen Linien mit eingetragen. Die dickeren schwarzen und symbolbehafteten Linien stellen Ionenrekombinationsgebiet dar. Dabei treten die Linien mit zunehmenden  $Z$  aus dem Dreieck, welches sich aus Ionisationsgrenze und Entartungsgrenze ergibt, heraus. In der Abbildung sind Linien für  $Z$ -Werte von 1, 2, 5 und 10 gezeigt. Auf die stoßbedingte Ionenrekombination wird unten noch einmal eingegangen.

Gleichung 5 gibt damit die Grenze zwischen idealen und nicht-idealen Plasmen nur ungenau wieder und das hier identifizierte zusätzliche Gebiet für  $N_D = 1$  ist mit einzubeziehen. Dies zeigt sich auch in der Ungenauigkeit in Gleichung 27, welche aus Gleichung 5 resultiert und wo der Wert für  $N_D$ , der rechnerisch kleiner als 1 ist, auf den physikalisch sinnvollen Wert 1 gesetzt bzw. angehoben wurde. Setzt man  $N_D$  in Gleichung 39 auf 1, so folgt:

$$T = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right) (Z + 1)^3 \sqrt[3]{n_e}. \quad \text{Gl. 41}$$

Mit Gleichung 35 wurden die Ionen-Elektronen-Rekombinationsgebiete beschrieben. Bildet man das Verhältnis aus beiden Gleichungen, so ergibt sich:

$$\frac{T_{N_D=1}}{T_{recomb}} = 3 \frac{Z+1}{Z} > 1. \quad \text{Gl. 42}$$

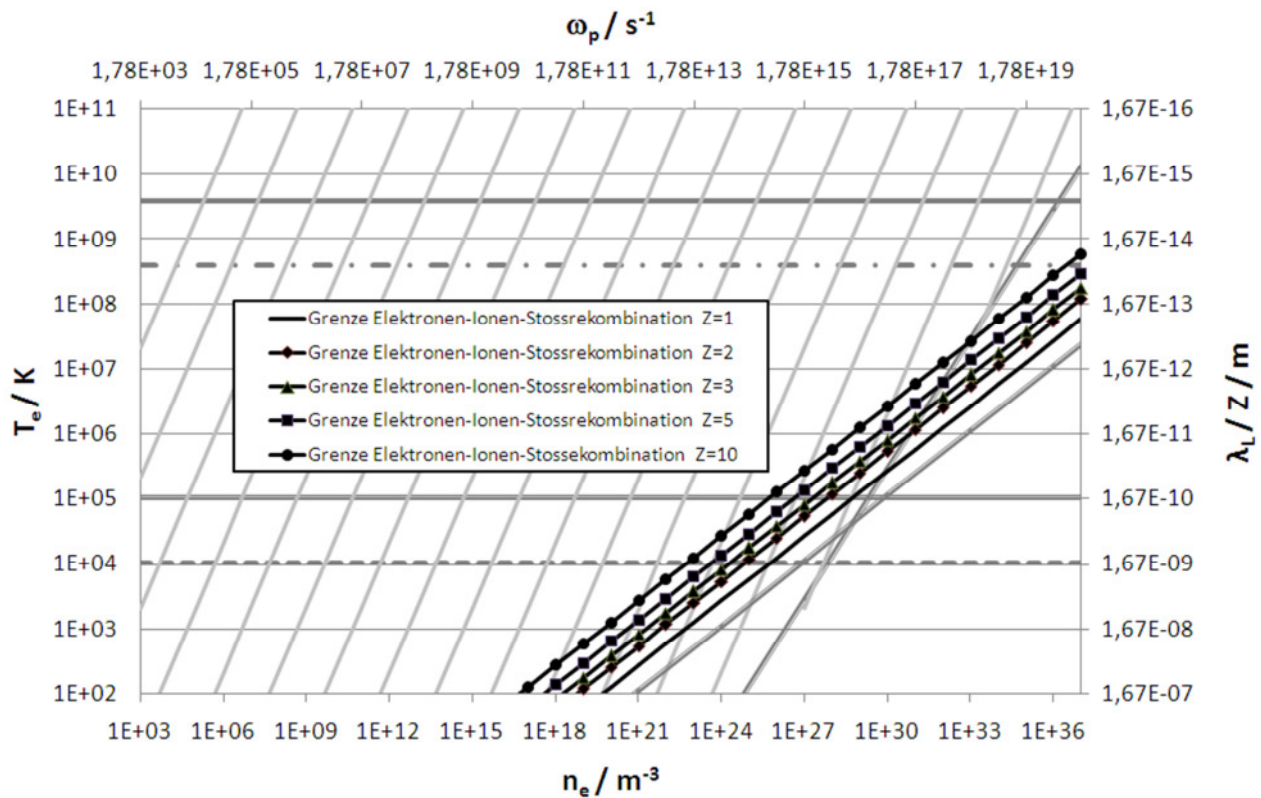
Dies bedeutet, dass für jedes  $Z$  zur jeweiligen Ionen-Elektronen-Rekombinationsgrenzkurve immer eine Grenzkurve für  $N_D = 1$  vorliegt, die, was die Temperaturen angeht, oberhalb dieser Rekombinationsgrenzkurve liegt. Damit liegen aber alle Rekombinationskurven immer in einem Gebiet, in welchem, im Sinne der Teilchenzahl in der Debye-Kugel (im Extremfall nämlich 1), kein kollektives Verhalten mehr vorliegt. Man kann auch sagen, dass hier ein Übergangsbereich (Variation von  $Z$ ) zwischen den idealen und den nicht-idealen Plasmen vorliegt. In letzter Konsequenz bedeutet dies:

- Ein Vergleich zwischen Gleichung 35 und Gleichung 39 zeigt, dass die Grenzkurven für die stoßbedingte Elektronen-Ionen-Rekombination in einem Gebiet liegen, welches nicht dem der idealen Plasmen entspricht.
- Im Rahmen der hier getroffenen Annahmen lässt sich ableiten, dass die kollisionsbedingte Ionen-Elektronen-Rekombination bei idealen Plasmen zumindest nicht ausgeprägt stattfindet; eine Erkenntnis, die in anderen Arbeiten nicht berücksichtigt bzw. erkannt wird (siehe z.B. (47)).

Mit den Debyelängen an sich ist eine dimensionale Aussage bezüglich der Quasineutralität von Plasmasystemen möglich. So kann ein Plasmasystem in seiner Gesamtheit als quasineutral betrachtet werden, wenn die Systemgeometrie  $L_{sys}$  größer als  $\lambda_D$  ist.

Für die Verhältnisse, die aus der Betrachtung der Isolinien für Debye- und Landaulänge resultieren, ergibt sich folgendes:

- Entlang einer Linie konstanter Debyelänge  $\lambda_D$  sinkt  $\lambda_L$  um eine Größenordnung, wenn  $T_e$  um eine Größenordnung steigt. Für alle  $n_e$  entlang einer Debyelängenisolinie nimmt der Coulomblogarithmus  $\Lambda$  bei konstanter Ladungszahl  $Z$  von einer Isolinie der Landaulänge zur nächsten um den Wert  $\ln(10)$  zu.
- Entlang einer Landaulängenisolinie für steigendes  $n_e$  (konstantes  $T_e$ ) nimmt der Coulomblogarithmus bei konstantem  $Z$  um den Betrag  $\ln(10)$  von Schnittpunkt zu Schnittpunkt ab.
- Die Grenzkurven für die Elektronen-Ionenrekombination zeigen, dass diese selbst bei großen Ladungszahlen  $Z$  nur ein verhältnismäßig kleines Gebiet im  $T_e$ - $n_e$ -Diagramm einnehmen.



**Abbildung 9: Energiegrenzen, Landaulängen, Debyelängen, beispielhafte Coulomblogarithmen und stoßbedingtes Ionenrekombinationsgebiet im  $T_e$ - $n_e$ - bzw.  $T_e$ - $\omega_p$ -Diagramm**

### 3.3.4 Freie Weglängen und Knudsenzahl

In einer einfachen Betrachtung erweist sich die freie Weglänge als diejenige Strecke, nach welcher Teilchen miteinander stoßen und dann unter einem Winkel von  $\pi/2$  abgelenkt werden. Für den Fall von neutralen Teilchen kann entsprechend die geometrische Teilchengröße  $\sigma$  ausgewählt werden und diese dann auf den Abstand zurückgeführt werden, welcher für einen Stoß unterschritten werden muss. Dieser Abstand beträgt somit  $r = (\sigma/\pi)^{1/2}$ .

$$\lambda_f = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi r^2} = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{kT}{\sqrt{2}p\sigma} \quad \text{Gl. 43}$$

Mit der Geschwindigkeit der Teilchen  $v$  lässt sich die mittlere Zeit  $\tau$  zwischen Stößen angeben:

$$\tau = \frac{1}{v} = \frac{\lambda_f}{v_{th}} \quad \text{Gl. 44}$$

Dabei stellt  $v$  die Stoßfrequenz dar, die Größe  $v_{th}$  ist die thermische Geschwindigkeit ( $v_{th} = (3 \cdot k \cdot T/m)^{1/2}$ ).

Zur Berechnung der freien Weglängen müssen allerdings unterschiedliche Konstellationen betrachtet werden. So müssen in einem neutralen Medium die Stoßquerschnitte  $\sigma_{n-n}$  der Neutralteilchen herangezogen werden. Dies führt auf:

$$\lambda_{n-n} = \frac{1}{n\sigma_{n-n}} = \frac{kT}{p\sigma_{n-n}} \quad \text{Gl. 45}$$



Beim Stoß zwischen geladenen und neutralen Teilchen kann der relevante Stoßquerschnitt infolge von Polarisationsprozessen häufig um Größenordnungen höher ausfallen als beim Stoß zwischen neutralen Partnern. Dieser Stoßquerschnitt  $\sigma_{e-n}$  heißt Ramsauerstoßquerschnitt und ist verhältnismäßig stark von der Energie bzw. der Temperatur abhängig (3). Die Bestimmung der Stoßfrequenz erfolgt dabei üblicherweise über den Ratenkoeffizienten:

$$\mathbf{v} = \frac{v_{th}}{\lambda_{e-n}} = n_0 \langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{g} \rangle. \quad \text{Gl. 46}$$

Dabei ist  $\boldsymbol{\sigma}$  der Wirkungsquerschnitt, welcher multipliziert mit der Relativgeschwindigkeit der Teilchen  $\mathbf{g}$  über die Gleichgewichtsverteilung gemittelt wird. In diesem Fall handelt es sich um die Maxwellverteilung der Elektronen. Die Größe  $n_0$  ist die Dichte der Neutralteilchen, welche in diesem Fall den Stoßpartner des Elektrons bilden. Die Berechnung der Ratenkoeffizienten erfolgt gemäß des in Referenz (54) beschriebenen Ansatzes 2 mit einer konstanten Extrapolation der in dieser Referenz untersuchten Literaturdaten. Es werden die dort gezeigten Wirkungsquerschnitte für die Elektron-Neutralteilchen-Stöße verwendet. In Referenz (3) wurde für  $\sigma_{e-n}$  der ingenieurmäßige Zusammenhang

$$\tilde{\sigma} = \psi_A \sigma_{e-A} + \psi_{A_2} \sigma_{e-A_2} \quad \text{Gl. 47}$$

gewählt, welcher den effektiven Stoßquerschnitt über die Raumsauerstoßquerschnitte mit den jeweiligen Molanteilen der molekularen und atomaren Spezies gewichtet. Zur Vereinfachung der Berechnung der Stoßquerschnitte wurde in (3) die Hilfsgröße  $S = e^2/(\epsilon_0 \cdot k \cdot T_e)$  auf phänomenologische Weise eingeführt. Sie hat die Dimension Meter. Interessanterweise handelt es sich bei  $S$ , abgesehen vom Faktor  $Z/(4 \cdot \pi)$ , um die Landaulänge  $\lambda_L$  nach Gleichung 33. Dabei gilt in verhältnismäßig großen Temperaturbereichen für relevante Spezies wie Argon, Stickstoff, Sauerstoff und Wasserstoff der folgende Zusammenhang (3):

$$\frac{\sigma_{e-0}}{(S^2)^\zeta} = \zeta = \mathbf{const}. \quad \text{Gl. 48}$$

Der Zusammenhang für  $\lambda_L$  nach Gleichung 33 führt unmittelbar auf

$$\frac{\sigma_{e-0}}{(\lambda_L^2)^\zeta} = \left(\frac{4\pi}{Z}\right)^{2\zeta} \zeta = \zeta^* = \mathbf{const}. \quad \text{Gl. 49}$$

Offensichtlich spielt die Landaulänge auch bei der Beschreibung von Querschnitten für Stöße zwischen geladenen und nicht geladenen Teilchen eine bedeutsame Rolle. Eine verhältnismäßig wichtige Erkenntnis, da dies die Rückführung derartiger Stoßprobleme auf grundlegende plasmaphysikalische Größen wie  $\lambda_L$  und  $\lambda_D$  erlaubt. Die Parameter  $\zeta$  und  $\zeta^*$  berücksichtigen folglich die Polarisierbarkeit der Spezies, siehe hierzu z. B: auch Referenz (55).

Fasst man die Resultate für die in (3) diskutierten Spezies zusammen, so ergibt sich die Schlussfolgerung, dass sich  $\sigma_{e-0}$  für alle relevanten Spezies abschätzig berechnen lässt, indem man die Regressionskoeffizienten  $\chi$  und  $\zeta$  zur Berechnung von  $\sigma_{e-n}$  nach Gleichungen 48 bzw. 49 heranzieht. Tatsächlich wird dies hier im Rahmen der Genauigkeit ausschließlich für Stöße zwischen Elektronen und atomaren Spezies durchgeführt. Diese Betrachtung ist zulässig, wenn man davon ausgeht, dass die Ionisation für die Mehrheit der hier betrachteten Spezies erst signifikant nach der Dissoziation erfolgt, da die Ionisationsenergien deutlich höher als die Dissoziationsenergien sind und somit nur noch eine vernachlässigbare Zahl an Molekülen vorliegt.

Die Formulierung mit der geometrischen Teilchengröße  $\sigma$  in Gleichung 43 bzw. den Gleichungen 45 und 46 berücksichtigt allerdings Interaktionen zwischen Gasteilchen und entbehrt der Beachtung der Feldeffekte zwischen geladenen Stoßpartnern, denn auch für Coulombstöße kann der Stoßquerschnitt deutlich abweichen und entspricht vielmehr dem Quadrat der in Kapitel 3.2.2 hergeleiteten Landaulänge  $\lambda_L$ , siehe Gleichung 49. Die Wirkungsquerschnitte für Elektron-Elektron-Stöße werden gemäß (56) berechnet:

$$\sigma_{e-e}(E_C) = \frac{5}{(16\pi\epsilon_0)^2} \left(\frac{e^2}{E_C}\right)^2. \quad \text{Gl. 50}$$

Mit Gleichung 1 können diese Wirkungsquerschnitte in temperaturabhängige Querschnitte umgerechnet werden, was bei Verwendung der Landaulänge, Gleichung 33, auf den einfachen Zusammenhang

$$\sigma_{e-e}(E_C) = \frac{5}{36} \lambda_L^2 \quad \text{Gl. 51}$$

führt. Dieser Zusammenhang entspricht den aus vorangegangenen Betrachtungen resultierenden Erwartungen, denn, ausgehend von der Definition der Landaulänge, lässt sich für den Fall der Elektronen nachvollziehen, dass der relevante Wirkungsquerschnitt in der Größenordnung von  $\lambda_L^2$  sein muss. Ungeachtet dessen wurde aus Konsistenzgründen der in (56) verwendete Querschnitt als Ausgangspunkt für alle hier durchgeführten Analysen verwendet. Über ein Starrkugelmodell lassen sich nun auch für diesen Fall die Stoßfrequenzen bestimmen:

$$\nu = \sqrt{2} n_e \sigma_{e-e} \nu_{th}. \quad \text{Gl. 52}$$

Hierbei ist  $n_e$  die Teilchendichte der Elektronen, welche im Falle der thermischen Stoßionisation mit Hilfe von Gleichung 17 berechnet werden kann.

Bei den Elektron-Ion-Stößen ist die Situation ähnlich: Der sich dann mit Gleichung 27 ergebende Wert für die freie Weglänge  $\lambda_{e-i}$  mit  $r = \lambda_L$  stellt hier allerdings eine Abschätzung der freien Weglänge von Elektronen, die mit Ionen im vollständig ionisierten Plasma interagieren, nach oben dar, da hierbei den Kleinwinkelstößen nicht Rechnung getragen wird. Integriert man die Kleinwinkelstöße auf, so ergibt sich für  $\lambda_{e-i}$  zusätzlich ein Korrekturfaktor von  $\Lambda^{-1}$ , wobei mit dem zusätzlichen Faktor  $(6/4)^2$  eine Konsistenz mit dem aus der Literatur bekannten Gvosdoverquerschnitt  $\sigma_{e-i}$ <sup>9</sup> (3) entsteht. Für den Gvosdoverquerschnitt liegt der bekannte Zusammenhang (3), (57), (58)

$$\sigma_{e-i} = \frac{1}{36\pi} \lambda_L^2 \Lambda \quad \text{Gl. 53.}$$

vor. Auch für diesen Fall kommt das Starrkugelmodell nach Gleichung 53 zum Einsatz (dieses Mal mit  $\sigma_{e-i}$  als relevanten Wirkungsquerschnitt), um die entsprechende freie Weglänge zu berechnen.

Für die Situation eines teilweise ionisierten Plasmas kommt es nun zu einer Überlagerung der bisher betrachteten Stoßeffekte. Man bildet daher eine effektive mittlere freie Weglänge:

$$\lambda_{tot} = \left( \sum_i \frac{1}{\lambda_i} \right)^{-1}. \quad \text{Gl. 54}$$

Setzt man nun alle Zusammenhänge ein, so erhält man

<sup>9</sup> Phänomenologisch betrachtet bedeutet dies, analog zu  $\lambda_0$  und  $\lambda_{e-e}$ , eine Zurückführung von  $\lambda_{e-i}$  auf  $\lambda_L$ . Der Coulomblogarithmus zur Berücksichtigung der Kleinwinkelstöße taucht im Gvosdoverquerschnitt bereits auf und dieser entspricht eben für den Fall der Elektron-Ion-Interaktion dem relevanten Wirkungsquerschnitt.

$$\lambda_{tot} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{i-e}} + \frac{1}{\lambda_{i-i}} + \frac{1}{\lambda_{i-0}}} = \frac{1}{\sqrt{2}n_e(\sigma_{i-e} + \sigma_{i-i}) + \frac{n_0\langle\sigma\cdot g\rangle}{v_{th}}} = \frac{1}{\sqrt{2}n_e\frac{\lambda_L^2}{36}\left(\frac{1}{\pi}\Lambda + 5\right) + \frac{n_0\langle\sigma\cdot g\rangle}{v_{th}}}. \quad \text{Gl. 55}$$

Gleichung 55 wurde zur Berechnung der in dieser Arbeit gezeigten freien Weglängen herangezogen. Trotzdem soll noch einmal Gleichung 49 herangezogen werden, um zu zeigen, dass sich auch  $\lambda_{tot}$  auf die grundlegenden plasmaphysikalischen Größen  $\lambda_L$  und  $\lambda_D$  zurückführen lässt:

$$\begin{aligned} \lambda_{tot} &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n_e(\sigma_{i-e} + \sigma_{e-e}) + n_0\sigma_{n-e}} = \frac{18\sqrt{2}\pi}{n_e\lambda_L^2(\Lambda + 5\pi) + 36\pi n_0\sigma^*(\lambda_L^2)^{\zeta}} \\ &= f(n_0, n_e, \lambda_L, \Lambda) = f(n_0, n_e, \lambda_L, \lambda_D). \end{aligned} \quad \text{Gl. 56}$$

Für  $\lambda_{tot}$  spielen also  $\lambda_L$  und  $\Lambda$  bzw.  $\lambda_D$  eine bedeutsame Rolle, wobei für viele spezifische Plasmen der Coulomblogarithmus  $\Lambda$  recht konstant ist, was bedeutet, dass hier insbesondere eine Abhängigkeit zu  $\lambda_L$  besteht, welche sich im Wesentlichen mit der Temperatur  $T$  ändert, siehe die Abbildungen 5 und 6. Die Größen  $n_0$  und  $n_e$  können mit Hilfe von Gleichungen 12, 13 und 17 berechnet werden, sofern die Annahme der Stoßionisation statthaft ist. Ist die Ionisation der Dissoziation nachgeschaltet bzw. liegen atomare Gase (z.B. Argon) vor, so lassen sich diese Zusammenhänge nach (3) drastisch vereinfachen, siehe auch (54). Je nach Temperatur und Druck müssen Dissoziationsprozesse berücksichtigt werden..

Für den Spezialfall eines vollständig ionisierten Plasmas resultieren, siehe auch Gleichung 55, folgende Zusammenhänge:

$$\lambda_{i-e} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n_e\sigma_{i-e}} = \frac{18\sqrt{2}\pi}{n_e\lambda_L^2\Lambda}. \quad \text{Gl. 57}$$

$$\lambda_{i-i} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n_e\sigma_{e-e}} = \frac{18\sqrt{2}}{5n_e\lambda_L^2}. \quad \text{Gl. 58}$$

Aus Gründen der Konsistenz mit der bisherigen plausiblen, algebraischen und anwendungsbezogenen Vorgehensweise sei an dieser Stelle in der Gleichung von  $\lambda_{e-e}$  für  $\sigma_{e-e}$  der Zusammenhang  $\pi \cdot \lambda_L^2$  gewählt:

$$\lambda_{i-i} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n_e\sigma_{e-e}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n_e\pi\lambda_L^2}. \quad \text{Gl. 59}$$

Damit lässt sich die Bedeutung von Isolinien der Landaulänge im Plasmaabakus erweitern: Entlang einer Isolinie verhält sich  $\lambda_{e-e}$  im Abakus aufgrund der Änderung von  $n_e$  hyperbolisch (gleichbedeutend mit  $n_e \cdot \lambda_L^2 = \text{const.}$ ). Für  $\lambda_{e-i}$  hingegen muss die Einordnung über eine rechnerische Ermittlung der  $\lambda_{e-i}$ -Isolinien erfolgen, was gemäß Gleichung 57 auf  $n_e \cdot \lambda_L^2 \cdot \Lambda = \text{const.}$  hinausläuft. Darüber hinaus wird sofort klar, dass auch diese Größen auf das, im plasmaphysikalischen Sinne, fundamentale Längenmaß  $\lambda_D$  (Debyelänge) zurückgeführt werden können.

Als gesamte freie Weglänge resultiert für vollständig dissoziierte und ionisierte Plasmen

$$\lambda_{tot} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{i-e}} + \frac{1}{\lambda_{i-i}}} = \frac{\lambda_{i-e}\lambda_{i-i}}{\lambda_{i-e} + \lambda_{i-i}} = \frac{18\sqrt{2}\pi}{n_e\lambda_L^2(\Lambda + 5\pi)} \quad \text{Gl. 60}$$

wenn man Gleichung 58 für  $\lambda_{e-e}$  verwendet,

oder

$$\lambda_{tot} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{i-e}} + \frac{1}{\lambda_{i-i}}} = \frac{\lambda_{i-e}\lambda_{i-i}}{\lambda_{i-e} + \lambda_{i-i}} = \frac{18\sqrt{2}\pi}{n_e\lambda_L^2(36\pi^2 + \Lambda)}, \quad \text{Gl. 61}$$

wenn man Gleichung 59 für  $\lambda_{e-e}$  verwendet. Ist die freie Weglänge größer als die geometrische Ausdehnung des Plasmasystems  $L_{\text{sys}}$ , so liegt ein stoßfreies Plasma vor, da die Teilchen mit den maximalen Bewegungslängen von  $L_{\text{sys}}$  im Mittel keine Stoßinteraktionen erfahren. Der Gedanke des klassischen gaskinetischen Kriteriums der dimensionslosen Knudsenzahl<sup>10</sup> ist daher naheliegend:

$$Kn = \frac{\lambda_{\text{tot}}}{L_{\text{sys}}} \quad \text{Gl. 62}$$

Dabei hat die Knudsenzahl im Wesentlichen ihre Bedeutung in der Aussage, ob die Kontinuumsannahme für Gasströmungen beziehungsweise Plasmen gerechtfertigt ist (59). Folgerichtig gelten für  $Kn \ll 1$  die Gesetze der Gasdynamik kontinuierlicher Medien, wohingegen für  $Kn \gg 1$  die Gesetze der kinetischen Gastheorie gelten. In der Praxis liegen jedoch Eckwerte aus Erfahrung und Analyse vor, aus denen eine genauere Einteilung bezüglich der Knudsenzahl resultiert:

- $Kn < 0.01$ :            Kontinuumsströmung,
- $0.01 < Kn < 10$ :        Übergangsströmung,
- $Kn > 10$ :                Freie Molekularströmung.

Für Plasmen lässt sich damit eine entsprechende Gebietseinteilung auf Grundlage der Systemgröße sowie der Debyelänge und der Landaulänge erstellen. Diese ist aus Anwendungssicht sehr bedeutsam, da sich mit dieser Gebietseinteilung Aussagen bezüglich der relevanten numerischen Simulationswerkzeuge ableiten lassen.

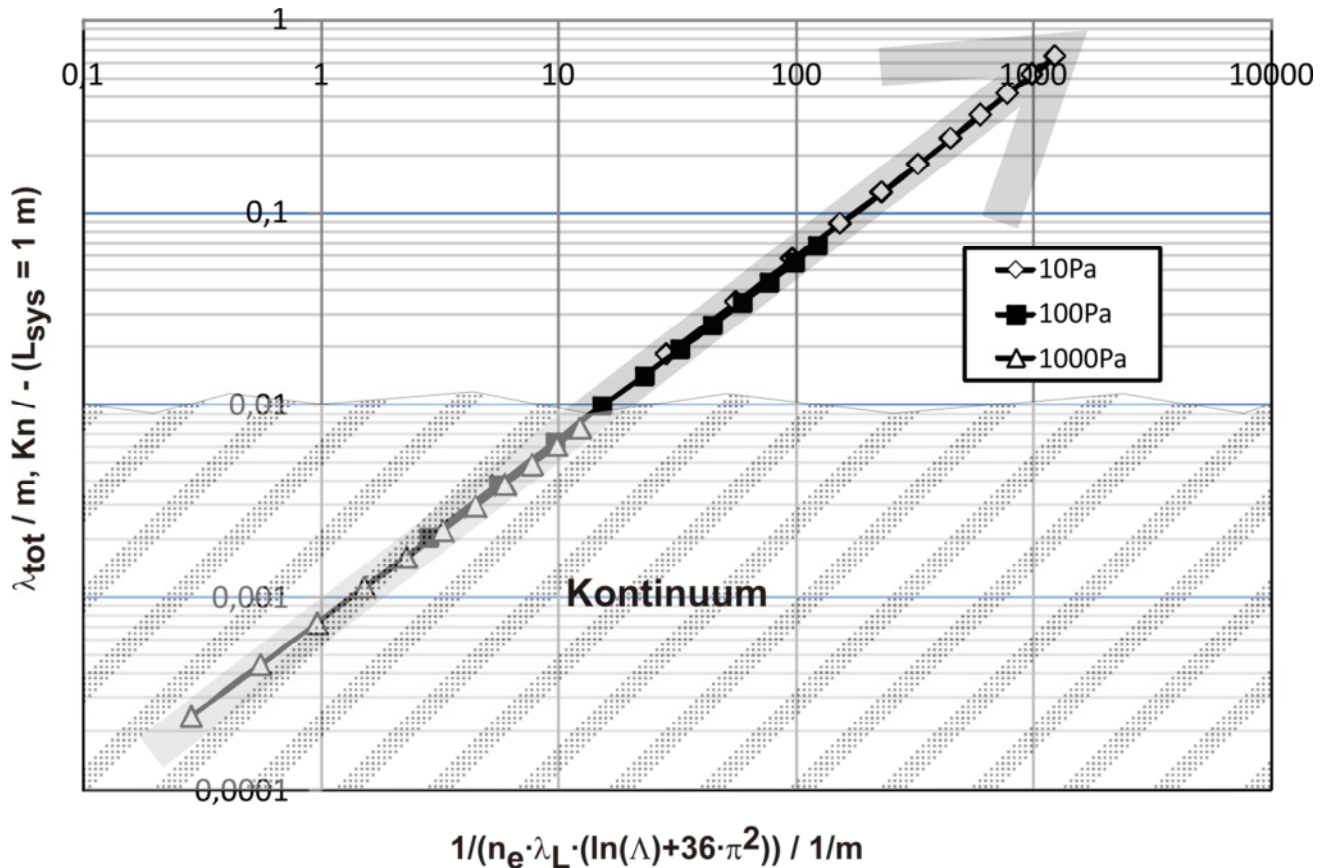
Für den Spezialfall der vollständigen Ionisation gilt:

$$Kn = \frac{\lambda_f}{L_{\text{sys}}} = \left(\frac{5}{12}\right)^2 \frac{1}{\pi \Lambda n \lambda_L^2 L_{\text{sys}}} \quad \text{Gl. 63}$$

Abbildung 10 zeigt die freien Weglängen bzw. die Knudsenzahlen für  $L_{\text{sys}} = 1$  m für Wasserstoff über der Hilfsgröße  $n_e \cdot \lambda_L^2 \cdot (\Lambda + 36 \cdot \pi^2)$ , siehe auch Gleichung 61, für die Drücke 10 Pa, 100 Pa und 1000 Pa. Der sich ergebende lineare Verlauf (bei linearer Darstellung der Achsen, hier jedoch nicht gezeigt) verifiziert den Ansatz in Gleichung 61 anhand der hier mit Hilfe von Ratenkoeffizienten berechneten Daten (54). Darüber hinaus führt dies dazu, dass die Kurven für die verschiedenen Drücke, wie in der Abbildung zu sehen ist, auf einen nahezu gemeinsamen Verlauf zusammenfallen. Somit lässt sich in dieser Darstellung ein Domänendiagramm für die Knudsenzahl ableiten. Für  $L_{\text{sys}} = 1$  m beispielsweise resultiert, dass alle freien Weglängen, die kleiner als 0,01 m sind, im Kontinuumsbereich liegen, wohingegen Werte oberhalb von 0,01 m sich im Übergangsbereich oder sogar im Gebiet der freien Molekularströmung befinden. Diese Art der Darstellung mag zunächst verwirrend erscheinen, allerdings steht an dieser Stelle die Darstellung der Daten der freien Weglänge nicht im Vordergrund. In diesem Fall wäre nämlich die Darstellung der freien Weglängen über der Temperatur  $T$ , was auf eine Kurvenschar aufgrund der verschiedenen Drücke führen würde, deutlich sinnvoller. Für Abbildung 10 muss vielmehr darauf hingewiesen werden, dass die linearen Verläufe für die drei hier betrachteten Drücke für jeweils  $20000 \text{ K} \leq T \leq 70000 \text{ K}$  berechnet wurden. Die entlang der waagerechten Achse bzw. des grauen Pfeiles versetzten Verläufe bedeuten daher, dass die Temperatur  $T$  in dieser Darstellung, d. h. unter Verwendung der Hilfsgröße  $n_e \cdot \lambda_L^2 \cdot (\Lambda + 36 \cdot \pi^2)$ , nicht als sekundäre Achse eingeführt werden kann. Damit wird aber deutlich, dass

<sup>10</sup> Die Knudsenzahl ist nach dem dänischen Naturwissenschaftler Martin Knudsen (1871-1949) benannt.

für  $p = 10 \text{ Pa}$  mit  $T \geq 20000 \text{ K}$  und einer charakteristischen Länge  $L_{\text{sys}}$  in den Größenordnungen  $10^{-1}$  bis  $10^0 \text{ m}$  für Wasserstoff kein Kontinuum vorliegen kann. Der gerade und gemeinsame Verlauf der drei Kurven in Abbildung 10 bekommt damit den Charakter eines Zahlenstrahls für die Knudsenzahl für das oben genannte Temperaturintervall, was durch den transparenten grauen Pfeil untermauert werden soll. Dabei beginnt die jeweilige Kurve mit dem Datenpunkt für  $T = 20000 \text{ K}$  und endet mit  $T = 70000 \text{ K}$ . Jeder Datenpunkt ist vom nächsten  $5000 \text{ K}$  entfernt.



**Abbildung 10:** Freie Weglängen der Ionen beispielhaft für Wasserstoff als Funktion der Hilfsgröße  $n_e \cdot \lambda_L^2 \cdot (\Lambda + 36 \cdot \pi^2)$ , siehe Gleichung 61, für die Drücke  $10 \text{ Pa}$ ,  $100 \text{ Pa}$  und  $1000 \text{ Pa}$

Für die praktische Anwendung ist jedoch zu beachten, dass bestimmte Phänomene, wie beispielsweise Stoßstrukturen in einer Plasmaströmung, zu lokal deutlich höheren Knudsenzahlen führen können.

### 3.3.5 Zyklotronfrequenz und Larmorradius

Bei konstantem Magnetfeld lässt sich die Lorentzkraft  $F_L$ , welche auf ein geladenes Teilchen wirkt, folgendermaßen berechnen:

$$\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B} = m\vec{a}. \quad \text{Gl. 64}$$

Die Größe  $q$  ist dabei die vorzeichenbehaftete Ladung,  $v$  ist die Geschwindigkeit des Teilchens und  $B$  die magnetische Flussdichte. Die Beschleunigung  $a$  hat keine Komponente parallel zu  $B$ , weswegen es zu einer Kreisbewegung bzw. Gyrationbewegung kommt. Dies ist darin begründet, dass die entstehende Zentrifugalkraft die Lorentzkraft kompensiert. Dies führt auf:

$$\omega = \frac{v_{\perp}}{r_{\text{lam}}} = \frac{|Z|eB}{m}. \quad \text{Gl. 65}$$

Die Gyrationkreisfrequenz  $\omega$  hängt damit von der Art der geladenen Teilchen ab, denn die Ionen haben im Vergleich zu den Elektronen signifikant höhere Massen, was dazu führt, dass die Gyrationfrequenzen der Ionen deutlich kleiner sind. Weiterhin hängt  $\omega$  von der magnetischen Flussdichte  $B$  ab. Zusätzlich ergibt sich bei Ionen bei mehrfacher Ionisation noch eine Abhängigkeit zur Ladungszahl  $Z$ . Die Ermittlung des Larmorradius  $r_{lam}$  gestaltet sich etwas mühsamer. Grundsätzlich kann man von der Teilchenenergie, sofern diese bekannt ist, auf die Geschwindigkeit schließen, was, wenn man nur die Energiekomponente, die senkrecht auf  $B$  steht, betrachtet auf den Zusammenhang

$$\omega = \sqrt{\frac{2E_{\perp}}{m}} \frac{1}{r_{lam}} = \frac{|Z|eB}{m} \Rightarrow r_{lam} = \frac{\sqrt{2E_{\perp}m}}{|Z|eB} \quad \text{Gl. 66}$$

führt. Damit ergibt sich für  $Z = 1$  und  $B = 1 \text{ T}$  der Betrag von  $e/m_e$  als Zahlenwert für die Gyrationfrequenz. Vergleicht man hierfür nun Ionen- und Elektronenzyklotronfrequenz, so ergibt sich  $\omega_i/\omega_e = m_e/m_i$ . Da die Ionenmasse deutlich größer als die Elektronenmasse ist, folgt somit  $\omega_i \ll \omega_e$ . Relevante Beispiele sind Systeme, in welchen geladene Teilchen wie beispielsweise Elektronen entlang einer Potentialdifferenz beschleunigt werden. Dazu gehören neben zahlreichen Anwendungen in der Plasmaphysik und der experimentellen Physik auch die Beschleunigungsmechanismen der elektrostatischen Ionentriebwerke (Gitterionentriebwerke).

Für den grundlegenden Fall der so genannten Fadenstrahlröhre in der Experimentalphysik, mit welcher sich die Größe  $e/m_e$  messen lässt, werden Elektronen über eine Spannung  $U_B$  beschleunigt. Damit ergibt sich hiermit über  $E = U_B \cdot e = \frac{1}{2} \cdot m_e \cdot v^2$  exemplarisch der Zusammenhang  $r_e = (2 \cdot U_B \cdot m_e / (e \cdot B^2))^{1/2}$ . Bei thermischen Plasmen kann für die zwei senkrecht zu  $B$  stehenden Raumrichtungen die Energie  $E = k \cdot T$  zugeordnet werden. Vergleicht man analog zu den Gyrationfrequenzen die Larmorradien für  $B = 1 \text{ T}$ ,  $Z = 1$  und  $T_e = T_i$ , dann folgt  $r_i/r_e = (m_i/m_e)^{1/2}$ . Analog zu den Zyklotronfrequenzen ergibt sich nun  $r_i \gg r_e$ .

Mit dem Ansatz nach Gleichung 65 wird auch deutlich, dass deren Erweiterung um einen frequenten Anregungsterm unmittelbar zur aus der klassischen Mechanik bekannten Resonanz führen kann, so dass auf diese Weise Resonanzheizprozesse im Rahmen der Plasmagenerierung realisiert werden können. Regt man dabei mit der elektronenbezogenen Plasmafrequenz an, kommt es zur Elektronenzyklotronresonanz, welche in der Literatur kurz mit ECR abgekürzt wird, eine Anregung mit der ionenbezogenen Frequenz wird in Analogie mit Ionenzyklotronresonanz, kurz ICR, bezeichnet.

### 3.4 Elektrische Leitfähigkeit von Plasmen

Ausgangssituation für das Verständnis der elektrischen Leitfähigkeit ist zunächst die (flächenspezifische) Stromdichte im Plasma. Die gesamte elektrische Stromdichte  $\vec{j}$  im Plasma setzt sich additiv aus den Stromdichten der Einzelkomponenten  $\vec{j}_k$  des Plasmas zusammen:

$$\vec{j} = \sum_k \vec{j}_k = e \sum_k Z_k n_k \vec{v}_k \quad \text{Gl. 67}$$

Dabei ist  $v_k$  die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen der Sorte  $k$ ,  $n_k$  ihre Teilchendichte und  $Z_k$  ihre Ladungszahl. Da die Beweglichkeit  $b_k$  den Proportionalitätsfaktor zwischen der Geschwindigkeit  $v_k$  und der elektrischen Feldstärke  $E$  darstellt, lässt sich somit phänomenologisch das Ohmsche Gesetz in der Form

$$\vec{j} = (e \sum_k \mathbf{b}_k n_k) \vec{E} = \sigma \vec{E} \quad \text{Gl. 68}$$

ableiten. Die Proportionalität zwischen elektrischem Feld und der Gesamtstromdichte ist wiederum durch die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  gegeben. In stoßbestimmten Plasmen lässt sich die Beweglichkeit einer Spezies  $k$  über

$$\mathbf{b}_k = \frac{e\tau_k}{m_k} = e \frac{\lambda_k}{\sqrt{\frac{8}{\pi} m_k k T_k}} \quad \text{Gl. 69}$$

berechnen. Dabei sind  $\lambda_k$  seine mittlere freie Weglänge, siehe auch Kapitel 3.3.4,  $T_k$  seine Temperatur und  $m_k$  seine Masse. Bildet man das Verhältnis der Beweglichkeiten von Elektronen und Ionen, so stellt man fest, dass die Elektronen alleine aufgrund ihrer vergleichsweise deutlich geringeren Massen eine etwa um eine Größenordnung höhere Beweglichkeit besitzen und damit den Hauptanteil der Stromdichte gemäß Gleichung 67 leisten.

Mit den hier aufgezeigten Abhängigkeiten führt der Weg zur Berechnung von elektrischen Leitfähigkeiten über Temperatur, Teilchenmasse und relevante Stoßquerschnitte, welche sich aus den üblichen Formulierungen für die freien Weglängen ableiten lassen. In Referenz (3) wurden elektrische Leitfähigkeiten für Stickstoff und Sauerstoff algebraisch berechnet und durch Vergleich mit Literaturdaten bestätigt. Dabei wurde ein für atomare Spezies gültiger Zusammenhang der elektrischen Leitfähigkeit auf Moleküle erweitert. Die Resultate für Sauerstoff und Stickstoff wurden mit den Ergebnissen aus verschiedenen Literaturen verglichen und entsprechend verifiziert. Dieser Zusammenhang lautet:

$$\sigma = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2m_e k T_e}} \frac{\alpha \sigma_{e-i}}{\alpha \sigma_{e-i} + (1-\alpha) \sigma_{e-0}}. \quad \text{Gl. 70}$$

Dabei ist  $\sigma_{e-0}$  der Stoßquerschnitt zwischen Elektronen und Neutralteilchen (Ramsauerstoßquerschnitt) nach Gleichung 48,  $T_e$  ist die (Elektronen)Temperatur und  $m_e$  die Elektronenmasse. Der Ionisationsgrad  $\alpha$  kann mit den Gleichungen 18 und 19, der Gvosdoverquerschnitt  $\sigma_{e-i}$  mit Gleichung 46 und der Ramsauerstoßquerschnitt  $\sigma_{e-0}$  kann mit der semi-empirischen Gleichung 53 berechnet werden. Mit Gleichung 70 liegt somit ein validierter Zusammenhang zur Berechnung von elektrischen Leitfähigkeiten für molekulare und atomare Gase mit variablem Ionisationsgrad vor. Analysiert man Gleichung 70, so wird deutlich, dass hierfür die Betrachtung des Quotienten  $\sigma_{e-0}/\sigma_{e-i}$ , den man mit Hilfe der Gleichungen 48 und 53 bilden kann, maßgeblich ist:

$$\frac{\sigma_{e-0}}{\sigma_{e-i}} = 36\pi\zeta^* \lambda_L^{2(\chi-1)} \Lambda^{-1}. \quad \text{Gl. 71}$$

Weiterhin lässt sich  $\alpha$  häufig näherungsweise angeben. So lässt sich  $\psi_e$  in der ersten Ionisationsstufe für Temperaturen kleiner als 10000 K mit  $(f(T)/p_{\text{tot}})^{0,5}$ , siehe hierzu Kapitel 3.2 bzw. Referenz (3), beschreiben. Eingesetzt in Gleichung 18 liefert dies dann eine Näherung für  $\alpha$ . Für eine Reihe von Gasen können die Anpassungsfunktionsparameter  $\chi$  und  $\zeta$  aus Referenz (3) entnommen werden.

Im folgenden Abschnitt soll darüber hinaus auch das Modell der elektrischen Leitfähigkeit nach Spitzer erläutert werden (53). Dieses Modell leitet sich aus grundlegenden Betrachtungen zum Impulssatz mit der Voraussetzung einer Maxwellverteilung ab. Dabei berechnet Spitzer die Situation eines so genannten idealen Lorentzgas, ein hypothetisch voll ionisiertes Plasma, bei dem die Elektronen untereinander nicht interagieren und alle positiven Ionen in Ruhe sind. Spitzer erhält für den spezifischen Widerstand  $\eta_L$  eines solchen idealen Lorentzgas:

$$\eta_L = \frac{4\sqrt{2\pi m_e} Z e^2 \Lambda}{3(4\pi\epsilon_0)^2 (kT)^{1.5}}. \quad \text{Gl. 72}$$

Hierbei entspricht der spezifische Widerstand  $\eta$  dem Kehrwert der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  ( $\rightarrow \sigma = 1/\eta$ ). Der Geltungsbereich des spezifischen Widerstands nach Gleichung 72 aufgrund der Annahme eines idealen Lorentzgases wird über einen Korrekturfaktor  $\gamma_E$ , welcher im Wesentlichen von der Ladungszahl  $Z$  abhängt, erweitert. Für die in (53) angegebenen tabellarischen Daten von  $\gamma_E$  lässt sich eine Anpassungsfunktion finden:

$$\gamma_E(Z) \approx 1 - \frac{0.424}{Z^{0.5}}. \quad \text{Gl. 73}$$

Dabei ist  $\gamma_E$  für  $Z = 1$  ungefähr 0.58, wohingegen  $\gamma_E$  für  $Z \rightarrow \infty$  gegen 1 strebt. Nach Kehrwertbildung von Gleichung 72 und einigen Umformungen erhält man somit für die elektrische Leitfähigkeit vollständig ionisierter Plasmen:

$$\sigma = \frac{\gamma_E}{\eta_L} = \gamma_E \sigma_L = \frac{\gamma_E(Z) 3(4\pi\epsilon_0)^2 (kT)^{1.5}}{Z 4\sqrt{2\pi m_e} e^2 \Lambda} = \gamma_E(Z) \frac{3\pi\epsilon_0 (kT)^{0.5}}{\sqrt{2\pi m_e} \lambda_L \Lambda}. \quad \text{Gl. 74}$$

Für  $Z = 1$  ergibt sich somit eine Korrektur für den spezifischen Widerstand um einen Faktor von annähernd 2. Damit lässt sich für ionisierte Plasmen eine Zahlenwertgleichung zur Berechnung von  $\sigma$  angeben:

$$\sigma \approx 7.679 \cdot 10^{-3} \frac{\gamma_E(Z) T^{1.5}}{Z \Lambda} \approx 7.679 \cdot 10^{-3} \left( \frac{1}{Z} - \frac{0.424}{Z^{1.5}} \right) \frac{T^{1.5}}{\Lambda}. \quad \text{Gl. 75}$$

Um dem Vorhandensein unterschiedlicher Ionensorten Rechnung tragen zu können, müsste man ein  $Z_{\text{eff}}$  einführen. Dies geht allerdings über den Umfang dieser Abhandlung hinaus. Mit Gleichung 75 ist es nun möglich, innerhalb des Gebiets der vollen Ionisation in Bild 6, Werte für die elektrische Leitfähigkeit anzugeben. Bei MPD Plasmaquellen soll die vollständige Ionisation, unabhängig von der Art des Betriebsgases, nur in der ersten Ionisationsstufe vorliegen, d.h.  $Z = 1$ . Für den Fall Wasserstoff kann  $Z$  nur den Wert 1 annehmen. In diesem Fall gilt für die elektrische Leitfähigkeit:

$$\sigma \approx 7.679 \cdot 10^{-3} \gamma_E(Z = 1) \frac{T^{1.5}}{\Lambda} \approx 4.45382 \cdot 10^{-3} \frac{T^{1.5}}{\Lambda}. \quad \text{Gl. 76}$$

Gleichung 76 ist auch für stationäre MPD Triebwerke heranzuziehen, da bei diesen vollständige, einfache Ionisation anzustreben ist. Damit stehen mit den Gleichungen 70, 75 und 76 verständliche Zusammenhänge zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit von Plasmen zur Verfügung.

In Bild 11 ist die Übersicht der technischen Plasmen, welche in Kapitel 4.2 eingehend erläutert werden, im  $T_e$ - $n_e$ - bzw.  $T_e$ - $\omega_p$ -Diagramm zusammen mit den Isolinien für die Spitzerleitfähigkeit für ein wasserstoffähnliches Plasma ( $Z = 1$ ) dargestellt.

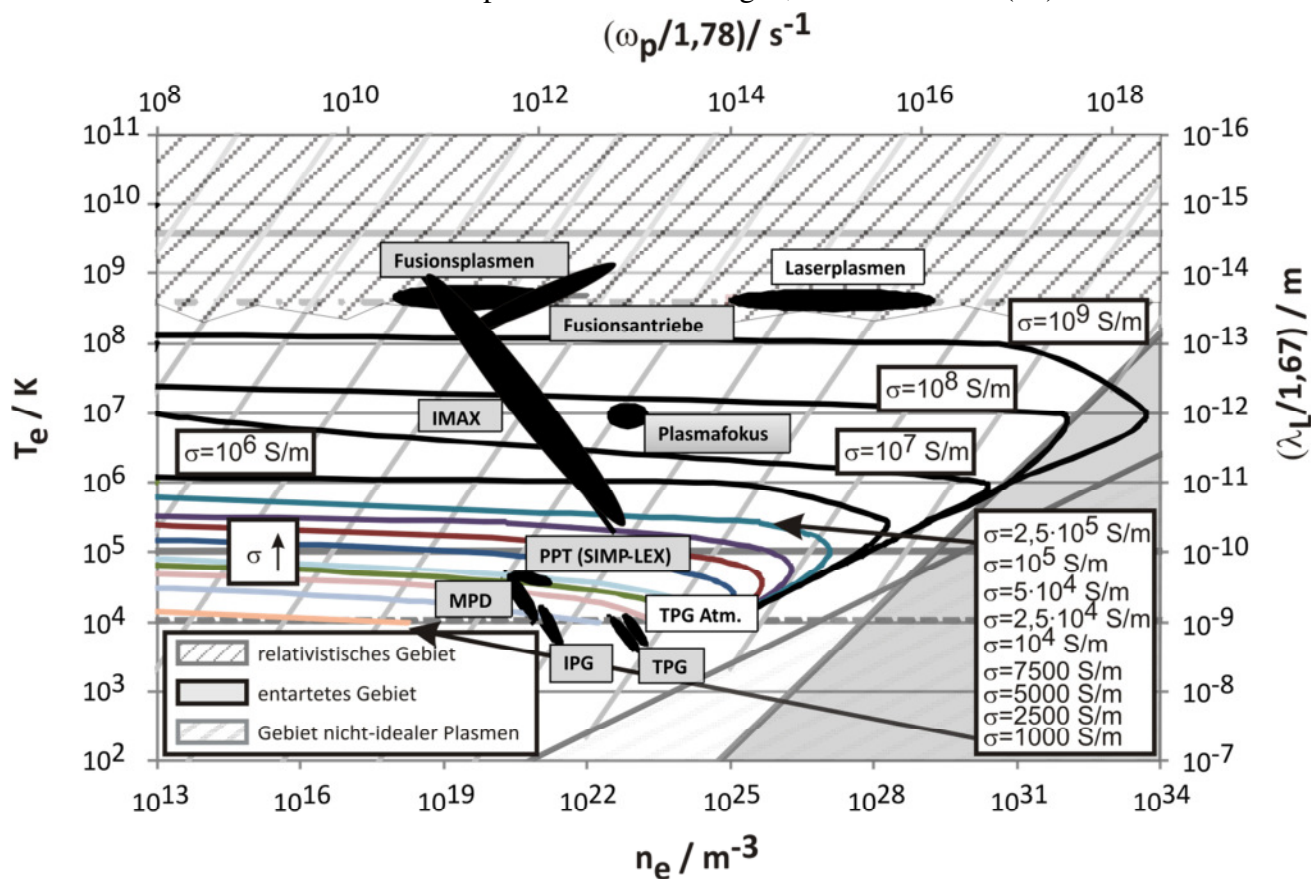
Generell ergibt sich folgendes Bild:

Die Isolinien, die gemäß Gleichung A5 für  $Z = 1$  berechnet werden, wurden ausgehend von  $T_e = 10000$  K dargestellt, da bei dieser Temperaturgrößenordnung erst von signifikanter Ionisation ausgegangen werden darf, siehe auch Gleichung 7. Dort wird erläutert, dass die Ionisation bereits bei etwa 10% der mit Gleichung 7 erläuterten Temperatur signifikant ist. Obgleich diese Analyse für Wasserstoff erfolgte, kann in den hier dargestellten Szenarien ohnehin von signifikanter Ionisation ausgegangen werden, da zumindest die stationären MPD oft mit Argon betrieben werden. Darüber hinaus liegt den MPD, bedingt durch deren magnetohydrodynamische Funktionsweise sowie aufgrund von energetischen Betrachtungen, die Forderung der einfachen vollständigen Ionisation zu



Grunde, siehe auch Kapitel 4.2. Mit steigendem Sigma verschieben sich die Isolinien immer mehr zu höheren Temperaturen. Ferner ist den Isolinien eine Asymptote gemein, die parallel zur Energiegrenze der idealen / nicht-idealen Plasmen verläuft. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Spitzerleitfähigkeit ihre Gültigkeit wohl ausschließlich für ideale Lorentzgase hat.

Für die stationären MPD Plasmasysteme, welche in Kapitel 4.3.2.1 und 4.3.2.2 beschrieben sind, ergeben sich demnach bei einer angenommenen vollständigen Ionisation elektrische Leitfähigkeiten von 2500 bis ca. 5000 S/m. Dies entspricht den Erwartungen, siehe z.B. auch (60).



**Abbildung 11: Plasmaabakus mit Isolinien der elektrischen Leitfähigkeit nach Spitzer für  $Z = 1$  im  $T_e$ - $n_e$ - bzw.  $T_e$ - $\omega_p$ -Diagramm**

Für die instationären MPD („PPT“, hier: ADD SIMPLEX), siehe Kapitel 4.3.2.3, ergeben sich hingegen elektrische Leitfähigkeiten zwischen 5500 S/m und 6000 S/m, wobei sich unter diesen Voraussetzungen mit Berücksichtigung der Daten von Scharlemann Leitfähigkeiten von bis zu 10000 S/m ergeben können. Der erste Wert resultiert, wenn man die aus elektrostatischen Sondenmessungen ermittelten Elektronendichten und Temperaturen des ADD SIMPLEX verwendet, siehe hierzu Kapitel 4.3.2.3.

Für Plasmafokusanlagen beziehungsweise auch den IMAX ergeben sich  $10^7$  bis  $10^8$  S/m, was den in der Literatur bekannten Werten entspricht, siehe ebenfalls Kapitel 4.3.2.3.

### 3.5 Thermodynamische Zustandsgleichung

Für ideale Plasmen lassen sich die Isobaren im Plasmaabakus nach der idealen Gasgleichung zusammen mit dem Gesetz von Dalton angeben:

$$\mathbf{p} = k \sum_s (n_s T_s) \quad \text{Gl. 77}$$

Im Weiteren kann der Druck  $p$  mit der Annahme von Quasineutralität, aus der

$$\sum_i^{Z=i} Z_i n_i = n_e \quad \text{Gl. 78}$$

folgt, siehe auch Kapitel 6.1.1, in Abhängigkeit der Anzahldichten von neutralen Atomen, Ionen und Elektronen angegeben werden (thermisches Gleichgewicht, Dissoziation der Ionisation vorausgehend):

$$\mathbf{p} = kT(n_e + n_i + n_A) \quad \text{Gl. 79}$$

Für den speziellen Fall der einfachen Ionisation (bzw. Wasserstoff) folgt (quasineutral) zusammen mit Gleichung 33 für  $\lambda_L$  und mit Gleichung 36 für  $Z = 1$ :

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &= \mathbf{p}_e + \mathbf{p}_i + \mathbf{p}_A = kT(2n_e + n_A) = kT \left( \frac{1}{2\pi\lambda_L\lambda_D^2} + n_A \right) \\ &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{2\pi(\lambda_L\lambda_D)^2} + \frac{n_A}{\lambda_L} \right) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{2\pi(\lambda_L\lambda_D)^2} + \frac{n_A}{\lambda_L} \right) \\ &= \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{72\pi N_D^2 \lambda_L^4} + \frac{n_A}{\lambda_L} \right) \end{aligned} \quad \text{Gl. 80}$$

Dabei gilt für ein ionisiertes wasserstoffähnliches Plasma ( $Z = 1$ ) bezogen auf den Plasmaabakus  $n_e = (4 \cdot \pi \cdot \lambda_L \cdot \lambda_D^2)^{-1}$ . Ähnlich wie bei den Partialdrücken resultiert auch hier, dass für das vollständig einfach ionisierte Plasma die relevanten Partialdrücke von Elektronen und Ionen unter der Annahme von Quasineutralität durch die grundlegenden plasmaphysikalischen Größen Landau- und Debye-länge zu beschrieben werden können. Weiterhin bedeutet Gleichung 80, dass die Aussage  $p_e = \text{const.}$  und  $\lambda_L \cdot \lambda_D = \text{const.}$  äquivalent sind. Für die konstante Elektronendichte  $n_e$  gilt  $\lambda_L \cdot \lambda_D^2 = \text{const.}$

Die Partialdichte errechnet sich über den Molanteil  $\psi$  der Spezies ( $\sum \psi_i = 1$ ):

$$\mathbf{p}_i = \psi_i \mathbf{p}_i \quad \text{Gl. 81}$$

## 4 Plasmasysteme

Bekanntermaßen liegt der größte Teil der Materie in Form von Plasmen vor. Dabei bezeichnet der Begriff zunächst ein „ionisiertes“ Gas bzw. Gasgemisch, in welchem die geladenen Spezies für die Eigenschaften der vorliegenden Materie bestimmend sind. Bei molekularen Gasen bewirkt Energie nicht nur die Ionisation an sich, sondern auch Dissoziationsprozesse. Daher bestehen allgemeine Plasmen üblicherweise aus einer Reihe von Spezies, nämlich den Molekülen selbst, den durch Dissoziation vorliegenden Atomen sowie Ionen und Radikalen. Wesentliche Aspekte für die physikalische Ausprägung von Plasmen resultieren aus den Wechselwirkungen geladener Teilchen mit anderen Teilchen sowie aus den thermochemischen Eigenschaften (z.B. reagierende Plasmaströmungen).

### 4.1 Plasmen in der Natur

Fixsterne, intergalaktische und interstellare Materie aber auch die Materie zwischen den Planeten unseres Sonnensystems sind hauptsächlich Wasserstoffplasmen mit Zusätzen. Die Plasmen an sich interagieren häufig mit den Magnetfeldern von Himmelskörpern und bilden daher vor Ort so genannte Magnetosphärenplasmen, welche unter dem Einfluss des Magnetfeldes stehen. Daneben sind auch noch natürliche Entladungen zu betrachten, bei denen ausreichend hohe Potentialdifferenzen spontane Entladungen bewirken. Derartige Entladungen sind beispielsweise Blitze wie sie mit dem Wettergeschehen einiger der atmosphärenbehafteten Himmelskörper einhergehen (z.B. Erde und Jupiter).

#### 4.1.1 Solare Atmosphäre, Sonnenwind sowie sonnenwindbasierte Plasmen

Die solare Atmosphäre durchläuft, abhängig von der Position über der Sonnenoberfläche, weite Bereiche hinsichtlich der Temperatur und der Teilchendichte der Elektronen. Dabei kommt ihr eine besondere Bedeutung zu, da sie eine Grundlage des so genannten Weltraumwetters bildet, welches wiederum von Bedeutung für die Weltraumaktivitäten der Menschen ist. Die Temperaturen in Photosphäre und Chromosphäre liegen zwischen Werten von knapp über  $5 \cdot 10^3$  K (Höhe 100 km) und  $10^4$  K (Höhe 2000 km), wohingegen sich die jeweils zugehörigen Teilchendichten der Elektronen zwischen  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  und  $10^{15} \text{ m}^{-3}$  bewegen. Damit kommt es in der Chromosphäre sogar zu Rekombinationsprozessen des atomaren Wasserstoffs. Im so genannten Übergangsgebiet von Chromosphäre und Korona, welches in einer Höhe von etwa 2000 km einsetzt, steigt die Temperatur u.a. wegen der Rekombinationsprozesse, insbesondere jedoch aufgrund der von der Sonne ausgehenden Schockwellen, drastisch auf  $10^6$  K an, die Teilchendichte der Elektronen hingegen fällt signifikant ab (42), (61). Innerhalb der Korona (Sonnenabstand oberhalb von 2000 km) spielen durch Protuberanzen der Sonne verursachte Magnetfelder eine große Rolle, da sie das koronare Plasma beeinflussen.

Hochenergetische Teilchen mit kinetischen Energien von ungefähr 45 GJ/kg ( $v \approx 300$  km/s) und Temperaturen zwischen  $10^4$  und  $7 \cdot 10^4$  K stellen die Basis für den Sonnenwind, in welchen die Sonnenatmosphäre im Abstand von etwa drei Sonnenradien aus der Sonnenkorona übergeht. Die Anzahldichten der Elektronen nehmen nun deutlich auf etwa  $2.3 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$  ab (siehe auch <http://www.spaceweather.com/>). In Form des Sonnenwindes begeben die hochenergetischen Teilchen ihren Weg durch das ganze Sonnensystem. Die Magnetosphäre der Erde, welche sich im Ab-

stand von einigen Erdradien von der Erdoberfläche befindet, stellt ein dünnes vom Sonnenwind gespeistes Plasma dar.

Neben der allgemeinen Wechselwirkung der Teilchen mit dem Magnetfeld der Erde gelangt ein Teil von ihnen entlang der Feldlinien des Erdmagnetfeldes in die Polzonen der Erde. Diese freien Ladungsträger wechselwirken stark mit dem Erdmagnetfeld. Es kommt daher in Polnähe zu den bekannten Polarlichtern. Mit der Kollision der Teilchen mit den Luftteilchen der polaren Atmosphäre wird die Höhenstrahlung als energetische Teilchenstrahlung freigesetzt. Die Wechselwirkung mit der Ionosphäre der Erde in etwa 100 km Höhe über der Erdoberfläche erzeugt Leuchterscheinungen, die als Nord- oder Polarlichter bekannt sind.

Nebenbei bemerkt stellt die Ionosphäre auch ein dünnes Plasma dar, welches für die Reflexion langwelliger elektromagnetischer Wellen von Bedeutung ist.

Für lunares Plasma ist ebenso davon auszugehen, dass es seinen Ursprung, vergleichbar dem Magnetosphärenplasma der Erde, im Sonnenwind hat, der dann mit Oberflächenmagnetfeldern des Mondes, welche zwar mit einer Größenordnung zwischen einigen Zehnteln nT bis zu einigen 100 nT gering aber signifikant sind, interagiert. Relevante Daten wurden auf Basis von Elektronenreflektometermessungen in ungefähr 10000 km Höhe über der Mondrückseitenoberfläche an Bord des „Lunar Prospektors“ gewonnen (62). Die resultierenden Elektronendichten ( $n_e$ ) bewegen sich im Bereich von ungefähr  $10^4 \text{ m}^{-3}$ , wobei sich Elektronentemperaturen  $T_e$  von ungefähr 500 kK ergeben. Aufgrund der geringeren Mobilität, welche die Ionen im Vergleich zu Elektronen haben, wird bei den Ionen von einer Temperatur  $T_i$  von ungefähr 100 kK ausgegangen. In (62) wird bei den Iondichten ebenfalls von  $10^4 \text{ m}^{-3}$  ausgegangen, wobei allerdings die Systemgröße  $L_{\text{sys}}$  von entscheidender Bedeutung ist, da die Debyelängen bei etwa 500 m liegen, siehe auch Bild 12. Erwartungsgemäß ist die freie Weglänge  $\lambda_f$  mit  $1.36 \cdot 10^{11} \text{ km}$  sehr hoch, die Landaulänge  $\lambda_L$  liegt bei 33 pm. Zweifels- ohne ergeben sich damit sehr große Knudsenzahlen, welche, wenn man die Mondgeometrie beziehungsweise die Größenordnung der Messposition des „Lunar Prospector“ heranzieht, in der Größenordnung von  $10^6$ - $10^7$  liegen.

#### 4.1.2 Magnetosphären von Pulsaren

Pulsare sind stark magnetisierte Neutronensterne, welche Radiowellen emittieren. Ein wahrscheinliches Modell eines Pulsars beschreibt den Neutronenstern mit Polen, an denen eine Elektron-Positron-Paar-Produktion stattfindet. Der Neutronenstern wird von einer Magnetosphäre umfasst, welche aus Elektron-Positron-Plasma besteht, siehe (63) und die darin enthaltenen Referenzen.

Neutronensterne bestehen hauptsächlich aus Neutronengas im degenerierten Zustand und können deshalb als ideale Konduktoren angesehen werden (64). Das Magnetfeld eines Pulsars kann Stärken von  $10^8$  bis  $10^9 \text{ T}$  annehmen und besitzt Dipolcharakter. Durch die Rotation des Sterns im Magnetfeld werden starke elektrische Spannungen induziert (Dynamo-Effekt), durch welche Elektronen und Ionen von der Oberfläche des Pulsars gezogen werden. Diese bilden das relativistische Magnetosphären-Plasma, welches in Rotation mit dem Stern gezwungen wird. Um den Pulsar bildet sich ein sogenannter „Lichtzylinder“. Dessen Grenzen werden durch die Umdrehungsgeschwindigkeit definiert, sobald diese der Lichtgeschwindigkeit entspricht.

Die Magnetosphäre eines Pulsars kann grob in zwei Bereiche eingeteilt werden: Es existiert das Gebiet der geschlossenen Feldlinien innerhalb des Lichtzylinders, welches das Plasma enthält, das mit

dem Stern rotiert. Dort wird das elektrische Feld durch die Raumladung der gefangenen Teilchen auf Null reduziert. Dadurch ist keine Teilchenbeschleunigung entlang der magnetischen Feldlinien im geschlossenen Bereich möglich. Außerdem gibt es das Gebiet der Feldlinien, welche die Grenzen des Lichtzylinders durchdringen und wo das Plasma ausströmt. Dieser Bereich befindet sich in der Nähe der Pole und wird oftmals als Gebiet der „offenen Feldlinien“ bezeichnet. Der austretende Strahl besteht vorwiegend aus Elektronen, Positronen oder Ionen, gespeist von den Polarkappen des Pulsars. Außerdem ist das Elektron-Positron-Paarplasma vorzufinden, welches durch Paar-Kaskaden entsteht. Goldreich & Julian entwarfen 1969 ein Modell der plasmagefüllten Pulsar – Magnetosphäre und der darin induzierten Ladungsdichte. Dabei gingen sie davon aus, dass die Materie des Neutronensterns eine unendlich hohe Leitfähigkeit parallel zu den Magnetfeldlinien besitzt [5]. Aufgrund der supra-leitenden Eigenschaften muss der Stern polarisiert sein und im Innern ein elektrisches Feld aufbauen. Aus diesen Betrachtungen resultiert ein elektrisches Quadrupolfeld. Da die elektrische Feldkraft enorm ist, übersteigt sie die Gravitationskraft, was dazu führt, dass von der Oberfläche des Neutronensterns Teilchen abgelöst werden und diese die Magnetosphäre speisen.

An der Oberfläche eines Neutronensterns beträgt die theoretisch ermittelte Dichte  $\sim 10^6 \text{ g/cm}^3$ , wobei sie bis zum Innern des Sterns auf das Zehnfache zunimmt.

Aufgrund der hohen Dichte des Pulsars ist die abgeleitete effektive Temperatur sehr hoch. Die effektive Temperatur beschreibt hierbei die Temperatur der Radio-Strahlungsquelle.

Der Pulsar im Krebs hat beispielsweise eine geschätzte Temperatur von  $3 \cdot 10^{27} \text{ K}$ . Dessen Magnetosphären-Temperatur liegt allerdings im Bereich von  $5 \cdot 10^4 \text{ K}$ . Bei anderen Pulsaren variiert diese Temperatur allerdings von  $10^4 \text{ K}$  bis  $10^6 \text{ K}$  bzw. für die Elektronentemperatur fordert das so genannte „cyclotron absorption model“ Elektronentemperaturen oberhalb von  $10^8 \text{ K}$  (65). Anhand von Puls- und Polarisationsmessungen der von den Pulsaren emittierten Radiostrahlung wurde das sogenannte „Polar Cap Modell“ entwickelt, das neben der Emissionsgeometrie auch Emissionsort und -mechanismus beschreibt. Es beschreibt die Entstehung der kohärenten Radiostrahlung und es zeigt sich hier, dass sich das Emissionsgebiet in einem sehr begrenzten Raumbereich befinden muss. Bei jungen Pulsaren kann neben der für sie charakteristischen Radioemission auch höher energetische Strahlung beobachtet werden. Beim Krebspulsar wurde beispielsweise eine Emission vom Infraroten bis hin zum Gammabereich gemessen. Viele Eigenschaften der gepulsten höher energetischen Strahlung sind nicht mit dem „Polar Cap Modell“ vereinbar, weshalb das „Outer Gap Modell“ entwickelt wurde, nach welchem das Emissionsgebiet weit außen in der Magnetosphäre an den Grenzen des Lichtzylinders liegt. Beide Theorien basieren auf dem zuvor beschriebenen Magnetosphären-Modell.

### 4.1.3 Plasma der weißen Zwerge

Ein weißer Zwerg ist das Endstadium der Sternentwicklung eines relativ massearmen Sterns. Er ist das Restprodukt eines Roten Riesens, der seine äußere Hülle in den interstellaren Raum abgestoßen hat und von welchem nur noch der heiße Kern zurückbleibt. Der nukleare Energievorrat des Sterns ist völlig erschöpft und er strahlt nur noch reine Wärmeenergie und keine Fusionsenergie mehr ab (63). In einem Weißen Zwerg tritt aufgrund der hohen Dichte zur thermischen Energie eine nicht thermische Komponente- die so genannte Fermienergie- hinzu, die auf Effekten der Quantenmechanik beruht. Dies führt zu einer besonderen Zustandsgleichung, bei welcher der Druck nur noch von

der Dichte, aber nicht mehr von der Temperatur abhängt. Man bezeichnet einen solchen Zustand als entartet. Die allgemeine Gasgleichung darf hier nicht mehr verwendet werden (66), (42).

Überschreitet die Masse eines Sterns nicht die sogenannte Chandrasekhar-Grenze<sup>11</sup> von ca.  $1.44^{12}$  Sonnenmassen, entwickelt er sich zum Weißen Zwerg (67). Nach Verbrauch des nuklearen Energievorrats kühlt der Stern durch Abstrahlung ab. Der thermische Druck reicht nun nicht mehr aus, um den Gravitationsdruck auszugleichen. Die dadurch resultierende Kontraktion führt bei hinreichend massiven Sternen zum Zerquetschen der Atomhüllen und elektrisch neutrales Plasma aus Elektronen und Atomkernen entsteht. Die Elektronen können als entartetes, ideales Fermi-Gas auf dem niedrigsten Energieniveau ( $T = 0$  K) und die Ionen als ideales klassisches Gas betrachtet werden (68), (69). Die mittlere Dichte eines weißen Zwergs beträgt ca.  $10^9$  kg/m<sup>3</sup> und dessen effektive Oberflächentemperatur reicht - abhängig von seinem Alter - von 5000 K bis 200000 K (70). Es existieren Weiße Zwerge mit Kerntemperaturen von  $17 \cdot 10^6$  bis zu  $200 \cdot 10^6$  K (71). Außerdem besitzen Weiße Zwerge Magnetfelder mit Flussdichten von 0 -  $10^4$  T (72). Deren Feldeigenschaften hängen sowohl von der ursprünglichen Zusammensetzung als auch von der Drehgeschwindigkeit des jeweiligen Sterns ab. Man entdeckte bereits einen Weißen Zwerg mit einer Rotationsperiode von 33 Sekunden, die der eines alten Pulsars gleicht. Dadurch weist er auch ähnliche Eigenschaften auf - so auch eine Plasma-gefüllte Magnetosphäre. Besonders interessant ist auch die- bei Doppelstern-Systemen-Akkretion vom Partner-Stern. Akkretion ist der Vorgang, bei dem ein kosmisches Objekt Materie aufgrund seiner Gravitation und aufgrund von Adhäsionskräften aufsammelt. Weiße Zwerge mit starkem Magnetfeld ( $\sim 10^4$  T) in einem Doppelsternsystem ziehen Plasma direkt vom „Geber“-Stern an ihre Magnetpole. Ihre Magnetosphäre durchtrennt die Akkretionsscheibe und das Plasma wird dann entlang der Magnetfeldlinien geleitet bis es auf die Sternoberfläche aufschlägt (73). Die klassischen Weißen Zwerge besitzen einen Kern, dessen innerer Teil aus Sauerstoff und dessen äußerer Teil aus Kohlenstoff bestehen. Nach außen hin schließt sich eine dünne Schicht an, die fast nur Helium enthält. Etwa 80% aller Weißen Zwerge haben zusätzlich eine äußere, noch dünnere Schicht aus reinem Wasserstoff (66). Des Weiteren existieren Typen, welche nur aus reinem Helium bestehen. Diese sind allerdings sehr massearme Sterne ( $\sim 0.5$  Sonnenmassen). Außerdem wurden ebenfalls Weiße Zwerge entdeckt, die nur Kohlestoff beinhalten.

Die mechanischen Eigenschaften eines Weißen Zwerges werden vom degenerierten Elektronengas dominiert. Die thermische Energie hingegen wohnt nahezu ausschließlich den Ionen inne, da die Wärmekapazität der degenerierten Elektronen näherungsweise null ist (69).

Sperrt man ein Teilchen auf eine Längenskala  $x$  ein, so bekommt dieses nach der Heisenbergschen Unschärferelation einen Impuls (66):

$$p_F = \frac{h}{2\pi x}. \quad \text{Gl. 82}$$

Dieser wird auch als „Fermiimpuls“ bezeichnet, wobei  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum darstellt. Damit erhält man eine volumenspezifische Teilchendichte der Elektronen  $n_e$  von:

$$n_e = \frac{8\pi p_F^3}{3h^3}. \quad \text{Gl. 83}$$

<sup>11</sup> S. Chandrasekhar (geboren am 19. Oktober 1910 in Lahore, Britisch-Indien; † 21. August 1995 in Chicago) US-amerikanischer (Astro-)Physiker indischer Herkunft.

<sup>12</sup> Anmerkung: Tatsächlich hängt dieses Massenverhältnis vom Verhältnis der Nukleonen zu den Elektronen des Sterns ab und somit von der Art der Sternmaterie. Der hier angegebene Wert variiert demnach.

Bei Sirius B, dem Begleiter des hellsten Sterns Sirius A, handelt es sich um einen weißen Zwerg, bei welchen die Elektronendichte im Sterninnern im Bereich von  $10^{35} \text{ m}^{-3}$  liegt (69). Seine effektive Oberflächentemperatur beträgt ca. 25000 K.

## 4.2 Einordnung der natürlichen Plasmen

Abbildung 12 gibt einen Überblick für die hier diskutierten natürlichen Plasmen. Dabei resultieren relevante Parameter wie Debyelängen und Landaulängen sowie Plasmafrequenzen aus den in den vorangegangenen Kapiteln diskutierten Isolinien. Darüber hinaus ist jeweils der zu den angegebenen Debye- und Landaulängen resultierende Wert für den Coulomblogarithmus angegeben. Abgesehen von den Weißen Zwergen, handelt es sich bei allen anderen Plasmen um ideale Plasmen. Zusätzlich sind lediglich die Pulsarplasmen relativistisch zu behandeln. Alle Plasmen befinden sich außerhalb des Elektronen-Ionenrekombinationsgebietes, womit sich auch die bezeichnende Eigenschaft von Sonnenatmosphäre und auch Sonnenwind aus geladenen Spezies zu bestehen, erklären lässt. Ähnliches gilt auch für den Sonnenwind und beispielsweise die lunaren Plasmen, welche sich quasi aus der Sonnenatmosphäre ableiten.

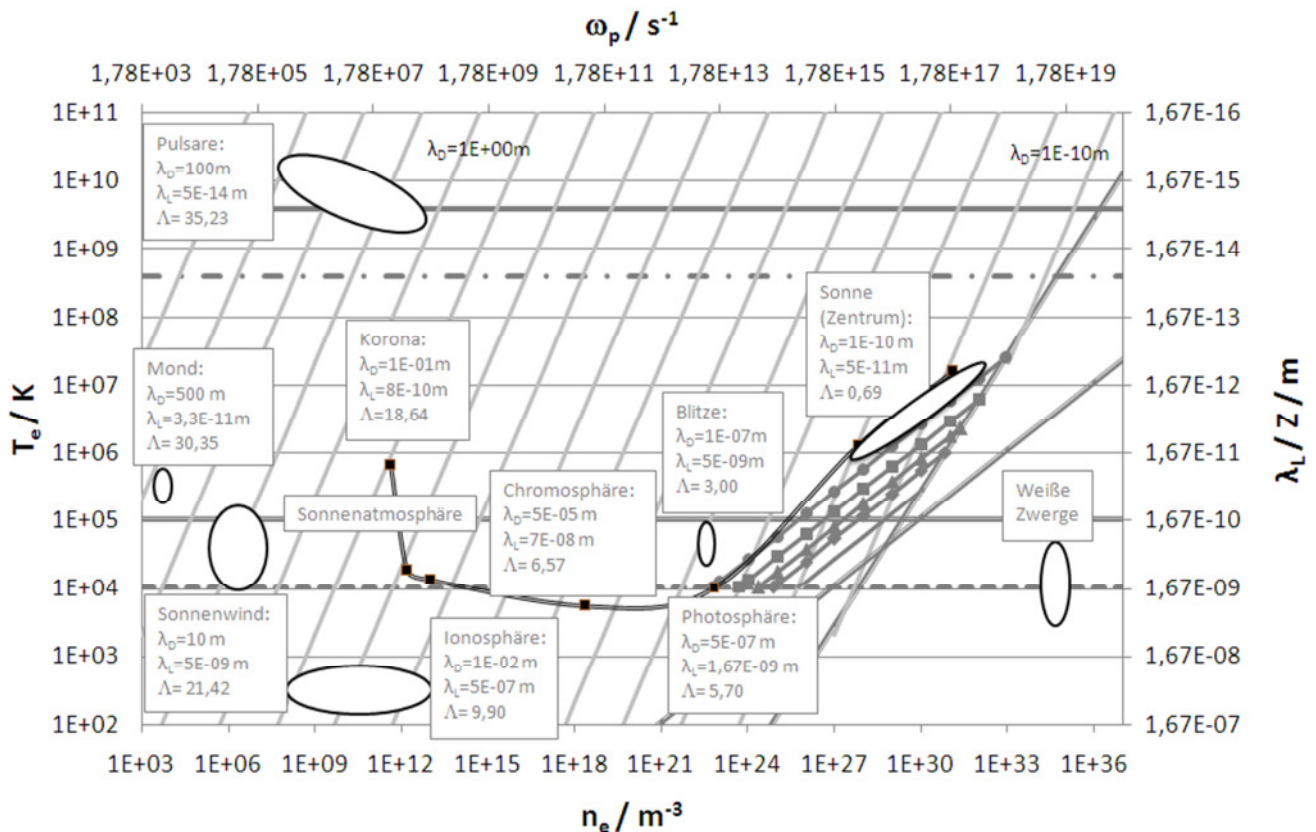


Abbildung 12: Abakus für natürliche Plasmen mit Angabe der wichtigsten Parameter

## 4.3 Technische Plasmasysteme am IRS

Im Wesentlichen werden mit den in der Abteilung Raumtransporttechnologie des Instituts für Raumfahrtssysteme entwickelten Plasmasystemen drei Zielrichtungen verfolgt. Dabei handelt es sich um die Verwendung von Plasmasystemen, welche

1. als elektrische Raumfahrtantriebe (74), (39)

2. für Bodentestanlagen zur Simulation des atmosphärischen Eintritts sowie relevanter Versuchsanlagen für Grundlagenuntersuchungen (3), (34) sowie
3. für technische Prozesse im Rahmen der Materialbearbeitung und Abfallbehandlung (25), (36)

verwendet werden.

Zur Charakterisierung der Plasmaanlagen des IRS stehen umfangreiche Werkzeuge zur Verfügung. Dabei liegen sowohl selbstentwickelte numerische Verfahren zur Beschreibung der Plasmaquellen und deren Strömungen als auch leistungsfähige Messverfahren zur Charakterisierung der Plasmen sowie der Plasma-Wand-Wechselwirkungen vor.

Die Entwicklung lichtbogenbeheizter Systeme hat am Institut für Raumfahrtsysteme eine verhältnismäßig lange Tradition: So wurden schon recht früh in den 1980iger Jahren stationäre Lichtbogenplasmageneratoren von hoher elektrischer Leistung bzw. auch hoher massenspezifischer Enthalpie entwickelt (74). Unmittelbar nachdem maßgebliche Entwicklungen auf dem Gebiet lichtbogenbeheizter Plasmaantriebe für die Raumfahrt erfolgt waren, wurden diese-thermische Lichtbogentriebwerke wie auch magnetoplasmadynamische Plasmageneratoren- für die Anwendung in Plasmawindkanälen weiterentwickelt (75). Die zu Punkt 1 gehörigen Plasmasysteme heißen Triebwerke, was in der Kurzbezeichnung meist durch ein „T“ abgekürzt wird, wohingegen die zu den Punkten 2 und 3 gehörigen Plasmaquellen als Plasmageneratoren bezeichnet werden, wofür in der jeweiligen Kurzbezeichnung die Buchstaben „PG“ verwendet werden.

Grundsätzlich ist bei den hier diskutierten Plasmaquellen im Sinne der Beschleunigung des Arbeitsgasplasmas (PG) bzw. des Treibstoffplasmas (T) von zwei unterschiedlichen Typen auszugehen. So erfolgt bei thermischen Plasmageneratoren die Expansion des Plasmas über eine Düse, wohingegen bei magnetoplasmadynamischen Quellen die geladenen Teilchen entweder über ein selbstinduziertes Magnetfeld (Eigenfeldgeräte, Englisch: Self-field „SF“) oder über ein von Außen aufgeprägtes Magnetfeld (Fremdfeldgeräte, Englisch: Applied-field „AF“) beschleunigt werden. Üblicherweise liegen diese Beschleunigungseffekte jedoch in überlagerter Form vor, so dass im komplexesten Fall bei AF-Quellen häufig sowohl fremdfeld- als auch eigenfeld- und gasdynamisch basierte Beschleunigungseffekte berücksichtigt werden müssen.

Die Plasmazündung bei technischen Plasmasystemen entspricht einer schlagartigen Reduktion des elektrischen Widerstandes eines Gases durch Ionisation bedingt durch ein ausreichend starkes elektrisches Feld, worauf ein entsprechender Stromfluss folgt. Friedrich Paschen<sup>13</sup> veröffentlichte 1887 (76) Ergebnisse über die Plasmazündung an planparallelen Elektroden für verschiedene Gase. Dabei wurde eine Abhängigkeit des Durchbruches zum Elektrodenabstand und zum Druck erkannt und in der Folge durch eine Näherungsgleichung beschrieben. Dabei benötigt man nicht nur für jedes Gas, sondern auch Art und Material der Elektroden sowie Betriebsfrequenz entsprechende Konstanten zur Beschreibung des Näherungsansatzes. Damit kann die Plasmazündung auch für Elektrodenkonfigurationen, welche nicht planparallel sind, in erster Näherung durch die oben genannte Näherungsfunktion beschrieben werden (77). Allerdings muss für die IMPD darauf hingewiesen werden, dass hier auch der Mechanismus der Entladung sich von einem klassischen Paschendurchbruch unterscheidet, so erfolgt bei IMAX im idealen Fall die Entladung in Form einer Gleitentladung über den Isolator und nicht als Durchschlag.

---

<sup>13</sup> Friedrich Paschen (1865-1947): Deutscher Physiker.



Einige Untersuchungen zur Frequenzabhängigkeit von induktiven Plasmazündungen finden sich in Referenz (3). Eine genauere Beschreibung des Näherungszusammenhangs für den Paschendurchbruch findet sich in (42).

### 4.3.1 Thermische Lichtbogengeneratoren

Eine ganze Familie von thermischen Lichtbogentriebwerken sowie Plasmageneratoren wurde am IRS für einen Leistungsbereich von einigen 100 W bis 100 kW entwickelt (23), (35), (78), (79), (80), (81). Die Schübe, die aus der thermischen Expansion resultieren, lassen sich mit Hilfe einfacher thermodynamischer Zusammenhänge abschätzig berechnen. Dabei ergibt sich die bekannte Proportionalität der effektiven Austrittsgeschwindigkeit zu  $(T_0/M)^{1/2}$ , wobei  $T_0$  die Temperatur im Reservoir repräsentiert (Entladungskammer) und  $M$  die mittlere molare Masse des Treibstoffes ist. Der Schub ist dementsprechend zusätzlich proportional zum Treibstoffmassenstrom und kommt damit seiner Art nach dem gasdynamischen Schub, der im folgenden Unterkapitel eingeführt wird, am nächsten. Allerdings muss bei den in den Unterkapiteln 4.3.2.1 und 4.3.2.2 diskutierten Eigen- bzw. Fremdfeldplasmasystemen ganz im Unterschied zu den thermischen Lichtbogentriebwerken, nicht zwingend eine Expansionsdüse zur Beschleunigung des Plasmas vorliegen, da bei diesen im Wesentlichen die magnetischen Beschleunigungsmechanismen zu Grunde liegen.

HIPARC stellt im Bezug auf die elektrische Leistung von maximal 100 kW das größte am IRS entwickelte thermische Lichtbogentriebwerk dar (80), (81). Die wassergekühlte Version HIPARC-W wurde dabei mit einer segmentierten Anode ausgeführt, um Grundlagenuntersuchungen im Rahmen der Modifikation der Anodenkonfiguration, welche im Wesentlichen auf eine Variation der Lichtbogenlänge führt, durchzuführen (80), siehe auch Abbildung 13. Diese Modifikationen wurden dabei einfach über das Zu- bzw. Wegschalten der entsprechenden Anodensegmente erreicht.

Mit dem in Abbildung 13 rechts gezeigten HIPARC-R, bei dem es sich um ein strahlungsgekühltes Gerät handelt, wurden spezifische Impulse oberhalb von 2000 s und Schübe bis zu 6 N mit Wasserstoff als Treibstoff erzielt. Der Treibstoffmassenstrom beträgt 150 mg/s (81). HIPARC-W wurde später als erste Stufe des Hybridtriebwerks TIHTUS eingesetzt, siehe Referenz (82).

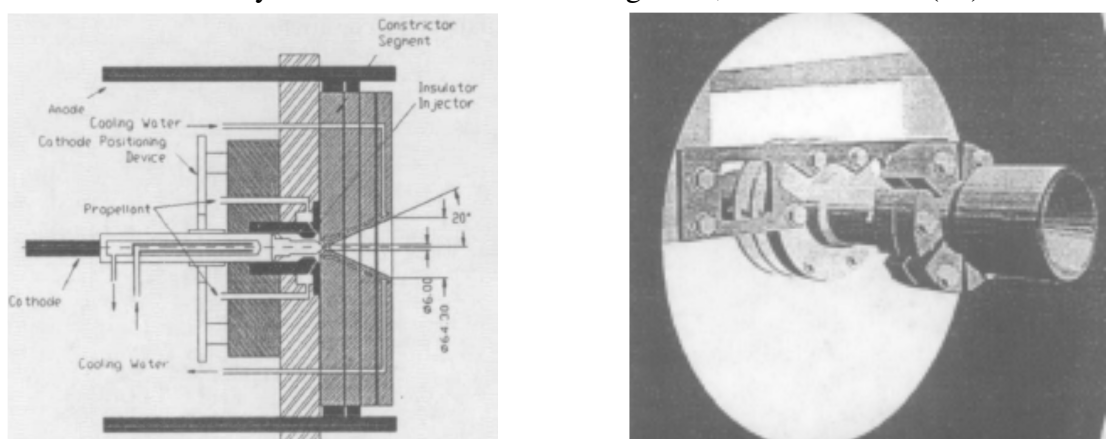


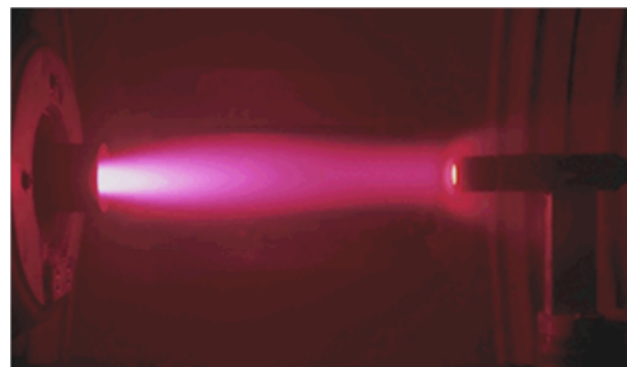
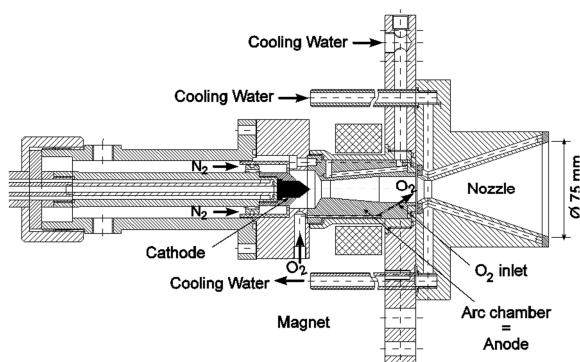
Abbildung 13: HIPARC-R (80) und HIPARC-W (81)<sup>14</sup>

<sup>14</sup> Anmerkung: Die Referenz ist der elektronischen Konferenzdokumentation entnommen („Proceedings“), für welche die Konferenzberichte offenbar im Nachhinein eingescannt wurden. Dies begründet die schlechte Qualität der Abbildung sowie die englischen Bezeichnungen.

Der thermische Plasmagenerator RB3, siehe Abbildung 14, wurde für die Simulation des Wiedereintritts von Raumfahrzeugen entwickelt (35). Dabei können bei moderaten massenspezifischen Enthalpien (maximal 30 MJ/kg) maximale Drücke in einer Größenordnung zwischen 0.1 und 1 bar erzielt werden.

In Abbildung 14 links ist eine Schnittzeichnung des RB3 zu sehen. Die zentrische heiße Kathode mündet in die Entladungskammer, welche gleichzeitig Anode ist. Diese ist umgeben von einer Magnetspule, deren magnetisches Feld den Lichtbogen in der Entladungskammer umtreibt, so dass dieser sich nicht dauerhaft an Stellen der Anode ansetzen kann. Das Prinzip ist dabei einfach: Der Lichtbogen besitzt entlang seiner Kontur zu jedem Zeitpunkt immer mehr oder weniger auf dem axialen Magnetfeld senkrechte stromführende Abschnitte, welche dann wiederum eine Lorentzkraft erfahren, die den Lichtbogen umtreibt. Damit wird ein einfacher MHD-Effekt ausgenutzt, um die Massenverluste für die Elektroden, insbesondere der Anode, zu minimieren und damit die Lebensdauer des Plasmagerätes zu erhöhen. Für diesen Fall werden somit Magnetfelder genutzt, um einen Lichtbogen im konstruktiven Sinne zu beeinflussen.

Die heiße thorierte Kathode kann nur mit inerten Gasen betrieben werden; die reaktiven Bestandteile- im Falle einer Wiedereintrittssimulation wäre dies der Sauerstoffanteil- werden stromabwärts zugemischt. In diesem Fall ist daher Stickstoff das „Arbeitsgas“, d.h. dasjenige Gas, welches in der Entladungskammer über den Lichtbogen erhitzt wird. Im Gleichgewicht resultiert mit Stickstoff als Arbeitsgas, für eine typische mittlere massenspezifische Enthalpie von 6-8 MJ/kg und einem typischen Entladungskammerdruck in der Größenordnung von 100 hPa, welche die Bedingungen bei einigen Fällen in Referenz (35) darstellen, eine Temperatur von etwa 5000 K. Dabei darf die Gleichgewichtssituation aufgrund des verhältnismäßig hohen Druckes in der Entladungskammer in erster Näherung angenommen werden. Aus der so gewonnenen Temperatur resultiert eine mittlere elektrische Leitfähigkeit von rund 700 S/m. Diese Angaben basieren auf den Modellen für die massenspezifische Enthalpie und die elektrische Leitfähigkeit in (3) bzw. nach Gleichung 70.



**Abbildung 14: Thermischer Lichtbogengenerator RB3 (35); links: Schnittzeichnung; rechts: Materialtest mit RB3 im Plasmawindkanal PWK4**

Da es sich hierbei um effektive Werte aufgrund der Mittelung über dem Volumen der Entladungskammer handelt, kann davon ausgegangen werden, dass die lichtbogenbezogenen Größen signifikant höher sind.

### 4.3.2 Magnetoplasmadynamische Plasmaquellen (MPD PG)

Bei MPD Plasmaquellen tragen im Wesentlichen Lorentzkräfte zur Beschleunigung des ionisierten Plasmas bei (74), (83), (35). Wie bereits erwähnt werden dabei hinsichtlich der Erzeugung des be-

schleunigenden Magnetfeldes zwei Kategorien unterschieden: Bei den MPD-Fremdfeldgeräten, welche meist stationär betrieben werden, wird ein äußeres koaxiales Fremdfeld angelegt (84). Für die Eigenfeldgeräte hingegen wird das eigeninduzierte Magnetfeld des Lichtbogens zur Beschleunigung der geladenen Teilchen eingesetzt. Wie oben bereits erwähnt gilt daher grundsätzlich, je nach betriebstechnischer und geometrischer Konfiguration, dass bei der Verwendung der MPD Quellen als elektrische Antriebe für die Raumfahrt Schubanteile resultierend aus dem Eigenfeld und der Gasdynamik (SF-MPD T) bzw. für (stationäre) AF-MPD T auch aus dem Fremdfeld berücksichtigt werden müssen:

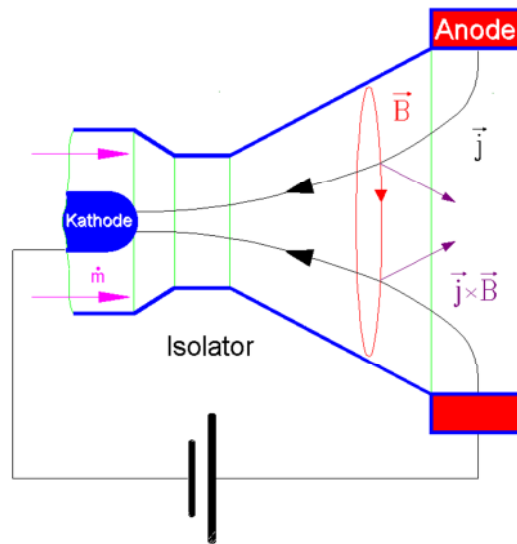
$$F_{ges} = F_{SF} + F_{AF} + F_{GD}. \quad \text{Gl. 84}$$

Dabei liegen für den Eigenfeldanteil algebraische Zusammenhänge vor (74). Eine algebraische Beschreibung des Fremdfeldanteils ist nicht möglich, allerdings liegen mehrere semi-empirische Zusammenhänge in der Literatur vor. Der „gasdynamische“ Anteil lässt sich für düsenbehaftete Systeme, wie schon im vorangegangenen Unterkapitel erläutert, algebraisch formulieren, wohingegen für rein zylindrische Systeme semi-empirische Zusammenhänge vorhanden sind (85).

#### 4.3.2.1 Stationär betriebene Eigenfeldgeräte (SF-MPD)

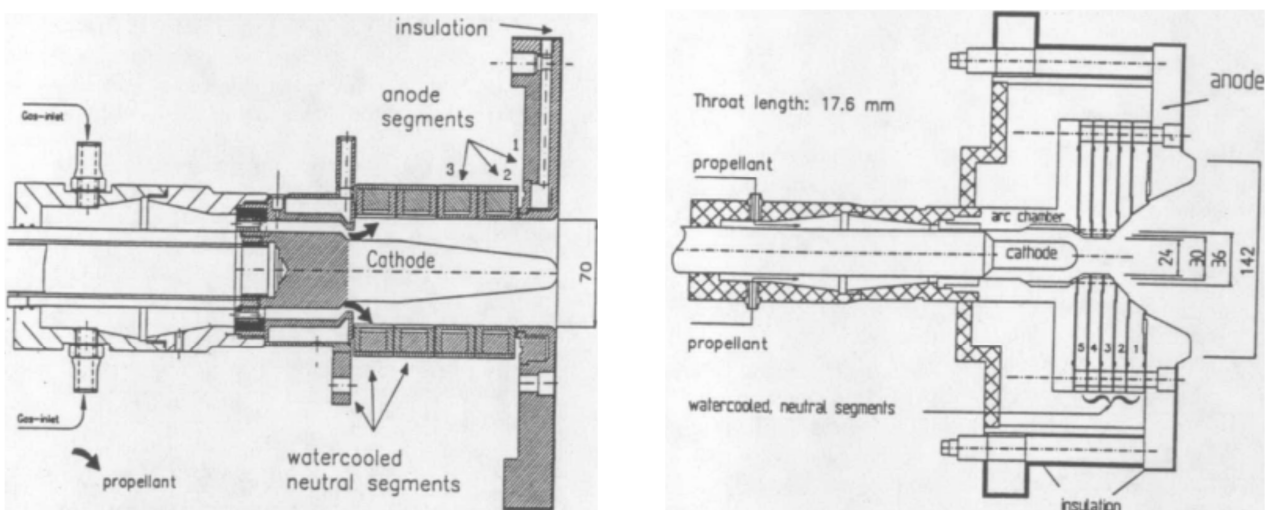
Die wesentlichen Entwicklungen am IRS auf dem Gebiet der stationär betriebenen Eigenfeldtriebwerke gehen auf die Arbeiten von Wegmann zurück (86), wohingegen die MPD PG am IRS für Plasmawindkanalanwendungen entwickelt wurden (35), (34).

Allen Geräten ist dabei der axialsymmetrische Aufbau gemeinsam, wobei zwischen der in der Entladungskammer liegenden Kathode, die aus zwei Prozent thoriertem Wolfram besteht, und der außen liegenden Anode ein Niederdrucklichtbogen gezündet wird. Dieser erhitzt und ionisiert das Gas, wobei nur die geladenen Teilchen durch die, durch den Lichtbogen selbstinduzierten, elektromagnetischen Kräfte beschleunigt werden können. In Abbildung 15 ist das grundlegende Funktionsprinzip der SF MPD Geräte dargestellt. Wesentliche Bestandteile sind die zentrale Kathode sowie die koaxiale Anode. Im stationären Betrieb erreicht die thorierte Wolframkathode Temperaturen im Bereich von 3000 K. Dabei wird eine ausreichende Stromdichte über die Glühemission der Kathode bewerkstelligt. Die Stromdichte im Plasma wiederum induziert ein umfangsgerichtetes Magnetfeld, welches mit der Stromdichte interagiert. Infolge dessen erfahren die geladenen Teilchen eine Lorentzkraft, welche axiale und radiale zum Triebwerkszentrum gerichtete Komponenten hat. Beide Komponenten tragen zum Schub bzw. zur Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit bei (74).



**Abbildung 15: Zur Erläuterung des Funktionsprinzips stationärer SF MPD (74)**

Aufgrund des oben beschriebenen Beschleunigungseffektes ist zumindest für die Gruppe der elektrischen Triebwerke eine vollständige einfache Ionisation anzustreben. Beim Triebwerk SF-MPD DT2 (87) (DT = düsenförmiges Triebwerk) beispielsweise wurden bei Massenströmen zwischen 0.8 g/s und 2.4 g/s und Stromstärken von bis zu 6 kA effektive Austrittsgeschwindigkeiten bis zu 15 km/s erreicht, bei SF-MPD DT6 wurden bei denselben Massenströmen und Stromstärken bis zu 8 kA Austrittsgeschwindigkeiten von annähernd 20 km/s erzielt (39). Die Referenz (87) beschreibt die Familie der DT, welche am IRS entwickelt und charakterisiert wurden (88). Dabei ist die Komponente der Lorentzkraftdichte parallel zur Achse proportional zum Quadrat der Stromstärke  $I$ , was den Wunsch, derartige Triebwerke bei hohen Stromstärken zu betreiben begründet. Auch bei den SF-MPD ZT (ZT = Zylindrisches Triebwerk) wurde eine Familie von Triebwerken entwickelt (89). Es wurden stationäre Stromstärken bis zu 15 kA realisiert. Ein Vergleich der ZT und DT befindet sich in Referenz (88). Abbildung 16 zeigt exemplarisch ZT3 und den typischen Düsenaufbau der DT-Triebwerke (88). Beide Triebwerksarten verfügen zusätzlich über einen gasdynamischen Schubanteil, welcher bei den düsenbehafteten bedeutsamer ist.



**Abbildung 16: ZT3 (links) und Aufbau der Triebwerke der DT Serie (rechts), aus (88)<sup>15</sup>**

<sup>15</sup> Anmerkung: Die Referenz ist der elektronischen Konferenzdokumentation entnommen („Proceedings“), für welche die Konferenzberichte offenbar im Nachhinein eingescannt wurden. Dies begründet die schlechte Qualität der Abbildung sowie die englischen Bezeichnungen.

Ausgehend von den Erfahrungen mit den SF-MPD DT wurden SF-MPD DPG zur Untersuchung von Hitzeschutzmaterialien in den Plasmawindkanälen PWK1 und PWK2 des IRS entwickelt (75), (35). Habiger gibt für die von ihm untersuchten stationären Eigenfeldgeräte das Verhältnis von Elektronen zu Schwerteilchentemperatur mit maximal 3 an (83). Dieses Verhältnis basiert allerdings auf Erfahrungen, welche aus den entsprechend hohen Abständen zu den Plasmaquellen, an denen die Elektronentemperaturen mit Hilfe von elektrostatischen Sonden gemessen wurden, resultieren. Die Analysen in Kapitel 5.2 hingegen schätzen dieses Verhältnis, ausgehend von den Drücken und elektrischen Feldstärken in der Entladungszone, ab, womit auch die etwas höheren maximalen Verhältnisse begründbar sind ( $T_e/T_s < 4.6$  für den stickstoffbetriebenen RD5 MPD Plasmagenerator).

#### 4.3.2.2 Stationär betriebene Fremdfeldgeräte (AF-MPD)

Bei Fremdfeld-MPD-Plasmasystemen resultiert der wichtigste Beschleunigungsmechanismus aus einer Interaktion zwischen der axialen Fremdfeldkomponente in z-Richtung ( $B_{fz}$ ) und der radialen Komponente der Entladungsstromdichte  $j_r$ . Dies bewirkt eine umfangsgerichtete Stromdichte (Hallstrom  $j_\theta$ ) gemäß dem Hallterm im Ohmschen Gesetz, Gleichung 102, welche sich wiederum mit dem Fremdfeld kreuzt. Damit entstehen über das Kreuzprodukt mit der radialen Komponente des Fremdfeldes ( $B_{fr}$ ) axiale und über das Kreuzprodukt mit der axialen Komponente des Fremdfeldes ( $B_{fz}$ ) radiale Lorentzkraftdichten. Die axiale Lorentzkraft bewirkt einen direkten Schubgewinn, wohingegen die radiale Lorentzkraftdichte einen Pinch bewirkt, welcher indirekt zum Schub beiträgt, siehe auch Abbildung 17. Der Hallstrom ist daher Grundlage für die Treibstoffbeschleunigung in diesen Plasmasystemen. Dabei wird davon ausgegangen, dass diesem Ringstrom der Umstand zu Grunde liegt, dass die Partikel selten stoßen und somit die freien Weglängen verhältnismäßig hoch sind. In Kapitel 6.1.2 wird das Ohmsche Gesetz eingehend diskutiert. Der wesentliche Parameter ist dabei der (dimensionslose) Hallterm, d.h. der Faktor vor den Lorentzkraftdichten, der dort in der Form  $v_{lam}/v_e$  angegeben ist. Dabei ist  $v_{lam}$  die Elektronengyrationsfrequenz nach Gleichung 65  $v_{lam} = (e \cdot B)/(2 \cdot \pi \cdot m_e)$  und  $v_e$  repräsentiert die Stoßfrequenz der Elektronen, welche nach Gleichung 44 über die freie Weglänge  $\lambda_f$  und die thermische Geschwindigkeit  $v_{th} = (3 \cdot k \cdot T/m)^{1/2}$  berechnet werden kann ( $v_e = v_{th}/\lambda_f$ ). Über diesen Zusammenhang wird sofort klar, dass die Gyrationsfrequenz  $v_{lam}$  möglichst hoch und die Stoßfrequenz der Elektronen  $v_e$  möglichst klein sein sollte, um auf diese Weise einen hohen Hallterm zu erzielen:

$$\omega_e \tau_e = \frac{\sigma B}{en_e} = \frac{v_{lam}}{v_e} = \frac{v_{lam}}{v_{th}} \lambda_f = \frac{v_{lam}}{v_{th}} KnL_{sys} \propto \frac{BT^{2.5}}{p_e}. \quad \text{Gl. 85}$$

Dies bedeutet, dass hohe Magnetfelder und Temperaturen sowie niedrige Drücke anzustreben sind bzw. dass über hohe Magnetfelder hohe Gyrationsfrequenzen bei gleichzeitig hohen Knudsenzahlen bzw. freien Weglängen anzustreben sind, um hohe Hallparameter zu erzielen. Folgerichtig sind eine eingehende Analyse der Druckverteilung bzw. der Verteilung der Knudsenzahlen und eine damit im Zusammenhang stehende Überprüfung des Kontinuumzustands bei derartigen Systemen unbedingt erforderlich. Als zusätzliche Information lässt sich die Rotationsfrequenz des Plasmas über die triebwerksrelevanten Parameter, Entladungstrom  $I$ , magnetische Flussdichte  $B$  und den Treibstoffmassenstrom  $\dot{m}$ , abschätzen (90):

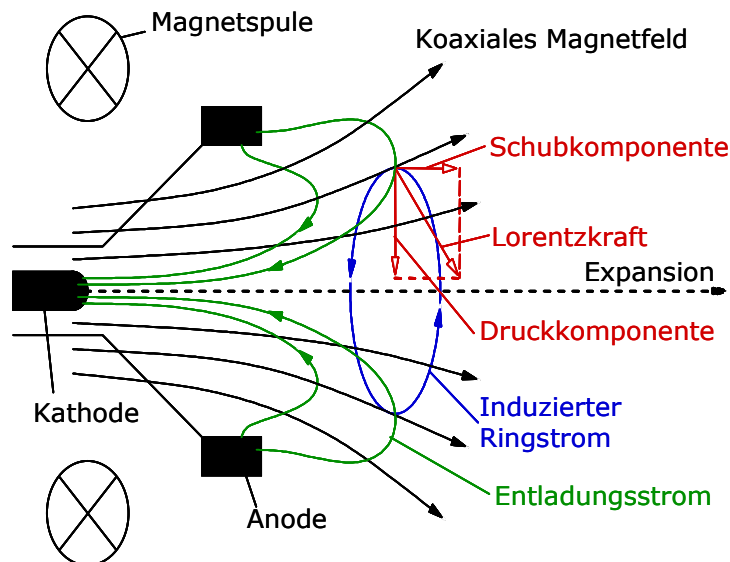
$$v_{lam} = \frac{IB}{2\pi\dot{m}}. \quad \text{Gl. 86}$$

Tatsächlich besteht, wie experimentelle Untersuchungen zeigen, weiterhin eine Abhängigkeit von  $v_{lam}$  zur molaren Masse  $M$  des Treibstoffes und die Abhängigkeit zur Stromstärke und zum Magnetfeld ist mittels zweier Exponenten, welche jeweils zwischen 0,5 und 1 liegen, zu korrigieren (38). Um die folgenden Betrachtungen jedoch so einfach wie möglich zu halten, wird an dieser Stelle zunächst mit dem vereinfachten Zusammenhang nach Gleichung 86 weitergearbeitet. Eingesetzt in Gleichung 85 folgt mit der vorausgesetzten einfachen vollständigen Ionisation, wie sie ja bei MPD-basierten Systemen erwünscht ist, und mit  $v_e = v_{th,e}/(Kn \cdot L_{sys})$ :

$$\omega_e \tau_e = \frac{4.4538 \cdot 10^{-3} T^{1.5} B}{e \Delta n_e} = \frac{4.4538 \cdot 10^{-3} k T^{2.5} B}{e \Delta p_e} = \frac{IB}{2\pi m v_e} = \frac{IB}{2\pi m v_{th,e}} Kn L_{sys}. \quad \text{Gl. 87}$$

Hohe Hallparameter sind folglich durch die entsprechende Wahl der triebwerksrelevanten Parameter wie beispielsweise dem Entladungsstrom  $I$ , dem externen Magnetfeld  $B$  und dem Treibstoffmassenstrom  $\dot{m}$  erzielbar. Es wird aber auch deutlich, dass zumindest in dem Gebiet, in welchem sich der Hallstrom ausbildet, hohe Knudsenzahlen anzustreben sind, was aber auch bedeutet, dass die Modellierung unter Umständen numerische Werkzeuge erfordern wird, mit denen die Simulation der freien Molekularströmung, des Übergangsbereiches und des Kontinuumgebietes simultan möglich sein muss. Dabei ist zu beachten, dass die geringen (Umgebungs)Drücke, welche eine Größenordnung von 0,1 Pa nicht überschreiten sollten, ohnehin auf große freie Weglängen führen und damit auch die entsprechenden großen Knudsenzahlen bewirken (siehe auch Gleichung 62).

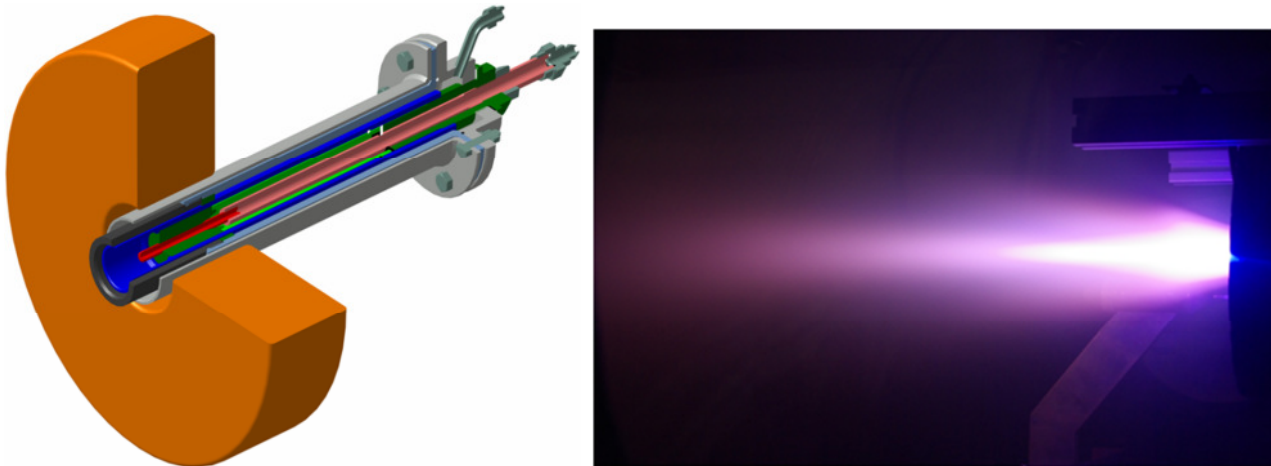
Neben dem fremdfeldbasierten Schub liegen zusätzlich noch ein gasdynamischer  $F_{GD}$  und, je nach Entladungsstrom, auch noch ein eigenfeldbedingter Schubanteil  $F_{SF}$  vor (siehe auch Gleichung 84). In Referenz (91) wurde auf der Grundlage einer umfangreichen Literaturrecherche über stationäre gasbetriebene Fremdfeld-MPD-Triebwerke das semi-empirische Modell von Tikhonov, Semenikhin, Brophy und Polk (85) zur Berechnung des Schubs für derartige Triebwerke angepasst und, zur Ermittlung der operationellen Enveloppe mit dem Energiesatz kombiniert.



**Abbildung 17: Zur Erläuterung des Funktionsprinzips stationärer AF MPD**

Der Aufbau dieser Triebwerke kommt dem Aufbau der Eigenfeld-MPD sehr nahe, wobei zusätzlich ein externes Magnetfeld zur Generierung des in Abbildung 17 dargestellten Ringstroms eingesetzt wird. Die damit verbundene Stromdichte interagiert mit dem externen Magnetfeld und die

resultierenden Lorentzkraftdichten haben ihre Komponenten in Strömungsrichtung sowie zum Zentrum des Plasmastrahls der Triebwerke. Abbildung 18 ist eine genauere Darstellung des Triebwerks AF MPD ZT1, welches nominell für einen Leistungsbereich bis 10 kW ausgelegt ist. Besonders deutlich ist das große Magnetsystem, welches mit Kupferspulen realisiert wurde. Das Triebwerk selbst ist (noch) nicht aktiv gekühlt, was bewirkt, dass es aufgrund der signifikanten Elektrodenverluste, je nach Leistung, zwischen 2 und 4 Minuten betrieben werden kann (84). Eine Modifikation des Triebwerks, um dieses aktiv über Wasserkühlkreise kühlen zu können, ist in Vorbereitung. Abbildung 18 rechts zeigt das Triebwerk in Betrieb mit Argon.



**Abbildung 18: Aufbau des IRS AF MPD ZT1; links: isometrische Darstellung, rechts: Triebwerk in Betrieb (Argon)**

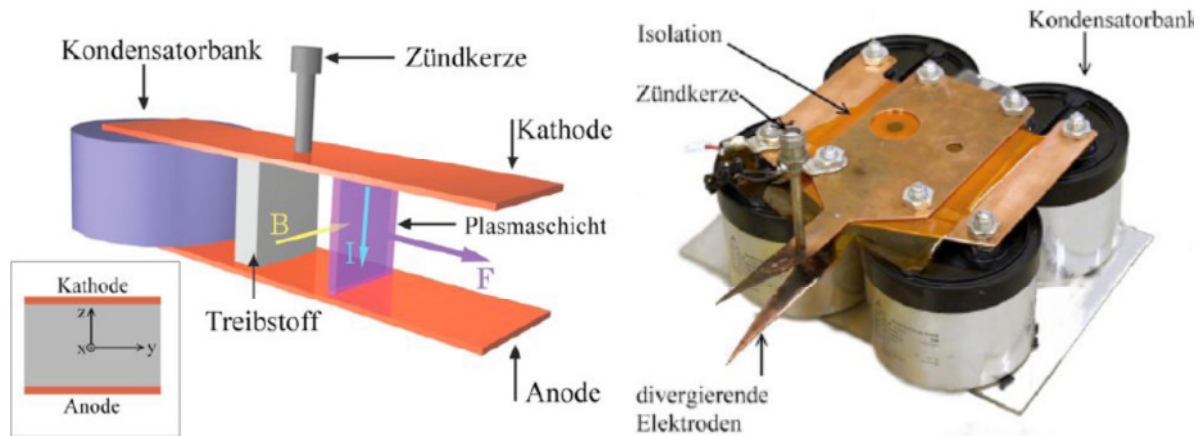
#### 4.3.2.3 Gepulste Eigenfeldgeräte (iMPD bzw. „PPT“)

Im Wesentlichen kommen gepulste Eigenfeldgeräte als Antriebe für die Raumfahrt zum Einsatz (22), wobei sich im angelsächsischen Sprachraum die- nicht ganz vollständige- Bezeichnung PPT<sup>16</sup> („Pulsed Plasma Thruster“) etabliert hat. Tatsächlich basiert die Funktion dieser Systeme auf der Beschleunigung einer Plasmaschicht durch eigeninduzierte Lorentzkräfte (92), (93). Dabei werden die jeweiligen Plasmasysteme nach Elektrodenkonfiguration und/oder Treibstoffart unterschieden. Die für die gepulsten Plasmageräte zur Verfügung stehende Energie wird in der Regel in einer entsprechend aufgeladenen Kondensatorbank zur Verfügung gestellt, welche mit den Elektroden verbunden ist. Am IRS liegen zwei Entwicklungslinien vor:

- ADD-SIMP-LEX („Advanced Stuttgart Impulsing MPD Thruster for Lunar Exploration“), ein mit Teflon als Treibstoff betriebener Parallelschienenbeschleuniger, welcher in den vergangenen fünf Jahren im Rahmen der Mondmission BW1 entwickelt und untersucht worden ist. Die Kondensatorbankenergie beträgt hier maximal 80 J bei maximalen Ladespannungen von 2 kV.
- IMAX („IRS Magnetic Accelerator Experiment“), ein am IRS entwickelter koaxialer gasbetriebener Beschleuniger, der u.a. im Zusammenhang mit Plasmaprozessen zur Bearbeitung von komplexen Turbinenschaufeln untersucht wird. Die Kondensatorbankenergie beträgt hier maximal 17,7 kJ bei maximalen Ladespannungen von 40 kV.

<sup>16</sup> Tatsächlich kann dies irreführend sein, da die Bezeichnung „PPT“ auch die Gruppe der thermischen gepulsten Triebwerke mit einschließt.

Die Prinzipskizze in Abbildung 19 ist der Dissertation von Nawaz, welche ADD-SIMP-LEX entwickelt hat, entnommen (92) und zeigt ein Parallelschienentriebwerk, das mit Feststoff (Teflon<sup>®</sup>) betrieben wird. Dabei ist mit der x-Achse die Beschleunigungsrichtung gegeben, wohingegen die y-Achse senkrecht dazu in Richtung der Triebwerksbreite zeigt; der Nullpunkt liegt in der Mitte der Treibstoffoberfläche.



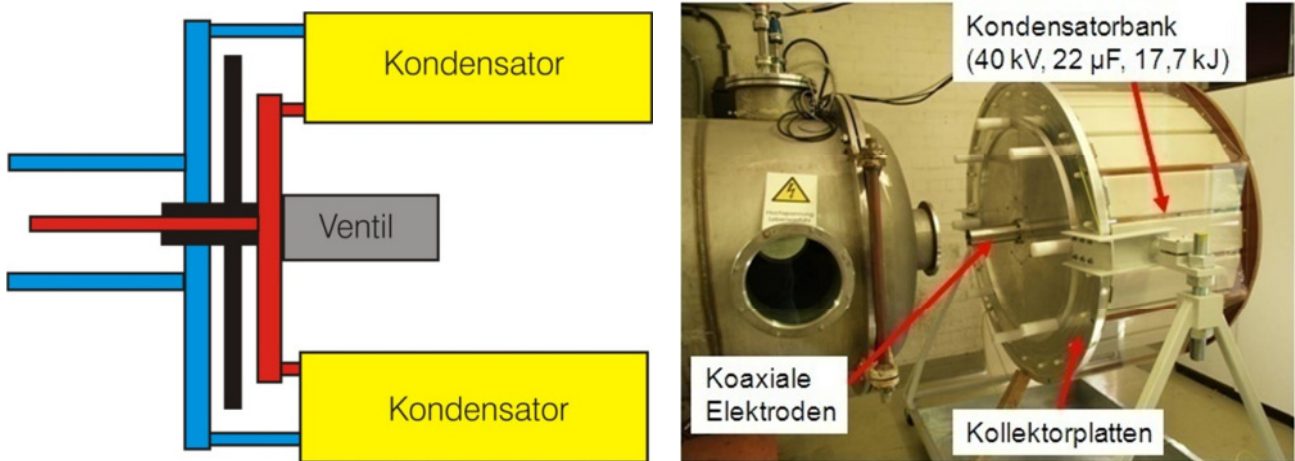
**Abbildung 19: Prinzipielle Funktion eines Parallelschienenbeschleunigers und Fotografie von ADD-SIMP-LEX (92)**

Aufgrund der isolierenden Eigenschaft des Teflon kann in ADD-SIMP-LEX bei den gegebenen elektrischen Feldstärken und Drücken kein Strom fließen. Vielmehr ist eine Zündvorrichtung in Form eines „Elektronendonators“ erforderlich, wobei es sich hierbei um eine entsprechende Zündkerze zusammen mit einer geeigneten Zündschaltung handeln kann. Mit Einschalten der Zündvorrichtung wird an der Materialoberfläche ein Schneeballeffekt ausgelöst und das entstehende Plasma ablatiert das zwischen den Elektroden befindliche Material. Im Rahmen dessen wird das Material depolymerisiert und ionisiert.

Während sich der Kondensator entlädt, erzeugt die sich bewegende Ladung - wie bei jedem stromdurchflossenen Leiter - ein Magnetfeld. Bewegen sich die Ladungen wiederum durch ein Magnetfeld so wirkt auf sie eine beschleunigende elektromagnetische Kraft, die sogenannte Lorentzkraft  $F_L$ . Dies entspricht dann auch dem grundsätzlichen Beschleunigungsprinzip der iMPD.

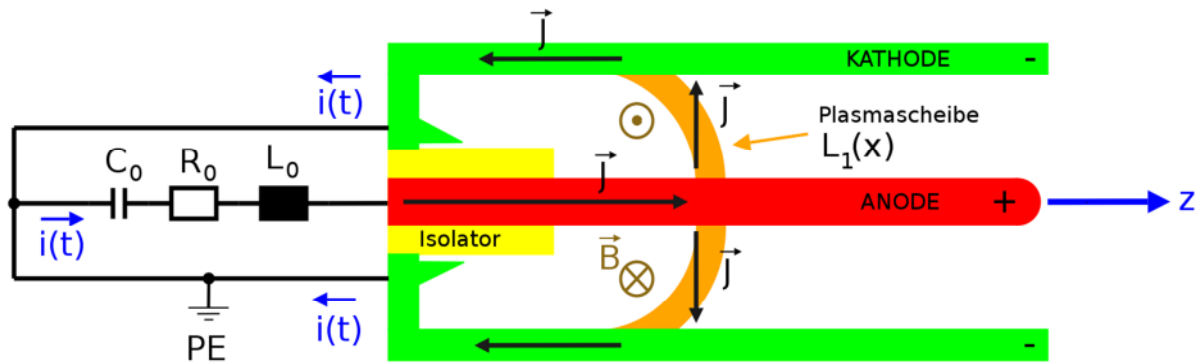
Ganz im Unterschied zu ADD-Simplex ist IMAX gasbetrieben (z.B. Argon oder Luft) und verfügt über eine koaxiale Elektrodenanordnung (25). Die Zündung erfolgt direkt über die auftretenden Feldstärken, d.h. es ist keine Zündvorrichtung erforderlich. Abbildung 20 zeigt eine schematische Schnittdarstellung der rotationssymmetrischen Beschleunigeranordnung. Die koaxialen Elektroden befinden sich beim Betrieb in einem Vakuumtank und sind direkt mit den Kollektorplatten und damit mit den 22 parallel geschalteten Kondensatoren (40 kV, insgesamt 17,7 kJ und 22  $\mu$ F) verbunden. Bei der Aufladung der Kondensatorbank steigt somit sofort die Spannung an den Elektroden an. Negativer Kollektor und Kathode sind geerdet. Das Hochspannungsnetzteil erzeugt an seinem Ausgang einen Elektronenmangel. Dadurch werden die Kondensatoren gegenüber dem Massepotential aufgeladen.





**Abbildung 20: IMAX Schnittdarstellung (links) und Fotografie der Anlage (rechts) (25)**

In Abbildung 21 ist das Ersatzschaltbild des Beschleunigers dargestellt. Dabei bedeuten  $R_0$ ,  $C_0$  und  $L_0$  Widerstand, Kapazität und Induktivität von Kollektorplatten, Kondensatoren und Beschleuniger. Die Entladung dieses Beschleunigertyps gliedert sich in: Zündphase (1), Beschleunigungsphase (2) und Fokusphase (3), siehe auch Referenz (94). Dies ist in Abbildung 22 dargestellt.



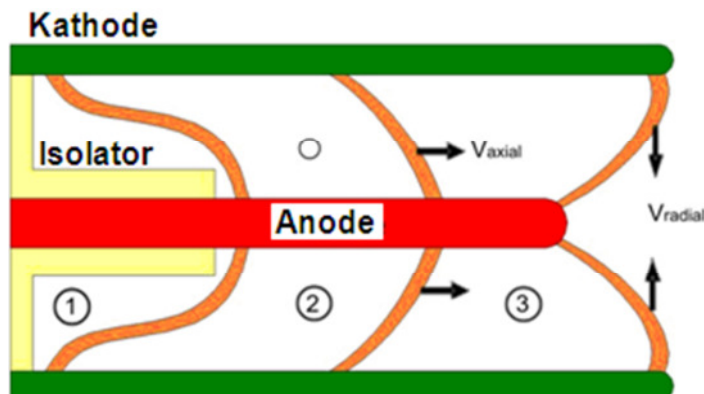
**Abbildung 21: Zur Erläuterung des Funktionsprinzips des IMAX (25)**

Kommt es nach der Injektion von Arbeitsgas in den Raum zwischen Anode und Kathode oder aufgrund des Erreichens der tankdruckabhängigen Durchschlagspannung zu einer Entladung, wird der in Abbildung 21 dargestellte Schaltkreis geschlossen. Der Lichtbogen entsteht aus einer Gleitentladung über der Isolatoroberfläche (Zündphase). Dabei ruft der Stromfluß durch die Anode ein toroidales B-Feld hervor. Zusammen mit dem radialen Stromfluß nach außen durch den Lichtbogen wird eine Ebene aufgespannt. Analog zum Parallelschienenbeschleuniger ADD-SIMP-LEX beschleunigt die Lorentzkraft den durch die  $1/r^2$ -Abhängigkeit des B-Feldes parabolisch gekrümmten Lichtbogen in Mündungsrichtung (Beschleunigungsphase).

Der gezeigte Schaltkreis ist ein RLC-Reihenschwingkreis, dessen Induktivität mit der anwachsenden axialen Position des Lichtbogens im Beschleuniger steigt. Man erwartet einen zeitabhängigen Strom- und Spannungsverlauf zwischen den Elektroden in Form einer gedämpften Schwingung. Der Lichtbogen schiebt bei seiner axialen Bewegung das vor ihm ruhende Neutralgas vor sich her und beschleunigt dieses.

In der Fokusphase, nachdem der Lichtbogen das Ende der Innenelektrode erreicht hat, bewirken radiale Lorentzkraft-Komponenten die Kompression des Plasmas auf der Beschleunigerlängsachse vor der Anode zu einem kleinen Volumen mit hohen Temperaturen und Teilchendichten. Unter be-

stimmten Voraussetzungen herrschen dort für kurze Zeit Bedingungen, die das Ablaufen von D-D – Fusionsreaktionen ermöglichen. Der so genannte Fokus kann daher Quelle gepulster Röntgen- und Neutronen-Strahlung sein. Ein Teil des Plasmas verlässt den Beschleuniger in axialer Richtung mit hoher Geschwindigkeit. Steht die Fokusphase im Vordergrund, spricht man von einer Plasmafokus-Maschine. Liegt der Schwerpunkt jedoch auf der Nutzung der durch die Beschleunigungsphase gewonnenen kinetischen Energie, spricht man von Plasmapulsgeschleunigern (engl. plasma gun).

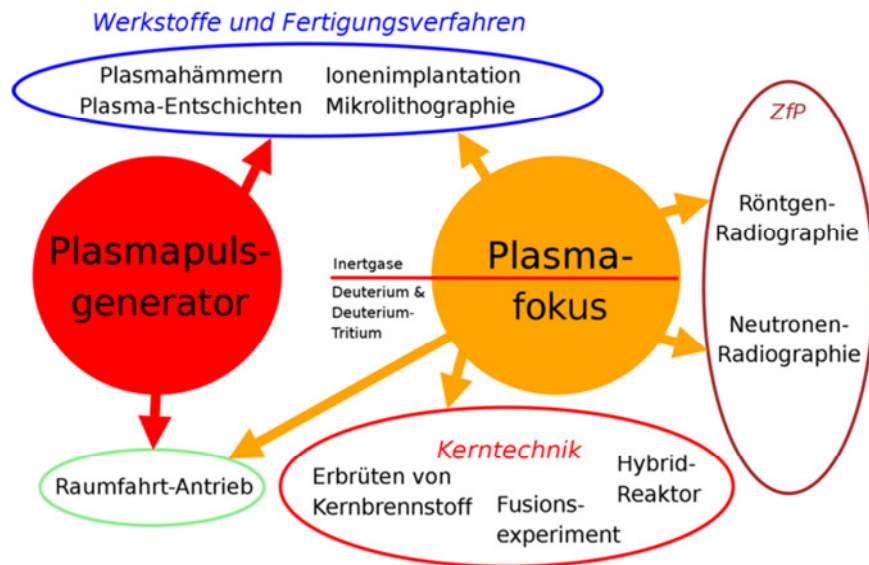


**Abbildung 22: Entladungsphasen bei IMAX (25)**

In Abbildung 23 sind mögliche Anwendungen für iMPD dargestellt. Dabei ist von den Funktionsbereichen Plasmapulsgenerator, bei dem die Beschleunigung des Plasmas entlang einer Achse im Vordergrund steht, und Plasmafokus auszugehen, bei welchem die Fokussierung des Plasmas vor der Plasmaquelle im Vordergrund steht. Aus der Funktion des gepulsten Plasmagenerators folgen unmittelbar die Anwendungen auf dem Gebiet der Werkstoffe und Fertigungsverfahren, „Plasma-hämmern“ und „Plasmaentschichten“, sowie dem Gebiet der Raumfahrtantriebe, wofür wiederum ADD-SIMP-LEX ein sehr gutes Beispiel ist. Mit dem Einsatz als Plasmafokus ergeben sich weitere Anwendungsgebiete: Die zerstörungsfreie Prüfung (ZfP) mit Hilfe von relevanter elektromagnetischer Strahlung bzw. auch Materiestrahlung (Radiographie), die Kerntechnik, wobei hier Grundlagenuntersuchungen für nukleare Technologien bedeutsam sind und auch die Werkstoffe und Fertigungsverfahren mit Ionenimplantationsverfahren sowie Mikrolithographie. Zusätzlich liegt auch noch Potenzial für Grundlagenuntersuchungen beispielsweise im Hinblick auf fortschrittliche Raumfahrtfusionsantriebe vor (95).

Gemäß der bildhaften Vorstellung wird ein Modell zur Beschreibung der Dynamik der Beschleunigungsphase „Schneepflug-Modell“ (96), (97) genannt. Hierbei werden aus dem 2. Newton’schen Grundgesetz und aus der Gleichung für den zeitlichen Spannungsverlauf der gedämpften Schwingung eines RLC-Schwingkreises zwei Differentialgleichungen gewonnen, die nun gekoppelt gelöst werden müssen.

Detaillierte Beschreibungen anderer möglicher geometrischer Konfigurationen und Modelle sind in der Literatur zu finden (93), (98), (99).



**Abbildung 23: Anwendungsgebiete für IMPD (95)**

Für das PPT ADD-SIMPLEX des IRS, welches bei den hier diskutierten Untersuchungen mit einer seitlichen Triebwerkszuführung ausgestattet war, wurden mit elektrostatischen Trippelenden Elektronendichten von ungefähr  $2 \cdot 10^{20} \text{ 1/m}^3$  ermittelt, wobei die ermittelten Elektronentemperaturen bei etwa 50 kK lagen. Dabei wurde eine Kondensatorbank mit einer Ladekapazität von  $30 \mu\text{F}$  bei 1155 V Ladespannung eingesetzt. Der Abstand der Elektroden betrug 38 mm, die Breite der Elektroden 25 mm und deren Länge 127 mm (100). Den Analysen für die elektrostatischen Sonden lag hierbei eine Debyelänge  $\lambda_D$  von  $3 \mu\text{m}$  zugrunde, wobei die Ladungszahl nicht berücksichtigt wurde. Die freie Weglänge  $\lambda_{ei}$  der Elektronen bzw. Ionen wurde zu 13 mm errechnet. In Referenz (101) wurde bei vergleichbaren geometrischen Verhältnissen und gleicher Kondensatorbankkapazität eine Elektronendichte von etwa  $7 \cdot 10^{20} \text{ 1/m}^3$  bestimmt, was den Werten aus (100) sehr nahe kommt. In der Arbeit von Scharlemann (102) wurde bei vergleichbarer Kondensatorbank, einem Elektrodenabstand von 38 mm, einer Elektrodenbreite von 25 mm und einer Länge von nur 25 mm Elektronendichten von  $1,84 \cdot 10^{21} \text{ 1/m}^3$  gemessen. Die Elektronentemperatur beträgt etwa 41 kK. Dieses Gerät wurde allerdings retrograd mit Treibstoff versorgt.

Die hieraus resultierende Debyelänge  $\lambda_D$  beträgt 0.3 bis  $1 \mu\text{m}$ , wohingegen sich für die Landaulänge  $\lambda_L$  ein Wert von ca. 0.4 nm ergibt. Das hieraus folgende Verhältnis  $\lambda_D/\lambda_L$  liegt zwischen 800 und 3250, was in etwa der Zahl der Elektronen  $N_D$  in der Debyekugel entspricht. Hieraus ergibt sich ein Coulomblogarithmus von ca. 7 bis 8. Unter der Annahme vollständiger einfacher Ionisation, wie sie ja aus energetischen Gründen für MPD Antriebe gefordert ist, resultieren hieraus elektrische Leitfähigkeiten zwischen 5500 S/m und 6100 S/m. Dies ist in Übereinstimmung mit den Resultaten aus Kapitel 6.2.2, in welchem die elektrische Leitfähigkeit mit Hilfe des stark vereinfachten Ohmschen Gesetzes für Plasmen unter Berücksichtigung der integralen Spannungen und Stromstärken abgeschätzt wird.

Bei Bedingungen, wie sie bei einem MHD-basierten Akzelerator wie IMAX auftreten, ist davon auszugehen, dass das Arbeitsgas nicht nur vollständig dissoziiert sondern auch vollständig ionisiert ist. Mit einer Reservoirbedingung unmittelbar vor der Plasmazündung lassen sich damit die Gasmasse und auch die Teilchenzahlen ermitteln, mit deren Hilfe man die Teilchendichten abschätzen kann. Bei den für IMAX in (25) referenzierten experimentellen Bedingungen wurde Luft als Arbeitsgas

eingesetzt. Vor der Zündung lag der Umgebungsdruck in dem von Elektroden umschriebenen Volumen von ca.  $1 \text{ dm}^3$  unterhalb von 1 Pa. Die zentrale Anode des Akzelerators, siehe auch Abbildung 22, hat einen Durchmesser von 0.2 m, die externe Kathode hat einen Innendurchmesser von 0.7 m und einen Außendurchmesser von 0.8 m. Die Beschleunigungslänge beträgt 0.18 m.

Damit lässt sich zusammen mit dem Volumen und der Umgebungstemperatur die Gasmasse zu einer Größenordnung von 10 pg abschätzen. Die Zahl der Teilchen insgesamt (molekularer Sauerstoff und Stickstoff) liegt dann in der Größenordnung von  $2 \cdot 10^{14}$  und die Teilchenanzahldichten bei Raumtemperatur (300 K) liegen dann bei knapp  $2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  (Stickstoff) bzw.  $4.6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$  (Sauerstoff). In Referenz (25) wurde eine Testbedingung mit Luft bei Umgebungsdrücken in der Größenordnung von  $10^3 \text{ Pa}$  und einer Ladespannung von 12.8 kV qualifiziert. Der Kopplungswirkungsgrad wurde dabei mit Hilfe eines instationären Kalorimeters durch Thermalanalysen zu 12.5 % ermittelt, so dass sich eine eingekoppelte Energie von rund 0.23 kJ ergibt. Mit der im umschriebenen Volumen befindlichen Gasmasse resultiert hierfür eine massenspezifische Enthalpie von rund 22 TJ/kg. Diese Größenordnung bestätigt sich übrigens durch den Vergleich mit Messdaten ähnlicher, entsprechender Anlagen, bei denen ebenfalls massenspezifische Enthalpien in der Größenordnung TJ/kg messtechnisch ermittelt wurden (103). Bei dieser Größenordnung darf man davon ausgehen, dass nicht nur die Dissoziation der Sauerstoff- und Stickstoffmoleküle, sondern auch die Ionisation in allen relevanten Stufen vollständig abgeschlossen ist. Damit lassen sich die absoluten Teilchenzahlen mit einer verhältnismäßigen Genauigkeit angeben: Für die Stickstoff- und Sauerstoffionen resultiert eine Verdopplung der oben angegebenen Werte, wohingegen sich für die Elektronen  $3.15 \cdot 10^{15}$  auf Basis der Ordnungszahlen ergibt (Annahme der Quasineutralität). Mit der Annahme einer zunächst isochoren Zustandsänderung ist man, was die Teilchenanzahldichten anbelangt, eher konservativ, da das Plasmavolumen eher kleiner als das von den Elektroden umschriebene Gesamtvolumen ist, siehe auch Abbildung 21 und 22, in welchen auch die stromführende Plasmascheibe gezeigt ist: So erhält man für die Ionendichten  $3.95 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$  (Stickstoff) und  $9.18 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$  (Sauerstoff). Für die Elektronen ergibt sich damit eine Teilchendichte von  $3.5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Dieser Wert für  $n_e$  stimmt relativ gut mit den aus der Literatur für Plasmafokusanlagen bekannten Größenordnungen überein, siehe Abbildung 26 und Referenz (42).

Im Weiteren lassen sich nun auch Molanteile angeben: So beträgt der Molanteil der Sauerstoffionen 0,012, der der Stickstoffionen 0,053 und der Molanteil der Elektronen  $\psi_e$  ist mit 0,878 sehr hoch. Damit errechnet sich ein Ionisationsgrad  $\alpha$  nach Gleichung 18 von 7,19. Die hieraus resultierende Debyelänge  $\lambda_D$  beträgt 0.4 mm, wohingegen sich für die Landaulänge  $\lambda_L$  ein Wert von ca. 12 nm ergibt. Das hieraus folgende Verhältnis  $\lambda_D/\lambda_L$  beträgt  $3.38 \cdot 10^9$ , was in etwa der Zahl der Elektronen in der Debyekugel entspricht. Dadurch erhält man einen Coulomblogarithmus von ca. 22. Die hier genannten Größen wurden dabei für ein effektives  $Z$  von 7.2 berechnet.

Verwendet man nun den Gleichgewichtsenthalpieansatz nach (3), so ergibt sich eine Temperatur in der Größenordnung von  $10^9 \text{ K}$ , was die aus der Literatur bekannten Größenordnungen bestätigt. Dieser Wert entspricht allerdings am ehesten der Elektronentemperatur, da die Translationstemperaturen aufgrund der hohen elektrischen Feldstärken und des geringen Druckes, siehe auch Kapitel 5.2, deutlich kleiner sein sollten. Geht man allerdings davon aus, dass die Zusammensetzung des Plasmas aufgrund vollständiger Dissoziation und Ionisation festgelegt ist, so kann man die Feststellung machen, dass bei einem derartigen Enthalpieansatz die Unsicherheit, resultierend aus einer Nicht-

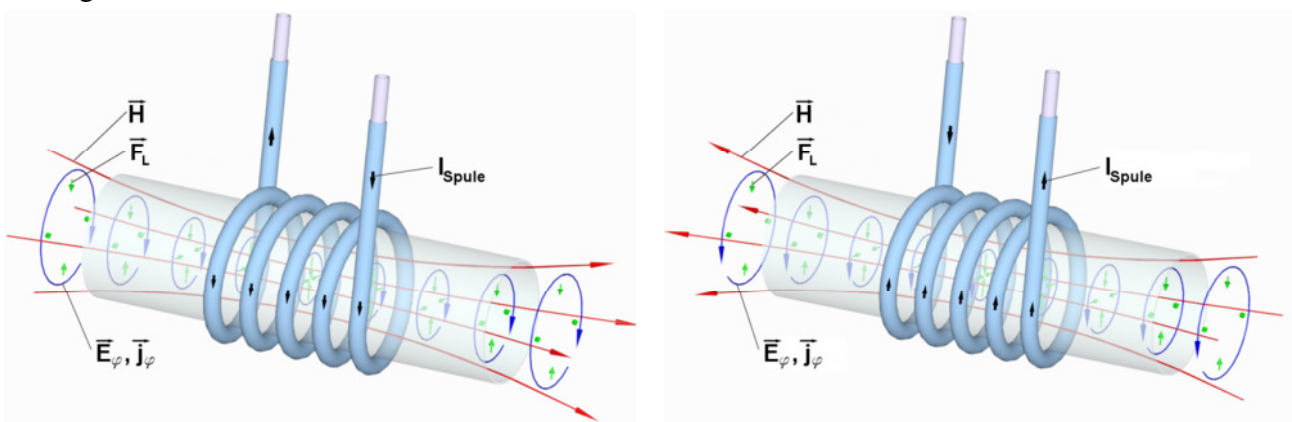
gleichgewichtssituation bezüglich der Chemie gegenüber der Nichtgleichgewichtssituation der Temperatur, nur eine untergeordnete Rolle spielt. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Enthalpie, resultierend aus dem thermischen Nichtgleichgewicht, ist aufgrund der geringen Molanteile der Ionen klein.

Mit Gleichung 73 ergeben sich elektrische Leitfähigkeiten in der maximalen Größenordnung von  $10^9$  S/m. In (95) wurden mit einem Schneepflugmodell die Geschwindigkeiten berechnet welche in der Größenordnung zwischen 10 und 100 km/s liegen. Diese Geschwindigkeiten wurden von anderen unabhängigen theoretischen und numerischen Untersuchungen für andere Plasmafokusanlagen ähnlicher Bauart bestätigt (77), (94), (103).

Eine genauere Darstellung der im Text ausgeführten Abschätzung befindet sich im Anhang B.

### 4.3.3 Stationär betriebene induktiv beheizte Plasmasysteme (IPG)

Funktionsweise und Aufbau der am IRS eingesetzten stationären induktiv beheizten Plasmasysteme sind in den Referenzen (3), (25) und (104) eingehend erläutert. Abbildung 24 zeigt schematisch die elektrodynamische Situation beim IPG. Grundlage ist hierbei ein oszillierender Strom in der dargestellten Spule  $I_{\text{Spule}}$ , welche einen Plasmacontainer umgibt. Aus diesem Strom resultiert ein axiales Magnetfeld  $H$ . Berücksichtigt man die physikalische Bedeutung der Maxwellgleichungen zusammen mit der Vernachlässigbarkeit der Verschiebungsstromdichte, der Annahme der Quasineutralität ( $n_e = n_i$ ,  $\lambda_D \ll L_{\text{sys}}$ , die Ladungsträgerdichte in der 4. Maxwellgleichung  $\rho_L$  ist 0), dem Ohmschen Gesetz für Plasmen in seiner einfachsten Form  $j = \sigma \cdot E$ , einer im betrachteten Volumen konstant angenommenen elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma_{\text{eff}}$ , so ergibt sich das Schema für die Elektrodynamik eines RF-Plasmagenerators gemäß Abbildung 24. Dabei umgibt sich das axiale Magnetfeld  $H$  mit dem umfangsgerichteten elektrischen Feld  $E_\varphi$ . Dieses wiederum ist die treibende Größe für die Stromdichte  $j_\varphi$ , welche über den o.g. Zusammenhang mit  $E_\varphi$  zusammenhängt und das Plasma Ohmsch aufheizt. Über das Kreuzprodukt der Vektoren für  $j_\varphi$  und  $H$  ergibt sich eine radial zum Zentrum des Rohres gerichtete Lorentzkraftdichte. Diese Kraftdichte kann zur Plasmastabilisierung und damit auch zur thermischen Entlastung der Rohrwand eingesetzt werden. In Referenz (104) konnte die Lorentzkraftdichte auf Basis eines klassischen Besselmodells zur Beschreibung der Elektrodynamik eines IPG algebraisch berechnet werden.



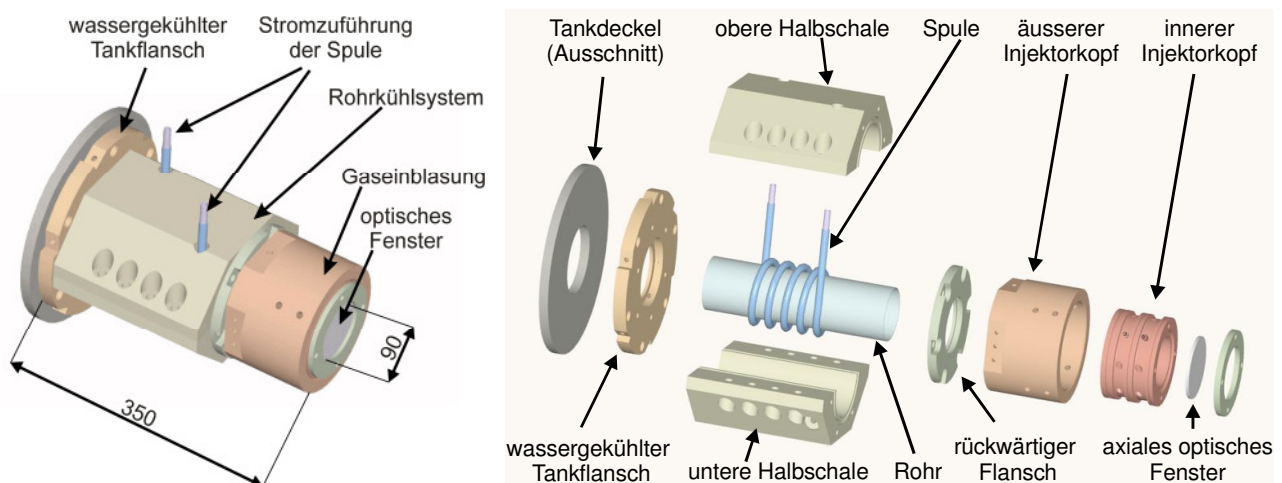
**Abbildung 24: Zur Erläuterung des Funktionsprinzips stationärer IPG (3), (104)**

Abbildung 25 zeigt sowohl eine Zusammenbauzeichnung (links) als auch eine Explosionszeichnung des IPG3. Die Plasmaquellen IPG4 und IPG5 sind in den Literaturen (3) und (105) beschrieben.

Insbesondere die kompakte Bauweise des IPG3 ist in Abbildung 25 erkennbar. So ist der Generator im Vergleich zu anderen Geräten deutlich kürzer (3); die Subsysteme sind dicht verschlossen miteinander verbunden, so dass das Plasmarohr vollständig vom Gaseinblssystem, der Rohrkuhlung und dem Tankflansch eingeschlossen ist. Die Spule befindet sich im Inneren zwischen Rohrkuhl-system und Rohraußenwand.

Das axiale optische Fenster des Gaseinblsystems ermöglicht die Untersuchung des Plasmas im Bereich des Induktors. Das Rohrkuhlungssystem ist transparent, so dass 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 Induktionsspule ist mit den externen Kapazitäten verbunden. 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 (hier nicht dargestellt).

IPG3 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 mit einer Wandstärke von 2,3 mm) sitzt auf zwei Fluorkautschuk-O-Ringen (VITON<sup>®</sup>), davon befindet sich einer im wassergekühlten Flansch, der zweite ist im rückwärtigen Flansch der Rohrkuhlung untergebracht. Der rückwärtige Flansch ist aus Plexiglas<sup>®</sup> hergestellt. Die Spule mit einem Außendurchmesser von 88 mm befindet sich bündig auf dem Plasmarohr und wird zusammen mit diesem von der oberen und der unteren Halbschale der Rohrkuhlung umschlossen. Beide Halbschalen sind aus Plexiglas<sup>®</sup> gefertigt. Direkt hinter dem rückwärtigen Flansch der Rohrkuhlung schließt sich das Gaseinblsystem an, das aus dem äußeren und dem inneren Injektorkopf besteht. Beide Bauteile sind aus Messing gefertigt und werden regenerativ (Arbeitsgas) bzw. kapazitiv gekühlt. Eine genauere Beschreibung des Gaseinblasungssystems, des externen Rohrkuhlungssystems sowie des Spulendesigns kann Referenz (3) entnommen werden.



**Abbildung 25: Aufbau des IRS IPG3**

Für den induktiv beheizten Plasmagenerator IPG3 wurde eine eingehende Untersuchung bezüglich einer optimalen Leistungseinkopplung durchgeführt (3). Dies führte auf eine Maximierung der Plasmaleistung in Abhängigkeit von Geometrie und Betriebsfrequenz, wobei ein gleichgewichts-basiertes Modell zur Berechnung von Enthalpie und Temperatur sowie ein Modell zur Ermittlung der elektrischen Leitfähigkeit von Sauerstoffplasma gekoppelt wurden. Die hieraus resultierenden

Daten wurden mit numerischen Simulationen der Plasmaquelle erfolgreich verglichen. Im Wesentlichen wurde hierbei eine Bedingung mit einem Entladungskammerdruck von 15 hPa untersucht. Dies führte auf maximale Molanteile der Elektronen von 20 % bei Temperaturen von etwa 10000 K. Bezogen auf das Gesamtvolumen des Plasmabehälters, einem Quarzrohr von 300 mm Länge und 84 mm Innendurchmesser darf man daher von einer Größenordnung von 10 % ausgehen ( $\Psi_e \approx 0,1$ ), so dass sich hieraus über eine Partialdruckbetrachtung für die Elektronen eine Elektronendichte  $n_e$  in einer Größenordnung von  $10^{21} \text{ 1/m}^3$  ergibt. Dabei erhält man für die Elektronen ein Partialdruck von 1,5 hPa.

Im Rahmen des Technologietransfers wurden für die induktiv beheizten Plasmageneratoren Einsatzbereiche auf den Gebieten der Chemosynthese und Nanoskalierung sowie der Abfallbehandlung identifiziert (5), (36). Hierzu wurde auch eine Studie bezüglich der Durchführbarkeit eines Entwicklungs- und Vertriebsprogramms für ein induktiv beheiztes Plasmapyrolysesystem beispielsweise zur Behandlung von Krankenhausabfällen in Kooperation mit dem Steinbeistransferzentrum Plasma- und Raumfahrttechnologie sowie der Hamburger Fernhochschule durchgeführt (106).

#### 4.4 Abschließende Einordnung der Plasmen

Mit den in Kapitel 3 eingeführten charakteristischen Plasmaparametern lassen sich die hier diskutierten Plasmen nun einordnen. Dabei wurde die  $T_e(n_e)$ -Darstellung sukzessive um die Isolinien relevanter plasmaphysikalischer Parameter erweitert, sodass die nun folgenden Darstellungen den Charakter eines „Abakus“ für die Plasmen erhalten.

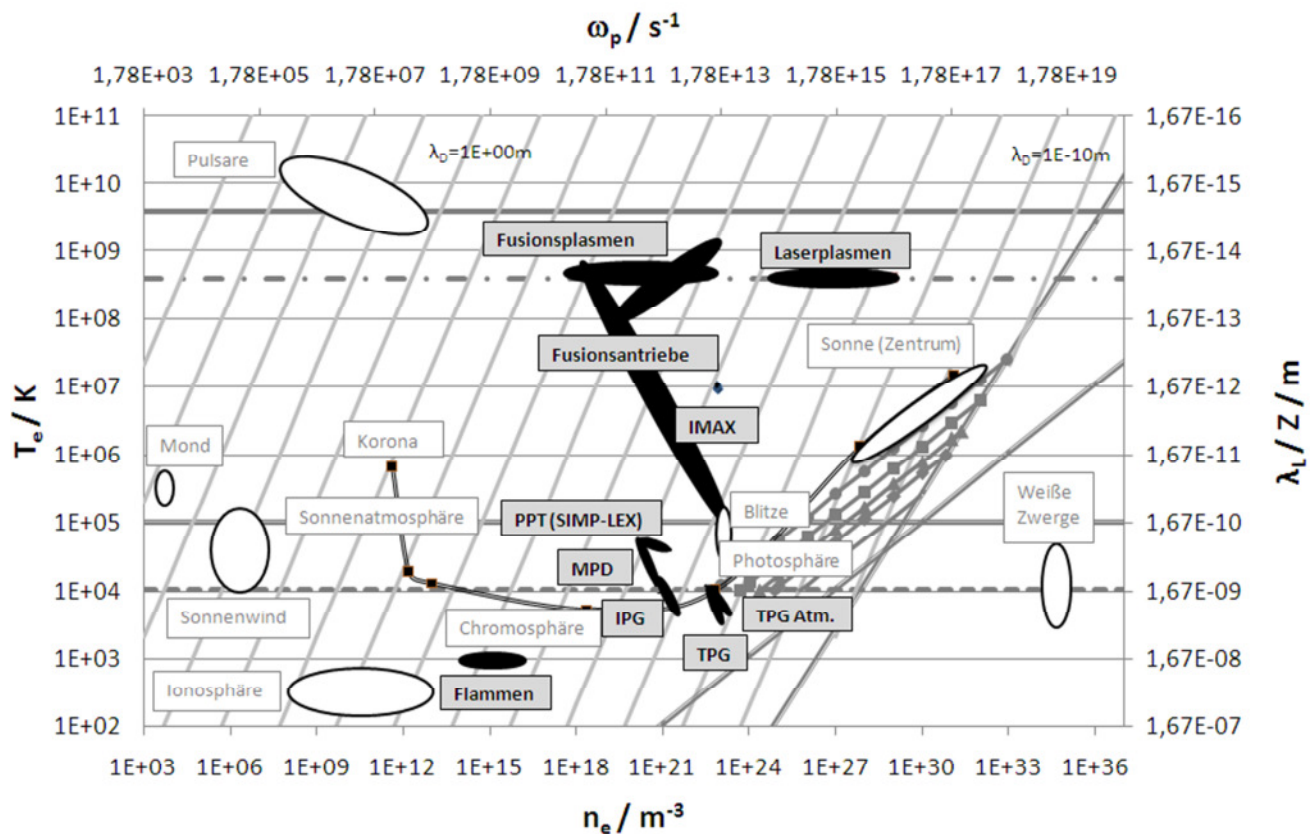
Abbildung 26 zeigt eine Übersicht aus natürlichen (die schwarz umrandeten, weißen Flächen, mit Ausnahme der Plasmen, die sich aus Sonnenatmosphäre und Sonnenwind ableiten) und technischen Plasmen (schwarze Flächen). Bei den natürlichen Plasmen handelt es sich vorwiegend um weltraum- bzw. astrophysikalische Plasmen.

Damit ist mit Hilfe des Plasmaabakus eine Einordnung im Sinne der Art des Plasmas (ionisiert, ideal / nicht ideal, Quantenplasma, relativistisches Plasma, stoßbedingte Ionenrekombination) auf einen Blick möglich. So lässt sich beispielsweise die Präsenz der Ionen im Sonnenwind in den verhältnismäßig großen Entfernungen zur Sonne aufgrund der Lage der stoßbedingten Ionenrekombinationsgrenzen erklären.

Darüber hinaus lassen sich relevante Parameter wie Elektronentemperatur und –Dichte, Debyelänge, Landaulänge und Plasmafrequenz unmittelbar ablesen. Auf Grundlage dieser Parameter können erste Aussagen für die Ähnlichkeit von unterschiedlichen Plasmen angegeben werden. So kann ein Teil der am IRS verfügbaren Plasmen die o.g. Bedingungen für die Sonnenatmosphäre reproduzieren (z.B. TPG und IPG). Weiterhin kann IMAX im Sinne dieser Parameter fusionsrelevante Plasmen generieren.

Aufgrund dieser umfassenden und fundamentalen Einordnung der Plasmen auf Basis der genannten Parameter eignen sich diese Abaki nicht nur zur unmittelbaren Beurteilung der Gültigkeit einfacher und abschätziger Gesetzmäßigkeiten für ein spezifisches Plasma bzw. hierfür relevante Problemstellung beispielsweise auf dem Gebiet der Messtechnik (z.B. Langmuirsonden). Viel bedeutsamer ist die Möglichkeit, direkt auf die notwendigen numerischen Modellierungsansätze schließen zu

können, die für eine belastbare numerische Untersuchung einer spezifischen plasmaphysikalischen Anwendung vorzusehen sind.



**Abbildung 26: Abakus natürlicher und technischer Plasmen unter besonderer Berücksichtigung der Plasmen am IRS**

Die folgende Abbildung 27 zeigt eine Detailaufnahme von Abbildung 26 für die technischen Plasmen, wobei die Plasmen mit dunkel umrahmten Kästen technische Plasmen am IRS repräsentieren. Die Fusionsantriebe stellen dabei eine Ausnahme dar, da diese am IRS nur theoretisch im Rahmen von fortschrittlichen Antriebskonzepten untersucht werden.

Im Wesentlichen kann man aus der Nähe der schwarzen Flächen zueinander auf die Ähnlichkeit der Plasmasysteme im Sinne der Plasmaeigenschaften schließen. Dies ist beispielsweise der Fall für die MPD und IPG, bei welchen teilweise ähnliche Enthalpieniveaus erzielt werden (3), (35). Bei TPG wiederum ist das allgemeine Dichteniveau größer, was zwar beispielsweise zu den größeren Werten für  $n_e$  führt, andererseits aber auch mit niedrigeren Temperaturen bzw. massenspezifischen Enthalpien einhergeht. MPD, ADD-SIMPLEX und IMAX liegen weitgehend im Gebiet vollständiger Ionisation, was, wenn man von deren ursprünglicher Funktion als magnetohydrodynamisch basierte elektrische Raumfahrtantriebe ausgeht, plausibel und ja auch erwünscht ist. Der koaxiale Akzelerator IMAX überlappt nicht nur mit den natürlichen Blitzen, siehe Abbildung 26, vielmehr können mit ihm auch Parameter für fusionsrelevante Plasmen reproduziert werden. Dies gilt auch für die Enthalpien, wie Kapitel 4.2.2.3 zu entnehmen ist.

Weiterhin liegt auch keines der IRS-Plasmen im stoßbasierten Ionenrekombinationsgebiet, d.h. die üblicherweise gemessenen  $n_e$  und  $T_e$  und deren abnehmende Charakteristik entlang eines Plasmastrahls sind der Expansion sowie der strahlungsbedingten Rekombination geschuldet.



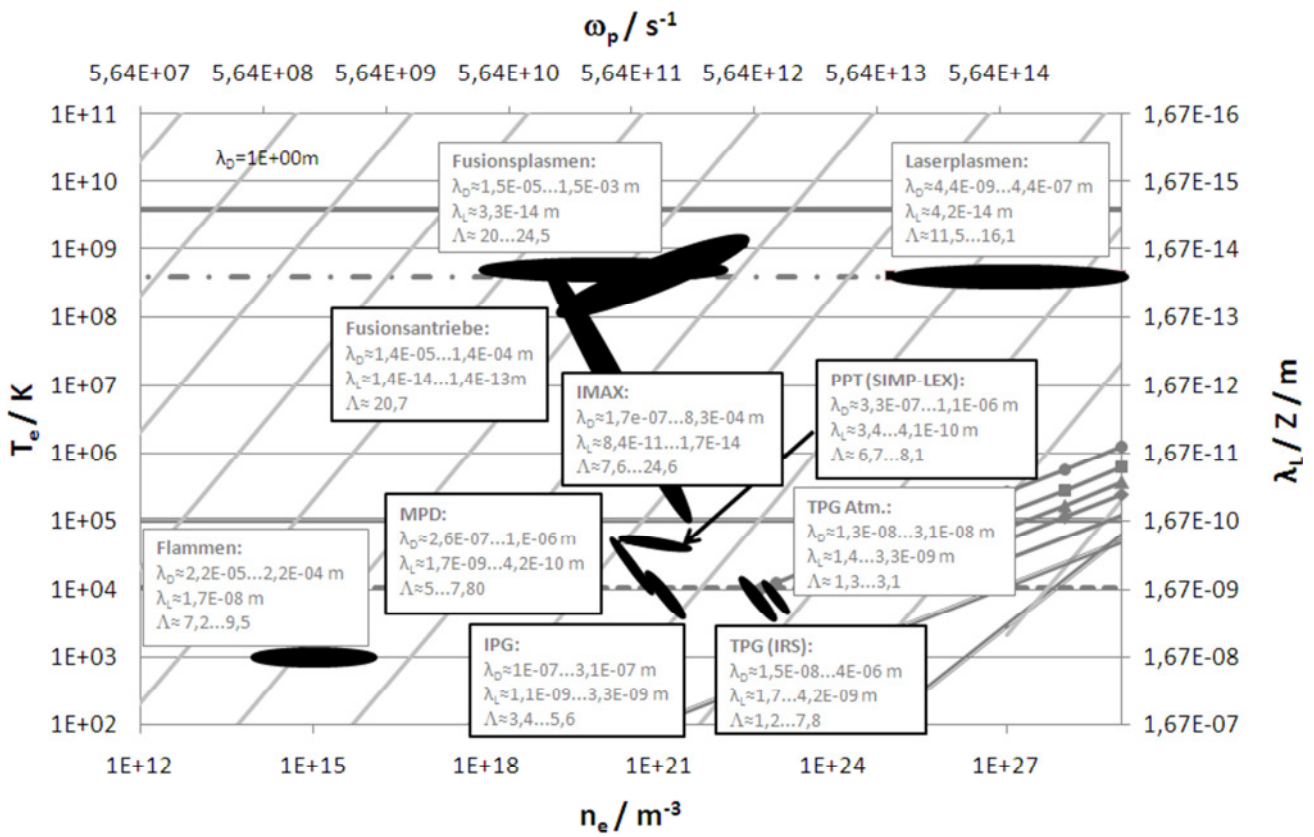


Abbildung 27: Abakus der technischen Plasmen

## 5 Gleichgewichtssituation bei Plasmen

Grundsätzlich spricht man vom (vollständigen) thermodynamischen Gleichgewicht (CTE = Complete Thermal Equilibrium), wenn alle relevanten Prozesse mit ihren Umkehrprozessen im Gleichgewicht sind (42). Hierzu gehören, neben den chemischen Reaktionen, welche Ionisationsprozesse mit einschließen, auch Energieaustauschprozesse, welche die Einstellung eines Temperaturgleichgewichts bewirken. Daneben sind Anregungs- und Abregungs- bzw. Rekombinationsprozesse zu betrachten. Darüber hinaus wäre der Gleichgewichtszustand bezüglich der Chemie zu beachten. Eine diesbezügliche Nichtgleichgewichtssituation ist algebraisch nicht zu erfassen.

In Kapitel 3.2 wurde der Dissoziationsprozess für ein homonukleares zweiatomiges Molekül mit Voraussetzung thermo-chemischen Gleichgewichts dargestellt und für das Gas Wasserstoff exemplarisch berechnet.

### 5.1 Lokales thermisches und partielles thermisches Gleichgewicht

In der Mehrheit der Fälle ist für Plasmen die Situation des thermodynamischen Gleichgewichts nicht gegeben. Liegt wiederum kein thermodynamisches Gleichgewicht vor, so stellt sich keine Maxwellverteilung ein, was bedeutet, dass die Beschreibung des Plasmas die jeweilige(n) Energieverteilungsfunktion(en) der Plasmateilchen erfordert.

Beim lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE = Local Thermodynamic Equilibrium) geht man von Bereichen aus, in denen einheitliche Temperatur und Dichte vorliegen. Die Größen hängen somit vom Ort ab.

Mit dem partiellen thermodynamischen Gleichgewicht (PTE = Partial Thermodynamic Equilibrium) werden unterschiedliche Temperaturen für Elektronen und Schwerteilchen berücksichtigt. Mit der Annahme, dass die Elektronentemperatur  $T_e$  größer als die Ionentemperatur  $T_i$  ist und dass diese wiederum ungefähr der Neutralteilchentemperatur  $T_N$  entspricht, lässt sich das Temperaturverhältnis  $T_e/T_s$  mit  $T_s$  als Schwerteilchentemperatur algebraisch abschätzen.

Im Folgenden soll die Eigenschaft des partiellen lokalen thermischen Gleichgewichts für einige Plasmageneratoren für den Bereich der Entladung (Brennkammer) genauer untersucht werden. In ihren grundsätzlichen Zügen können solche Prozesse unter der Annahme von thermo-chemischem Gleichgewicht und idealem Gas mit Hilfe des Massenwirkungsgesetzes berechnet werden. Dabei wird die Ionisation von Molekülen vernachlässigt, wobei für viele Betrachtungen von lokalem thermischem Gleichgewicht (LTE) ausgegangen wird (107), (57).

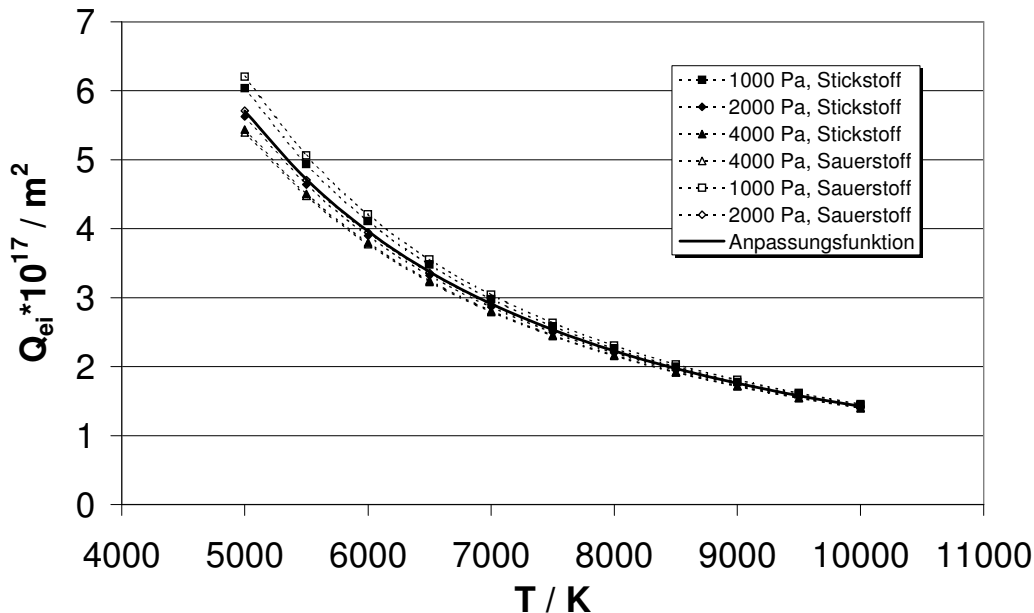
### 5.2 Berechnung der Temperaturverhältnisse

Ursache für das thermische Nichtgleichgewicht in Plasmen ist die verhältnismäßig geringe Beweglichkeit der Ionen, siehe hierzu auch Gleichung 69, so dass die Energie der elektrischen Felder hauptsächlich auf die Elektronen übertragen wird. Folglich nimmt die kinetische Energie der Elektronen zu. Ein großer Anteil dieser Energie wird auf die Schwerteilchen durch elastische Stöße übertragen. Da die Elektronenmasse  $m_e$  sehr viel kleiner ist als die Schwerteilchenmasse  $m_s$ , sind viele Stöße erforderlich, um die Energie- bzw. Temperaturunterschiede auszugleichen. Deshalb ist die Elektronentemperatur  $T_e$  immer größer als die Schwerteilchentemperatur  $T_s$ .

Geht man davon aus, dass der Betrieb eines Plasmasystems im Sinne der Plasmaströmung stationär ist, so lässt sich der Temperaturunterschied mit Hilfe der Energieerhaltungsgleichung der Elektronen angeben (108), (109), (110). Dabei wird der Hauptanteil des Stroms im Plasma durch die Elektronen repräsentiert. Das elektrische Feld führt zur Erhöhung der Elektronentemperatur, sofern die Elektronen ihre Energie nicht ausreichend schnell an die Schwerteilchen abgeben können. In einem homogenen Plasma kann der Unterschied zwischen Elektronen- und Schwerteilchentemperatur berechnet werden, indem die Energie, die von den Elektronen im elektrischen Feld zwischen den Stößen aufgenommen wird, mit der, die bei jedem Stoß an die Schwerteilchen abgegeben wird, gleichgesetzt wird:

$$\frac{T_e - T_s}{T_e} = \frac{1}{4} \frac{m_s}{m_e} \left( \frac{e \lambda_e E}{k T_e} \right)^2. \quad \text{Gl. 88}$$

Dabei wird  $\lambda_e$ , die mittlere freie Weglänge der Elektronen, mit Gleichung 43 abgeschätzt, wobei für  $\sigma$  der Gvosdoverquerschnitt eingesetzt wird (111). Die Größe  $\sigma_{e-i}$  stellt den Gvosdoverquerschnitt nach Gleichung 53 dar, der nicht mit dem Bohrradius  $r_B$  mit  $\sigma_{\text{Bohr}} = 4 \cdot \pi \cdot r_B^2$  angenähert werden kann ( $10^{-20}$  bis  $10^{-19} \text{ m}^2$ ); vielmehr kann er diesen um bis zu 2 Größenordnungen übertreffen.



**Abbildung 28:**  $\sigma_{e-i}$  für Sauerstoff und Stickstoff für verschiedene Drücke im Temperaturintervall zwischen 5000 und 10000 K.

Abbildung 28 zeigt die berechneten  $\sigma_{e-i}$  exemplarisch für Stickstoff- und Sauerstoffplasmen wie sie bei den technischen Plasmen des IRS häufig vorliegen. Dabei wurde für den Ionisationsgrad  $\alpha$  die Näherung  $x^{0,5}$  mit  $x = f(T)/p_{\text{ges}}$  verwendet (3). Die Funktion  $f(T)$  wurde in Gleichung 15, siehe Kapitel 3.2, eingeführt. Im Bild ist zu erkennen, dass die Druckabhängigkeit von  $\sigma_{e-i}$  zumindest im betrachteten Temperaturintervall gering ist und für zunehmende Temperaturen noch kleiner wird. Die durchgehende Kurve zeigt eine Anpassungsfunktion der Form  $\sigma_{e-i} = a/T^2$  mit  $a \approx 1,42608 \cdot 10^8 \text{ (m} \cdot \text{K)}^2$ . Die maximalen Abweichungen liegen zwischen 5 % und 6 % bei  $T = 5000 \text{ K}$  und nehmen dann auf ca. 1-2 % bei  $T = 10000 \text{ K}$  ab.

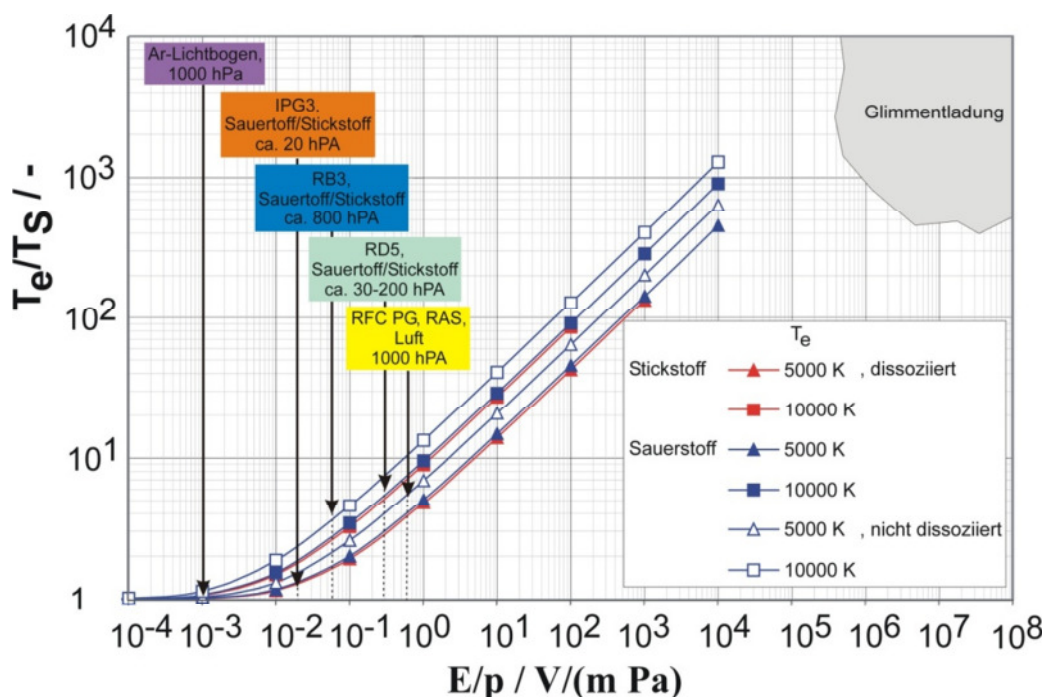
Der geringe Ionisationsgrad erlaubt die Näherung  $p \approx n_0 \cdot k \cdot T_s \approx n_{\text{ges}} \cdot k \cdot T_s$ , so dass

$$\left( \frac{T_e}{T_s} \right)^2 - \left( \frac{T_e}{T_s} \right) - \frac{m_s}{m_e} \left( \frac{e}{4 \sigma_{e-i}(T_e) p} E \right)^2 = 0 \quad \text{Gl. 89}$$

gilt. An dieser quadratischen Gleichung erkennt man nun auch den für thermisches Gleichgewicht maßgeblichen Parameter  $E/p$ . Wird dieser Parameter besonders klein, so strebt  $T_e/T_s$  gegen 1. Hochdruckplasmen sind daher im lokalen thermischen Gleichgewicht. Löst man die quadratische Gleichung, so ergibt sich der in Abbildung 29 gezeigte graphische Zusammenhang:

$$\left(\frac{T_e}{T_s}\right) = \frac{1}{2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{m_s}{m_e} \left( \frac{e}{\sigma_{e-i}(T_e)} \frac{E}{p} \right)} \right) > 1. \quad \text{Gl. 90}$$

Dabei ist zu beachten, dass die Druckabhängigkeit nur in die Größe  $E/p$  und, bei molekularen Gasen, in  $m_s$  eingeht. Für die folgende Abbildung wurde von der nicht dissoziierten und der voll dissoziierten Situation ausgegangen, wobei bei den vorliegenden Drücken im Entladungsbereich die volle Dissoziation zumindest annähernd vorliegt. Daher wurden für  $m_s$  näherungsweise die atomaren Teilchenmassen eingesetzt. Es wurden jeweils Sauerstoff- und Stickstoffkurven für  $T_e = 5000$  K und 10000 K eingetragen.



**Abbildung 29:**  $T_e/T_s$  für Sauerstoff- und Stickstoffplasmen, abgeschätzte Werte für IRS Plasmaquelle IPG3, sowie die DC Plasmageneratoren RB3 und RD5 sind eingetragen. Die Literaturwerte für den Argon-Lichtbogen sowie die Mikrowellenplasmabedingungen dienen der weiteren Verifizierung und Validierung (Referenzen siehe Text).

Man sieht, dass sich für Stickstoffplasmen mit zunehmendem  $E/p$  eine geringe Abweichung des Temperaturverhältnisses  $T_e/T_s$  im Vergleich zu den Sauerstoffplasmen ergibt. Dies liegt daran, dass die Atommassen von Stickstoff und Sauerstoff relativ nahe bei einander liegen. Grundsätzlich liegt der Beginn des lokalen Nichtgleichgewichts, je nach Elektronentemperatur, bei Stickstoff und Sauerstoff bei etwa  $E/p \approx 10^{-3}$ - $10^{-2}$  V/(m·Pa).

Im Folgenden sollen die verwendeten Ansätze zur Abschätzung der  $E/p$ -Werte der in Abbildung 29 diskutierten Plasmaquellen näher erläutert werden:

Legt man die typischen Induktorstromstärken der IRS-IPG zugrunde, so ergeben sich mit Hilfe der Transformatorgleichung

$$\frac{I_{Plasma}}{I_{Spule}} \approx n$$

Gl. 91

maximale Plasmaströme von ca. 2 kA für Sauerstoffplasmen und 2,5 kA für Stickstoffplasmen. Dabei beträgt die gemessene thermische Leistung im Plasma etwa 25 kW. Die maximalen elektrischen Feldstärken werden sich dabei in Rohrwandnähe befinden, sodass die Größenordnung der effektiven physikalisch wirksamen azimuthalen elektrischen Feldstärken  $E_\varphi$  über  $E_\varphi \approx U/(2 \cdot \pi \cdot r_i)$  abgeschätzt werden kann. Dabei ist  $U$  der Potentialunterschied einer Spulenwindung. Damit lässt sich  $E/p$  im Plasmarohr abschätzig angeben als

$$\frac{E}{p} \approx \frac{P_{Plasma}}{2\pi r_i n I_{Spule} p_{Rohr}}$$

Gl. 92

wobei  $r_i$  der Rohrinne Durchmesser,  $n$  die Anzahl der Spulenwindungen und  $p_{Rohr}$  der in Referenz (3) dokumentierte gemessene Rohrinne Druck sind. Setzt man typische Werte ein, so erhält man  $E/p \approx 0,02 \text{ V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ . Der Wert ist in der Abbildung eingezeichnet und man erkennt, dass man trotz der relativ hohen mittleren elektrischen Feldstärke im Plasmarohr, relativ nahe am lokalen thermischen Gleichgewicht ist, was abschätzende Betrachtungen, bei denen lokales thermisches Gleichgewicht für den IPG angenommen wird, rechtfertigt. Numerische Simulationen des IPG3 von Sleziiona und Lenzner bestätigen, dass die dort simulierten Luftbedingungen im Plasmagenerator sich nahe am Gleichgewicht für Schwerteilchen- und Elektronentemperatur befinden (57).

Zusätzlich wurden die DC Plasmageneratoren RD5 und RB3 des IRS im Diagramm berücksichtigt. Die Abschätzung des Parameters  $E/p$  erfolgte anhand der nach Laure erstellten Simulationspunkte (35). Erstaunlicherweise ist das für RB3 abgeschätzte  $E/p$  in der Brennkammer größer als beim IPG. Dies liegt an den höheren wirksamen Spannungen (Bogenspannung) und an der beachtlich kürzeren Entladungsstrecke (Bogenlänge). Die Abschätzung für den magnetoplasmadynamischen Plasmagenerator RD5 ist aufgrund der Inhomogenität der Entladungszone sehr unsicher, da hier ein Mittelwert aus Entladungskammerdruck und Umgebungsdruck verwendet wurde; der Bereich des Lichtbogens erstreckt sich in diesem Fall auf Entladungskammer und Expansionsdüse. Erwartungsgemäß liegt beim RD5 in der Entladungszone kein lokales thermisches Gleichgewicht vor. Da die Leistungseinkopplung bei beiden Plasmageneratoren über einen Stickstofflichtbogen erfolgt, ist insbesondere beim RD5 von einem thermischen Nichtgleichgewicht in der Entladungszone auszugehen.

Zum Vergleich ist ein Beispiel aus (111) dargestellt: Beim typischen 100 hPa Argonlichtbogen liegt aufgrund des niedrigen  $E/p$  lokales thermisches Gleichgewicht in der Entladungszone vor, Glimmentladungen hingegen sind in starkem thermischen Nichtgleichgewicht. Sorokin hat in (112) eine kapazitiv gekoppelte Radiofrequenzquelle untersucht und dabei Elektronen- und Schwerteilchentemperaturen für 33 Bedingungen bestimmt. Anhand der in seiner Arbeit angegebenen Elektrodengeometrien lässt sich  $E/p$  auf etwa  $0,5 \text{ V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$  schätzen. Die typischen Elektronentemperaturen liegen bei etwa 4200 K, wobei Luft bei einem Umgebungsdruck von 100 hPa als Arbeitsgas verwendet wurde. Im Mittel führen seine Messungen auf  $T_e/T_s \approx 5,9$ . Gleichung 89 liefert für molekularen Stickstoff, der bei den in Referenz (112) dargestellten Plasmaleistungen dominiert, bei 5000 K ein Temperaturverhältnis von 5,1, welches somit, bemessen an der Einfachheit des Modells, eine sehr gute Übereinstimmung zeigt.

Tabelle 5-1 zeigt eine Zusammenfassung der Temperaturverhältnisse typischer Plasmasysteme, sortiert nach zunehmendem  $E/p$ . Für IPG3, RB3 und RD5 wurden hierbei typische Betriebsparameter

und Geometrien untersucht, wobei die hieraus resultierenden maximalen  $E/p$  verwendet wurden. Die in der Tabelle gezeigten Abschätzungen für  $T_e/T_s$  gelten für  $5000 \text{ K} < T_e < 10000 \text{ K}$ , wobei die  $E/p$ -Werte anhand von Daten aus der Literatur berechnet wurden (3), (111), (35). Gleichung 89 liefert erwartungsgemäß umso höhere Temperaturverhältnisse, je höher  $E/p$  und das angenommene  $T_e$  sind. Ein Vergleich mit Messdaten ist nur eingeschränkt möglich, da Gleichung 88 für die technischen Plasmasysteme lediglich eine beschreibende Information für den Ort der Plasmagenerierung (Lichtbogen) angibt, wohingegen relevante Messungen, beispielsweise der Elektronentemperaturen mit elektrostatischen Sonden, technisch bedingt bestenfalls stromabwärts erfolgen können. Für RB3 und RD5 wurden Messungen von Habiger mit Hilfe von elektrostatischen Sonden durchgeführt (83). Diese wurden durch Messungen von translatorischen Temperaturen ergänzt, welche mit Hilfe des IRS Fabry-Perot-Interferometers durchgeführt wurden.

**Tabelle 5.2-1: Temperaturverhältnis  $T_e/T_s$  (Gl. 59) für verschiedene Plasmasysteme**

Plasmasystem	$T_e/T_s$ (Gl. 59)	Bemerkungen / Referenzen
Argonlichtbogen (atmosphärisch)	$1,02 < T_e/T_s < 1,1$ (Sauerstoff dissoziiert) $1,02 < T_e/T_s < 1,1$ (Stickstoff dissoziiert) für $E/p \approx 0,001 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$	$E/p$ berechnet anhand von Betriebsdaten und Lichtbogen-geometrien aus (111)
IPG3	$1,3 < (T_e/T_s)_{\text{max}} < 1,9$ (Sauerstoff dissoziiert) $1,3 < (T_e/T_s)_{\text{max}} < 1,8$ (Stickstoff dissoziiert) für $(E/p)_{\text{max}} \approx 0,02 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$	$E/p$ berechnet anhand von Betriebsdaten und Geometrien aus (3)
RB3 (TLT)	$1,5 < (T_e/T_s)_{\text{max}} < 2,4$ (Sauerstoff dissoziiert) $1,5 < (T_e/T_s)_{\text{max}} < 2,3$ (Stickstoff dissoziiert) für $(E/p)_{\text{max}} \approx 0,04 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$	$E/p$ berechnet anhand von Betriebsdaten und Lichtbogen-geometrien aus Literatur (35)
RD5 (SF-MPD)	$2,6 < (T_e/T_s)_{\text{max}} < 4,6$ (Sauerstoff dissoziiert) $2,4 < (T_e/T_s)_{\text{max}} < 4,3$ (Stickstoff dissoziiert) für $(E/p)_{\text{max}} \approx 0,2 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$	$E/p$ berechnet anhand von Betriebsdaten und Lichtbogen-geometrien aus Literatur (35)
RFC PG (RAS, Moskau)	$3,7 < T_e/T_s < 6,8$ (Sauerstoff dissoziiert) $3,5 < T_e/T_s < 6,4$ (Stickstoff dissoziiert) für $E/p \approx 0,48 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$	$E/p$ berechnet anhand von Betriebsdaten und Lichtbogen-geometrien aus Literatur (z.B. zur Verifikation von Gl. 89 (112))
Typische Glimmentladung	$T_e/T_s$ sehr hoch, siehe Abbildung 29 für $E/p \approx 10^7 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$	$E/p$ berechnet anhand von Daten aus (111)

Für das Plasmasystem IMAX können aufgrund der hohen elektrischen Feldstärken und der kleinen Drücke recht hohe Werten für  $E/p$  und  $T_e/T_s$  unterstellt werden. Es ist allerdings davon auszugehen, dass das hier vorgestellte einfache Modell die Situation des IMAX aufgrund von weiteren, hier nicht berücksichtigten physikalischen Effekten, wie beispielsweise Elektrodenverlusten sowie durch den beschränkten Temperaturbereich von  $\sigma_{e-i}$  nicht korrekt wiedergeben kann. Außerdem wurde für das Diagramm von  $\sigma_{e-i}$  der Einfachheit halber eine Anpassungsfunktion ermittelt, welche die Situation bei IMAX nicht wiedergibt.

## 6 Plasmahydrodynamik

Die Plasmahydrodynamik findet in jüngster Zeit Eingang in technologischen Anwendungen, wobei die ersten Einsatzszenarien insbesondere auf den Gebieten Raumfahrtantriebe und Plasmatechnologie angesiedelt sind. Im Fall der Elektrohydrodynamik, d.h. der Beeinflussung von Fluiden mit elektrischen Feldern beschränkte sich das Anwendungspotenzial bisher auf die so genannten elektrostatischen Triebwerke für die Raumfahrt („Ionentriebwerke“), die Situation von Verbrennungssystemen, wie sie im Rahmen von chemischen Raketenantrieben vorliegen, sowie auf Konzepte zur Reduktion der Widerstandsbeiwerte von Flugkörpern im weitesten Sinne.

Magnetohydrodynamische Effekte werden am IRS schon seit vielen Jahren für Plasmasysteme angewandt. Diese Plasmasysteme wurden und werden sowohl für die Umweltsimulation als auch für elektrische Triebwerke in der Raumfahrt entwickelt. Daneben finden auf einer konzeptionellen Ebene theoretische und experimentelle Studien statt, um die Möglichkeit der Beeinflussung schwach ionisierter Plasmen mit Hilfe von magnetischen Feldern zu untersuchen. Im Folgenden werden funktionelle MHD Effekte in Plasmaquellen kurz beleuchtet, wobei das Hauptaugenmerk auf die Erstellung eines Modells in Verbindung mit einer Analyse relevanter Messdaten für induktiv beheizte Plasmaquellen gerichtet ist.

Die elektrische und die magnetische Interaktionszahl werden jeweils auf Grundlage von Erhaltungsgleichungen eingeführt und definiert. Letztere, auch bekannt als Stuartzahl, wird im Anschluss als Identifikationsmittel für die magnetische Beeinflussung für die a priori als MHD Plasmasysteme bekannten Quellen eingesetzt, um die typische Größenordnung der Stuartzahl, bei der nachweislich eine Beeinflussung des Plasmas vorliegt, zu erarbeiten, siehe hierzu auch Referenz (37). Dem voraus gehen die Ableitung der magnetischen Reynoldszahl und deren Diskussion anhand der vorhandenen Plasmasysteme. Ferner wird der Parameter  $g$  zur Beurteilung der Signifikanz der Verschiebungsstromdichte über eine Dimensionsanalyse der Maxwellgleichungen hergeleitet. Ein Augenmerk ist auf die Entwicklung algebraischer Zusammenhänge zwischen Größen wie magnetische Reynoldszahl, Eindringmaß und Stuartzahl gerichtet.

### 6.1 Magnetohydrodynamik

Die Ausgangsbasis zur Beschreibung der Magnetohydrodynamik sind die so genannten magnetohydrodynamischen Gleichungen, wobei die Fluide, welche im Rahmen dieser Abhandlung diskutiert werden, Plasmen sind. Damit wäre der im Vergleich hierzu fragmentarische Begriff Magnetoplasma-dynamik für die in dieser Abhandlung untersuchten Fälle ebenfalls zutreffend. In zahlreichen Referenzen, wie z.B. (3), (47) und (113), wurden die Maxwellgleichungen bereits umfangreich beschrieben. Trotzdem sollen sie hier, der Vollständigkeit halber, noch einmal in ihrer kompletten Darstellung gezeigt werden.

#### 6.1.1 Maxwellgleichungen

Dabei soll zunächst von den Maxwellgleichungen in Materie ausgegangen werden. Die integralen Formen sind im Regelfall allgemeiner, da sie, im Unterschied zu den differentiellen Schreibweisen auch für ein gesamtes Raumgebiet gelten können. Die mathematische Äquivalenzaussage ( $\Leftrightarrow$ ) ist

zwar aufgrund der (Äquivalenz)umformungen resultierend aus Gaußschem Satz und Satz von Stoke formal korrekt, wird an dieser Stelle jedoch aufgrund des o. g. Sachverhalts in dieser Abhandlung vermieden.

Mit der 1. Maxwell'schen Gleichung, dem so genannten verallgemeinerten Induktionsgesetz, kann man veranschaulichen, dass immer ein elektrisches Feld  $\vec{E}$  entsteht, wenn ein magnetisches Feld  $\vec{B}$  sich zeitlich ändert.

$$\oint \mathbf{E} d\mathbf{s} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_A \vec{B} d\vec{A} \right] = -\frac{\partial \phi}{\partial t}. \quad \text{Gl. 93}$$

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 (3). Die differentielle Schreibweise lautet:

$$\text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad \text{Gl. 94}$$

Der Zusammenhang zwischen Gleichung 93 und 94 ist dabei über den Satz von Stokes gegeben. Für die integrale Form der 2. Maxwell'schen Gleichung gilt

$$\oint \vec{H} d\vec{s} = \int_A \vec{j} d\vec{A} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{D} d\vec{A}, \quad \text{Gl. 95}$$

wobei hier ausgedrückt wird, dass Felder, die durch Leitungsströme  $\vec{j}$  oder sich zeitlich ändernde Flussdichten  $\vec{D}$  hervorgerufen werden, sich stets mit magnetischen Feldern umgeben, die senkrecht auf den elektrischen stehen und diese wirbelförmig umschlingen. Die differentielle Schreibweise lautet:

$$\text{rot}(\vec{H}) = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}. \quad \text{Gl. 96}$$

Die zeitliche Ableitung von  $\vec{D}$  kann dabei als Verschiebungsstromdichte  $j_v$  aufgefasst werden. Geht man von der integralen Schreibweise des so genannten Coulomb'schen Gesetzes, der 3. Maxwell'schen Gleichung aus, so ergibt sich der Zusammenhang:

$$\oiint_A \vec{B} d\vec{A} = \mathbf{0}. \quad \text{Gl. 97}$$

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 punktuelle 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  $\vec{B}$ , welcher gleichzeitig die differentielle Schreibweise der 3. Maxwell'schen Gleichung liefert (3):

$$\text{div}(\vec{B}) = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta V} \oiint_A \vec{B} d\vec{A} = \mathbf{0}. \quad \text{Gl. 98}$$

Die 4. Maxwell'sche Gleichung berücksichtigt lokale Ladungstrennungen. Diese Ladungen  $\rho_L$  sind Quellen der elektrischen Verschiebungsdichte  $\vec{D}$ . Das Feld der Verschiebungsdichte ist ein Quellenfeld:

$$\oint_A \vec{D} d\vec{A} = \int_V \rho_L dV = q. \quad \text{Gl. 99}$$

Die differentielle Schreibweise von Gleichung 99 lautet:

$$\text{div}(\vec{D}) = \rho_L = \frac{dq}{dV}. \quad \text{Gl. 100}$$



Die Interpretation dieser Gleichung führt zur Aussage, dass das Feld der elektrischen Flussdichte ein Quellenfeld ist. Bei der Größe  $\rho_L$  handelt es sich um die Raumladungsdichte, welche im Allgemeinen eine Funktion des Ortes ist. Diese lässt sich über die Dichten der geladenen Komponenten berechnen

$$\rho_L = -e(n_e - \sum_i Z_i n_i), \quad \text{Gl. 101}$$

wobei sich dieser Zusammenhang unmittelbar aus der Definition der Ladungsdichte  $dQ/dV$  ( $\rightarrow$  Dimension  $C/m^3$ ) folgt. Dabei ist  $e$  die Elementarladung,  $n_e$  die Elektronendichte,  $Z$  die Ladungszahl und  $n_i$  die Dichte der jeweiligen Ionen sowie  $q$  die Ladung und  $V$  das Volumen. Mit Gleichung 99 ist der simpelste Zusammenhang für  $\rho_L$  gegeben. In (113) beispielsweise wird ein verhältnismäßig komplexer Zusammenhang für  $\rho_L$  angegeben, der in keinem Verhältnis zu seinem Nutzen steht; dabei wurden ferner die höheren Ionisationsstufen übersehen.

### 6.1.2 Ohmsches Gesetz und Materialgleichungen für Plasmen

Die zunächst der Vollständigkeit halber diskutierte Form des Ohmschen Gesetzes stellt eine Erweiterung der Variante von Finkelnburg und Mäcker (114) dar und lautet:

$$\frac{\vec{j}}{\sigma_0} + \frac{\vec{j} \times \vec{B}}{en_e} + \frac{m_e}{e^2 n} \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} + \frac{\nabla p_e - \nabla p_i}{en} \quad \text{Gl. 102}$$

Die Größe  $\sigma_0$  stellt hierbei die skalare elektrische Leitfähigkeit  $(e^2 \cdot n \cdot e)/(m_e \cdot \nu_e)$  dar, wie sie für Stromdichten, welche parallel zu magnetischen Feldlinien vorliegen, anfällt. Die Größe  $\nu_e$  ist dabei die Elektronenstoßfrequenz nach Gleichung 44. Es ist zu beachten, dass die elektrische Leitfähigkeit im Sinne einer, zu einer gegebenen Plasmasituation vorliegenden Transportgröße, bei großen Magnetfeldstärken vom Hallterm abhängt und aufgrund des entstehenden anisotropen Charakters als Tensor vorliegt. Dies ist dadurch begründet, dass die Bewegung der Ladungsträger senkrecht zu den Magnetfeldlinien vergleichsweise beschränkt wird.

Der Term der Lorentzkraftdichte  $\vec{j} \times \vec{B}$  berücksichtigt den Halleffekt, der dritte Term auf der linken Seite von Gleichung 102 trägt der so genannten Strombeschleunigung Rechnung, welche durch die Beschleunigung der Ladungsträger durch ein angelegtes elektrisches Feld verursacht wird und allerdings in vielen Fällen z.B. bei nicht allzu hochfrequenten Schwingungen sowie in der Magneto-hydrodynamik, siehe auch (47), vernachlässigt werden kann<sup>17</sup>. Auf der rechten Seite von Gleichung 102 taucht neben elektrischem Feld  $E$  und dem Kreuzprodukt aus (Plasmaströmungs)geschwindigkeit  $v$  und magnetischer Flussdichte  $B$  (Plasmabewegung senkrecht zu  $B$ ) zusätzlich ein Term auf, welcher die Diffusionsströme durch die Druckgradienten von Elektronen und Ionen berücksichtigt. Diese durch die Diffusion verursachten Ströme können in den meisten Fällen vernachlässigt werden. Für die am IRS typischerweise untersuchten Plasmen und Plasmasysteme kann für Gleichung 102 demnach näherungsweise der folgende Zusammenhang angegeben werden:

$$\vec{j} + \frac{\sigma_0}{en_e} (\vec{j} \times \vec{B}) = \sigma_0 (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad \text{Gl. 103}$$

Zum besseren Verständnis wurde Gleichung 103 mit  $\sigma_0$  multipliziert und kann somit auch als Bilanz verschiedener Stromdichten aufgefasst werden. Auf diese Weise ist beispielsweise der zweite Term

<sup>17</sup> Ganz im Unterschied zur Elektrodynamik, in welcher von außen aufgebrachte elektrische Felder von wesentlicher Bedeutung sind.

der linken Seite der Gleichung als Hallstrom aufzufassen. Zum besseren Verständnis sollen an dieser Stelle noch einige weitere Betrachtungen zum Ohmschen Gesetz durchgeführt werden, indem für den Hallterm die Elektronengyrationfrequenz nach Gleichung 65  $\nu_{\text{lam}} = (e \cdot B) / (2 \cdot \pi \cdot m_e)$  eingeführt wird.

$$\vec{j} + 2\pi \frac{\nu_{\text{lam}}}{\nu_e} \left( \vec{j} \times \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|} \right) = \sigma_0 (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad \text{Gl. 104}$$

Gleichung 104 besagt, dass der Hallterm bei hinreichend kleinen Drücken ( $\rightarrow \nu_e$  sehr klein) und entsprechend großen Beträgen von  $B$  signifikant wird. Für Plasmen darf davon ausgegangen werden, dass eine Magnetisierbarkeit sehr gering ist und somit vernachlässigt werden kann ( $\mu_r = \epsilon_r = 1$ ). Damit ergeben sich die folgenden Zusammenhänge für die Magnetfeldstärke  $H$  und die magnetische Flussdichte  $B$  sowie für die elektrische Feldstärke  $E$  und die Verschiebungsdichte  $D$ :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad \text{Gl. 105}$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}. \quad \text{Gl. 106}$$

### 6.1.3 Impulsgleichung

Die allgemeine Impulsgleichung für quasineutrale Plasmen ohne Berücksichtigung der Schwerkraft lautet (60):

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \vec{\tau} + \vec{j} \times \vec{B}, \quad \text{Gl. 107}$$

wobei  $\nabla \vec{\tau}$  den Viskositätseinfluss (Reibungseffekte) und  $\vec{j} \times \vec{B}$ , die Lorentzkraftdichten beschreiben.

## 6.2 Dimensionsanalysen und Betrachtung wichtiger Kenngrößen

Auf Basis der Ausführungen in Kapitel 6.1 lassen sich Dimensionsanalysen durchführen, mit welchen die untersuchten Plasmasysteme eingeordnet und im Sinne ihrer Funktion besser beurteilt werden können. Ein analoger Sachverhalt liegt bei Betrachtung wichtiger ingenieurmäßiger Parameter vor.

### 6.2.1 Betrachtungen zur Verschiebungsstromdichte

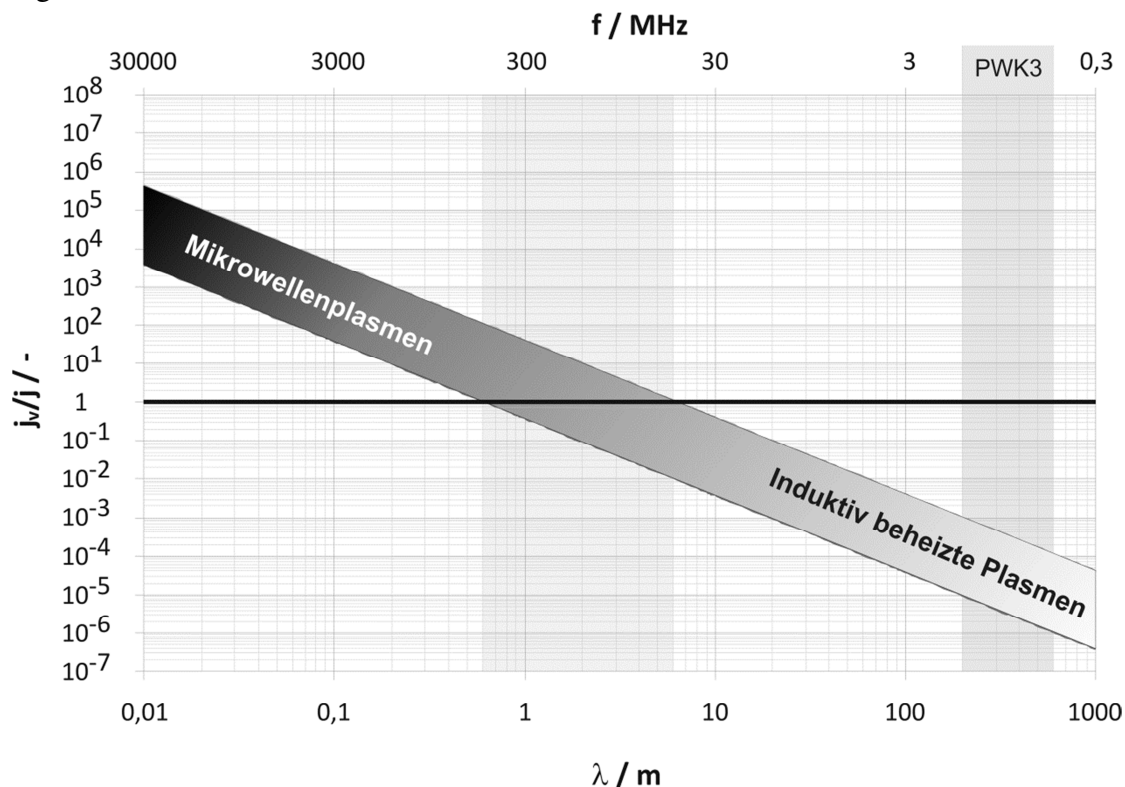
Das Verständnis für die Maxwellgleichungen kann mit Hilfe der relevanten Materialgleichungen durch einige vereinfachende Betrachtungen sowie Dimensionsanalysen verbessert werden. Für die Verschiebungsstromdichte in Gleichung 96 kann eine solche Analyse durchgeführt werden. Dabei liefert Gleichung 94 mit  $\omega \cdot B \cdot L$  eine Abschätzung für  $E$  und die Verschiebungsstromdichte kann nun unter Verwendung von Gleichung 106 abgeschätzt werden. Es wird hierbei exemplarisch von einem dynamischen sinusoidalen System der Kreisfrequenz  $\omega$  ausgegangen:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{D} = \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} \approx \epsilon_0 \omega \vec{E} \approx \epsilon_0 \omega^2 \vec{L} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \vec{L} \vec{H} = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{L} \vec{H} \approx \left( \frac{2\pi L_{\text{sys}}}{\lambda} \right)^2 \vec{j}.$$

Dabei ist  $L_{\text{sys}}$  eine charakteristische Geometrie des Systems und  $\lambda$  ist die Wellenlänge. Folgerichtig kann für das Verhältnis der Beträge der Stromdichten

$$\frac{j_v}{j} \approx \left( \frac{2\pi L_{\text{sys}}}{\lambda} \right)^2 \quad \text{Gl. 108}$$

geschrieben werden. Gleichung 108 lässt sich folgendermaßen interpretieren: Die Verschiebungsstromdichte hängt wesentlich vom Verhältnis der charakteristischen Geometrie des Plasmasystems zur Wellenlänge ab. Allgemein kann daher eine Aussage, ob die Verschiebungsstromdichte vernachlässigbar ist, anhand der geometrischen Ausdehnung und der Wellenlänge bzw. der Frequenz der Dynamik des Systems beantwortet werden. Dabei kann gesagt werden, dass die beiden Stromdichten für typische Plasmasystemgeometrien von 0,5 m bei einer Wellenlänge von etwa 3 m, was einer Betriebsfrequenz von 100 MHz entspricht, in der gleichen Größenordnung sind, siehe auch Abbildung 30.



**Abbildung 30: Verhältnis von Verschiebungsstromdichte zur Stromdichte über der Wellenlänge und der Frequenz nach Gleichung 108**

Für die deutlich niedrigeren Frequenzen, wie sie beispielsweise für Induktionsplasmen üblich sind, ist  $j_v$  daher vernachlässigbar. In Abbildung 30 ist ferner der Frequenzbereich des induktiv beheizten Plasmawindkanals PWK3 des IRS dargestellt.

Ein ähnliches Resultat wurde in (3) für den Spezialfall der Helmholtzgleichungen für Induktions- und Mikrowellenplasmen berechnet.

### 6.2.2 Magnetische Reynoldszahl

Zur Analyse der Wechselwirkung zwischen Strömungsgeschwindigkeit und magnetischem bzw. elektrischem Feld werden zunächst Gleichungen 94 und 96 wie im Anhang beschrieben umgeformt und dann die Stromdichte  $j$  mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes unter Vernachlässigung des Hallterms eliminiert. Für die folgenden Betrachtungen sei  $\mu_0$  die magnetische Permeabilität. Dann ist das Produkt  $\mu_0 \cdot \sigma$  ein Maß, um die Durchdringung des Plasmas durch ein magnetisches Feld zu analysieren. Dabei kann  $\eta = (\mu_0 \cdot \sigma_0)^{-1}$  als magnetische Diffusionsgröße aufgefasst werden. Auf diese Weise erhält man für den Fall der 2. Maxwellgleichung (Magnetfeld):

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{H} + \frac{\eta}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{H} = \text{rot}(\vec{v} \times \vec{H}) + \eta \Delta \vec{H}. \quad \text{Gl. 109}$$

Diese Gleichung stellt eine erweiterte Form zur Beschreibung des Magnetfeldes  $H$  gegenüber den so genannten Helmholtzgleichungen (3), (104) dar, da sie zusätzlich die Interaktion zwischen Strömungsgeschwindigkeit und Magnetfeld berücksichtigt.

Analysiert man das Verhältnis der Beträge der rechtsseitigen Terme von Gleichung 109, so erhält man:

$$R_{mag} = \frac{|\text{rot}(\vec{v} \times \vec{H})|}{\eta |\Delta \vec{H}|} \approx \frac{vL}{\eta} = \mu_0 \sigma v L. \quad \text{Gl. 110}$$

Damit hat man eine Definition der so genannten magnetischen Reynoldszahl  $R_{mag}$ . Deutlich ist hier die Analogie zur gasdynamischen Reynoldszahl zu erkennen. Zur Angabe von  $R_{mag}$  kann hier  $L$  der Größe  $L_{sys}$  aus Kapitel 3.1.3 entsprechen.

Für den Fall vollständig ionisierter Plasmen ergibt sich mit Gleichung 110:

$$R_{mag} \approx 7.679 \cdot 10^{-3} \mu_0 \left( \frac{1}{Z} - \frac{0.424}{Z^{1.5}} \right) \frac{T^{1.5}}{\Lambda} v L. \quad \text{Gl. 111}$$

Bei vollständiger einfacher Ionisation, wie sie beispielsweise für den Spezialfall der MPD-Plasmen vorliegt, folgt mit Gleichung 111

$$R_{mag} \approx 4.4231 \cdot 10^{-3} \mu_0 \frac{T^{1.5}}{\Lambda} v L \quad \text{Gl. 112}$$

als Gleichung für  $R_{mag}$ . In der Entladungszone stationärer Eigenfeld-MPD-Plasmaquellen ist die Machzahl etwa 1, so dass für diesen Fall  $v$  mit der Schallgeschwindigkeit beschrieben werden kann:

$$R_{mag} \approx 5.7102 \cdot 10^{-3} \mu_0 \frac{T^2}{\Lambda} \sqrt{2R_A} L \approx 8.0755 \cdot 10^{-3} \mu_0 \frac{T^2}{\Lambda} \sqrt{\frac{\mathfrak{R}}{M_A}} L. \quad \text{Gl. 113}$$

Üblicherweise lässt sich bei Konstellationen mit homonuklearen zweiatomigen Molekülen (z.B.  $H_2$ ,  $O_2$  oder  $N_2$ ) die Gaskonstante  $R$  über das Zweifache des Verhältnisses der universellen Gaskonstanten zur Atommasse beschreiben, da die Masse der Elektronen für diese Betrachtung nicht ins Gewicht fällt. Damit wird aber auch deutlich, dass bei SF-MPD, welche mit Wasserstoff betrieben werden,  $R_{mag}$  eher größer ausfällt als bei den für aerothermische Untersuchungen zum Eintritt eingesetzten SF-MPD wie beispielsweise RD5.

In einer alternativen Betrachtungsweise zur magnetischen Reynoldszahl kann man eine charakteristische Zeitskala für die Diffusion eines Magnetfeldes aus Gleichung 109 vom Zusammenhang  $\tau \sim L^2/\eta$  ableiten. Dies kommt einer Abschätzung der Variationszeit<sup>18</sup> einer anfänglichen Feldkonfiguration mit räumlicher Variation auf der charakteristischen Länge  $L$  gleich. Der Term  $t \sim L/v$  ist allerdings die Zeitskala für die Turbulenz unter der Voraussetzung, dass  $v$  als RMS der Fluktuationgeschwindigkeit (37), (115) oder wenigstens als dynamische Zeitskala aufgefasst wird, wenn  $v$  wiederum als Plasmaströmungsgeschwindigkeit betrachtet wird. Damit ergibt sich die Formulierung  $R_{mag} = \tau/t$ , welche zum Resultat aus Gleichung 110 äquivalent ist.

<sup>18</sup> Häufig ist diese aber auch im Sinne einer Zerfallszeit aufzufassen, allerdings muss in vielen technischen Systemen einem  $\tau$  durch die technische Umsetzung des Systems Rechnung getragen werden, was dem Einfluss durch die linke Seite von Gleichung 107 gleichkommt.

Im Umkehrschluss lässt sich somit auch eine Abschätzung einer Länge  $L$ , welche den Wirkungsbereich einer anfänglichen Feldkonfiguration bzw. die Ausdehnung von Feldern in einem beliebigen elektrischen Leiter unter Einwirkung äußerer Felder der Frequenz  $f = 1/\tau$  kennzeichnet, angeben:

$$L = R_{mag} \frac{\eta}{v} \approx \sqrt{\eta\tau} = (\mu_0 \sigma f)^{-0.5} = \sqrt{2\pi} \cdot (\sqrt{\mu_0 \sigma \omega})^{-1}. \quad \text{Gl. 114}$$

Die Größe  $L$  entspricht daher eigentlich der Magnetfeldwirkungstiefe, wobei die Verwendung von  $L_{sys}$  (s.o.) sich in vielen praktischen Fällen nicht wirklich als Fehler auswirkt, da die Größen bei vielen Plasmasystemen in der gleichen Größenordnung liegen<sup>19</sup>. Ungeachtet dessen ist dieser Wirkungsbereich häufig kleiner als die charakteristische Systemgröße  $L_{sys}$  oder weicht zumindest von ihr ab. Gleichung 114 ist sehr bedeutsam, denn sie begründet für zeitlich dynamische Plasmasysteme, wie beispielsweise induktive und dielektrische Plasmasysteme, den so genannten Skin-Effekt und es lässt sich somit das sogenannte Eindringmaß definieren:

$$\frac{L}{L_{sys}} = \frac{R_{mag} \eta}{L_{sys} v} \approx \sqrt{\frac{\eta\tau}{L_{sys}^2}} = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \sigma f L_{sys}^2}}. \quad \text{Gl. 115}$$

Bei zylindrischen Problemen, wie es z.B. bei induktiv beheizten Plasmaquellen der Fall ist, wird aus  $L_{sys}$  der Durchmesser  $d$  und aus  $L$  die so genannte Eindringtiefe  $\delta$  (3), (104). Im Nenner steht dabei in aller Regel nicht die Frequenz  $f$ , sondern die Kreisfrequenz  $\omega$ , was sich aus der Lösung des hierfür relevanten Zylinderproblems ergibt (104).

Setzt man nun das Eindringmaß nach Gleichung 114 in den Zusammenhang für die magnetische Reynoldszahl ein (Gleichung 110), dann folgt:

$$R_{mag} = \frac{v}{fL}. \quad \text{Gl. 116}$$

Eine Betrachtung der linksseitigen Terme von Gleichung 109 ermöglicht die folgende Interpretation: Der erste Term repräsentiert die induktive Leistungskopplung, wohingegen mit dem zweiten Term die dielektrische Leistungseinkopplung beschrieben ist. Eine betragsmäßige Analyse dieser Terme führt auf:

$$g = \frac{\left| \frac{\eta}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \right|}{\left| \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right|} \approx \frac{\eta \omega}{c^2} = \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{\eta}{\omega} = 2\pi \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2 \approx \frac{J_v}{j}, \quad \text{Gl. 117}$$

wobei die Abschätzung in Gleichung 117 sich für die Annahme einer harmonischen Sinusschwingung ergibt. Gleichung 117 hat starke Ähnlichkeit mit Gleichung 108, was so sein muss, da beide Gleichungen im Grunde genommen eine analoge Aussage bezüglich des relativen Anteils der dielektrischen gegenüber der induktiven Leistungseinkopplung machen, d.h. die Gleichungen bewerten die gleiche Eigenschaft.

Die Größe  $R_{mag}$  macht eine Aussage, ob die magnetische Diffusion oder die Wechselwirkung zwischen Plasmaströmungsgeschwindigkeit und Magnetfeld (einschließlich Induktion) dominieren. Dementsprechend können Klassen für  $R_{mag}$  definiert werden:

<sup>19</sup> Für fluktuierende Systeme läuft dies auf die Betrachtung eines Eindringmaßes hinaus. Allerdings sind hier, im Unterschied zu den Plasmasystemen, welche mit ausreichend schnell oszillierenden elektrischen Größen betrieben werden, die erforderlichen Randbedingungen z.B. eine Zeitskala für die Turbulenz zur Ermittlung des Wirkungstiefe meist nur eingeschränkt bekannt.

- $R_{\text{mag}} \rightarrow 0$  ( $\leftrightarrow \eta \rightarrow \infty$  bzw.  $\sigma \rightarrow 0$  S/m): Die Wechselwirkung zwischen Strömung und dem Feld ist gering, d.h. die gegenseitige Beeinflussung von Strömung und Feld ist vernachlässigbar. Somit können beispielsweise im Rahmen von numerischen Simulationen Strömung und Felder bei Plasmasystemen, welche sich in diesem Regime befinden, entkoppelt betrachtet werden. Der Term  $\text{rot}(\vec{v} \times \vec{B})$  ist dann vernachlässigbar. Geht man nun von sinusförmig schwingenden Systemen aus und vernachlässigt man die Verschiebungsstromdichte, so geht Gleichung 110 in die bekannte Telegrafengleichung über.
- $R_{\text{mag}} \gg 1$  und endlich: Feld und Strömung sind stark gekoppelt, d.h. es liegt eine Bindung von Magnetfeld und Plasmaströmung vor. Demnach müssen für derartige  $R_{\text{mag}}$  Berechnungsmodelle verwendet werden, welche eine Kopplung zwischen Magnetfeld und Strömung berücksichtigen.
- $R_{\text{mag}} \rightarrow \infty$  ( $\leftrightarrow \eta \rightarrow 0$  bzw.  $\sigma \rightarrow \infty$  S/m): Feld und Strömung sind aneinander gebunden. Man spricht hier häufig vom so genannten eingefrorenen Magnetfeld, da das Plasma das Feld quasi mit sich führt. Als Beispiel hierfür ist der in Kapitel 7 diskutierte Betriebspunkt des IMAX zu nennen.

Die analoge Betrachtung mit einer Feldgleichung für das elektrische Feld anstelle von Gleichung 109 führt zum gleichen Ergebnis.

Im Anhang B wurde exemplarisch die magnetische Diffusion  $\eta$  von Argon in Abhängigkeit von Druck und Temperatur untersucht. Für Temperaturen im Intervall  $10000 \text{ K} \leq T \leq 80000 \text{ K}$  ergibt sich eine magnetische Diffusion im Intervall  $55 \text{ m}^2/\text{s} \leq \eta \leq 330 \text{ m}^2/\text{s}$ , wobei  $\eta$  monoton mit Temperatur und Druck fällt. Für Gleichung 109 bedeutet dies, dass hier die Terme für die Verschiebungsstromdichten und Laplace H entsprechend abnehmen. Folgerichtig nehmen die dielektrische Einkopplung nach Gleichung 117 und die magnetische Reynoldszahl nach Gleichung 108 entsprechend ab. Im weiteren lässt sich nun für typische für die Raumfahrt und Plasmatechnologie bekannte Plasmasysteme die magnetische Reynoldszahl, deren Bedeutung für das Verständnis sowie die Modellierung dieser Systeme unverzichtbar ist, in einer tabellarischen Übersicht angeben, siehe Tabelle 6.1-1. Die Datenbasen für die Plasmageneratoren RB3 und RD5 resultieren im Wesentlichen aus den experimentellen Untersuchungen in Referenz (35) sowie den in (116) dargestellten Ausführungen. Die in diesem Zusammenhang in Tabelle 6.1-1 gezeigten Resultate leiten sich aus Spannungs-Stromkennlinien der beiden Plasmaquellen ab. Die Werte für die elektrische Leitfähigkeit wurden hierbei nicht, wie häufig üblich, über einen Enthalpieansatz gewonnen, sondern anhand von Abschätzungen der Lichtbogengeometrien über den Zusammenhang

$$U = RI \approx \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}} \frac{l}{A} I \quad \text{Gl. 118}$$

bestimmt (3), (23), (74) (Ohmsches Gesetz). Hierbei flossen die in den o. g. Referenzen dargestellten Spannungs-Strom-Werte in die abschätzige Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit  $\sigma$  mit ein. Die Größe  $l$  ist hierbei die stromführende Länge des zylindrisch angenommenen Lichtbogens,  $A$  hingegen ist die stromführende Fläche, die aus einem abgeschätzten Lichtbogendurchmesser zu errechnen ist. Für RB3 wurden dabei die ungefähre Lichtbogenlänge von 0,04 m und der Lichtbogendurchmesser von 0,01 m den jeweiligen technischen Zeichnungen entnommen, siehe auch Abbildung 14. Zwar liegt in der Entladungskammer immer noch eine signifikante effektive elektrische Leitfähigkeit vor, allerdings sind hier die Strömungsgeschwindigkeiten mit Werten deutlich unterhalb der Schallge-

schwindigkeit verhältnismäßig klein. Die magnetische Reynoldszahl ist in diesem Bereich demnach sehr viel kleiner 1. Im Düsenhals liegt Schallgeschwindigkeit (3-4,5 km/s) vor und die effektive elektrische Leitfähigkeit ist in größenordnungsmäßig kleiner als  $10^3$  S/m. Zusammen mit dem Durchmesser des Düsenhalses von ca. 0,02 m liefert dies eine maximale Größenordnung für  $R_{\text{mag}}$  von  $10^{-1}$ . Expansionsbedingt nimmt die charakteristische Geschwindigkeit  $v$  zwar im divergenten Bereich der Düse zu, allerdings befindet sich dies bereits außerhalb der Lichtbogenzone, so dass von deutlich kleineren elektrischen Leitfähigkeiten eines gering ionisierten Plasmas ausgegangen werden kann.

Analog wurde bei RD5 vorgegangen. Dabei wurde die Lichtbogenlänge mit 0.09 m abgeschätzt, für die Berechnung der stromführenden Lichtbogenfläche wurde der Düsenhalsdurchmesser von 0,025 m herangezogen.

Für die SF-MPD und AF-MPD wurde die magnetische Reynoldszahl über Argon-Gleichgewichtsdaten berechnet. Dabei wurde für das SF-MPD ein Druckniveau von 1 hPa zugrundegelegt, beim AF-MPD hingegen, wurden Daten für 0,1 hPa verwendet. In beiden Fällen wurden die Daten für den Temperaturbereich im Intervall  $10 \text{ kK} \leq T \leq 20 \text{ kK}$  herangezogen.

Für das iMPD ADD-SIMPLEX liegen Stromoszillationen mit Frequenzen von ungefähr  $10^5$  Hz vor (92), was zu einer entsprechenden Wellenlänge ( $c = \lambda \cdot f \rightarrow \lambda$ ) von 3 km führt. Zusammen mit der Systemgeometrie von maximal 8.7 cm, siehe auch Kapitel 4.2.2.3, führt dies auf eine Größenordnung von maximal  $10^{-8}$  für den Parameter  $g$ . Verschiebungsstromdichten sind daher vernachlässigbar, wobei das einfache Modell die in (92) durchgeführten Frequenzganganalysen bestätigt. Mit Gleichung 106 lässt sich eine Größenordnungsinformation für die magnetische Reynoldszahl  $R_{\text{mag}}$  ermitteln: Die typischen (effektiven) Entladungsspannungen liegen in der Größenordnung 1 kV, wohingegen die (effektiven) Stromstärken in der Größenordnung von 10 kA liegen. Mit den in Kapitel 4.2.2.3 angegebenen Geometrien für Elektrodenabstand (3.8 cm), Elektrodenbreite (2.5 cm) und Elektrodenlänge (8.7 cm) folgt eine magnetische Reynoldszahl in der Größenordnung von ungefähr 3. Dabei wurde eine Plasmaschichtdicke von 4 bis 5 mm angenommen, was eher konservativ ist. So wird in (92) eine Schichtdicke von beispielsweise 3 mm diskutiert, was  $R_{\text{mag}}$  noch weiter vergrößern würde ( $\rightarrow R_{\text{mag}} \approx 5$ ). Für die Plasmageschwindigkeit wurde dabei der Wert 10 km/s als Größenordnungswert eingesetzt. Für  $\sigma_{\text{eff}}$  ergeben sich dabei Werte von ca. 4800 S/m (Plasmaschichtdicke  $\delta_p$  3 mm) bzw. von ca. 2900 S/m bei einer angenommenen Plasmaschichtdicke  $\delta_p$  von 5 mm. Damit wird deutlich, dass Verschiebungsströme beispielsweise im Rahmen der Modellierung vernachlässigt werden dürfen, die magnetische Reynoldszahl hingegen zeigt eine deutliche Kopplung von Magnetfeld und Strömung, was in zukünftigen Modellierungen und folgenden Simulationen zu berücksichtigen ist.

Beim iMPD IMAX ergeben sich nach den Gleichungen 96 bzw. 97 unter Verwendung der in Kapitel 4.2.1 dargestellten Bedingung sehr hohe magnetische Reynoldszahlen von ungefähr  $10^3$  bis  $10^5$ . Diese Werte ergeben sich aus den in Referenz (95) errechneten Geschwindigkeitswerten, die größer als die Geschwindigkeiten vergleichbarer Anlagen sind. Dies resultiert aus dem Betrieb bei deutlich geringerem Hintergrundsdruck ( $10^{-3}$  hPa). Die Analyse der magnetischen Reynoldszahl wird durch die Angaben in Referenz (103) unterstützt, wo von  $R_{\text{mag}} > 15$  für typische Plasmafokusanlagen ausgegangen wird.

Für die induktive Plasmaquelle wurden in (37) entsprechende algebraische Berechnungen angestellt. Diese führten auf die in Tabelle 6.1-1 angegebenen Werte zwischen 1 und 5 für die magnetische Reynoldszahl.

Für relevante Plasmasysteme auf dem Gebiet der Magnetohydrodynamik ergeben sich aus deren Funktion und häufig auch Anwendung Spezialfälle für die magnetische Reynoldszahl. So lässt sich  $v$  bei Plasmaantriebssystemen häufig über die effektive Austrittsgeschwindigkeit abschätzig angeben, so dass Gleichung 110 die spezielle Form  $R_{\text{mag}} = \mu_0 \cdot \sigma \cdot c_e \cdot L = c_e \cdot L / \eta$  annimmt:

$$R_{\text{mag}} \approx \frac{F L}{\dot{m} \eta}. \quad \text{Gl. 119}$$

Dabei sind  $F$  der Schub und  $\dot{m}$  der Treibstoffmassenstrom des Triebwerks,  $c_e$  ist die effektive Austrittsgeschwindigkeit. In der Literatur sind nun für viele Triebwerkssysteme algebraische Zusammenhänge für den Schub und für die effektive Austrittsgeschwindigkeit erarbeitet worden, welche in die in Tabelle 6.1-1 gezeigten Analysen einfließen (117). Im Wesentlichen führen die Designkriterien, wie sie bei Eigenfeld- und Fremdfeld-MPD Triebwerken von Bedeutung sind, zu hohem Schub bei kleinem Treibstoffmassenstrom und verhältnismäßig kleiner magnetischer Diffusion, da bei MPD aufgrund der Funktionsweise eine vollständige Ionisation der ersten Ionisationsstufe angestrebt wird. Damit resultieren für die magnetische Reynoldszahl bei diesen Systemen verhältnismäßig große Werte.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass für die hier betrachteten Plasmasysteme, mit Ausnahme von RB3, von einer Kopplung zwischen Strömung und Magnetfeld gerade auch für die Modellierung ausgegangen werden muss. Besonders stark ist diese Kopplung bei IMAX, was aus den sehr hohen elektrischen Leitfähigkeiten und Geschwindigkeiten resultiert. Die Verschiebungsstromdichte kann bei allen Systemen vernachlässigt werden. Lediglich bei Mikrowellenplasmen ist die Verschiebungsstromdichte zu berücksichtigen, siehe auch Abbildung 30.



**Tabelle 6.1-1: Übersicht magnetischer Reynoldszahlen  $R_{\text{mag}}$  und Parameter  $g$**

Plasmaquelle	$R_{\text{mag}}$ (Gl. 110)	$g$ (Gl. 117)	Bemerkungen / weitere Datenbasis
RB3 (TLT)	Maximale Größenordnung $10^{-1}$ (Entladungskammer, Basis: Information in Kapitel 4.2.1)	nicht anwendbar	Experimentelle Aerothermodynamik, Betrieb mit $N_2/O_2$ , siehe Kapitel 4.2.1 und (35)
RD5 (SF-MPD)	$\sim 0,7 \dots 2,3$ im Düsenhalsbereich <sup>20</sup> (Entladungszone) $\sim 2 \dots 7$ im Expansionsbereich der Düse	nicht anwendbar	Experimentelle Aerothermodynamik, Betrieb mit $N_2/O_2/Ar$ (35), (116)
SF-MPD	5,5-8,9	nicht anwendbar	Elektrischer Raumfahrtantrieb. Betrieb mit Argon (aus Gleichgewichtsbasierten Daten für $\sigma$ , $p = 1 \text{ hPa}$ , $10 \text{ kK} \leq T \leq 20 \text{ kK}$ )
AF-MPD	6-10	nicht anwendbar	Elektrischer Raumfahrtantrieb. Betrieb mit Argon (aus Gleichgewichtsbasierten Leitfähigkeitsdaten, $p = 0,1 \text{ hPa}$ , $10 \text{ kK} \leq T \leq 20 \text{ kK}$ )
iMPD (ADD SIMP-LEX)	ca. 3 ( $\delta_p = 5 \text{ mm}$ ) ca. 5 ( $\delta_p = 3 \text{ mm}$ ) ( $\sigma_{\text{eff}} = 2900 \text{ S/m}$ mit $\delta_p = 5 \text{ mm}$ und $\sigma_{\text{eff}} = 4800 \text{ S/m}$ mit $\delta_p = 3 \text{ mm}$ )	$10^{-9} - 10^{-8}$	$j_v/j \approx 10^{-14} - 10^{-15}$ aus den Frequenzganganalysen in (92)
iMPD IMAX	$10^3 - 10^5$ ( $\sigma = 10^5 \text{ S/m}$ , $v = 100 \text{ km/s}$ für $10^3$ und $\sigma = 10^6 \text{ S/m}$ , $v = 1000 \text{ km/s}$ für $10^5$ )	$10^{-9} - 10^{-8}$	$R_{\text{mag}} > 15$ (103), Daten aus (25), (95), ebenfalls bestätigt durch (103)
IPG	1-2.5 (Bereich der Generatoraustrittsebene)	$1.7 \cdot 10^{-7} - 1.6 \cdot 10^{-6}$ für $0.5 \leq f \leq 1.5$ (Frequenzen des PWK3 in MHz)	Experimentelle Aerothermodynamik, hier für Betrieb mit Sauerstoff

<sup>20</sup> Dies deckt sich mit den Überlegungen von Auweter-Kurtz, siehe Referenz (74).

### 6.2.3 Magnetische Interaktionszahl, Stuartzahl

Für die Definition der Stuartzahl  $St$  wird eine Plasmaströmung betrachtet, wobei vereinfachend der Einfluss eines starken Magnetfeldes auf die elektrische Leitfähigkeit nicht berücksichtigt wird. Zusätzlich werden alle Kräfte (die Kraft infolge des Druckgradienten, Reibungskraft) außer der Lorentzkraft außer Acht gelassen, weil sie keinen Einfluss auf die Stuartzahl haben. Die Strömung wird im kartesischen Koordinatensystem beschrieben. Die Ausrichtung des Koordinatensystems ist dabei nicht wichtig. Außerdem ist es ausreichend, für die hier durchgeführte Plausibilitätsbetrachtung eine Komponente des Impulssatzes zu betrachten.

Die Impulsänderung ist gleich der Summe angreifender Kräfte (118). Für die  $z$ -Komponente erhält man bei Vernachlässigung der Reibung und unter der Annahme, dass die Lorentzkraftdichte ausschließlich in die Beschleunigung des Plasmas eingeht, in diesem Fall

$$\rho \left( \frac{\partial w}{\partial t} + \mathbf{u} \frac{\partial w}{\partial x} + \mathbf{v} \frac{\partial w}{\partial y} + \mathbf{w} \frac{\partial w}{\partial z} \right) = (\vec{j} \times \vec{B})_z. \quad \text{Gl. 120}$$

Dabei ist die eben genannte Annahme gleichbedeutend mit der Vernachlässigung des Druckgradienten in der Impulsgleichung. Gedanklich ergibt sich dies beispielsweise bei der Erwägung kleiner Skalen, da dann  $\nabla p$  gegen 0 geht bzw. das betrachtete Plasmasystem groß gegenüber der Zone, die mit der im Weiteren hergeleiteten Stuartzahl  $St$  betrachtet wird, ist. Führt man das Vektorprodukt auf der rechten Seite von Gleichung 120 aus und normiert man die Komponenten des Magnetfeldes mit dem Betrag des Gesamtmagnetfeldes  $B_0$ , die Geometrien mit einer charakteristische Länge  $L$ , die Geschwindigkeitskomponenten mit der Anströmgeschwindigkeit  $v_{\text{inf}}$ , die Zeit  $t$  mit  $(L/v_{\infty})$  sowie die Dichte mit  $\rho_{\infty}$  so wird Gleichung 120 dimensionslos. Man erhält die Form:

$$\rho^* \rho_{\infty} \frac{v_{\infty}^2}{L} \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial t} \right)^* + \mathbf{u}^* \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^* + \mathbf{v}^* \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^* + \mathbf{w}^* \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^* \right] = \sigma v_{\infty} B_0^2 \left( \mathbf{v}^* B_y^* B_z^* - \mathbf{w}^* \left( (B_x^*)^2 + (B_y^*)^2 \right) + \mathbf{u}^* B_x^* B_z^* \right). \quad \text{Gl. 121}$$

für die  $z$ -Komponente.

Das Kennzeichen  $*$  soll auf die dimensionslose Form der Größen hinweisen. Dabei sind  $L$  und  $B_0$  konstante Werte, die einen gegebenen Fall (z.B. ein Experiment oder ein Zeitpunkt  $t$ ) charakterisieren. Die Dichte  $\rho_{\infty}$  und die Geschwindigkeit  $v_{\infty}$  bezeichnen die Zuströmwerte im (noch) ungestörten Bereich einer Strömung.

Durch Multiplikation mit  $L/(\rho_{\infty} \cdot v_{\infty}^2)$  folgt daraus die dimensionslose Gleichung

$$\rho^* \left[ \left( \frac{\partial w}{\partial t} \right)^* + \mathbf{u}^* \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)^* + \mathbf{v}^* \left( \frac{\partial w}{\partial y} \right)^* + \mathbf{w}^* \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^* \right] = \frac{\sigma B_0^2 L}{\rho_{\infty} v_{\infty}} \left( \mathbf{v}^* B_z^* B_y^* - \mathbf{w}^* \left[ (B_y^*)^2 + (B_x^*)^2 \right] + \mathbf{u}^* B_x^* B_z^* \right). \quad \text{Gl. 122}$$

Der Vorfaktor der rechten Seite von Gleichung 122

$$St = \frac{f_L}{f_{kin}} = \frac{\sigma v_{\infty} B_0^2}{\rho_{\infty} v_{\infty}^2 L^{-1}} = \frac{\sigma B_0^2 L}{\rho_{\infty} v_{\infty}} = \frac{j B_0 L}{\rho_{\infty} v_{\infty}} \quad \text{Gl. 123}$$

ist dimensionslos und wird als Stuartzahl oder magnetische Interaktionszahl bezeichnet. Bei der Größe  $f_L$  handelt es sich um eine Lorentzkraftdichte, wohingegen  $f_{kin}$  eine gaskinetische Kraftdichte

ist. Dabei ist  $\sigma$  die elektrische Leitfähigkeit des Plasmas,  $v$  die Plasmageschwindigkeit,  $B$  die magnetische Feldstärke,  $\rho$  die Plasmadichte und  $L$  ist die charakteristische Länge, welche sich meist aus einem angemessenen Geometrieparameter des Plasmasystems ableitet. Die äquivalenten Umformungen in Gleichung 123 sind hilfreich für das Verständnis. So stellt die letzte Form der Gleichung ein Verhältnis von volumenspezifischen Kraftdichten dar, was bedeutet, dass es sich bei  $j \cdot B$  um die volumenbezogene Lorentzkraftdichte handelt, wohingegen der Term  $\rho \cdot v^2/L$  eine gaskinetische Kraftdichte repräsentiert. Letzteres könnte wiederum auch als Totaldruck  $p_{\text{tot}}$  bezogen auf eine charakteristische Länge  $L$  aufgefasst werden. Es ist zu beachten, dass in verschiedenen Literaturen unterschiedliche Symbole für die Stuartzahl verwendet werden. In unseren Fall wurde die Abkürzung  $St$  ausgewählt (119). Weitere in der Literatur verwendete Bezeichnungen sind  $S$  (120), (121), (122),  $Q$  (123) oder  $N$  (124). Zur Analyse der magnetischen Beeinflussung sind folgende Bereiche zu unterscheiden:

- Ist die  $St$ -Zahl sehr klein ( $St \ll 1$ ), so ist der Term der Lorentzkraft(dichte) gegenüber der kinetischen Kraftdichte sehr klein. Diese Kraft hat in diesem Fall einen kleinen Einfluss auf die Strömung und kann gegenüber anderen Kräften vernachlässigt werden.
- Für alle anderen Fälle muss der Einfluss der Lorentzkraft berücksichtigt werden.

## 6.2.4 Pinch-Effekt

Der Pinch-Effekt beruht auf dem Auftreten einer toroidalen (axiales Magnetfeld, azimuthaler Strom), genannt Theta-Pinch, poloidalen (axialer Strom, azimuthales Magnetfeld), z-Pinch genannt, oder einer gemischten Konfiguration, die als Screw-Pinch bezeichnet wird.

Die Bezeichnung der einzelnen Pinch-Typen richtet sich nach der Orientierung des Plasmastromes, d.h. Theta-Pinch bei azimuthalem Strom, z-Pinch bei axialem Strom und Screw - Pinch bei der Überlagerung beider Arten. Obwohl ein magnetohydrodynamisches Problem vorliegt, wird hier der Einfachheit halber das Plasma als ruhend betrachtet und der Pinch-Effekt magnetohydrostatisch beschrieben.

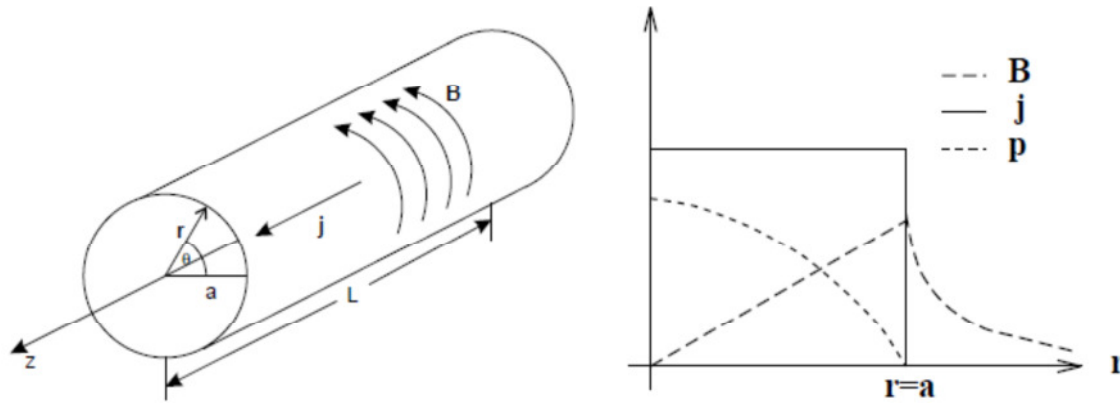
Im Wesentlichen handelt es sich beim Pinch-Effekt um die Erzeugung magnetischen Drucks bzw. einer Lorentzkraftdichte, welche das Plasma beeinflussen, wenn der lokale magnetische Druck bzw. die Lorentzkraftdichte größer als der lokale interne Plasmadruck bzw. eine relevante gaskinetische Kraft ist.

Die Stuartzahl geht mit ihrer Formulierung, ganz im Unterschied zum Plasmabeta, über  $v$  ungleich 0 eigentlich über die Situation statischer Gleichgewichte hinaus, was bedeutet, dass sie für die Situation statischer Pinchkonfigurationen streng genommen ungeeignet ist. Daher sind für den statischen Z-Pinch und den Theta-Pinch phänomenologische Ansätze erforderlich. Allerdings sei an dieser Stelle angemerkt, dass bei den MPD Plasmageneratoren beispielsweise dynamische Pinch-Konfigurationen vorliegen.

### 6.2.4.1 Z-Pinch als einfaches MHD Gleichgewicht

Für die verschiedenen hier betrachteten Systeme liegen, ähnlich wie bei der magnetischen Reynoldszahl, spezielle Formen von Gleichung 124 vor. Für den einfachen Fall des zylindrischen Lichtbogens beispielsweise liegt die Situation des so genannten z-Pinches vor, siehe Abbildung 31. Dabei umgibt sich der Lichtbogen, welcher einen axialen Strom führt, mit einem poloidalen Magnetfeld. Die Größe

a entspricht dabei in Referenz (42) dem Radius des Lichtbogens. In den folgenden Analysen wird allerdings R für den Radius des Lichtbogens verwendet.



**Abbildung 31: Schematische Darstellung des z-Pinches und charakteristische Profile für B, j und p gemäß Zohm (42)**

Hier kommt es zur Rückwirkung des aufgrund der linearen Stromdichte im Plasmazylinder selbst-induzierten Magnetfeldes auf die Lichtbogensäule. Ausgehend von

$$\nabla p = \vec{j} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \times \vec{H}, \quad \text{Gl. 124}$$

was sich bei stationären Verhältnissen und  $v = 0$  (ein so genanntes statisches Gleichgewicht<sup>21</sup>) als Zusammenhang aus der Impulsgleichung (Gleichung 107) ergibt, lässt sich mit Hilfe der 2. Maxwellgleichung (Gleichung 96) unter Vernachlässigung von  $\vec{D}$  folgender Zusammenhang angeben:

$$\nabla p = \mu_0 \text{rot}(\vec{H}) \times \vec{H}. \quad \text{Gl. 125}$$

Damit resultiert für eine eindimensionale Betrachtung in zylindrischen Koordinaten der folgende Zusammenhang:

$$\frac{dp}{dr} = -j_z B_\theta, \quad \text{Gl. 126}$$

Für den z-Pinch folgt dann aus dem Ampèreschen Gesetz in zylindrischen Koordinaten:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0 r} \frac{d}{dr} (r B_\theta) = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{B_\theta}{r} + \frac{dB_\theta}{dr} \right) = -\frac{1}{B_\theta} \frac{dp}{dr}. \quad \text{Gl. 127}$$

Ersetzt man  $B_\theta$  konsequent mit Gleichung 126, so folgt eine Differentialgleichung für  $p(r)$  in Abhängigkeit von  $j_z$ :

$$r j_z \frac{d^2 p}{dr^2} + \left( j_z - r \frac{dj_z}{dr} \right) \frac{dp}{dr} + \mu_0 r j_z^3 = 0. \quad \text{Gl. 128}$$

Gleichung 128 ist im Rahmen der getroffenen Annahmen für beliebige Stromdichteprofile gültig und kann gelöst werden, wenn man ein Profil für die Stromdichte  $j_z$  spezifiziert. Fordert man für  $j_z$  einen konstanten Verlauf über  $r$ , so vereinfacht sich Gleichung 128 zu:

$$r \frac{d^2 p}{dr^2} + \frac{dp}{dr} + \mu_0 r j_z^2 = 0. \quad \text{Gl. 129}$$

Diese Differentialgleichung lässt sich mit dem Ansatz  $p(r) = a \cdot r^2 + b$  lösen und Einsetzen in Gleichung 129 liefert  $a = -(\mu_0 \cdot j_z^2)/4$ . Am Rand des Lichtbogens ( $r = r_{\max} = R$ ) folgt  $p = 0$  Pa. Daraus folgt

<sup>21</sup> Die algebraische Lösung des Problems unter Berücksichtigung sowohl des Druckterms als auch der v-abhängigen Terme in der Impulsgleichung ist jedoch nicht möglich.

$b = (\mu_0 \cdot j_z^2 \cdot R^2)/4$ . Formuliert man für diesen speziellen Fall  $j_z$  über den Integralen Bogenstrom  $I$  mit  $I = j_z \cdot \pi \cdot R^2$ , so ergibt sich für  $p(r)$ :

$$p(r) = \mu_0 \left( \frac{I}{2\pi R} \right)^2 \left( 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right). \quad \text{Gl. 130}$$

Einsetzen von  $p(r)$  in Gleichung 127 führt auf:

$$B_\theta^2 + r B_\theta \frac{dB_\theta}{dr} - \frac{\mu_0^2 I^2}{2\pi^2 R^4} r^2 = 0. \quad \text{Gl. 131}$$

Ein Vergleich der Koeffizienten führt auf:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R^2} r. \quad \text{Gl. 132}$$

Dabei ist zu berücksichtigen, dass  $p(r)$  nach Gleichung 130 nur sinnvoll für  $r < R$  gelten kann, wohingegen der magnetische Druckanteil außerhalb des Lichtbogens 0 Pa sein muss. Dies führt für dieses Intervall auf eine gesonderte Lösung mit  $b = -1$  da die Differentialgleichung mit  $dp/dr = 0$  und dem Ansatz  $p(r) = a \cdot r^b$  nach Einsetzen in Gleichung 127 auf  $a \cdot (1+b) = 0$  führt. Für  $r = R$  muss sich die Lösung mit Gleichung 132 ergänzen (gleicher Druckwert). Dies führt auf  $p(r) = \mu_0 \cdot I / (2 \cdot \pi \cdot R) = a/R$ . Damit folgt für  $B_\theta(r)$  für  $r > R$ :

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}. \quad \text{Gl. 133}$$

Unter der Annahme einer über dem Radius der Plasmasäule konstanten Stromdichte lässt sich die magnetische Flussdichte für diesen Fall, wie auch in (23) gezeigt, relativ einfach auf Basis des Gesetzes von Ampère mit  $B_\theta = 1/2 \cdot \mu_0 \cdot j_z \cdot r$  (siehe auch Gleichung 132) abschätzig angeben. Die Lorentzkraftdichte wird dann zu  $1/2 \cdot \mu_0 \cdot j_z^2 \cdot r$  bzw. zu  $\mu_0 \cdot I_z^2 / (2 \cdot \pi^2 \cdot r)$ . Eine Stuartzahl für den z-Pinch kann dann mit

$$St \approx \frac{\mu_0 I_z^2}{2\pi^2 p}, \quad \text{Gl. 134}$$

angegeben werden, wenn man die Kraftdichte ingenieurmäßig durch  $p/r$ , d.h. den Quotienten aus Druck und der charakteristischen Geometrie  $r$  beschreibt. Dabei sollte man trotz der Voraussetzungen für diese Betrachtungen realisieren, dass  $\rho \cdot v^2$  mit einfachen thermodynamischen Gleichungen über  $\kappa \cdot p$  beschrieben werden könnte, was bewirkt, dass in diesem Fall zusätzlich  $\kappa$  im Nenner von Gleichung 134 berücksichtigt werden sollte. Für Stuartzahlen von 1, d.h. bei einem Gleichgewicht zwischen magnetisch- und druckbedingter Kraft, folgt ein Zusammenhang für den Druck  $p$ , der große Ähnlichkeit mit dem so genannten Bennett-Kriterium hat. Es ist zu beachten, dass diese Stuartzahl an dieser Stelle eher phänomenologisch aufzufassen ist, da sie ihrer Natur nach über statische Gleichgewichte ( $v = 0$  m/s) hinausgeht.

#### 6.2.4.2 Theta-Pinch

Beim Theta-Pinch erzeugt ein externes  $B_z$ -Feld einen starken diamagnetischen Strom  $j_\theta$ . Aus der üblichen Bezeichnung der azimuthalen Zylinderkoordinate mit „ $\theta$ “ folgt die Namensgebung für den hier diskutierten Pinch. Der Theta-Pinch tritt hauptsächlich bei der Plasmagenerierung beim IPG und bei den MPG in Erscheinung und ist im Wesentlichen in den entsprechenden Abbildungen 15 und 16 (SF-MPD), 17 und 18 (AF-MPD) sowie 24 und 25 (IPG) schematisch beschrieben.

Für die Herleitung der eindimensionalen Gleichungen werden drei Gleichungen für die Bestimmung der drei unbekanntem  $p$ ,  $j_\theta$  und  $B_z$  benötigt: Impulssatz, Durchflutungsgesetz und die 3. Maxwellsche Gleichung über die Nichtexistenz magnetischer Monopole. Diese ist zwangsläufig trivial erfüllt und liefert keine weitere Information:  $\partial B_z / \partial z = 0$ . Aus dem Durchflutungsgesetz (3.1-1) folgt mit Vernachlässigung der Verschiebungsstromdichte  $D$ :

$$\mathbf{j}_\theta = -\frac{1}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr}. \quad \text{Gl. 135}$$

Im Weiteren wird der Zusammenhang für den Impuls, Gleichung 107, herangezogen. Allerdings auch hier mit den stark vereinfachenden Annahmen von Stationarität, statischem Gleichgewicht und reibungsfreier Strömung. Gleichung 107 wird damit zu  $\nabla p = \vec{j} \times \vec{B}$  bzw.

$$\frac{dp}{dr} = j_\theta B_z. \quad \text{Gl. 136}$$

Setzt man Gleichung 135 in die Gleichung 136 ein, so ergibt sich

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{dB_z}{dr} B_z. \quad \text{Gl. 137}$$

woraus folgt:

$$\frac{d}{dr} \left( p + \frac{B_z^2(r)}{2\mu_0} \right) = 0. \quad \text{Gl. 138}$$

Diese Gleichung beschreibt ein radiales Druckgleichgewicht. Integriert man Gleichung 138, so ergibt sich:

$$p(r) + \frac{B_z^2(r)}{2\mu_0} = \frac{B_0^2}{2\mu_0}. \quad \text{Gl. 139}$$

Dabei beschreibt  $B_0$  die magnetische Flussdichte des extern anliegenden Magnetfeldes.

Die hier ermittelte Lösung nach Gleichung 139 besagt, dass auf jeder radialen Position die Summe aus gaskinetischem Plasmadruck und magnetischem Druck konstant und gleich dem aus dem extern angelegten Magnetfeld resultierenden magnetischen Druck ist. Aus der Bestimmung der Funktion  $p(r)$  oder  $B_z(r)$  für den jeweiligen Anwendungsfall resultiert automatisch die verbleibende Funktion. Gleichzeitig ist der magnetische Druck am Rand maximal, denn dort wird der gaskinetische Plasmadruck zu Null.

Aus Gleichung 139 folgt weiterhin die Existenz eines Gleichgewichtsdurchmessers, bei dem die Gleichung ihre Gültigkeit besitzt. Das damit verbundene radiale Druckgleichgewicht wird aber in der Regel nicht erreicht, da das eingeschnürte Plasma aufgrund seiner Trägheit den Gleichgewichtsdurchmesser unterschreitet und anfängt zu oszillieren, wenn es sich selbst über lassen wird (125), (126). Für diese radiale magnetohydrodynamische Oszillation haben Niblett und Green (127) die Oszillationsfrequenz unter der vereinfachten Annahme berechnet, dass das Plasma durch einen dünnwandigen, ideal leitfähigen und unendlich langen Hohlzylinder beschrieben werden kann. Dieser ist von einem Magnetfeld  $B_0$  umschlossen und enthält in seinem Inneren das Magnetfeld  $B_z$ . Daraus folgt die Bewegungsgleichung für das Plasma:

$$\frac{d}{dt} \left( N_L m_i \frac{dr}{dt} \right) = \frac{\pi r}{\mu_0} (B_0^2 - B_z^2). \quad \text{Gl. 140}$$

Dabei gibt  $N_L$  die Liniendichte der Ionen wieder, welche die über einen Weg integrierte Teilchendichte mit der Dimension  $m^{-2}$  ist. Die Größen  $m_i$  und  $r$  beschreiben Ionenmasse und Zylinderradius. Aus Gleichung 140 erhält man eine Schwingungsdauer:

$$\tau = \sqrt{\frac{\pi\mu_0 N_L m_i}{B_0^2}}. \quad \text{Gl. 141}$$

Ähnlich wie beim z-Pinch lässt sich nun eine analoge Betrachtung für  $p(r)$  und  $j_\theta(r)$  durchführen. Dabei führen die Gleichungen 136 und 137 auf:

$$j_\theta = -\frac{1}{\mu_0} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{j_\theta} \frac{dp}{dr} \right) = \frac{dp dj_\theta}{dr dr} - \frac{d^2 p}{dr^2} \frac{j_\theta}{j_\theta^2}. \quad \text{Gl. 142}$$

Für einige Spezialfälle, wie beispielsweise den induktiv beheizten Plasmageneratoren, lassen sich algebraische Lösungen für  $j_\theta(r)$  unter vereinfachenden Annahmen berechnen, siehe (3). So ist  $j_\theta$  für sehr starke Dämpfungen näherungsweise konstant,  $j_\theta = I_{p1}/(l \cdot \delta)$ , bzw. für kleine Eindringtiefen  $\delta$  gegenüber dem Durchmesser des Plasmagenerators exponentiell verlaufend. Dabei ist  $I_{p1}$  der Plasmastrom in der Dimension Ampère. Für beliebige  $j_\theta$  liefert Gleichung 142 eine zur Differentialgleichung 128 analoge Gleichung:

$$\frac{d^2 p}{dr^2} j_\theta - \frac{dp}{dr} \frac{dj_\theta}{dr} + \mu_0 j_\theta^3 = 0. \quad \text{Gl. 143}$$

Für das o. g. Beispiel mit konstanter Stromdichte wird der mittlere Term der Gleichung 143 null und das resultierende Druckprofil erhält einen quadratischen Verlauf, da aus Gleichung 143

$$\frac{d^2 p}{dr^2} = -\mu_0 j_\theta^2 \quad \text{Gl. 144}$$

resultiert. Damit kann über vorgegebene Profile der Stromdichte auch hier ein Profil für den Druck  $p$  errechnet werden.

Eine zum Kapitel 6.2.4.1 analoge Vorgehensweise im Hinblick auf die Stuartzahl ist nun auch für den Theta-Pinch möglich.

In diesem Fall ist die Plasmastromdichte umfangsgerichtet, beispielsweise in einem zylindrischen Plasmakontainer und interagiert mit einem axial gerichteten Magnetfeld und bewirkt eine radial zum Zentrum des Plasmakontainers gerichtete Lorentzkraftdichte. Ein Beispiel hierfür sind induktiv beheizte Plasmasysteme hoher Leistung, bei denen durch Umsetzung geschickter Designkriterien eine Plasmastabilisierung aufgrund des Thetapinches erzielt werden kann (104).

$$St = \frac{dp}{dr} \frac{L}{p} = \frac{j_\theta B_z L}{p}. \quad \text{Gl. 145}$$

Bei der doch ähnlichen Vorgehensweise ist allerdings zu beachten, dass bei den üblichen Thetapinchsystemen die Stromdichte üblicherweise (s.o.) eine Funktion des Ortes (mindestens der radialen Position) ist, so dass hier die Berechnung einer mantelflächenbezogenen Kraft aus der volumenbezogenen Lorentzkraftdichte über eine entsprechende Integration sinnvoll ist. Die mantelflächenbezogene Kraft sollte allerdings dem magnetischen Druck am Rand des Zylinders entsprechen, so dass dieser Ansatz demnach über die Definition der Stuartzahl gemäß Gleichung 145 hinausgeht. Tatsächlich läge dann ein Druckverhältnis vor, welches dem Kehrwert des so genannten Plasmabeta ( $\beta$ ) entspricht. Gemäß seiner Definition ist  $\beta$  das Verhältnis des (gas)dynamischen Drucks  $\rho \cdot v^2/2$  zum magnetischen Druck  $B^2/(2 \cdot \mu_0)$ , ein Parameter, dessen Kehrwert  $1/\beta$  man als quasi synonyme Größe

zur Stuartzahl auffassen kann. Allerdings sei auch ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die Stuartzahl üblicherweise als beschreibende Größe ihrer Natur nach über statische Gleichgewichte ( $v = 0$ ) hinausgeht und hier demnach für die hier diskutierte Situation als phänomenologisch aufgestellte Größe zu betrachten ist.

## 6.2.5 Weitere Spezialfälle der Stuartzahl

Im Weiteren werden vereinfachte Ansätze zur Berechnung der Stuartzahlen für die MHD Plasmasysteme entwickelt und bewertet.

### 6.2.5.1 Vollständig ionisierte Plasmen und MPD Plasmen

Analog zu Kapitel 6.1.4, in welchem auch Spezialfälle der magnetischen Reynoldszahl diskutiert wurden, lassen sich nun auch Spezialfälle für die magnetische Interaktionszahl diskutieren. Für den Fall vollständig ionisierter Plasmen ergibt sich mit Gleichung 75:

$$St = \frac{7.679 \cdot 10^{-3} \left(1 - \frac{0.424}{\sqrt{Z}}\right) T^{1.5} B_0^2 L}{\rho_\infty v_\infty Z \Lambda} \approx \frac{7.679 \cdot 10^{-3} \left(1 - \frac{0.424}{\sqrt{Z}}\right) T^{1.5} B_0^2 L \Lambda}{\dot{m} \Lambda}, \quad \text{Gl. 146}$$

wenn man von einer konstanten Massenstromdichte  $\rho_\infty \cdot v_\infty$  ausgeht. Für den Spezialfall von MPD-Plasmen soll vollständige einfache Ionisation ( $\rightarrow Z = 1$ ) vorliegen. Damit folgt

$$St = \frac{4.4231 \cdot 10^{-3} T^{1.5} B_0^2 L}{\rho_\infty v_\infty \Lambda} \approx \frac{4.4231 \cdot 10^{-3} T^{1.5} B_0^2 L \Lambda}{\dot{m} \Lambda} \quad \text{Gl. 147}$$

als Zusammenhang für die Stuartzahl. In der Entladungzone stationärer Eigenfeld-MPD-Plasmaquellen ist die Machzahl etwa 1, so dass für diesen Fall  $v$  mit der Schallgeschwindigkeit beschrieben werden kann<sup>22</sup>:

$$St = \frac{4.4231 \cdot 10^{-3} \sqrt{RL} T^{2.5} B_0^2}{\sqrt{\gamma} p_\infty \Lambda}. \quad \text{Gl. 148}$$

Dabei ist  $\gamma$  das Verhältnis der spezifischen Wärmen. Üblicherweise lässt sich bei Konstellationen mit homonuklearen zweiatomigen Molekülen (z.B.  $H_2$ ,  $O_2$  oder  $N_2$ ) die Gaskonstante  $R$  über das Vierfache des Verhältnisses der universellen Gaskonstanten zur Atommasse beschreiben, da die mittlere Teilchenmasse aufgrund der vernachlässigbaren Masse der Elektronen noch einmal halbiert wird. Damit wird aber auch deutlich, dass bei SF-MPD, welche mit Wasserstoff betrieben werden,  $St$  eher größer ausfällt als bei den für aerothermische Untersuchungen zum Eintritt eingesetzten SF-MPD wie beispielsweise RD5.

Unabhängig davon liegen für die in Kapitel 3 diskutierten magnetoplasmadynamischen Triebwerke Zusammenhänge für die integralen Lorentzkräfte vor, so dass es hier sinnvoll ist für die Berechnung der Stuartzahl unmittelbar die magnetischen und gasdynamischen Schubanteile heranzuziehen, was bedeutet, dass die Stuartzahl über die volumenintegrierten Schubkräfte formulierbar ist. Die Stuartzahl wird damit als charakteristische Größe bestimmter, da die verhältnismäßig willkürliche Wahl der charakteristischen Länge  $L$ , wie sie in Gleichung 123 erfolgt, aufgrund der Integration des

<sup>22</sup> Ein Hinweis: Die meisten der aerothermischen Untersuchungen, bei denen die MPD Generatoren RD5 bzw. RD7 eingesetzt werden, liefern ohnehin Strömungsgeschwindigkeiten und Temperaturen, für welche die resultierenden Machzahlen in der Nähe von 1 liegen. Eine Ausnahme bilden Grundlagenuntersuchungen mit reinem Argon und einige wenige Bedingungen mit Luft.



Volumens entfällt bzw. in Form von genau definierten geometrischen Größen in den relevanten Gleichungen auftaucht. Man erhält damit:

$$St = \frac{F_{SF} + F_{AF}}{\frac{\rho}{2} v^2 A}. \quad \text{Gl. 149}$$

Für  $F_{SF}$  und  $F_{AF}$  sind Zusammenhänge in der Literatur bekannt (74), (91).

### 6.3 Bemerkungen zur Elektrodynamik und zur elektrohydrodynamischen Einflusszahl

Elektrische Felder führen zunächst einmal zur Beschleunigung der geladenen Teilchen, die dann wiederum durch Stöße interagieren. Im Wesentlichen bedeutet dies dann das Auftreten elektrischer Stromdichten, siehe auch die Gleichungen 94 und 96. Die Stromdichten induzieren dann aufgrund der Maxwell'schen Gleichungen ein Magnetfeld, so dass die Elektrodynamik mit der Magneto-hydrodynamik eigentlich immer interagiert. Die im Folgenden durchgeführten Betrachtungen gehen davon aus, dass die auftretenden Stromdichten so gering sind, dass die damit einhergehenden magnetischen Felder vernachlässigbar sind. Die Strömungsbeeinflussung mit so genannten EHD-Aktuatoren (EHD = Elektrodynamik) wird seit den 1980er Jahren untersucht (128) und es wurden auch schon vielversprechende Experimente durchgeführt (129). Ein EHD-Aktuator funktioniert folgendermaßen (129): Die strömende Luft wird lokal ionisiert und durch Stöße zwischen geladenen Teilchen und Neutralteilchen findet eine Impulsübertragung auf die Strömung statt. Der Name „EHD-Aktuator“ basiert auf der Tatsache, dass die auftretenden Ströme so gering sind, dass magnetische Kräfte vernachlässigt werden können.

In der vorliegenden Arbeit wird davon ausgegangen, dass die auftretenden Ströme so gering sind, dass eine entkoppelte Betrachtung des elektrischen Feldes vom Magnetfeld zulässig ist.

Ungeachtet dessen kann die Debyelänge quasi als Dämpfungsmaß für die elektrischen Felder angesehen werden, denn per definitionem können externe elektrische Felder nur in der Größenordnung der Debyelänge in das Plasma eindringen, siehe hierzu auch (42). Bezieht man sich bei der Elektrodynamik auf eine Kontrollmöglichkeit der Plasmen beispielsweise durch externe elektrische Felder, so ist diese, im Vergleich zur Magneto-hydrodynamik, aufgrund des eben genannten Sachverhaltes deutlich eingeschränkt. Im Wesentlichen läuft die EHD-basierte Beeinflussung von Strömungen daher auf die Widerstandreduktion bei Profilen für die Luftfahrt, in Düsenströmungen für Scramjet-Triebwerke hinaus. Bei letzteren sollen sie für eine variable Geometrie der Triebwerkseinlässe sorgen und eine Anpassung an die jeweiligen Flugzustände gewährleisten.

Eine umfangreiche Zusammenstellung der amerikanischen und russischen Forschungen auf diesen Gebieten wird in (128) präsentiert. Eine sehr gute Übersicht der gegenwärtig laufenden Aktivitäten sowie der theoretischen Arbeiten befindet sich in Referenz (130), in welcher auch die eben genannten EHD Arbeitsbereiche referenziert sind.

Zur Ermittlung des Einflusses des EHD-Effektes auf eine Strömung bzw. eine Grenzschicht müssen zunächst die Bewegungsgleichungen betrachtet werden. In (120) werden diese mit vereinfachenden Annahmen hergeleitet. Dabei wird angenommen, dass die Masse von positiven und negativen Ionen der Masse der Neutralteilchen entspricht und dass die Massen der Schwerteilchen sehr viel größer als

die der Elektronen sind. Eine Zusammenfassung der Impulsaustauschgleichungen und der Formulierung für die Stromdichte führt in grober Näherung auf:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} \approx \text{div}(\vec{D})\vec{E} = \rho_L \vec{E}. \quad \text{Gl. 150}$$

Dabei wurden im Wesentlichen die magnetischen Lorentzkraftdichten (aufgrund der vernachlässigbaren Stromdichten, s.o.), der Reibungsterm und die Druckgradienten vernachlässigt. Die EHD-Effekte, welche auch als Ionenwind bezeichnet werden, hängen also direkt von der Raumladungsdichte  $\rho_L$  bzw. der Divergenz des der Verschiebungsdichte ab und setzen damit, gemäß der vierten Maxwellgleichung, voraus, dass keine Quasineutralität vorliegt. Ein positiv geladenes Ion, welches sich entlang einer gedachten x-Achse durch eine Raumladungszone bewegt, erfährt demnach einen volumenspezifischen Impuls von:

$$\rho dv = \rho_L E dt = \rho_L E \frac{dx}{v}. \quad \text{Gl. 151}$$

Das Verhältnis dieses Impulses zum Impuls, welches dem Teilchen durch die Strömung auferlegt wird, heißt elektrohydrodynamische Einflusszahl I:

$$I = \frac{\rho_L \int E dx}{\rho v^2}. \quad \text{Gl. 152}$$

Zur weiteren Herleitung der EHD-Einflusszahl wird die Anzahl der negativ geladenen Ionen und die der Elektronen gegenüber der Anzahl der positiv geladenen Ionen vernachlässigt ( $n_- \ll n_+$  und  $n_e \ll n_+ \rightarrow \rho_L \approx e \cdot n_+$ ). Ferner wird  $E \cdot dx$  als Potentialdifferenz  $d\phi$  bzw. als Plasmasystemspannung  $U$  aufgefasst:

$$I = \frac{\rho_L U}{\rho v^2} \approx \frac{e n_+ U}{\rho v^2} = \frac{p_{el}}{p_{dyn}}. \quad \text{Gl. 153}$$

Die Größe  $\frac{1}{2} \cdot \rho_L \cdot U$  könnte man dabei als elektrostatischen Druck auffassen, den man dann wiederum auf den dynamischen Druck der Strömung bezieht. Sofort wird dann klar, dass der Einfluss umso größer ist, je kleiner die Geschwindigkeit der Strömung ist (wie z.B. bei Staupunktsbereichen). Es ist daher vielmehr sinnvoll I als grenzschichtrelevante Größe einzuführen, indem man  $p_{dyn}$  durch die Wandschubspannung  $\tau$  ersetzt:

$$I \approx \frac{p_{el}}{\tau}. \quad \text{Gl. 154}$$

Mit der Schubspannungsgeschwindigkeit lässt sich die Wandschubspannung über  $\tau = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 \cdot c_f$  berechnen. Der Reibungsbeiwert lässt sich dabei, je nach Anströmungs- und Geometrieconfiguration, über die Reynoldszahl berechnen, siehe auch Referenz (130).

Im Wesentlichen sind folgende drei Gruppen für EHD-Aktuatoren zusammenzufassen: Koronaentladungen, dielektrische Barriereentladungen und Geräte, die eine Plasmaschicht erzeugen (129). Diese Entladungsarten sind daher im Rahmen von Untersuchungen auf dem Gebiet der Elektrohydrodynamik Gegenstand umfangreicher Forschungen.

## 7 Beispiele für MHD Plasmasysteme am IRS

Plasmaströmungen, bei denen die elektromagnetischen Felder nicht separat von der Strömung behandelt werden können, also die Strömungseigenschaften beeinflussen, heißen magnetohydrodynamische (MHD-) Strömungen ( $\rightarrow R_{\text{mag}}$  ist von signifikanter Größe, siehe Kapitel 6.2.2).

Eine Vielzahl an Plasmaquellen wurde in den vergangenen Jahren am IRS beispielsweise für die experimentelle Simulation des atmosphärischen Eintritts, für elektrische Raumfahrantriebe aber auch für terrestrische plasmatechnologische Anwendungen entwickelt. Diese Plasmaquellen unterscheiden in Aufbau und Funktion je nachdem, für welche Anwendung sie eingesetzt werden (131), (104). Dabei können MHD Effekte zur Verbesserung des Betriebsverhaltens bzw. zur Erreichung gewünschter Betriebsparameter eingesetzt werden, wo magnetische Kräfte zur Rotation eines Lichtbogens, um einen Lichtbogenansatz an den Elektroden zu vermeiden (131), zum Schutz eines Plasmakontainers vor thermischer Überlastung (3), oder zur Erhöhung des Totaldrucks und/oder der Temperatur des Plasmastrahls (magnetische Beschleunigung der geladenen Plasmapartikel) entweder für Raumfahrtanwendungen (104) oder auch für spezielle Anwendungen in der Plasmatechnologie eingesetzt werden (3), (104), (36). Zusätzlich werden plasmamagnetische Systeme auch zur Kontrolle von Plasmaströmungen entwickelt. Hierzu gehören Plasmafokusvorrichtungen wie z.B. magnetische Düsen sowie die allgemeine Interaktion zwischen geladenen Partikeln und Magnetfeldern beispielsweise, um die Auftreffgeschwindigkeiten dieser Partikel auf ein Substrat zu erhöhen. Weiterhin gibt es noch das Potential den magnetischen Pinch zur Erhöhung lokaler Wärmelasten oder zur Fokussierung des Plasmas auf Zonen definierter Geometrie zu verwenden. Eine simple Anwendung für das letztgenannte Potential besteht darin, dass Substrate häufig nur in bestimmten Flächenbereichen bearbeitet werden sollen, sodass der magnetische Pinch möglicherweise Schutzmaßnahmen (z.B. Abklebungen) für die verbleibenden Flächen und damit auch im wesentlichen Kosten erspart. Aktuell wird hierzu eine magnetische Plasmasonde qualifiziert und charakterisiert, mit deren Magnetfeld ionisierte Plasmaströmungen in der Staupunktzone der angeströmten Sonde beeinflusst werden. Ziel ist dabei zu erreichen, dass mit der Beeinflussung der Grenzschicht integrale Parameter wie beispielsweise der Wärmefluss reduziert werden können. Darüber hinaus lassen sich mehrere dieser Sonden generisch zu weiteren MHD-basierten Systemen wie z.B. magnetische Düsen zusammenfassen (37), (31).

Thermische Plasmageneratoren (TPG) und magnetoplasmadynamische Plasmageneratoren (MPG) wurden in der Vergangenheit am IRS entwickelt, um die Simulation des atmosphärischen Eintritts mit experimentellen Mitteln zu ermöglichen (131).

Der gepulste magnetoplasmadynamische Plasmagenerator IMAX (25), der lokale Leistungsdichten deutlich oberhalb von  $2 \text{ GW/m}^2$  auf Materialoberflächen möglich macht, wird am IRS entwickelt und untersucht mit dem Ziel, dieses Plasmasystem zur Härtung oder zur Entfernung bestehender Schichten bei Hochleistungsbauteilen wie luftfahrttechnischen Turbinenschaufeln einzusetzen. Ferner kann IMAX als koaxiales instationär gepulstes MPD Triebwerk mit sehr hoher Kondensatorbankenergie aufgefasst werden ( $\rightarrow$  Grundlagenuntersuchungen auf dem Gebiet von zukünftigen elektrischen Raumfahrantrieben). Die beim Betrieb entstehende Strahlung kann verschiedensten Anwendungen zugeführt werden wie beispielsweise der zerstörungsfreien Untersuchung von Bauteilen sowie Grundlagenuntersuchungen auf dem Gebiet der Spektralstrahlung (VUV, EUV, Röntgenstrahlung, etc.).

Weiterhin wurde eine Produktfamilie induktiv beheizter Plasmageneratoren für die experimentelle Eintrittssimulation entwickelt, wobei jeder Plasmagenerator bei Anodenleistungen bis zu 180 kW bei hohen lokalen spezifischen Enthalpien unter Verwendung unterschiedlichster Arbeitsgase betrieben werden kann (3). Diese Plasmaquellen sind mit einem sehr effizienten Wasserkühlungssystem sowie mit einer fortschrittlichen Gaseinblasung ausgestattet. Weitere Anwendungsgebiete sind Beschichtungstechnologien und Abfallbehandlungssysteme, siehe auch (5), (36) und die darin enthaltenen Referenzen.

Wie in Abschnitt 3.1 erläutert liefert die Stuartzahl eine Information bezüglich der magnetischen Beeinflussung von strömenden Plasmen durch Lorentzkkräfte, beispielsweise wenn die Lorentzkraftdichte in der gleichen Größenordnung wie die gasdynamische Kraft ( $\rightarrow O(St) = 10^0$ ) oder eine Größenordnung geringer ist ( $\rightarrow O(St) = 10^{-1}$ ). Allerdings erlaubt die Stuartzahl nicht immer eine Identifikation der Art der Auswirkung des magnetischen Feldes, da die Komplexität der Plasmasysteme in Raum und Zeit häufig beachtlich ist. In Referenz (37) wurde ein Zusammenhang zwischen der Stuartzahl, der magnetischen Reynoldszahl und dem so genannten Plasma-beta hergeleitet, bei dem allerdings für das Plasma-beta eine variierte Definition verwendet wurde, indem hier  $\beta$  über  $p_{kin}/p_{mag}$  beschrieben wurde. Dies entspricht aber nicht der ursprünglichen Definition, die eigentlich über aufgrund der Betrachtung von statischen Gleichgewichten, den statischen Druck ( $\beta = p_{stat}/p_{mag}$ ) erfolgt, und kann daher bestenfalls im Sinne der ursprünglichen Definition annäherungsweise für Spezialfälle wie z.B. Überschallstaupunktströmungen verwendet werden, bei denen ein wesentlicher Anteil des Anströmdrucks (demnach des kinetischen Drucks) über den Stoß in einen statischen Druck übergeht. Führt man dahingegen den Zusammenhang unter Befolgung der ursprünglichen Definition des  $\beta$  aus, so erhält man mit der Kombination von Stuartzahl mit  $R_{mag}$ :

$$\frac{\sigma B^2 L}{\rho v} = \mu_0 \sigma v L \frac{B^2}{2\mu_0 \rho v^2} \quad \text{Gl. 155}$$

$$\Leftrightarrow St = R_{mag} \frac{p_{mag}}{p_{dyn}} = R_{mag} \frac{p_{mag} p_{stat}}{p_{stat} p_{dyn}} = \frac{R_{mag}}{\beta} \frac{1}{\frac{p_{tot}}{p_{stat}} - 1} = \frac{v L B^2}{2\mu_0 \eta (p_{tot} - p_{stat})}$$

$$\Leftrightarrow \beta \left( \frac{p_{tot}}{p_{stat}} - 1 \right) St = \left( \frac{p_{tot}}{p_{mag}} - \beta \right) St = R_{mag} = \frac{v}{\eta} L$$

Die Größe  $\beta$  ist bevorzugt auf dem Gebiet der Plasmafusionsphysik in Verwendung (37). Betrachtet man Gleichung 155 und vergleicht dies mit dem Ansatz in (37), so erweist sich der Doppelbruch nach  $\beta$  als korrigierendes Element bezüglich des Geschwindigkeitseinflusses, wenn man die Originaldefinition für  $\beta$  verwendet. Tatsächlich kommt durch diesen Faktor ein Element zum tragen, mit welchem die Geschwindigkeitsabhängigkeit, die nun  $\beta$  abhanden gekommen ist, berücksichtigt wird. Genau genommen handelt es sich um eine Abhängigkeit zur Machzahl, da sich das Verhältnis  $p_{tot}/p_{stat}$  sich mit Hilfe des Isentropenexponenten  $\kappa$  über die Rayleigh-Pitotbeziehung in die Machzahl umrechnen lässt:  $Ma = f(p_{tot}/p_{stat}, \kappa)$  (35), (3).

Allerdings wird  $\beta$ , wie schon erwähnt, für "statische" Systeme ( $p_{stat}$  anstatt von  $\rho \cdot v^2/2$ ) verwendet. Die Stuartzahl hingegen analysiert die Wechselwirkung zwischen aufgeprägten bzw. auch durch die induzierten Felder bzw. durch Fremdfelder induzierten Stromdichten mit Magnetfeldern, wohingegen die magnetische Reynoldszahl die Kopplung zwischen Feld und Strömung beziffert. Daher be-

schreibt  $\beta$  zunächst einen Unterfall der durch die beiden o. g. Größen beschriebenen Situation, da  $\beta$  die Konstellation des magnetischen Einschlusses ohne Berücksichtigung von Fluktuationen bzw. Geschwindigkeiten beschreibt.

## **7.1 MHD Optimierung für einen induktiv beheizten Plasmagenerator**

Im den folgenden Abschnitten wird für den induktiv beheizten Plasmagenerator IPG3 die magnetische Beeinflussung der Plasmaströmung untersucht. Das Arbeitsgas ist Sauerstoff mit einem Massenstrom von 3 g/s. Dabei wird durch Berechnung charakteristischer Kennzahlen, wie z.B. der Stuartzahl, nachgewiesen, dass es sich hierbei um magnetisch beeinflusste Plasmen handelt, siehe auch (37), (104). Aufbauend aus den Resultaten aus der Literatur (3) sollen die durchgeführten Analysen nicht nur das Verständnis für induktiv beheizte Plasmageneratoren erweitern, sondern auch als vorbereitende Informationen für weitere Entwicklungen sowie die zugehörige Modellierung aufgefasst werden.

Auf Grundlage der in (3) entwickelten Zusammenhänge werden elektrodynamische Modelle zur Berechnung von magnetischem Druck und Lorentzkraft entwickelt. Das Herausragende besteht dabei darin, dass die resultierenden Modelle, welche im Wesentlichen aus der Lösung des Zylinderproblems für die induktiv beheizten Plasmageneratoren hervorgehen, nach wie vor algebraisch sind. Es wird gezeigt, dass diese Größen bezüglich Eindringtiefe  $\delta$  und Geometrie (Durchmesser  $d$ ) der induktiv beheizten Plasmageneratoren optimiert werden können. Dieses Ergebnis ist für die Auslegung induktiv beheizter plasmatechnischer Systeme sehr bedeutsam.

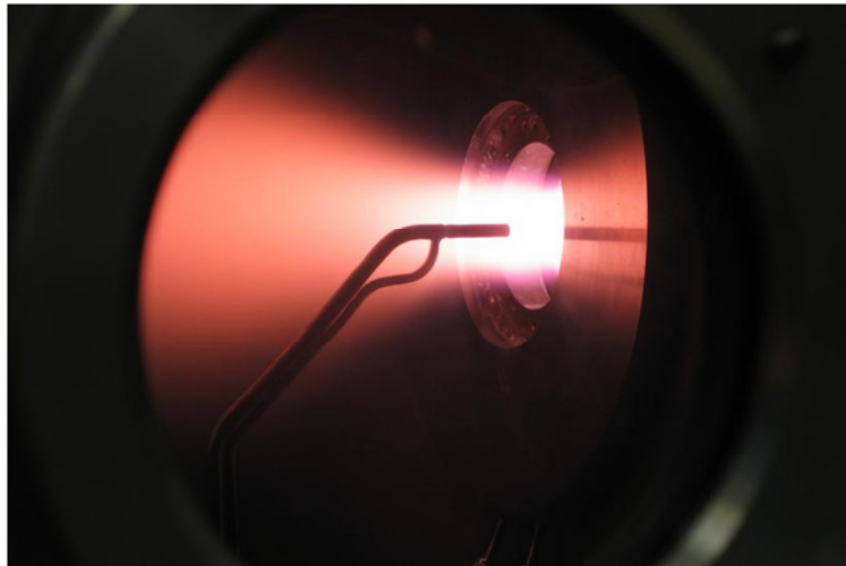
Mittels eindimensionaler axialer Impulsbilanz werden magnetische Drücke in der Brennkammer und am Austritt des Generators unter Verwendung von experimentellen Pitotdruckdaten, die am Austritt des Plasmagenerators gemessen wurden, abgeschätzt. Die Resultate wurden durch Strom-, Plasmaleistungs- und Totaldruckmessungen überprüft.

Für die Strommessungen an der IPG Primärspule (siehe auch Tabelle 7.1-1) wurde der stationäre Stromsensor HOKA verwendet (132). Dieses Gerät ermöglicht die Messung hoher Ströme bei gleichzeitig hohen Frequenzen für die Dauer von mehreren Minuten.

### **7.1.1 Grundlegende Betrachtungen zu induktiv beheizten Plasmageneratoren**

Die Funktionsweise und Aufbau dieser Geräte wurden bereits in Kapitel 4.2.3 beschrieben. Trotzdem wird an dieser Stelle auf bestimmte physikalische Eigenschaften eingegangen, welche die Funktionsweise dieser Plasmaquellen erschweren. Zu einem großen Teil wurden diese Probleme durch die Lösungsansätze in den Referenzen (3), (104) und (105) behoben bzw. umgangen.

Bei dem hier diskutierten Gerät IPG3 werden durch die Ohmsche Heizung Elektronentemperaturen von ca. 1 eV erreicht, die Schwerteilchentemperaturen liegen nach Gleichung 90 bzw. Tabelle 5.2-1 für Sauerstoff bzw. Stickstoff bei ungefähr 5000-7500 K. Für das Arbeitsgas Sauerstoff bedeutet dies einen sehr hohen Dissoziationsgrad (also nahe bei 1), beim Stickstoff ist der Dissoziationsgrad zwar nicht bei 1, jedoch trotzdem signifikant hoch, siehe z.B. auch (14).



**Abbildung 32: PWK3-IPG3 in Betrieb mit Mini-Pitotdrucksonde, Plasmageneratorbetriebsbedingung 2 gemäß Tabelle 7.1-1**

**Tabelle 7.1-1: IPG3-Referenzbedingungen (Generatorbedingung, nur Sauerstoff)**

Bed.	$U_A$	$P_A$	$I_{\text{Spule,eff}}^{1)}$	$p_{\text{amb,min}}$	$\dot{m}$	$P_{\text{Kal}}^{1)}$	$f_{5,5;4}$	Bem.
1	6,1 kV	89 kW	393 A	50 Pa	4 g/s	23 kW	0,64 MHz	FESTIP-Bedingung: $T_{\text{SiC}}(x = 130 \text{ mm}) = 1640 \text{ K}$
2	6,3 kV	110 kW	395 A	40 Pa	3 g/s	28 kW	0,64 MHz	$(d-2\delta_T)/\delta = 3.22 \leftrightarrow$ $\delta/(d/2-\delta_T) = 0.62$ (nach (3)) $T_{\text{SiC}}(x \geq 90 \text{ mm}) \leq 2125 \text{ K}$

Tabelle 7.1.1 zeigt die für die folgenden Untersuchungen verwendeten Referenzbedingungen. Dabei ist  $U_A$  die so genannte Anodenspannung, die gleichzeitig auch die Regelgröße der Versuchsanlage darstellt. Je nach Umgebungsdruck im Tank ( $p_{\text{amb,min}}$ ), Zahl der Spulenwindungen  $n$  und Zahl der Kondensatoren  $k$  sowie der Gasart und dem zugehörigen Gasmassenstrom resultiert ein entsprechender Wert für den Anodenstrom  $I_A$ , mit dem sich dann die Anodenleistung  $P_A$  über  $P_A = U_A \cdot I_A$  berechnen lässt. Für die hier dargestellten Referenzbedingungen 1 und 2 wurde eine Spule mit 120 mm Länge, 100 mm Durchmesser und  $n = 5.5$  Windungen verwendet. Im Weiteren wurden in beiden Fällen  $k = 4$  Kondensatoren parallel zur Spule geschaltet. Dies führt auf eine Betriebsfrequenz von 0.64 MHz. Anzahl der Windungen und Kondensatoren sind in der Tabelle als Indizes für die Frequenz  $f$  angezeigt ( $f_{5,5;4}$ ). Die genaue Berechnungsroutine für die Frequenz(en) kann den Referenzen (3) und (104) entnommen werden.

Der Effektivwert der Spulenstromstärke  $I_{\text{Spule,eff}}$  wurde mit einem HOKA-Sensor gemessen, welcher in den Referenzen (3), (104) und (132) beschrieben ist. Für die induktiv beheizten Plasmageneratoren des IRS wurde der HOKA-Sensor entsprechend weiterentwickelt (133).

Die Leistungsgröße  $P_{\text{Kal}}$  stellt die thermische Plasmaleistung im Plasmastrahl des IPG dar. Sie wurde mit einem, eigens zu diesem Zweck, entwickelten Kalorimeter gemessen (3).

In den Referenzen (3) und (104) wurden auf Basis eines Modells, in welchem ein Modell zur Berechnung der elektrischen Leitfähigkeit mit einem Gleichgewichtsenthalpiemodell kombiniert wurde, die Eindringtiefen für verschiedene Frequenzen und Leistungen berechnet. Dabei wurde die Dicke der thermischen Grenzschicht, welche in Folge der kalten Rohrwand entsteht, auf Grundlage von Messungen der radialen Strahlungsverteilung und einem einfachen Modell mitberücksichtigt. Phänomenologisch betrachtet läuft dies auf die Reduktion des Innenradius des IPG um den Wert der Grenzschichtdicke  $\delta_T$  hinaus, da für diesen Bereich eine elektrische Leitfähigkeit von  $\sigma = 0 \text{ S/m}$  angesetzt wurde. Für die Referenzbedingung 2 ergibt sich somit für das Verhältnis des „verbleibenden“ Durchmessers  $d-2\delta_T$  zur Eindringtiefe  $d$  ein Wert  $(d-2\delta_T)/\delta$  von ungefähr 3.22, ein Wert, der verhältnismäßig nahe am Wert 3.57 für die maximale Leistungseinkopplung nach (3) liegt. In der gleichen Referenz wurden für verschiedene Frequenzbedingungen unter Variation der Plasmaleistung zahlreiche weitere Werte ermittelt. Davon lagen einige durchaus auch in der Umgebung des Leistungsoptimums, was dann über eine Wirkungsgradanalyse anhand der Anodenleistungen bestätigt wurde.

Weiterhin werden unter der Rubrik „Bemerkungen“ noch Wandtemperaturbereiche für gesintertes Siliziumkarbid (SSiC) angegeben. Diese wurden vom Autor für verschiedene Positionen  $x$  im Plasmastrahl ermittelt. Genauere Analysen bezüglich des Verhaltens relevanter Hitzeschutzmaterialien unter Verwendung der Anlage PWK3 befinden sich in den Literaturen (6), (14), (134), (32).

Darüber hinaus wurden auch weitere Bedingungen beispielsweise an anderen Arbeitsgasen wie beispielsweise Stickstoff,  $\text{CO}_2$  und Wasserstoff für den IPG3 charakterisiert (14), (135), (12) und (82). Auf Basis dieser Untersuchungen konnten zahlreiche Projekte und Forschungsvorhaben beispielsweise auf den Gebieten der Grundlagenuntersuchungen für die Charakterisierung von Reaktionsschemata in der Grenzschicht vor Materialproben (14), (136), von aerothermodynamischen Untersuchungen für den Planeten Mars sowie Entwicklungen auf dem Gebiet fortschrittlicher elektrischer Raumfahrtantriebe (82), (39) durchgeführt werden. Die Berücksichtigung dieser Arbeiten sprengt jedoch den Rahmen dieser Abhandlung.

Neben den Charakterisierungen in (134) und (3) erfolgten noch weitere Untersuchungen durch den Autor dieser Abhandlung und auch in Zusammenarbeit mit Mitarbeitern der Abteilung Raumtransporttechnologie. Diese führten zu zahlreichen Veröffentlichungen (4), (6), (9), (104), (37), (14), (11), (137), (15), (138), welche nun für die weitere Charakterisierung der hier besprochenen Referenzbedingungen herangezogen werden.

Für Bedingung 2, siehe Tabelle 7.1-1, wurde in (137) Laserabsorptionsspektroskopie (LAS) zur Ermittlung der Translationstemperaturen sowie der lokalen massenspezifischen Enthalpie eingesetzt. Aus (3) ist das dynamische Verhalten der Energieversorgungsanlage des PWK3 aufgrund von zeitlich hochaufgelösten Spulenstrommessungen bekannt. Dieses Verhalten hat sich im Rahmen der in (137) dargestellten Messresultate bestätigt, wobei die Daten aus den LAS-Messungen mit den Spulenstrommessungen synchronisiert wurden. Die Messungen führten daher zu einer zeitlichen Variation der Translationstemperatur mit einer Maximaltemperatur von  $T_{\max} = 9500 \text{ K}$ , wobei ein Vergleich mit dem Gleichgewichtsenthalpiemodell für Sauerstoff in Referenz (3) auf eine gemittelte Translationstemperatur von ungefähr  $T_{\text{equ}} = 7700 \text{ K}$ , da die gemittelte massenspezifische Enthalpie mit  $33.7 \pm 2.9 \text{ MJ/kg}$  aus den LAS-Resultaten ermittelt wurde. Man beachte die gute Übereinstimmung mit Tabelle 5.2-1. Der hier erläuterte Ansatz ist konsistent, da in (137) ohnehin

alle Daten auf Grundlage eines Modells im thermo-chemischen Gleichgewicht bestimmt wurden und bestätigt gleichzeitig, dass der mittlere Dissoziationsgrad  $\Delta$  nahe bei eins ist. So ist in (137) der Dissoziationsgrad in 86% der beobachteten Zeitspanne von 2.8 ms bei eins, wohingegen in (3) sondenbasierte Messungen eine massenspezifische Enthalpie von 30.5 MJ/kg und für  $\Delta$  ebenfalls einen Wert von eins liefern.

Weiterhin wurde in (137) der Anteil der kinetischen Energie an der massenspezifischen Gesamtenergie zu 46.5% bestimmt, so dass die Geschwindigkeit nun über den Zusammenhang  $\frac{1}{2} \cdot v^2 = 0.465 \cdot e$  bestimmt werden kann. Dabei ist  $e$  die massenspezifische lokale Energie. Daraus resultiert der Wert  $v = 5.6$  km/s. Berücksichtigt man ferner die oben angegebene Ungenauigkeit, so resultiert  $v_{\min} \approx 5.35$  km/s sowie  $v_{\max} \approx 5.83$  km/s für die obere Schranke von  $v$ .

Bei  $T_{\text{equ}} = 7700$  K befindet man sich für Sauerstoff allerdings bereits im Gebiet der ersten Ionisationsstufe, wobei zu bemerken ist, dass bezüglich der Elektronendichte für die Referenzbedingung 2 nach Tabelle 7.1-1 (noch) keine expliziten Messungen vorliegen. Verwendet man das Enthalpiemodell in (3) zusammen mit dem Umgebungsdruck  $p_{\text{amb}} = 40$  Pa und die Gleichung 17, so ergibt sich eine Anzahlteilchendichte  $n_e$  für die Elektronen von ungefähr  $n_e = 2.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , dem Wert, dem auch die Teilchendichte der Sauerstoffionen unter der Annahme der Quasineutralität entspricht ( $n_e = n_i$ ). Damit ergibt sich nach Gleichung 19 ein Ionisationsgrad von 7.5 %. Für die Sauerstoffatome ergibt sich eine rechnerische Anzahlteilchendichte  $n_o$  von  $3.24 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Mit den ermittelten Dichten lässt sich nun die effektive molare Masse zu  $M_{\text{eff}} = 14.8$  g/mol bestimmen, woraus sich wiederum die spezifische Gaskonstante  $R$  mit 562 kJ/(kg·K) angeben lässt.

In den Referenzen (3) bzw. (104) wurde mit Hilfe von Keilsondenmessungen ein effektiver Isentropenexponent  $\kappa$  von 1.1 bestimmt. Mit

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad \text{Gl. 156}$$

lässt sich somit die Schallgeschwindigkeit berechnen, für welche sich der Wert  $a = 2.278$  km/s ergibt. Mit

$$Ma = \frac{v}{a} \quad \text{Gl. 157}$$

lässt sich dann aus der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  und der Schallgeschwindigkeit  $a$  die Machzahl  $Ma$  bestimmen.

Gleichung 90 ermöglicht eine Abschätzung der Elektronentemperatur  $T_e$  von 10 bis 15 kK.



Tabelle 7.1-2: Ermittelte Daten für die IPG3-Referenzbedingungen (nur Sauerstoff)

Bed.	T / K	h / MJ/kg	$\Delta$ / -	$\alpha$ / -	$n_e (= n_i),$ $n_o / m^{-3}$	v / km/s	M / g/mol	a / km/s	Ma / -	Bem.
2 (x = 130 mm)	7700 K	~29 (3), 33.7 ± 2.9 MJ/kg (davon 11% thermisch, 42,5% chemisch, 46.5% kine- tisch) (137)	0.92, 0.86 (137)	0.075	2,63·10 <sup>19</sup> , 3,24·10 <sup>20</sup>	5.6 (5.35 ≤ v ≤ 5.83)	14.8	2.278	2.57 2.45 ≤ Ma ≤ 2.67	Gleichung 78 liefert für die Elektronen- temperatur T <sub>e</sub> 10- 15 kK, da 1,3 < (T <sub>e</sub> /T <sub>s</sub> ) <sub>max</sub> < 1, 9
2b (x = 140 mm)	3500 K			na	n <sub>e</sub> na		16			Keine Ionisation in (15) berücksichtigt. Gemessene Dichten basieren auf Nicht- gleichgewicht

(.)

### 7.1.1.1 Magnetische Reynoldszahl sowie Feldwirkungstiefe und Skineffekt beim induktiv beheizten Plasmagenerator

Das aus dem induzierten azimuthalen elektrischen Feld hervorgehende Magnetfeld ist dem Erregerfeld, also dem Feld der Primärspule, entgegengerichtet, siehe auch Abbildung 24. Dieses Gegenfeld geht vom aus dem azimuthalen elektrischen Feld hervorgehenden Strom hervor. Daher nimmt die Magnetfeldstärke radial von außen nach innen ab. Dieser Effekt wird als Felddämpfung bezeichnet und stellt die Grundlage für den Skineffekt dar. Durch diese radiale Abnahme der axialen magnetischen Feldstärke nimmt auch die induzierte azimuthale elektrische Feldstärke von außen nach innen ab. Im Zentrum des Rohres fällt sie dabei unter einen zur Aufrechterhaltung des Ionisationsprozesses notwendigen Wert. Somit wird der umfangsgerichtete Plasmastrom nach außen zur Plasmaoberfläche gedrängt und fließt in einer dünnen Schicht der Dicke  $\delta$ , der so genannten Eindringtiefe. Dieser Vorgang wird als Skineffekt bezeichnet. Für das spezielle zylindrische Problem des IPG liefert die Lösung der Besselschen Differentialgleichung

$$\delta = (\sqrt{\mu_0 \sigma \omega})^{-1} \quad \text{Gl. 158}$$

die Lösung für die so genannte Eindringtiefe. Dies ist konsistent mit den deutlich allgemeineren Betrachtungen in Kapitel 6.2.2, wo das Wirkungsmaß magnetischer Felder auf Basis der magnetischen Reynoldszahl  $R_{\text{mag}}$  hergeleitet wurde, siehe auch die Gleichungen 114 und 115. Damit folgt aber unmittelbar:

$$L = R_{\text{mag}} \frac{\eta}{\nu} \approx \sqrt{\eta \tau} = (\sqrt{\mu_0 \sigma f})^{-1} = \sqrt{2\pi} \delta \quad \text{Gl. 159}$$

wenn die charakteristische Länge  $L$  der magnetischen Reynoldszahl  $R_{\text{mag}}$ , so wie in Kapitel 6.2.2 diskutiert, eigentlich der Wirkungstiefe des Magnetfeldes in einer „fluktuierenden“ Situation entspricht. Darüber hinaus lässt sich nun mit Hilfe der Gleichungen 158 und 159 eine IPG-spezifische Gleichung für  $R_{\text{mag}}$  angeben:

$$R_{\text{mag}} \approx \mu_0 \sigma \nu \sqrt{2\pi} \delta = \frac{\nu \sqrt{2\pi}}{\delta \omega} = \frac{\dot{m} \sqrt{2\pi}}{\rho A \delta \omega} = \frac{2\sqrt{2} \dot{m}}{\sqrt{\pi}^3 \rho f d^2 \delta} \approx \frac{\dot{m}}{\rho \omega d^3} \frac{d}{\delta} \quad \text{Gl. 160}$$

Für  $\nu$  wurde dabei von einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit unter Annahme konstanter Dichte  $\rho$  über dem gesamten Querschnitt  $A$  ausgegangen, was somit auf die einfachste Form der Kontinuitätsgleichung führt (Massenstromdichte  $\rho \cdot v$  konstant). Es wird sofort deutlich, dass die magnetische Reynoldszahl  $R_{\text{mag}}$  bei einer gegebenen experimentellen Konfiguration (Massenstrom, Betriebsfrequenz, Entladungskanaldurchmesser  $d$ ) umso größer ist, je größer die Dämpfung ist, was gleichbedeutend mit der Aussage ist, dass  $d/\delta$  steigt. Die Dichte  $\rho$  lässt sich hierbei über die ideale Gasgleichung abschätzen. Berechnet man nun die magnetische Reynoldszahl am Ausströmrand des IPG, wobei man davon ausgeht, dass der Umgebungsdruck  $p_{\text{amb,min}}$  ( $\rightarrow$  Tabelle 7.2-1) als statischer Druck aufgeprägt ist, so ergeben sich für die Referenzbedingung 2 je nach Wahl der Eingangsparameter für Gleichung 154 Werte für  $R_{\text{mag}}$  zwischen 1.1 und 2.

### 7.1.1.2 Thermische Last für den Plasmakontainer

In Referenz (3) konnte gezeigt werden, dass etwa 85 % der in der Plasmaquelle eingekoppelten Leistung gerade in der Schicht der Dicke  $\delta$  umgesetzt wird.

Da sich die stromführende Schicht in der Nähe der Rohrwand befindet, ist die Wärmebelastung des Entladungsrohres sehr hoch und wird zum kritischen (und damit limitierenden) Faktor bei induktiv beheizten Plasmageneratoren. Bei der Entwicklung der IRS IPG wurde jedoch diesem Umstand durch die Verwendung eines Gaseinblassystems mit tangentialer Komponente sowie durch Designkriterien, die es ermöglichten den Abstand zwischen Plasma und Spule zu minimieren Rechnung getragen. Dabei bewirkte die Minimierung der Rohrwandstärke nicht nur eine Verschiebung des Versagenspunktes des Rohrs aufgrund der Überschreitung der maximal zulässigen Thermalspannung hin zu höheren Leistungen (105), sondern auch eine Begünstigung im Sinne der Wirkung von radial zum Rohrzentrum gerichteten Lorentzkräften.

### 7.1.1.3 MHD Effekte bei den induktiv beheizten Plasmageneratoren des IRS

Für die IPG des IRS sind mehrere Betriebszustände bekannt. Im ersten Betriebszustand arbeiten die Plasmaquellen im (primär) kapazitiven Modus. Signifikante Felddämpfungseffekte können dabei außer Acht gelassen werden, da die wirksame Felddämpfung nur im induktiven Modus auftritt. Wird die Leistung erhöht, erfolgt ein sprunghafter Wechsel in den zweiten Betriebsmodus. In Referenz (3) konnte dabei gezeigt werden, dass diese Transition von Geometrie und Spulenkonfiguration abhängt. In diesem Betriebsmodus liegt (primär) eine induktive Entladung vor. Er ist durch eine hohe Wärmebelastung der Rohrwand und in der Regel subsonische Plasmaströmung im Austrittsquerschnitt gekennzeichnet. Der kapazitive Modus ist natürlich immer noch präsent, kann aber wegen der geringen umgesetzten Leistung (3) vernachlässigt werden. Der nächste Wechsel im Betriebsmodus erfolgt ebenfalls diskret. Bemerkenswert dabei ist, dass die eingekoppelte Leistung relativ stark steigt, die Wärmebelastung des Rohres aber gleich bleibt oder sogar sinkt. Da im Endquerschnitt nun supersonische Strömungsverhältnisse herrschen, drängt sich der Gedanke auf, dass das Plasma eingeschnürt wird. Aufgrund des azimuthalen Stromes und des axialen Magnetfeldes wirken auf das Plasma Lorentzkräfte. Diese zeigen immer radial nach innen, siehe auch Abbildung 24. Dadurch wird ein magnetischer Druck aufgebaut. Eine Einschnürung erfolgt, wenn der magnetische Druck den gas-kinetischen Plasmadruck übersteigt und damit das Plasma  $\beta$  zumindest lokal kleiner als 1 ist. Solche Einschnüreffekte werden Pinch-Effekte genannt. Der hier vorherrschende Pinch-Effekt ist der Theta-Pinch, der bei axialem Magnetfeld und bei azimuthalem Strom entsteht. Bei der Beschleunigung des Plasmas auf höhere Geschwindigkeiten fließt auch ein axialer Strom und erzeugt ein azimuthales Magnetfeld. Dieser Vorgang führt ebenfalls zu radial nach innen gerichteten Lorentzkräften und wird als z-Pinch bezeichnet (139).

Für induktiv beheizte Plasmageneratoren kann der Zustand der magnetohydrodynamischen Beeinflussung der Plasmen durch die Stuartzahl charakterisiert werden. Gleichung 145 wird zum Zweck der Anpassung an die Physik bei induktiv beheizten Plasmageneratoren umgeschrieben (Theta-Pinch):

$$St = \frac{jB}{p_{tot}} d . \quad \text{Gl. 161}$$

Streng genommen beinhaltet der Totaldruck  $p_{tot}$  den magnetischen Druck. Zusätzlich wird der Totaldruck auf den Durchmesser  $D = 2R$  bezogen. Für die Approximation der Lorentzkraftdichte wird die exponentielle Beschreibung nach Referenz (3) gewählt. Dabei ist bei hohen Betriebsleistungen  $j \approx I_p/(l \cdot \delta)$  und  $B \approx \mu_0 \cdot I_{Spule} \cdot n/l$ . Im Weiteren gilt  $I_{Plasma} \approx n \cdot I_{Spule}$  und  $H_{Spule} = I_{Spule} \cdot n/l$ . Somit wird Gleichung 161 zu

$$St \approx \frac{\mu_0 H_{spule}^2 d}{p_{tot} \delta}$$

Gl. 162

Auch hier ist zu erkennen, dass bei steigender Dämpfung die Stuartzahl steigt. Bei hohen Leistungen ist  $d/\delta \approx 3 \dots 4$  (3). Zusammen mit den magnetischen Feldstärken liefert die hier vorliegende Abschätzung  $St \approx 1$ . Damit liegt im Falle der IPG eine magnetische Beeinflussung vor, wobei dies zusammen mit den magnetischen Reynoldszahlen eine MHD-Plasmaströmung aufzeigt.

Bezüglich der MHD-Eigenschaften von induktiv beheizten Plasmageneratoren bietet sich ein sehr großes Entwicklungspotenzial:

- Das Verständnis des Einschnürungseffekts hilft, den limitierenden Faktor der thermalen Rohrbelastung in Richtung höherer Betriebsleistung zu verschieben, siehe (3) und (104).
- Durch eine kontrollierte Einschnürung ließe sich die flächenspezifische Plasmastrahlleistung erhöhen. (Optimierung von industriellen Prozessen).
- Eine elektromagnetische Düse kann nicht nur eine konventionelle Düse ersetzen, sondern ist auch noch variabel in der Geometrie und kann bezüglich unterschiedlicher Leistungsparameter während der Betriebszeit angepasst werden (z.B. bei Antrieben maximaler Schub vs. maximalem Impuls). Für die in der Raumfahrt verwendeten elektrischen Triebwerke können Flugbahnen optimiert, Flugzeiten verkürzt, Treibstoffbedarf verringert und auch die Lebenserwartung verlängert werden.

Mithilfe von Gleichung 155 lässt sich ein Zusammenhang zwischen  $R_{mag}$  und der Eindringtiefe  $\delta$  mit  $R_{mag}/\delta = (\mu_0 \cdot \sigma_0 \cdot v)$  angeben.

## 7.1.2 Messverfahren

Für die im weiteren Verlauf diskutierten experimentellen Daten wurde der Plasmawindkanal PWK3 eingesetzt, für den eine exakte Beschreibung der Literatur (3) zu entnehmen ist. Darüber hinaus verwendete Messverfahren werden jedoch hier beschrieben.

### 7.1.2.1 Aufbau des HOKA-Sensors zur Spulenstrommessung

Für die Messung des Spulenstromes wurde der Sensor HOKA verwendet, welcher von Karrer und Hofer-Noser (132) entwickelt wurde. Das Messprinzip ist induktiv und basiert auf der Nutzung einer Rogowski-Luftspule. Der wesentliche Vorteil dieses Messprinzips beruht auf der primären Eigenschaft dieser Spule -sie enthält keinen Kern. Damit entfallen Ummagnetisierungsverluste und somit die gewöhnlich hohe Aufheizung. Der Sensor kann entsprechend in gewissen Grenzen stationär eingesetzt werden. Nachteilig ist die Signalstärke, da der fehlende Spulenkern eine nachträgliche Verstärkung erforderlich macht. Der hier verwendete HOKA-Sensor liefert nach der Verstärkung 1 V bei 575 A und 50  $\Omega$ . Das Ausgangssignal wurde dann in einem Transientenrecorder des Typs Kontron WW700 mit einer zeitlichen Auflösung von  $\Delta t = 2,5 \cdot 10^{-7}$  s gespeichert (3). Zusätzlich findet eine permanente Überwachung der Sensortemperatur statt.

Die Spule selbst heizt sich während des Betriebs der Anlage kaum auf, jedoch erwärmt sich ein Teil des elektrischen Innenlebens. Diese Erwärmung ist der kritische Parameter für den Einsatz des HOKA-Sensors bei dieser Anwendung.

Nach dem Zünden der Plasmaanlage vergehen etwa acht Minuten bis zum Erreichen der Temperaturgrenze von 70 °C (133). Wird die Anlage zur Sensorkühlung etwa fünf Minuten abgeschaltet, er-

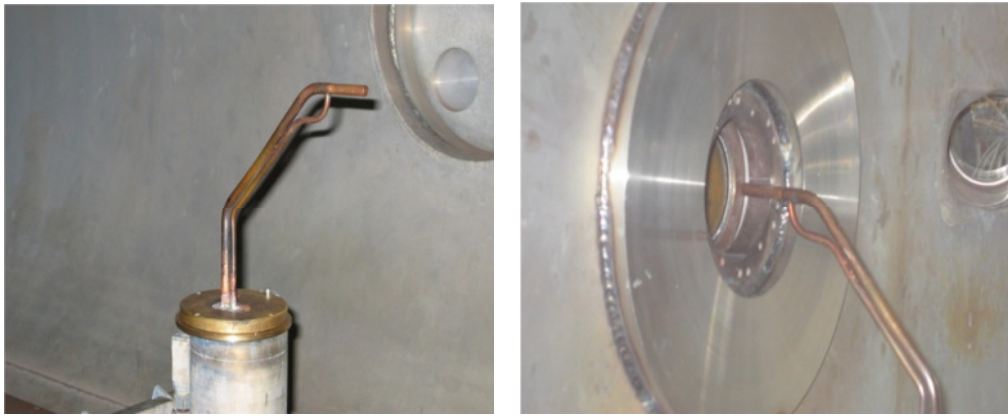
licht das Signal bei einer Temperatur von 48 °C und danach bleiben etwa drei Minuten Betriebszeit, bis der Temperatursensor wieder anspricht. Diese Zeit reicht aus, um Druckvariationen und Kalorimetermessungen bei einer bestimmten Bedingung durchzuführen. Da das Einstellen einer neuen Druckbedingung oder das Einpendeln der Kalorimeterleistung auf stationäre Werte u.U. mehrere Minuten dauert, kann es passieren, dass zwischen jeder der neuen Bedingungen eine Abkühlphase eingeleitet werden muss.

Der erste im Rahmen dieser Arbeit verwendete HOKA-Sensor wurde bei der Inbetriebnahme von Karrer und Herdrich bei mehreren Leistungsstufen auf Erhitzung getestet. Das Gehäuse hat sich auch bei 5-minütigem Betrieb der Plasmaanlage nicht sonderlich erhitzt. Bei einem anschließenden Betrieb der Versuchsanlage von etwa 45 Minuten Dauer wurde der Sensor jedoch überhitzt und zerstört. Der Schadensgrund wurde auf eine zunehmende Erhitzung des zur Dämpfung von elektromagnetischen Einkopplungen eingebauten Kupferbleches zurückgeführt. Aufgrund dessen wurden folgende Modifikationen zur Anwendung gebracht:

- Das eingebaute Kupferblech wurde mit Schlitzern zur Unterbrechung von induzierten Wirbelströmen versehen.
- Ein Thermostat zur Temperaturüberwachung wurde eingebaut und reagiert beim Erreichen von 70 °C. Ist man bei dieser Temperatur angelangt, muss der Generator abgeschaltet werden.

#### **7.1.2.2 Mini-Pitotdrucksonde**

Der Totaldruck wird mit einer wassergekühlten Mini-Pitot-Sonde gemessen, woraus sich eine relativ hohe räumliche Auflösung ergibt. Die Sonde verfügt über einen Außendurchmesser von 9,4 mm und über einen Messlochdurchmesser von 1,9 mm. Die Drücke werden unter Leistungsvariation des IPG in einem radialen Abstand von 5 mm gemessen, wobei sich die Sonde in einem Abstand von 50 mm zur Rohraustrittsebene befindet. Eine weitere Messung mit radialen Abständen von 1 mm wurde schließlich aufgrund der geringen Erwärmung in einem Abstand von 10 mm zur Rohraustrittsebene durchgeführt. Insgesamt wurde die Sonde radial von der Rohrachse 80 mm nach außen verfahren, wobei die letzte Messung aufgrund der ungünstigen Positionierung des Sondenkopfes in der Rohraustrittsebene bzw. in der Nähe der Rohrwand nur 35 mm (statt der o. g. 80 mm) verfahren werden konnte, siehe Abbildung 33. Die aufgenommenen Radialprofile erlauben mit Hilfe des Impulssatzes, Gleichung 107, unter Berücksichtigung der magnetischen Drücke die indirekte experimentelle Bestimmung des magnetischen Drucks in der Messebene. Abbildung 32 zeigt die Sonde im eingebauten Zustand während eines Experiments. Die Druckleitung wird über einen Flansch am Tankdeckel aus dem Vakuumtank geführt. Der Druck wird über kapazitive Druckaufnehmer in elektrische Signale umgewandelt und gespeichert.



**Abbildung 33: Mini-Pitotdrucksonde (links: Einbaukonfiguration, rechts: in minimalem Abstand zur IPG-Austrittsebene,  $x = 10 \text{ mm}$ )**

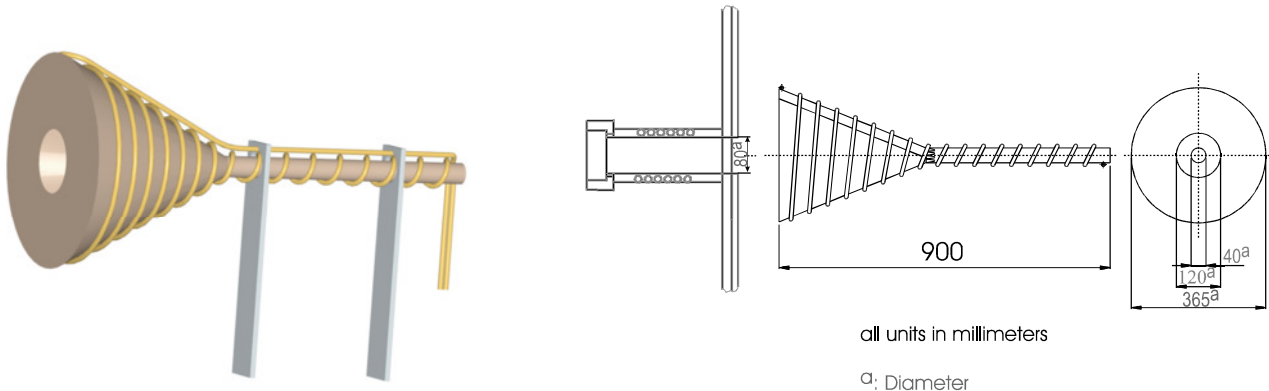
Die gemessenen Werte fallen aufgrund eines sich vor dem Sondenkopf aufbauenden Stoßes und dem damit verbundenen Totaldruckverlust zu niedrig aus. Dieser Effekt kann aber über den Zusammenhang

$$\frac{p_{tot,2}}{p_{tot,1}} = \frac{(2\kappa Ma_1^2 - (\kappa - 1))}{\kappa + 1} \left( \frac{[Ma_1(\kappa + 1)]^2}{(2\kappa Ma_1^2 - (\kappa - 1))((\kappa - 1)Ma_1^2 + 2)} \right) \quad \text{Gl. 163}$$

berücksichtigt werden.

### 7.1.2.3 Stationäres Kalorimeter zur Messung der Plasmaleistung

Die Plasmaleistung wird mit Hilfe des vom Autor dieser Arbeit entwickelten Hohlraumkalorimeters ermittelt (3). Dieses ist in Abbildung 34 dargestellt



**Abbildung 34: Hohlraumkalorimeter zur Messung der thermischen Plasmaleistung (104)**

Das Plasma tritt durch ein Loch mit einem Durchmesser  $a$  von  $0,12 \text{ m}$  in das konisch enger werdende Kalorimeter ein. Dieses Loch ist um ca.  $25 \%$  größer als der Plasmastrahl. Im Inneren wird die Energie durch Rekombination an der Wand, durch Konvektion und durch Strahlung abgegeben. Das Kalorimeter wird durch spiralförmig an der Außenseite verlaufende Kühlrohre gekühlt. Aufgrund des Bedarfs an hoher Wärmeleitfähigkeit besteht das Kalorimeter aus Kupfer. Durch Messung der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  des Kühlwassers zwischen Ein- und Austritt kann über die bekannte Gleichung

$$P_{Pl} = \rho \dot{V} c_p \Delta T + \Delta P \quad \text{Gl. 164}$$

die Kühlleistung gemessen werden, welche wiederum der Plasmaleistung entspricht. Die Größen  $\rho$ ,  $\dot{V}$  und  $c_p$  stellen Dichte, Volumenstrom und spezifische Wärmekapazität des Wassers dar. Die Kühl-

leistung entspricht, unter Vernachlässigung von Strahlungs- und Wärmetauschverlusten, der in das Plasma eingekoppelten Leistung. Die Größe  $\Delta P$  ist ein Korrekturterm, der die Restwärme der heißen Strömung beim Verlassen des Kalorimeters berücksichtigt, siehe auch (3).

### 7.1.3 Lösung der eindimensionalen Helmholtzgleichungen

Die Leistungseinkopplung eines induktiv betriebenen Plasmagenerators kann in vereinfachter Form mit der Leistungsübertragung eines Transformators verglichen werden. Das Plasma wird dann als verlustbehaftete Sekundärspule betrachtet. Das resultierende Magnetfeld im Plasma kann, ebenso wie auch das Erregerfeld, über  $z$  und  $\theta$  als konstant angenommen werden, wird jedoch in radialer Richtung wegen des Skin-Effekts gedämpft. Das resultierende elektrische Feld hat entsprechend nur eine azimutale Komponente, ist aber natürlich ebenfalls radial gedämpft. Dies gilt auch für die Stromdichte  $\vec{j}$ . Die eindimensionalen Helmholtzgleichungen für das Magnetfeld  $H$ , im Wesentlichen Gleichung 109 unter Vernachlässigung des  $rot(\vec{v} \times \vec{H})$ -Terms, wurden in (3) und (104) bereits gelöst, werden an dieser Stelle aber zum besseren Verständnis etwas ausführlicher behandelt. Nach Gleichung 110 ist dies gleichbedeutend mit der Aussage, dass die Wechselwirkung zwischen Strömung und dem Feld gering ist, da  $R_{mag}$  dann 0 ist. Aufgrund der vorliegenden Zylindergeometrie bietet sich die Verwendung des Laplace-Operators in zylindrischen Koordinaten  $\Delta = 1/r \cdot \partial/\partial r \cdot \partial^2/\partial r^2 \cdot 1/r^2 \cdot \partial^2/\partial \theta^2 + \partial/\partial z^2$  an, wobei hier  $\partial/\partial z^2$  aufgrund der Annahme konstanter der betrachteten Größen in axialer Richtung 0 ist. Somit folgt

$$\frac{d^2 H_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH_z}{dr} - i\omega\mu_0\sigma_{eff}H_z = 0. \quad \text{Gl. 165}$$

Mit der Substitution  $\zeta = (-2i)^{1/2} \cdot r/\delta$  kann Gleichung 165 geschrieben werden als

$$\frac{d^2 H_z}{d\xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{dH_z}{d\xi} + H_z = 0, \quad \text{Gl. 166}$$

eine Gleichung, welche die Form einer Bessel-Differentialgleichung nullter Ordnung hat. Die Lösung lautet

$$H_z = C_1 J_0\left(\frac{\sqrt{-2i} d}{2} \frac{d}{\delta}\right) + C_2 N_0\left(\frac{\sqrt{-2i} d}{2} \frac{d}{\delta}\right), \quad \text{Gl. 167}$$

wobei  $J_0$  die Besselfunktion erster Art und nullter Ordnung und  $N_0$  die Besselfunktion zweiter Art (auch Neumann-Funktion genannt) und nullter Ordnung und  $C_1$  und  $C_2$  Konstanten sind. Die Neumann-Funktion hat im Nullpunkt eine Singularität. Da das Magnetfeld aber auf der Rohrachse nicht unendlich sein kann, muss  $C_2 = 0$  sein. Nimmt man weiterhin an, dass das Magnetfeld an der Rohrwand ( $r = R$ ) ungedämpft ist ( $H_z = H_{Spule}$ ), so ergibt sich mit  $a = \zeta/r$  folgende Lösung der eindimensionalen Helmholtzgleichung:

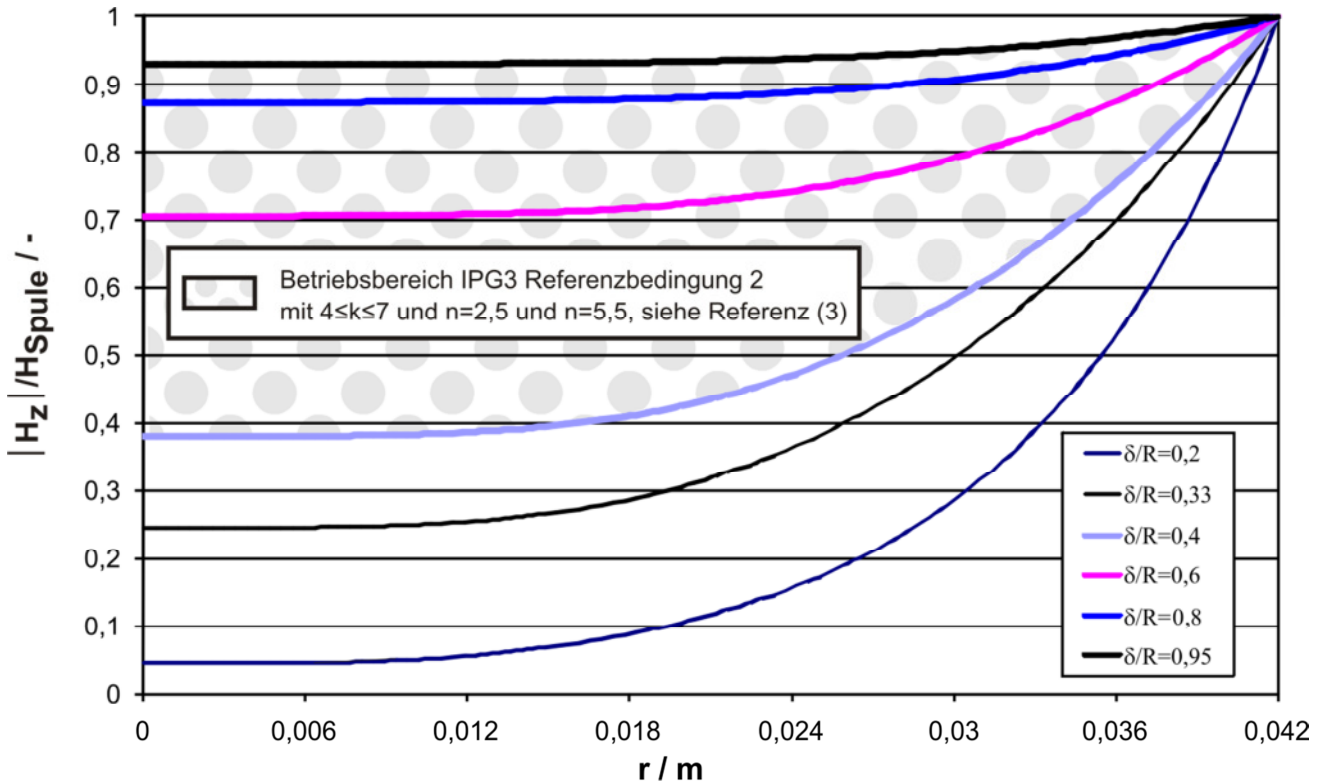
$$H_z(r) = H_{Spule} \frac{J_0(ar)}{J_0(aR)}. \quad \text{Gl. 168}$$

Die komplexe Besselfunktion  $J_0$  kann in Real- und Imaginärteil gemäß  $J_0 = F+i \cdot G$  aufgespalten werden. Sie entsprechen den so genannten Kelvinfunktionen. Die Dämpfung von  $H_z$  bezüglich  $H_{Spule}$  kann mit den Funktionen  $F$  und  $G$  in Abhängigkeit von  $\delta/R$  bzw.  $d/\delta$  radial aufgelöst werden. Dafür wird  $f = H_z/H_{Spule}$  gebildet. Der Term  $f$  wird in Real- und Imaginärteil aufgespalten. Nach einiger Rechnung erhält man

$$\frac{|H_z|}{H_{Spule}} = \frac{\sqrt{\left[F(r)F\left(\frac{\delta}{R}\right) + G(r)G\left(\frac{\delta}{R}\right)\right]^2 + \left[F\left(\frac{\delta}{R}\right)G(r) - F(r)G\left(\frac{\delta}{R}\right)\right]^2}}{F^2\left(\frac{\delta}{R}\right) + G^2\left(\frac{\delta}{R}\right)}$$

Gl. 169

Für eine genauere Betrachtung und Diskussion der Funktionen F und G wird auf (104) verwiesen. Analog zur Berechnung des Magnetfeldes kann man bei der Ermittlung der Phasenverschiebung zwischen  $H(r)$  und  $H_{Spule}$  vorgehen, da ja der vorliegende Imaginärteil als Phasenverschiebung zu interpretieren ist. Hier sei jedoch auf die Resultate in Referenz (104) verwiesen.



**Abbildung 35: Radialer Verlauf des axialen Magnetfeldes in Abhängigkeit von  $\delta/R$**

In (3) wurde für eine Reihe hochenthalper Sauerstoffbedingungen, bei denen die Zahl  $k$  der Kondensatoren sowie der Spulenwindungen  $n$  variiert wurde, hinsichtlich des Verhältnisses von Entladungskanaldurchmesser  $d$  zur Eindringtiefe  $\delta$  untersucht. Fasst man die Ergebnisse zusammen, so ergibt sich in Zusammenschau mit Abbildung 35 folgendes Bild:

- Der Betriebsbereich des IPG liegt in einem Dämpfungsbereich, der in Abbildung 35 durch die dicken Diagrammlinien markiert ist, d.h.  $0.4 \leq \delta/R \leq 0.95$  bzw.  $5 \leq d/\delta \leq 2$  (man vergleiche hierzu auch Abbildung 7.1-24 in Referenz (3)). Bedingung 2 nach Tabelle 7.1-1 liegt bei 0.62 bzw. 3.22.
- Trotz der hohen Leistungen, denn die untersuchten Betriebspunkte liegen größtenteils bei bis zu 60 kW thermischer Plasmaleistung, scheint das Dämpfungsmaß nicht unterhalb von 0.4 zu kommen. In Abbildung 35 lässt sich allerdings noch erkennen, dass die Kurven mit fallendem  $\delta/R$  beziehungsweise steigendem  $d/\delta$  allmählich in exponentielle Kurven übergehen. Dies entspricht den Erwartungen, da für diesen Fall der zweite Term in den Gleichungen 165 bzw. 166 vernachlässigbar wird, da die Konfiguration in ein quasi-ebenes System übergeht, d.h. die Eindringtiefe wird gegenüber der Geometrie so klein, dass die Krümmung nur noch von untergeordneter Bedeutung ist. Die Lösung der Differentialgleichung vereinfacht sich dann drastisch und ihre Lösungen sind Exponentialfunktionen. Damit wird auch deutlich, dass die



IPG mit den hier beschriebenen und auch bekannten exponentiellen Ansätzen nur unzureichend bzw. bestenfalls phänomenologisch beschrieben werden können.

- Ein signifikanter magnetischer Druck liegt beim IPG3 vor. Vielmehr wird das in Abbildung 36 gezeigte Maximum für die hier, aber auch die weiteren in Referenz (3) untersuchten Bedingungen durchlaufen.

Aus Gleichung 94 und der einfachsten Version des Ohmschen Gesetzes für Plasmen  $j = \sigma \cdot E$  folgt mit Vernachlässigung der Verschiebungsstromdichte und  $\partial J_0(a \cdot r) / \partial r = -a \cdot J_1(a \cdot r)$  (140) für das elektrische Feld in azimuthaler Richtung

$$\mathbf{E}_\theta = \mathbf{H}_{Spule} \frac{\sqrt{-2i} J_1(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta})}{\delta \sigma_{eff} J_0(\sqrt{-2i} \frac{R}{\delta})}. \quad \text{Gl. 170}$$

Für die Stromdichte folgt nun sofort

$$\mathbf{j}_\theta = \mathbf{H}_{Spule} \frac{\sqrt{-2i} J_1(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta})}{\delta J_0(\sqrt{-2i} \frac{R}{\delta})}. \quad \text{Gl. 171}$$

Mit Gleichung 136 kann nun  $dp/dr$  berechnet werden:

$$\frac{dp}{dr} = \mathbf{j}_\theta \mathbf{B}_z = \sigma_{eff} \mathbf{E}_\theta \mu_0 \mathbf{H}_z = \alpha \mu_0 \mathbf{H}_{Spule}^2 \frac{J_0(ar) J_1(ar)}{J_0^2(aR)}. \quad \text{Gl. 172}$$

Somit lässt sich ein Zusammenhang für  $p_{mag}$  angeben:

$$p_{mag} = \frac{\mu_0 \mathbf{H}_{Spule}^2 a}{J_0^2(aR)} \int_0^R J_0(ar) J_1(ar) dr = \frac{\mu_0 \mathbf{H}_{Spule}^2}{2} \left( 1 - \frac{1}{J_0^2(aR)} \right) \quad \text{Gl. 173}$$

Gleichung 173 ist aufgrund der Besselfunktion  $J_0$  komplex. Der magnetische Druck ist ein Resultat der auftretenden, gerichteten Lorentzkräfte. Diese zeigen aufgrund der auftretenden Phasenverschiebung nicht immer nach innen. Dieser Sachverhalt wird durch die Existenz eines Imaginärteiles angedeutet. Im zeitlichen Mittel heben sich diese Kraftoszillationen gegenseitig auf, so dass im physikalisch wirksamen Endergebnis hier nur der Realteil von Gleichung 173 relevant ist. Nach Rechnung erhält man für den Betrag des magnetischen Drucks  $p_{mag}$  ( $p_{ref} = \mu_0 \cdot \mathbf{H}_{Spule}^2 / 2$ ):

$$\frac{p_{mag}}{p_{ref}} = 1 - \frac{ber_0^2(\sqrt{2} \frac{R}{\delta}) - bei_0^2(\sqrt{2} \frac{R}{\delta})}{\left( ber_0^2(\sqrt{2} \frac{R}{\delta}) + bei_0^2(\sqrt{2} \frac{R}{\delta}) \right)^2}. \quad \text{Gl. 174}$$

Dabei wurde der Zusammenhang  $J_0(\sqrt{\pm i} x) = ber_0(x) \mp ibei_0(x)$  verwendet (140). Bei den Funktionen  $ber_0(x)$  und  $bei_0(x)$  handelt es sich um sogenannte Kelvinfunktionen nullter Ordnung. Diese dienen der Aufspaltung von Besselfunktionen erster Art und nullter Ordnung in Real- und Imaginärteil. Wertet man Gleichung 174 graphisch aus, so erhält man den in Abbildung 36 dargestellten Verlauf. Zusätzlich ist der Verlauf aus dem bereits diskutierten exponentiellem Ansatz aus (141) dargestellt. Bei Vernachlässigung von Dämpfungseffekten wird der magnetische Druck nach oben abgeschätzt. Wird die Felddämpfung hingegen beim exponentiellen Ansatz berücksichtigt, so wird deutlich, dass die Kurve für kleine  $\delta/R$  - Verhältnisse in die Kurve des hier behandelten Bessel-Ansatzes übergeht. Bei der Betrachtung der Kurve aus Gleichung 174 wird folgendes deutlich:

Es existiert ein Maximum bei  $\delta/R \approx 0,57$  (bzw.  $d/\delta \approx 3,54$ ). Dieser Wert ist nahezu identisch mit dem in (3) ermittelten Punkt maximaler Leistungseinkopplung.

Für starke Dämpfung und demnach kleine  $\delta$  geht der magnetische Druck in den Referenzdruck  $p_{\text{ref}}$  nach Gleichung 174 über. Damit darf das Resultat für  $p_{\text{mag}}$  aus dem Besselansatz als verifiziert gelten, denn es ergibt sich ein konsistentes Gesamtbild, wenn man die Resultate beispielsweise in (141) miteinbezieht.

Es gibt ein Maximum im Verlauf der hier berechneten Kurve, d.h. es gibt eine prinzipielle Optimierungsmöglichkeit hinsichtlich des radialen magnetischen Drucks bzw. thermalen Rohrbelastung (im Sinne ihrer Reduktion durch den Thetapinch) durch das  $\delta/R$  - Verhältnis. Damit wird die in (3) und (104) aufgebaute Interpretation einer vorliegenden MHD-basierten Stabilisierung des Plasmas aufgrund des Thetapinchs durch ein weiteres bedeutsames Indiz verstärkt, denn nahezu alle in (3) untersuchten Plasmabedingungen durchlaufen, je nach Plasmaleistung, einen Wert für  $d/\delta$  von  $\approx 3,57$  bzw. liegen in der Nähe dieses Wertes, siehe hierzu auch Abbildung 7.1-24 in Referenz (3)). Bedingung 2 nach Tabelle 7.1-1 liegt bei  $\delta/R = 0.62$  bzw.  $d/\delta = 3.22$ .

Gleichung 174 basiert auf dem Referenzdruck  $p_{\text{ref}}$ . Das Magnetfeld einer Spule ist in der Größenordnung von  $B = I \cdot n/l$ . Für den Betriebspunkt ergibt sich für  $p_{\text{ref}}$  damit der Wert 206 Pa. Berücksichtigt man zur Berechnung von  $p_{\text{mag}}$  das aus (3) für Bedingung 2 bekannte Dämpfungsmaß  $\delta/(R-\delta_T) = 0.62$ , so resultiert für den magnetischen Druck der Wert  $p_{\text{mag}} = 277$  Pa. Das Dämpfungsmaß wiederum liegt recht nahe am Maximum. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass in (104) zahlreiche Bedingungen unter Variation von Kapazität und Induktivität durchgeführt wurden. Bei einigen dieser Bedingungen konnten für das Dämpfungsmaß sowohl das Maximum der eingekoppelten Plasmaleistung als auch des magnetischen Drucks durchlaufen werden.

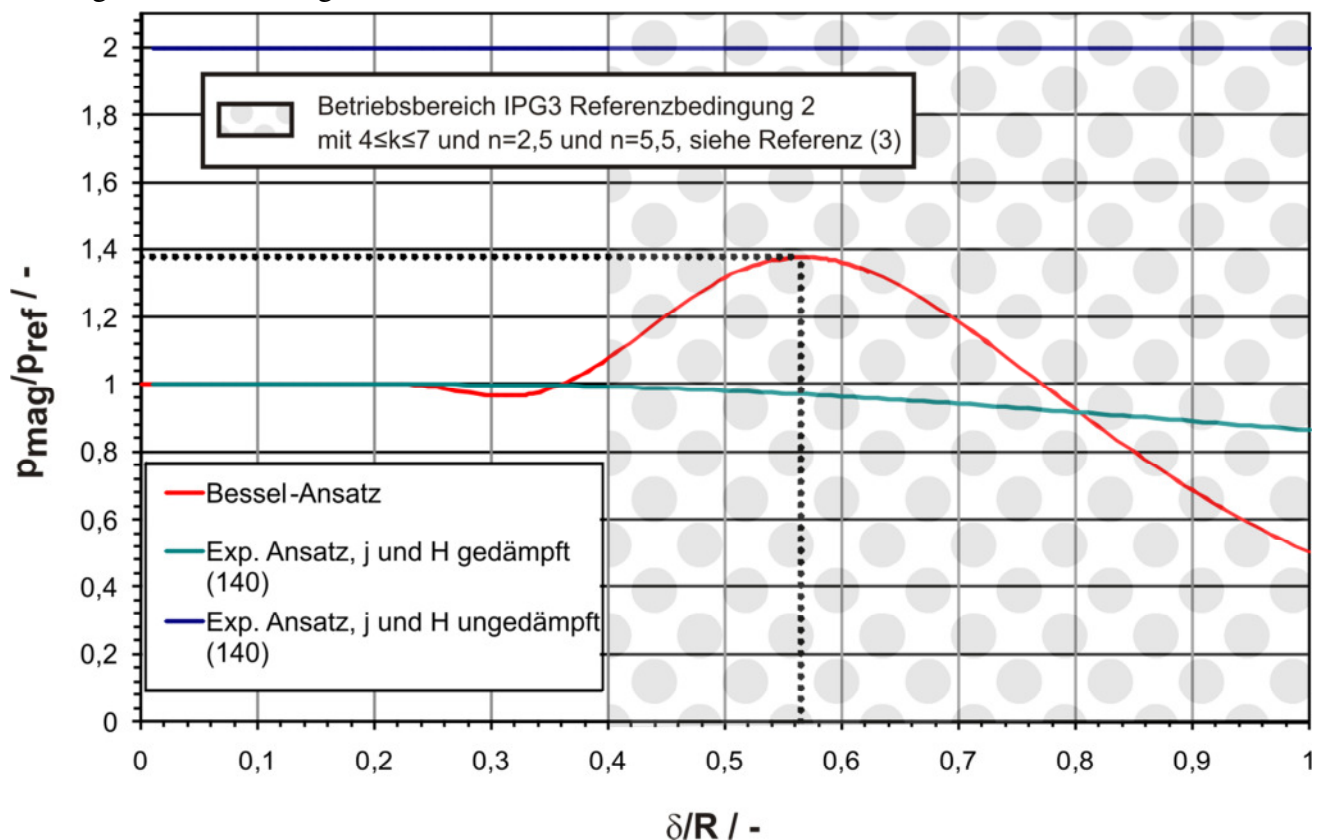


Abbildung 36: Verlauf von  $p_{\text{mag}}$  über  $\delta/R$  und Vergleich mit den Resultaten aus (141)

### 7.1.4 Integrale radiale Lorentzkraft beim IPG

Mit der Lösung des Zusammenhangs für  $p_{\text{mag}}$  aus Impulssatz und den Maxwellgleichungen bietet es sich nun an, im Weiteren die integrale radiale Lorentzkraft genauer zu untersuchen. Dies erweitert nicht nur das Verständnis an sich, sondern schafft auch durch einen Vergleich mit typischen Werten der integralen Lorentzkraft für die stationären Eigenfeld-MPD-Plasmasysteme, wie sie am IRS über mehr als einem Jahrzehnt eingehend untersucht wurden (74), (86), die Möglichkeit, die hier vorliegenden Lorentzkraft im Sinne der Beeinflussungsfähigkeit des Plasmas besser beurteilen zu können. Die integrale Lorentzkraft  $F_L$  lässt sich nun über die Integration der Lorentzkraftdichte  $f_L$  über dem Volumen berechnen:

$$\vec{F}_L = \text{Re}(\int \vec{f}_L dV) = \text{Re}(\int (\vec{j} \times \vec{B}) dV). \quad \text{Gl. 175}$$

Mit Gleichung 107 und der einfachsten Version des Ohmschen Gesetzes für Plasmen wird die Lorentzkraftdichte in Gleichung 175 zu

$$\vec{f}_L = \sigma_{\text{eff}} \mu_0 (\vec{E} \times \vec{H}) = \sigma_{\text{eff}} \mu_0 \begin{pmatrix} E_r H_\theta - E_\theta H_r \\ E_\theta H_z - E_z H_\theta \\ E_z H_r - E_r H_z \end{pmatrix} = \sigma_{\text{eff}} \mu_0 \begin{pmatrix} 0 \\ E_\theta H_z \\ 0 \end{pmatrix}. \quad \text{Gl. 176}$$

Betragsmäßig bedeutet dies eine radialgerichtete Lorentzkraftdichte und deren Betrag entspricht  $dp/dr$  nach Gleichung 136, wenn man auch dort  $j_\theta = \sigma_{\text{eff}} E_\theta$  für  $j_\theta$  einsetzt. Setzt man Gleichung 170 und 172 ein, folgt

$$F_r = \int_0^l \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{dp}{dr} r dr d\theta dz = 2\pi l \int_0^R \frac{dp}{dr} r dr = 2\pi l \int_0^R j_\theta B_z r dr = \\ 2\pi l \mu_0 H_{\text{Spule}}^2 \text{Re} \left[ \frac{\sqrt{-2i}}{\delta J_0^2(\sqrt{-2i} \frac{R}{\delta})} \int_0^R J_0(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta}) J_1(\sqrt{-2i} \frac{r}{\delta}) r dr \right] \quad \text{Gl. 177}$$

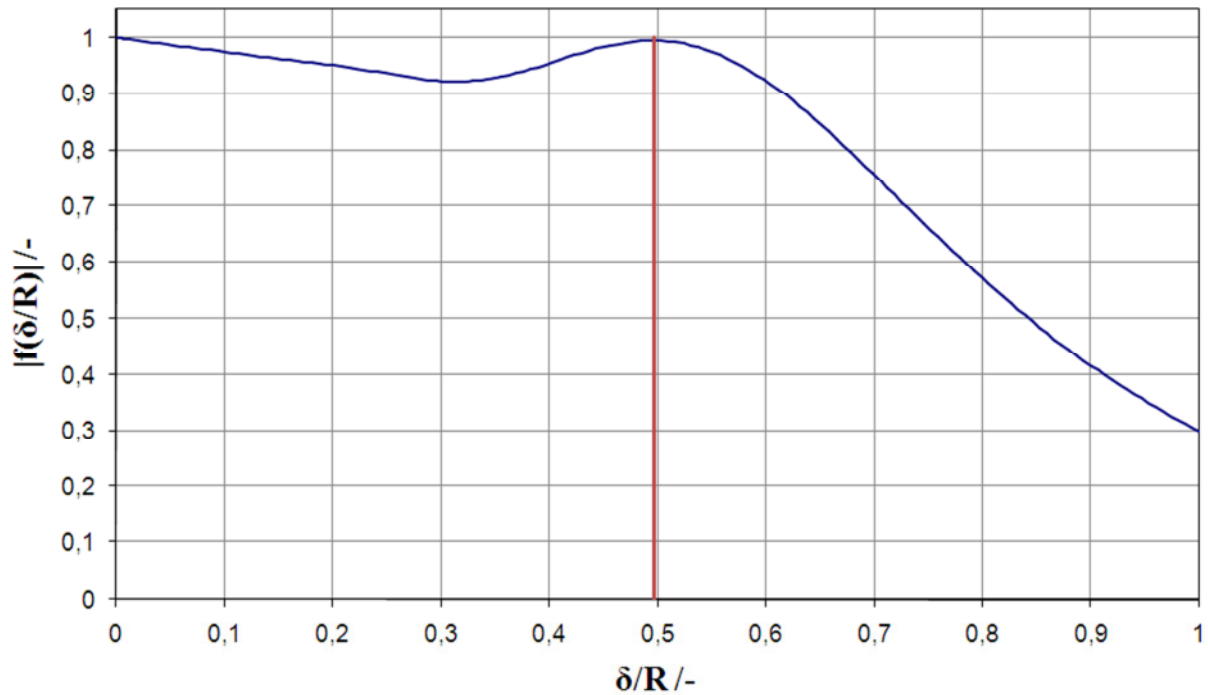
Mit Hilfe von partieller Integration lässt sich das Integral in Gleichung 177 weiter berechnen (104):

$$\frac{F_r}{F_0} = \text{Re} \left[ 1 - \frac{1}{R} \frac{\int_0^R J_0^2(ar) dr}{J_0^2(aR)} \right] = f\left(\frac{\delta}{R}\right) = \left( 1 - \frac{A\left(\frac{\delta}{R}\right)C\left(\frac{\delta}{R}\right) + B\left(\frac{\delta}{R}\right)D\left(\frac{\delta}{R}\right)}{C^2\left(\frac{\delta}{R}\right) + D^2\left(\frac{\delta}{R}\right)} \right). \quad \text{Gl. 178}$$

Dabei ist  $F_0$

$$F_0 = -\mu_0 \pi l H_{\text{Spule}}^2 R, \quad \text{Gl. 179}$$

was im Übrigen auch bedeutet, dass  $F_r$  ein negatives Vorzeichen hat. Dies ist angesichts der Orientierung der Lorentzkraft zum Rohrzentrum verständlich, siehe auch Abbildung 24. Die Hilfsfunktionen A, B, C und D und deren Herleitung sind in Referenz (104) genau erläutert. Auf diese wird daher im Rahmen dieser Abhandlung nicht näher eingegangen. In Gleichung 179 kommt darüber hinaus die erwartete Proportionalität der Lorentzkraft zu  $H_{\text{Spule}}^2$  beziehungsweise  $I_{\text{Spule}}^2$  zum Ausdruck. Damit lässt sich auch die Proportionalität zur eingekoppelten Plasmaleistung nachvollziehen, ein Sachverhalt, welcher bereits in (3) für das exponentielle Modell aufgezeigt wurde und anhand dessen sich die Existenz eines Lorentzkraftmaximums bezüglich des Parameters  $\delta/R$  bereits vermuten lies. Betrachtet man Abbildung 37, in welcher die Funktion  $f(\delta/R)$ , Gleichung 178, dargestellt ist, so bestätigt sich nun diese Aussage.



**Abbildung 37: Normierter Verlauf der integralen Radial-Lorentzkraft**

Deutlich zu erkennen ist ein Maximum bei  $\delta/R \approx 0,50$  (berechnet 0.497). Das gleich große Maximum für  $\delta/R \rightarrow 0$  ist eher von akademischem Interesse und wird bei teilionisierten (Niedrigtemperatur-) Plasmen in der Realität nicht erreicht. So müsste in einem hierfür repräsentativen Fall mit  $f = 1$  MHz,  $\delta/R = 0,1$  und  $R$  in Anlehnung an die am IRS betriebenen IPG die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma > 50000$  S/m sein. Es wird daher deutlich, dass für die Maximierung der Lorentzkraft bei den hier typischen Plasmen das relative Maximum bei  $\delta/R = 0,5$  von Interesse ist. Das Minimum für  $\delta/R \approx 0,315$  hat allerdings den Wert  $f(\delta/R) = 0.923$ , d.h. die Lorentzkraft reduziert sich im Bereich für  $\delta/R < 0.6$  lediglich maximal um 7.7 % gegenüber dem Maximum. Lässt man den so genannten zweiten Übergang bei IPG3 außer Acht, bei dem sich die Plasmaleistung ohnehin drastisch erhöht, was aufgrund der o. g. Proportionalität von  $F_r$  zur Plasmaleistung zu einer starken Zunahme des Betrags von  $F_0$  nach Gleichung 179 führt, so könnte man aus dem Ergebnis für  $f(\delta/R)$  jedenfalls ableiten, dass es praktisch gesehen sinnvoll ist, den IPG bei  $\delta/R < 0,6$  zu betreiben. Dies führt mit Gleichung 158 auf die Forderung

$$\sqrt{\mu_0 \sigma \omega R} > \frac{5}{3} \Rightarrow \sigma \omega > \frac{25}{9 \mu_0 R^2}. \quad \text{Gl. 180}$$

Allerdings wäre hier im Rahmen des vereinfachten Modells in (104) für  $R$  nicht der Radius des Entladungskanals einzusetzen, sondern ein, aufgrund der an der Rohrwand auftretende thermischen Grenzschicht, reduzierter Wert. Dabei kann man in einer ersten Näherung die Grenzschichtdicke  $\delta_T$  abziehen, da die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  innerhalb dieser verhältnismäßig kalten Schicht nicht signifikant ist. In (3) wurde  $\delta_T$  messtechnisch und analytisch zu etwa 20 mm ermittelt. Für den IPG3 ergibt sich damit für das kleinste  $\sigma \cdot \omega$  einen Wert von  $4.57 \cdot 10^9$  S/(ms). Bei einer Frequenz von 640 kHz folgt  $\sigma > 1140$  S/m. An Gleichung 179 ist außerdem zu erkennen, dass der Spulenradius bzw. der Radius des Entladungsröhres linear in die integrale Lorentzkraft eingeht.

Gleichung 179 zur Berechnung von  $F_0$  hängt zusätzlich jeweils linear von der Länge  $l$  und vom Radius  $R$  ab. Das Magnetfeld einer Spule ist in der Größenordnung von  $I \cdot n/l$ . Für den Betriebspunkt ergibt sich für  $F_0$  damit  $-6.5$  N. Berücksichtigt man zur Berechnung von  $f(\delta/R)$  das aus (3) für Bedingung 2 bekannte Dämpfungsmaß  $\delta/(R-\delta_T) = 0.62$ , so resultiert für  $F_r$  der Wert  $-5.8$  N.

**Tabelle 7.1-3: Spulenfeldstärke, Plasmaleistung, magnetischer Druck, Lorentzkraft, Rohrinneindruck und Stuartzahl für IPG3 Referenzbedingungen (Generatorbedingung, nur Sauerstoff, Erweiterung von Tabelle 7.1-1)**

Bed.	$I_{\text{Spule,eff}}$	H	$P_{\text{Pl}}$	$P_{\text{ref}}$	$F_0$	$p_{\text{mag}}$	$F_r$	$p_{\text{inj}}$	St	Bem.
1	393 A	18 kA/m		204 Pa	-6.46 N	> 100 Pa	> -2 N	1,7 kPa	> 0.24	$\delta/(R-\delta_T)$ unbek. (aber größer als 1)
2	395 A	18,1 kA/m	29 kW	206 Pa	-6.52 N	277 Pa	-5.82 N	1,5 kPa	0.88	(d- $2\delta_T)/\delta = 3.22 \leftrightarrow$ $\delta/(R-\delta_T) = 0.62$ (siehe (3))

Die berechneten integralen Kräfte liegen mindestens in der Größenordnung einiger Newton. Mit den im Rahmen von (86) ermittelten axialen magnetischen Schüben bei kontinuierlich betriebenen magnetoplasmadynamischen Eigenfeldtriebwerken, siehe auch Kapitel 4, liegen in der gleichen Größenordnung. Dies unterstützt die Aussage, dass hier eine magnetische Beeinflussung der Plasmaströmung vorliegt. Darüber hinaus kann nun die Stuartzahl angegeben werden, welche in (37) auf Basis der am IRS bereits entwickelten MHD-basierten Plasmasysteme (u.a. auch stationäre Eigenfeld-MPD-Triebwerke), qualifiziert wurde. Berechnet man die Stuartzahl  $St$  nach Gleichung 162, so resultiert für die Bedingung 2 der Wert 0.88. Für die Bedingung 1 wurde eine Abschätzung nach unten mit  $\delta/(R-\delta_T) = 1$  durchgeführt. Führt man dies mit der Definition der Stuartzahl sowie den Analysen in (37) zusammen, so ist davon auszugehen, dass die Größenordnung der hier vorliegenden Stuartzahlen eine eigenfeldbasierte magnetische Beeinflussung des Plasmas im Entladungsrohr erwarten lassen. Gemeinsam mit den umfangreichen experimentellen und theoretischen Analysen in (3) unterstützt diese Information die Aussage, dass es unter bestimmten Betriebsbedingungen zu einem Thetapincheffekt kommt. Die Optimierung besteht darin, dass die hier diskutierten Referenzbedingungen, aber auch weitere Bedingungen in (3), mit ihrem Dämpfungsmaß nicht nur die Stelle der maximalen induktiven Leistungseinkopplung, sondern auch die Stelle der maximalen Lorentzkraft bzw. des maximalen magnetischen Druckes durchlaufen.

### 7.1.5 Abschätzung des magnetischen Druckes aus Pitotdruckmessungen

In (142) wurde eine eindimensionale Impulsbilanz zur Berechnung des magnetischen Druckanteils im Pitotdruckprofil aus der induzierten Plasmaleistung, den gemessenen Totaldrücken in Injektor-kopf und Tank, dem statischen Plasmadruck und der Machzahl der Plasmaströmung aufgestellt. Hierzu wurde eine radiale Pitotdruckmessung mit Hilfe der in Kapitel 7.1.2.2 beschriebenen IRS Mini-Pitotdrucksonde an Referenzbedingung 2 durchgeführt. Es sei darauf hingewiesen, dass in (3) zahlreiche Radialprofile für diese Referenzbedingung dargestellt sind. Diese wurden allerdings mit einer Pitotdrucksonde in europäischer Standardgeometrie (Durchmesser 50 mm) gemessen.

Ausgangspunkt hierfür ist der Impulssatz nach Gleichung 107, die sich im Falle stationärer und reibungsfreier Strömung auf

$$\nabla(\rho\vec{v}\vec{v}) = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B} \quad \text{Gl. 181}$$

vereinfacht. Eine eindimensionale Betrachtung liefert:

$$\frac{\partial(\rho v_z^2)}{\partial z} = -\left(\frac{\partial p_z}{\partial z} + f_{L,z}\right). \quad \text{Gl. 182}$$

Mittels einer Linearisierung, d.h. dem Übergang von  $\partial$  auf  $\Delta$  erhält man

$$\Delta(\rho v_z^2) + \Delta p = -\Delta z f_{L,z}, \quad \text{Gl. 183}$$

wobei die Größe auf der rechten Seite der Gleichung das lineare Integral der Lorentzkraftdichte über den Weg  $\Delta x$  beschreibt und somit den zwischen „1“ und „2“ aufgebauten magnetischen Druck, d.h. die magnetische Druckdifferenz  $\Delta p_{\text{mag}}$ , darstellt. Mit Hilfe einer Bilanz zwischen Injektorkopf (Index „1“) und Schalldurchgang (Index „2“) kann somit der magnetische Druckterm separiert werden:

$$\rho_2 v_2^2 - \rho_1 v_1^2 + p_2 - p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 - p_{\text{tot},\text{inj}} = -(p_{\text{mag},2} - p_{\text{mag},1}) = -p_{\text{mag},2} \quad \text{Gl. 184}$$

Folgende vereinfachende Aussagen, die für Gleichung 184 verwendet wurden, sind dabei nahelegend: Die Strömungsgeschwindigkeit im Injektorkopf ist vernachlässigbar ( $\rightarrow v_1 \approx 0$  m/s). Der magnetische Druck dort kann ebenfalls vernachlässigt werden, da  $p_{\text{mag},1}$  nur für geladene Teilchen relevant ist und unmittelbar nach dem Einblasen des Arbeitsgases noch kein Plasma vorliegt ( $\rightarrow p_{\text{mag},1} = 0$  Pa). Damit ist  $p_1 = p_{\text{tot},\text{inj}}$  (siehe Tabelle 7.1-3), der am Injektorkopf gemessene Totaldruck (hier 1,5 kPa). Für die Geschwindigkeit in der Spulenmitte gilt  $v^2 = a_{\text{mag}}^2 \cdot \text{Ma}_{\text{mag}}^2 \approx a_{\text{mag}}^2 = (\kappa \cdot R \cdot T + p_{\text{mag}}/\rho)$ . Dabei sind  $\text{Ma}_{\text{mag}}$  die magnetosonische Machzahl und  $a_{\text{mag}}$  die magnetosonische Schallgeschwindigkeit (57). Zwischen der vierten und fünften Windung des IPG3 mit  $n = 5,5$ , also dort, wo das Maximum der Leistungseinkopplung liegt (3), (57), wird auch das Maximum des magnetischen Drucks sowie Schalldurchgang vermutet. Damit erhält man einen Zusammenhang für  $p_{\text{mag},2}$ :

$$p_{\text{mag},2} = p_{\text{tot},\text{inj}} - (\rho_2 v_2^2 + p_2) \approx p_{\text{tot},\text{inj}} - (\rho_2 a_2^2 + p_2) = p_{\text{tot},\text{inj}} - (\kappa_2 + 1)p_2 \quad \text{Gl. 185}$$

Ausgangspunkt für die weiteren Analysen ist das Ergebnis nach Gleichung 182, welches nun für die Bilanzierung des Impulses zwischen Entladungskammer (Index „2“) und Tank (Index „3“) übernommen werden kann. Da sich von der Entladungskammer zum Tank eine Überschallströmung aufbaut, „sieht“ der Druck in „2“ nicht, was stromabwärts mit der Strömung passiert. Andererseits hat der Zustand „2“ die Druckerhöhung in Folge der Leistungseinkopplung bereits teilweise erfahren und der Zustand „3“ hat diese vollständig erfahren und somit muss die eingekoppelte Leistung  $P_{\text{PI}}$  in der Bilanz berücksichtigt werden. Die Bilanz ist dann wie folgt:

$$\rho_3 v_3^2 + p_3 + p_{\text{mag},3} + \frac{P_{\text{PI}}\rho_3}{\dot{m}} = (\rho_2 v_2^2 + p_2 + p_{\text{mag},2}) + \frac{a P_{\text{PI}}\rho_2}{\dot{m}} = p_{\text{tot},\text{inj}} + \frac{P_{\text{PI}}\rho_3}{\dot{m}} \quad \text{Gl. 186}$$

Die Größe  $p_3$  entspricht dem gemessenen Tankdruck und  $a$  trägt dem Umstand Rechnung, dass am Zustand „2“  $P_{\text{PI}}$  noch nicht vollständig eingekoppelt ist. Der gaskinetische Totaldruck  $p_{\text{tot},3}$  kann gemäß Druckbilanz formuliert werden:

$$p_{\text{tot},3} = p_3 + \rho_3 v_3^2 - \frac{\rho_3 v_3^2}{2} \quad \text{Gl. 187}$$

Damit folgt:

$$\frac{\rho_3 v_3^2}{2} + p_{mag,3} = p_{tot,inj} - p_{tot,3} + \frac{P_{PI} \rho_3}{\dot{m}} \quad \text{Gl. 188}$$

Der dynamische Druck lässt sich mit

$$\frac{\rho_3 v_3^2}{2} = \frac{\rho_3}{2} \alpha_3^2 Ma_3^2 = \frac{\rho_3}{2} \left( \kappa_3 R_3 T_3 + \frac{p_{mag,3}}{\rho_3} \right) Ma_3^2 = \frac{Ma_3^2}{2} (\kappa_3 p_3 + p_{mag,3}) \quad \text{Gl. 189}$$

abschätzen.

Damit folgt aus Gl.186:

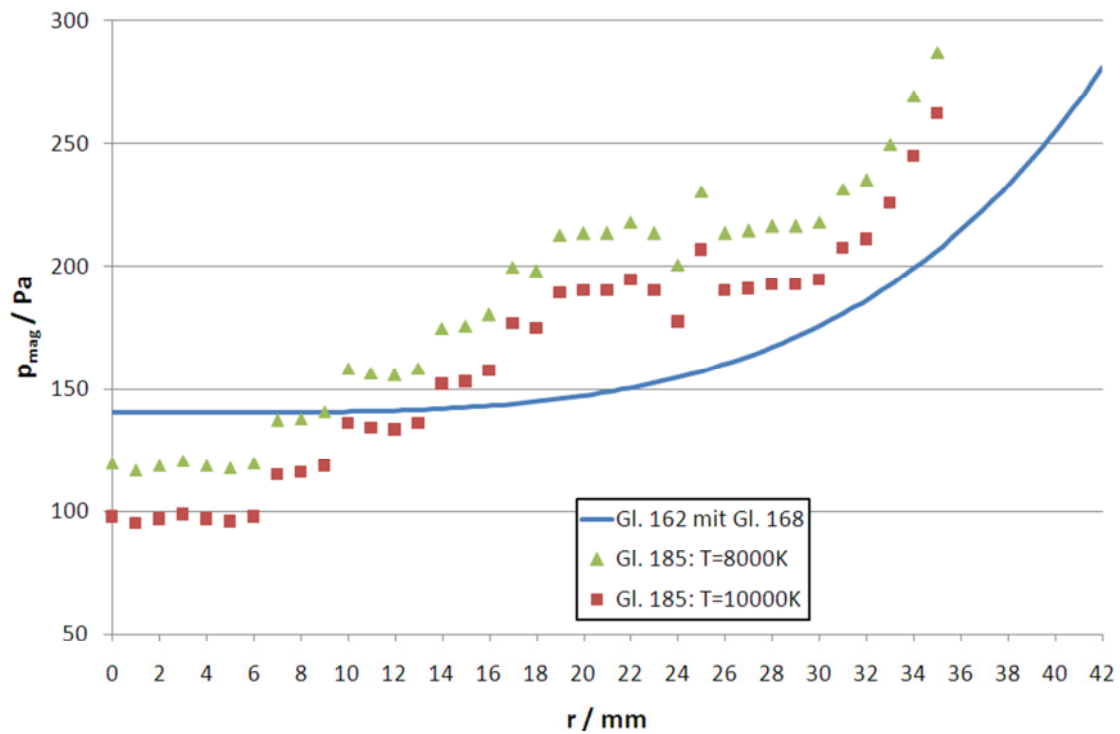
$$p_{mag,3} = \frac{2(p_{tot,inj} - p_{tot,3}) + \frac{2P_{PI} \rho_3}{\dot{m}} - Ma_3^2 \kappa_3 p_3}{(Ma_3^2 + 2)} \quad \text{Gl. 190}$$

Weitere Umformungen führen auf

$$p_{mag,3} = \frac{2(p_{tot,inj} - p_{tot,3}) + \frac{2P_{PI} \rho_3}{\dot{m} R_3 T_3} - Ma_3^2 \kappa_3 p_3}{(Ma_3^2 + 2)} = \frac{2(p_{tot,inj} - p_{tot,3}) + p_3 \left( \frac{2h_{eff}}{R_3 T_3} - Ma_3^2 \kappa_3 \right)}{(Ma_3^2 + 2)}. \quad \text{Gl. 191}$$

Die Größe  $p_{tot,inj}$  ist in Tabelle 7.1-3 angegeben. Mit  $h_{eff}$  ist eine effektive massenspezifische Enthalpie angegeben, welche bei 9.5 MJ/kg liegt. Die Größe  $p_{tot,3}$  ist der Totaldruck in der Anströmung vor der Pitotdrucksonde, mit welcher der radiale Pitotdruckverlauf in der Austrittsebene des IPG3 gemessen wurde (142). Dieser wurde über die eindimensionalen Stoßgleichungen berechnet, Die Plasmaleistung  $P_{PI}$  und der Gasmassenstrom  $\dot{m}$  sind in Tabelle 7.1-3 angegeben. Die Machzahl  $Ma_3$  wurde über die Rayleigh-Pitotbeziehung, siehe (35) und (3), aus den Pitotdruckmessungen in (142) bestimmt. Messergebnisse, die in (142) herangezogen wurden, liefern statische Drücke am Rand der Rohraustrittsebene bei der hier betrachteten Referenzbedingung, deren Fehlerbereich aber als recht hoch eingeschätzt werden kann. Der statische Druck  $p_3$  über dem Radius wird auf Basis dieser Untersuchungen auf 150 Pa geschätzt. Für  $\kappa$  wurden in (3) mittels einer Keilsonde Werte bei ungefähr 1.1 ermittelt und auch anhand von Modellen verifiziert. Die molare Masse ist etwa 16 (vollständig dissoziiert am „Ort“ „3“, siehe auch (104)), für die Temperatur wurde zunächst ein Temperaturwert von 10000 K eingesetzt. Weiterhin wurden in (136) und (137) bei  $x = 130$  mm im Strahl Schwerteilchentemperaturen von ca. 8000 K mit Hilfe von Laserabsorptionsspektroskopie ermittelt. Daher wurde dieser Wert zusätzlich als untere Schranke in Gleichung 191 eingesetzt.

Fasst man alles zusammen, so erhält man Abbildung 38: Der abschätzig berechnete Verlauf von  $p_{mag}$  ist in Konsistenz mit dem radialen Verlauf des Magnetfeldes, wie beispielsweise auch in Abbildung 35 gezeigt, zum anderen konnte der Verlauf als Bestätigung für eine begrenzte Eindringtiefe beim azimuthalen Stromfluss interpretiert werden. Die Unsicherheiten bestehen jedoch in der durchgeführten Zuordnung der statischen Drücke in einem Plasmasystem, welches durch eine Überschallströmung geprägt ist, sowie in der Annahme, dass die Temperatur entlang des Radius konstant ist. In Ergänzung hierzu wird deshalb an dieser Stelle der radiale Verlauf des magnetischen Druckes für Bedingung 2 mit Hilfe von Gleichung 174 ermittelt. Die Abweichungen sind zwar beachtlich, jedoch ist die Wiedergabe der Drücke aus der Impulsgleichung angesichts der stark vereinfachenden Voraussetzungen sehr zufriedenstellend. Die Resultate aus der Messung sind in der Rohrmitte niedriger. Dies liegt daran, dass die elektrodynamische Berechnung des magnetischen Drucks  $p_{mag}$  überschätzt, denn in der Rohrmitte ist das Plasma verhältnismäßig kalt. Darüber hinaus sind die Pitotdruckmessungen in (142) auf  $r_{max} = 35$  mm begrenzt.



**Abbildung 38: Verlauf des magnetischen Druckes nach Gleichung 168 sowie Abschätzung aus Pitotdruckwerten aus (142)**

Weiterhin berücksichtigt die elektrodynamische Berechnung Grenzschichteffekte in keiner Weise. Aus Referenz (3) ist allerdings bekannt, dass es aufgrund der kalten Rohrwand zur Ausbildung einer thermischen Grenzschicht mit einer Dicke von etwa 20 mm kommt. Phänomenologisch bedeutet dies, dass die elektrodynamische Berechnung eigentlich für einen um maximal 20 mm im Radius reduzierten IPG erfolgen müsste. Diese Überlegung macht auch deutlich, dass die Maximalwerte der aus den Messungen ermittelten magnetischen Drücke bei  $r = 35$  mm nicht notwendigerweise für größere  $r$  zu extrapolieren sind. Die Übereinstimmung der maximalen Werte mit den Maximalwerten der elektrodynamischen Berechnung bei  $r = 42$  mm ist vielmehr ein Zeichen von Konsistenz.

## 7.2 IMPD System IMAX

In Referenz (22) wurden umfangreiche experimentelle und numerische Untersuchungen für das gepulste MPD Triebwerk SIMPLEX durchgeführt. Dort wurden magnetische Feldstärken von maximal 0,5 T ermittelt. Vergewahrtigt man sich, dass bei IMAX die Stromverläufe im Vergleich zu ADD-SIMPLEX ca. eine Größenordnung höher liegen, wobei die Größenordnungen der Geometrie ansonsten gleich sind, so sind Magnetfeldstärken zu erwarten, welche im Vergleich auch um etwa eine Größenordnung höher liegen. Dies wurde in Untersuchungen in Referenz (37) mit  $B = 1,1 \text{ T} \dots 4 \text{ T}$  bestätigt (je nach radialer Position, siehe auch Gleichung 133), welche selbstverständlich unter Berücksichtigung der verschiedenen Elektrodenkonfigurationen stattfanden, da ja beim IMAX eine koaxiale Bauweise vorliegt. Dabei liegt eine starke Abhängigkeit der Induktivität und damit der Betriebscharakteristik bei diesen Plasmasystemen vor, siehe auch die Literaturen (21), (37) und die darin enthaltenen Referenzen.



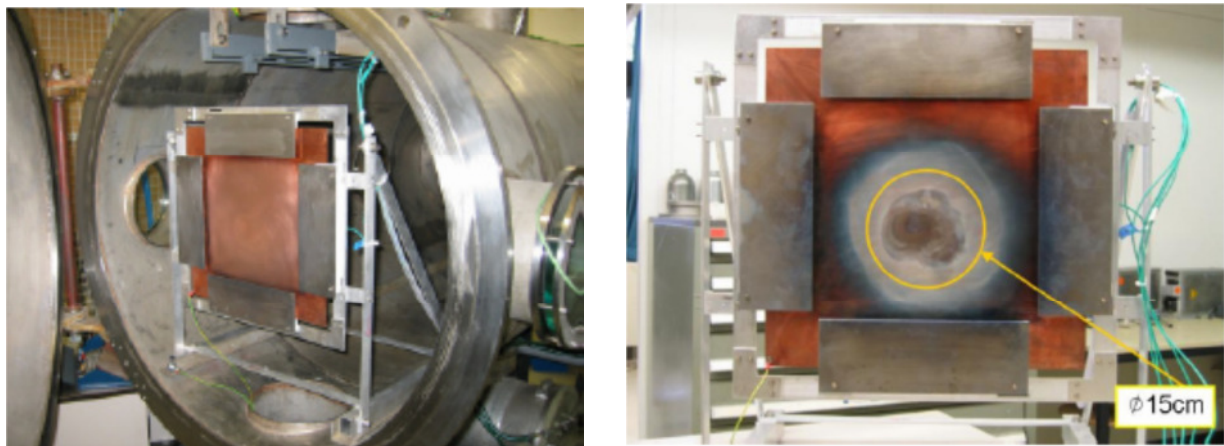
**Tabelle 7.2-1: IMAX-Referenzbedingung (Generatorbedingung, Luft als Hintergrundbetriebsgas)**

$U_c$	$p_{amb}$	$\eta_P$	E	$E_{Pl}$	m	h	$L_{eff}$	Bem.
12.8 kV	$10^{-3}$ Pa	12.5 %	1.8 kJ	0.225 kJ	10.5 pg	21.55 TJ/kg	28.8 nH	Kondensatorbank: 22 $\mu$ F Induktivität $L_0$ : 25 nH $L_{eff}$ aus Schwingkreisfrequenzmessungen. Pulsdauer etwa 5 $\mu$ s Wirkungsgrad aus (25)

Anm.: Die Gasmasse m wurde mit der idealen Gasgleichung nach oben abgeschätzt, indem hierfür das von den Elektroden umschriebene Volumen zu Grunde gelegt wurde.

Die hier dargestellte Referenzbedingung wurde in umfangreichen Untersuchungen experimentell und theoretisch charakterisiert. Die Kondensatorbankkladespannung liegt bei 12.8 kV, was mit der Kondensatorbankkapazität von 22  $\mu$ F auf eine Kondensatorbankenergie von 1.8 kJ führt. In Referenz (25) wurde der Leistungskopplungswirkungsgrad über ein Kalorimeter an der in Tabelle 7.2-1 dargestellten Bedingung bestimmt.

In Abbildung 39 ist dieses Kalorimeter dargestellt. Dabei sind die aus der Elektrodenerosion resultierenden Ablagerungen in der Abbildung rechts deutlich zu sehen. Eine genauere Betrachtung der Aluminiumelektroden nach den experimentellen Untersuchungen bestätigt diesen Eindruck.



**Abbildung 39: Kalorimeter im eingebauten Zustand vor den Tests, links, und nach 28 kV-Test**

Dabei wurde beim jeweiligen Puls die Temperaturänderung auf dem Kalorimeter erfasst und dann anschließend mit Hilfe einer Thermalanalyse nachvollzogen. Wesentliche Eingangsgröße war ein Effektivwert der Wärmestromdichte während der Pulszeit. Diese liegt bei 2.8 GW/m<sup>2</sup>, wenn man einen steilen rampenförmigen Verlauf mit jeweils 0.5  $\mu$ s Anstiegs- und Abfallzeit mit einer dazwischen befindlichen Dauer von 4  $\mu$ s mit konstant 2.8 GW/m<sup>2</sup> zu Grunde legt. Diese resultiert, wenn man die gemessene Induktivität  $L_0 = 25$  nH in die Schwingkreisgleichung einsetzt. Es ist allerdings zu beachten, dass die längenspezifische Induktivität einer koaxialen Anordnung zusätzlich berücksichtigt werden müsste. Diese lautet

$$L_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right).$$

Gl. 192

Die Akzeleratorgeometrie ist wie folgt: Der Kathodenradius  $r_k$  beträgt 0.035 m, beim Anodenradius  $r_a$  ergeben sich 0.01 m. Die Länge der Elektroden und damit die maximale Beschleunigungsstrecke  $l_b$  des Plasmas beträgt 0.18 m. Setzt man die Werte ein, so resultiert für  $L_1$  der Wert 250 nH/m. damit resultiert mit  $l_b$  eine maximale Induktivitätsänderung von 45 nH (man beachte  $L_{\max} = L_0 + L_1 \cdot l_b$ ). Eine entsprechende Mittelwertrechnung zur Abschätzung der Gesamtinduktivität führt dann auf eine Schwingkreisfrequenz von ungefähr 171 kHz. Die gemessene Betriebsfrequenz liegt bei etwa 200 kHz was mit einer effektiven Induktivität  $L_{\text{eff}}$  von ungefähr 28.8 nH einhergeht. Dies würde einer Pulsdauer von 5  $\mu\text{s}$  entsprechen.

Die maximalen Stromstärkeamplituden lassen sich nun abschätzen, denn die mit der bekannten Induktivität lässt sich die Kreisfrequenz  $\omega$  mit der Schwingkreisgleichung angeben.

$$U_c = LI_{\max} \approx L\omega I_{\max}$$

Gl. 193

Für unsere Referenzbedingung gemäß Tabelle 7.2-1 ergibt sich mit dieser Abschätzung damit ein maximaler Strom  $I_{\max}$  von 350 kA. Der Effektivwert ist hierbei deutlich kleiner, da die Stromkurve einer gedämpften Schwingung mit der Zeit entsprechend immer kleiner werdende Amplituden annimmt. Für die Anlage ergibt sich ein maximaler Wert oberhalb von 1 MA ( $U_{c,\max} = 40$  kV).

### 7.2.1 MHD Effekte

In Referenz (95) konnte nachgewiesen werden, dass der Beitrag der externen Elektrode (Kathode) zur magnetischen Flussdichte  $B$  sowieso im Vergleich zur zentralen Anode, siehe hierzu auch Abbildung 21, äußerst gering ist, so dass  $B$  über Gleichung 133 in sehr guter Näherung algebraisch berechnet werden kann. Wählt man hierbei einen Strom von 200 kA, einen Wert, der für den IMAX (143) repräsentativ ist, so resultiert für  $B$  einen radialer Verlauf mit einem Maximum von ca. 4 T am Rand der Anode ( $\rightarrow B$  ist maximal am Rand der Anode,  $r = R_A$ ), welches dann hyperbolisch auf etwa 1.1 T zum Rand der äußeren Kathode abnimmt ( $\rightarrow B > 1.1$  T). Für die charakteristische Länge  $L$  sollte die Elektrodenlänge eingesetzt werden, da diese in etwa die Beschleunigungsstrecke für das Plasma bedeutet.

$$St = \frac{\sigma B_0^2 L}{\rho_{\infty} v_{\infty}} = \frac{jBL}{\rho_{\infty} v_{\infty}^2} = \left(\frac{\mu_0}{2\pi}\right)^2 \frac{\sigma I^2 L}{R_A^2 \rho_{\infty} v_{\infty}}$$

Gl. 194

Mit Gleichung 75 resultieren in Kapitel 4.2.1 für die elektrischen Leitfähigkeiten die Größenordnungen  $10^5$  bis  $10^6$  S/m. Die Geschwindigkeiten liegen größenordnungsmäßig zwischen 10 und 100 km/s, siehe auch Kapitel 4.2.2. Dies erklärt sich über den enormen Beschleunigungseffekt (Gleichung 109) infolge der sehr hohen magnetischen Flussdichten in Verbindung mit den hohen Stromdichten im Plasma. Legt man beispielsweise eine mittlere Induktivität des Gesamtsystems zu Grunde ( $\rightarrow$  Kapitel 7.2), so ergibt sich zusammen mit der Kapazität der Kondensatorbank von 22  $\mu\text{F}$  eine mittlere Periodendauer von 7.8  $\mu\text{s}$ . Mit den Werten für  $v$  aus Kapitel 4.2.2 resultiert eine mittlere Beschleunigung von  $1.3 \cdot 10^9$  m/s<sup>2</sup> (10 km/s) bzw.  $1.3 \cdot 10^{10}$  m/s<sup>2</sup> (100 km/s). Mit den errechneten Werten aus Kapitel 4.2.2 für  $\sigma$ ,  $v$  und den hier abgeschätzten Werten für  $I$  resultieren sehr hohe Stuartzahlen in der Größenordnung von  $10^7$  bis  $10^8$ .

## 7.2.2 Bedeutung für die Plasmageschwindigkeit

Die Plasmageschwindigkeit lässt sich zunächst mit Hilfe des Energiesatzes abschätzen:

$$v_{Pl} \approx \sqrt{\frac{2\eta E_C}{m_{Pl}}}. \quad \text{Gl. 195}$$

Dabei können die entsprechenden Werte der Tabelle 7.2-1 entnommen werden und es resultiert eine Geschwindigkeitswert von 6500 km/s. Dieser Wert ist unerwartet hoch und muss daher kritisch betrachtet werden. Eine Analyse möglicher, in Gleichung 195 nicht berücksichtigter Verlustterme, scheint erforderlich und führt auf folgende Verlustleistungen:

- Bremsstrahlung,
- Synchrotronstrahlung, wie sie bei signifikanten magnetischen Flussdichten auftritt sowie
- Ionisations- und Dissoziationsenergien im Plasma,
- Verluste, verursacht durch beschleunigte Elektrodenpartikel, resultierend aus Elektroden-erosionseffekten.

Verwendet man für die Bremsstrahlung und die Synchrotronstrahlung die in Referenz (40) ermittelten Zusammenhänge, so ergibt eine Analyse der relevanten Größen allerdings, dass sowohl Bremsstrahlung als auch Synchrotronstrahlung vernachlässigbar sind. Darüber hinaus liegt die in Ionisation und Dissoziation gebundene Energie in der Größenordnung von  $10^{-1}$  J und damit um 4 Größenordnungen kleiner als die im Plasma eingekoppelte Energie (225 J, siehe Tabelle 7.2-1).

Die Elektrodenmassenverluste sind leider im Rahmen der experimentellen Kampagnien nicht erfasst worden. Es ist allerdings davon auszugehen, dass ein gewisser Anteil der Energie in diesen Prozess mit einfließt. Dies lässt sich beispielsweise anhand der Aluminiumablagerungen auf dem Kalorimeter, siehe Abbildung 39, begründen.

Betrachtet man die in Referenz (95) durchgeführten Geschwindigkeitsberechnungen auf Basis des Schneepflugmodells, so wird ersichtlich, dass die hier vorliegende Geschwindigkeit jedenfalls signifikant größer sein muss, da der Druck im Rezipienten der Anlage mit  $10^{-3}$  Pa um Größenordnungen kleiner ist als der in den Simulationen gewählte Druck von 50 Pa. Eine diesbezügliche Literaturrecherche führt auf den in Referenz (103) angegebenen Zusammenhang:

$$V \approx \frac{3}{4} \frac{\sqrt{U}}{\sqrt[4]{Ap}}. \quad \text{Gl. 196}$$

Dabei wurde die hier dargestellte Beziehung im Sinne der Verwendung der Spannung  $U$  und des Druckes  $p$  auf Basiseinheiten angepasst. Der Parameter  $A$  repräsentiert die Ordnungszahl des Moleküls, mit welchem das von den Plasmageneratorelektroden umschriebene Volumen gefüllt wurde. Der Zusammenhang gilt für eine konstant angenommene Spannung  $U$ . Setzt man die Betriebsparameter nach Tabelle 7.2-1 ein, so resultiert eine Geschwindigkeit von 2200 km/s, ein Resultat, welches hinsichtlich seiner Größenordnung immerhin konsistent zum Ergebnis aus Gleichung 195 ist. Ungeachtet dessen sind die hier berechneten Plasmageschwindigkeiten äußerst kritisch zu betrachten und es liegt nahe ein Experiment zur Überprüfung dieser Geschwindigkeit beispielsweise auf Grundlage einer Prallplatte oder mit Hilfe von Flugzeitsonden vorzuschlagen bzw. durchzuführen. Betrachtet man die Elektrodenablagerungen auf dem Kalorimeter, siehe Abbildung 39, so ergibt sich folgendes Bild: Die Masse des abgelagerten Elektrodenmaterials hat sich über die Experimente hinweg kumuliert. Es ist daher davon auszugehen, dass ein Teil der Energie durch die Elektrodenerosion

verbraucht wurde. Um den Energieanteil zu ermitteln, sind jedoch weitere Experimente erforderlich. In Referenz (144) wird der Übergang des Schneepflugeffektes auf einen Verpuffungsmodus (wörtlich: „Deflagration“) diskutiert. Dieser zweite Modus, der sich quasi in Konkurrenz zum Schneepflugmodus befindet wurde von Ziemer im Jahr 2001 berichtet (145). In (144) wurde hierfür ein modifizierter Rankine-Hugoniot-Zusammenhang aufgestellt, dessen wesentliche Erweiterung in einer zusätzlichen magnetischen Energie bestand, welche durch den magnetischen Druck beigetragen wurde. Die Verpuffung tritt dabei als Übergang einer Detonation auf, sofern  $1/\rho$  immer größer bzw.  $\rho$  immer kleiner wird. Vergleicht man dies mit den Daten von Ziemer und den relevanten Massenbits, welche in einer Größenordnung von 0,2 bis 2  $\mu\text{g}$  liegen, so resultiert für IMAX, dessen Massenbit im Bereich von 10 pg liegt, die Vermutung mit diesem Betriebszustand ebenfalls im Verpuffungsmodus zu operieren. Für die Austrittsgeschwindigkeit gilt der Zusammenhang (144):

$$v = \sqrt{(1 - f) \frac{2q + \frac{\tilde{B}}{\mu_0 \rho} \left( \frac{\gamma(1-f)}{\gamma-1} + f + 0,5 \right)}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} f - 1}}. \quad \text{Gl. 197}$$

Für signifikant hohe magnetische Reynoldszahlen konvektiert das Magnetfeld stromabwärts, zusammen mit dem Plasma. Die Größe  $f$ , die in (144) eingeführt wurde, heißt Magnetfeldkonvektionsanteil und lässt für große  $f$  ( $\rightarrow 1$ ) den magnetischen Druckanteil dominieren, wohingegen bei kleinen  $f$  ( $\rightarrow 0$ ) die Größe  $q$  mehr in den Vordergrund tritt. Entgegen den Feststellungen in (144) kann  $f$  nicht exakt 0 werden, da das Argument unter der Wurzel ansonsten negativ wird. Dabei ist  $q$  der Energieanteil, der von der Kondensatorbank auf das Plasma übertragen wird. Im Weiteren wird für den magnetischen Anteil die mittlere magnetische Flussdichte  $\tilde{B}$  sowie die Neutralgasdichte  $\rho$  benötigt. Letztere kann relativ einfach über die ideale Gasgleichung bestimmt werden ( $T = 300 \text{ K}$ ,  $R = 287 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ). Leider ist  $f$  für die Messbedingung des IMAX nicht bekannt. In (144) wurden Massenbits von 0,23  $\mu\text{g}$  und 0,38  $\mu\text{g}$  mit  $f = 0,88$  bzw.  $f = 0,92$  erfolgreich an die Ziemer-Daten angepasst. Im Falle des IMAX beträgt das Massenbit, wie schon erwähnt, 10,4 pg. Darüber hinaus liegt die magnetische Flussdichte gemäß Gleichung 133, je nach Ort, zwischen 1,1 und 4 Tesla (ca. 2,5 Tesla im Mittel). Für den extremen Fall  $f = 0,99$  ergeben sich ca. 450 km/s bzw. ungefähr 1500 km/s für  $f = 0,9$  als Austrittsgeschwindigkeit für die Referenzbedingung in Tabelle 7.2-1. Berechnet man im Umkehrschluss  $R_{\text{mag}}$  noch einmal, so folgt ein Zahlenwert  $R_{\text{mag}} = 5500$  ( $f = 0,99$ ) bzw.  $R_{\text{mag}} = 18850$  ( $f = 0,9$ ), was konsistent mit den Größenordnungen in Tabelle 6.1-1 ist. Interessanterweise ist diese Austrittsgeschwindigkeit unter diesen Bedingungen nur schwach von der magnetischen Flussdichte abhängig. Die resultierenden hohen magnetischen Reynoldszahlen unterstützen die Aussage, dass  $f$  verhältnismäßig hoch ist. Zwar handelt es sich folgerichtig bei IMAX immer noch um ein MHD-basiertes Plasmasystem, allerdings ist zu beachten, dass der hohe magnetische Konvektionsanteil bzw. die hohe magnetische Reynoldszahl bewirken, dass ein signifikanter Anteil des Magnetfeldes für die Beschleunigung des Plasmas nicht wirklich effizient wirksam ist. Gleichzeitig ist zu bemerken, dass der Übergang zwischen den Entladungsmodi und die Prozesse, die damit einhergehen, noch weitgehend unverstanden sind.

## 8 Ausblick für weitere Entwicklungen (Transfer und IRS)

Die in dieser Arbeit dargestellten Entwicklungen waren häufig der Ausgangspunkt für weiterführende Entwicklungen innerhalb der Raumfahrt, aber auch für Transferentwicklungen. Wesentliche Beispiele sind hier die Resultate aus den durchgeführten Untersuchungen auf dem Gebiet der Thermochemie (Oxidation, Katalyse) unter Verwendung der IPG-Familie (4), (9). Darüber hinaus entstanden aus der IPG-Entwicklung Konzepte für fortschrittliche elektrische Raumfahrtantriebe (39). Diese Entwicklungen haben mittlerweile einen entsprechenden Reifegrad erreicht und die damit verbundenen wissenschaftlichen Ergebnisse können den oben genannten Referenzen entnommen werden. Im Folgenden werden daher weiterführende Arbeiten diskutiert, deren Implementierung zumindest schon teilweise in Vorbereitung ist.

Im Zuge der durchgeführten Entwicklungen entstanden einige Ideen, welche sowohl das Gebiet der am IRS verwendeten Plasmasysteme, als auch der Messverfahren und der zugehörigen numerischen Verfahren betreffen. Zunächst wird auf das Anwendungsspektrum der am IRS entwickelten Induktionsplasmaquellen eingegangen. Dieses ist sehr breit und wird in Referenz (36) ausführlicher diskutiert. An dieser Stelle soll nur auf die zwei bedeutsamsten Anwendungen eingegangen werden, nämlich auf die Behandlung von Abfällen sowie die Generierung von Überschallinduktionsplasmen, beispielsweise zur Erzeugung kompakter Schichten auf Substraten.

Darüber hinaus entstanden aus den in dieser Abhandlung nicht weiter diskutierten Untersuchungen für fortschrittliche Fusionsantriebe grundlegende Ideen, welche sich mit dem Einsatz von sogenannten IEC- (Inertial Electrostatic Confinement) Plasmasystemen auseinandersetzen. Augenmerk ist dabei der hohe spezifische Impuls des Ionenstrahls, der das System verlässt, sofern man den Plasmaeinschluß mit einer Öffnung versieht. Die Bedeutung des Themengebietes ist mittlerweile auch der ESA bewusst geworden. So ist im Rahmen einer zweijährigen Postdoktorandenphase von Dr.-Ing. Petkow, der diese Idee mitentwickelt hat, im Advanced Concepts Team der (ACT) ESA-ESTEC die numerische Untersuchung von IEC-Plasmen mit Hilfe des PICLAS-Codes vorgesehen.

In diesem Zusammenhang hat die Betrachtung plasmaphysikalischer Parameter zur Erkenntnis geführt, dass eine Analyse von Auflösungskriterien für Partikelverfahren auf Grundlage von  $\lambda_L$  und  $\lambda_D$  durchgeführt werden muß. Erste Betrachtungen lassen einen Zusammenhang zum Makropartikelfaktor<sup>23</sup> vermuten, siehe auch Kapitel 8.1.5. Aus dem Kontext plasmaphysikalischer Parameter heraus motiviert sich weiterhin eine Untersuchungsmöglichkeit für ideale Plasmen. So lassen erste Untersuchungen in Zusammenarbeit mit Prof. Conde von der Universität Madrid die Möglichkeit der Untersuchung charakteristischer Plasmafrequenzen mit Hilfe von elektrostatischen Sonden und gegebenenfalls auch Antennenverfahren und die damit einhergehende Bestimmung zugehöriger Plasmaparameter erwarten (146). Die Nachhaltigkeit einer derartigen Entwicklung wird noch deutlicher, wenn man in Betracht zieht, dass in diesem Umfeld die Möglichkeit der Informationsübertragung während des sogenannten „Blackout“, untersucht werden kann (147).

Für die Analyse des strahlungsbedingten Wärmeflusses wurden in jüngster Zeit Nachfluganalysen für das Flugexperiment FIRE II im Auftrag der ESA am IRS durchgeführt. Die wesentliche Er-

---

<sup>23</sup> Dabei wird eine bestimmte Anzahl von Teilchen in der Simulation aus Ressourcengründen zu einem Teilchen zusammengefasst, was durch den Makropartikelfaktor dargestellt wird.

kenntnis, und mit diesen decken sich mittlerweile auch die Resultate anderer Forschungsgruppen, besteht in der Aussage, dass ein hoher Anteil des strahlungsbedingten Wärmeflusses, wie ihn hyperbolisch wiedereintretende Raumfluggeräte erfahren, durch Strahlungsübergänge molekularen Stickstoffs im vakuumultravioletten (VUV) Spektralbereich (ca. 100-200 nm) verursacht wird. Der Autor dieser Abhandlung hat der ESA deshalb ein Forschungsprogramm zur experimentellen Untersuchung der Strahlung sowie der relevanten Absorptionseigenschaften vorgeschlagen. So wurden in einem der aktuellsten ESA-Vorhaben, an welchem das IRS beteiligt ist, die relevanten Strahlungsübergänge in der Strahlungsdatenbank PARADE implementiert und verifiziert (148). Darüber hinaus liegen am IRS bereits Erfahrungen bei der Messung von VUV-Strahlung auf Basis von Radiometersondennmessungen in Titan-relevanten Plasmaumgebungen vor (149).

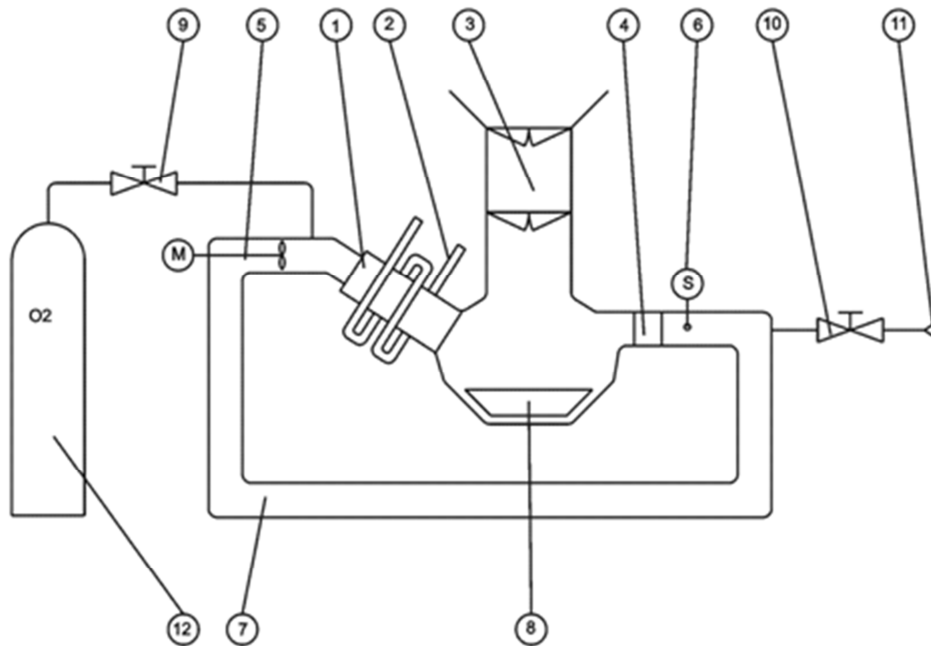
## **8.1 Induktionsplasmen zur Behandlung von Abfällen**

Die am IRS entwickelten, induktiv beheizten Plasmageneratoren werden für Grundlagenuntersuchungen im Bereich von Hitzeschutzmaterialien für atmosphärische Eintrittsmanöver eingesetzt. Allerdings hat sich nach einer intensiven Literaturrecherche und nach Austausch mit der wissenschaftlichen Fachgemeinde herausgestellt, dass sich dieses Verfahren zum Einsatz für die Behandlung von Sonderabfällen wie beispielsweise Krankenhausabfällen eignen könnte (36), (5).

Die Behandlung von medizinischem Sonderabfall erfolgt derzeit in zentralen Sondermüllverbrennungsanlagen, was einen hohen finanziellen und logistischen Aufwand mit sich bringt. Mit dem plasmagestützten Abfallbehandlungsverfahren ist es möglich, den Abfall dezentral im Krankenhaus zu behandeln, was in finanzieller, logistischer und ökologischer Hinsicht einen großen Vorteil im Gegensatz zu den etablierten zentralen Behandlungsverfahren aufweist. Ein weiterer Vorteil des Verfahrens besteht darin, dass bei Betrieb der Anlage eine Energierückgewinnung möglich ist und diese in elektrischer Form in das Stromnetz eingespeist werden kann. Ebenfalls kann die entstehende thermische Energie für die Gebäudebeheizung oder die Brauchwassererwärmung verwendet werden.

In Abbildung 40 ist die Ausführung der Krankenhausmüllentsorgungsanlage in Form eines Schemas dargestellt, wobei (1) den induktiv beheizten Plasmagenerator (IPG) selbst repräsentiert, der über die Spule (2) mit der Energieversorgung verbunden ist. Die Ziffer (2) steht dabei gleichzeitig für das Kühlsystem des Plasmagenerators, welches sich am gleichen Ort befindet. Feste Abfälle werden über die Abfallschleuse (3) zugeführt, wobei die Zuführung fester Abfallstoffe via (3) mit Hilfe eines Archimedesschraubenprinzips zugeführt werden kann, so dass auch bei festen Abfällen ein kontinuierlicher Betrieb möglich ist. Das aus dem Plasmagenerator austretende Plasma zersetzt dabei durch thermochemische Prozesse das Abfallmaterial, bis dieses vollständig in seine gasförmigen Bestandteile aufgelöst ist. Anschließend wird die Vorrichtung so lange weiterbetrieben, bis sämtliche giftigen oder gefährlichen Moleküle in der Atmosphäre im Kanal (7) in ihre unschädlichen Bestandteile zerlegt sind. Die Überwachung dieses Prozesses erfolgt vorzugsweise mit einem hier nur schematisch angedeuteten Sensor (6), der z.B. ein Festkörperelektrolytsensor ist, um die Zusammensetzung der Atmosphäre im geschlossenen Kanal (7) zu überwachen.

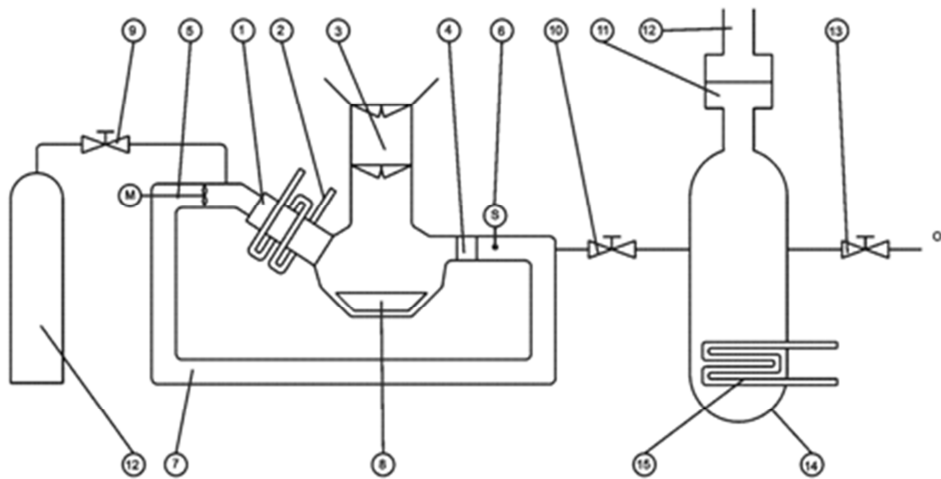
Seit einigen Jahren besteht zwischen dem Institut für Raumfahrtssysteme und der Firma ESCUBE GmbH, die auf die Entwicklung miniaturisierter Festkörperelektrolytsensoren spezialisiert ist, eine Zusammenarbeit. Im Rahmen des Aufbaus eines Prototyps für die Entsorgungsvorrichtung sollen Sensoren der Firma ESCUBE GmbH zum Einsatz kommen.



**Abbildung 40: Schema der Krankenhausesorgungseinrichtung mit Oxidation im Plasmakreislauf**

Die induktive Plasmagenerierung ermöglicht eine hohe Flexibilität hinsichtlich des Prozesses: So kann dieser mit Arbeitsgasen wie Luft geführt werden, was dazu führt, dass Abgase von niedriger Energie wie z.B.  $\text{CO}_2$  entstehen. In diesem Fall fällt auch mehr Wärmeenergie während des Prozesses an, die über einen Wärmetauscher zurückgewonnen werden kann.

Wird der Prozess inert geführt (Pyrolyse), siehe Abbildung 41, so ergeben sich Abgase höherer Energie, aus denen dann nach Verlassen des Systems über die Auslassöffnung (10) zusätzliche Energie (z.B. Strom) durch Verbrennung der Gase erzeugt werden kann. Zwar würde dann über den oben genannten Wärmetauscher entlang des Kanals weniger Wärme anfallen; trotzdem könnte ein derartiger Wärmetauscher zur kontrollierten Kühlung eingesetzt werden, beispielsweise um Einfluss auf die Rekombination der Gasspezies hinter der Plasmaquelle zu nehmen. Hier führt der Schieber für die Abgasausfuhr (10) in einen Brenner (14), in dem die noch verhältnismäßig energiereichen Abgase verbrannt werden. Mit Hilfe des Wärmetauschers (15) kann die Prozesswärme entsprechend gewonnen werden. Denkbar wäre hier die Gewinnung elektrischer Energie, mit der das Plasmasystem zumindest teilweise versorgt werden kann. Die über den Abluftwäscher (11) und den Auspuff (12) entlassenen Abgase könnten eigentlich als Arbeitsgas für den Prozess genutzt werden, womit einerseits der Prozess nach einer Anfahrphase rein pyrolytisch ablaufen kann, andererseits kann so die Restwärme der Abgase regenerativ für den Prozess genutzt werden.



**Abbildung 41: Schema der Krankenhausentsorgungseinrichtung mit pyrolytischer Zersetzung im Plasmakreislauf / Nachverbrennung der energiereichen Abgase**

Im Kanal (7) befindet sich auch eine Fördervorrichtung (5), um zusätzlich die im Kanal vorhandene Atmosphäre durch den Kanal hindurch zu fördern.

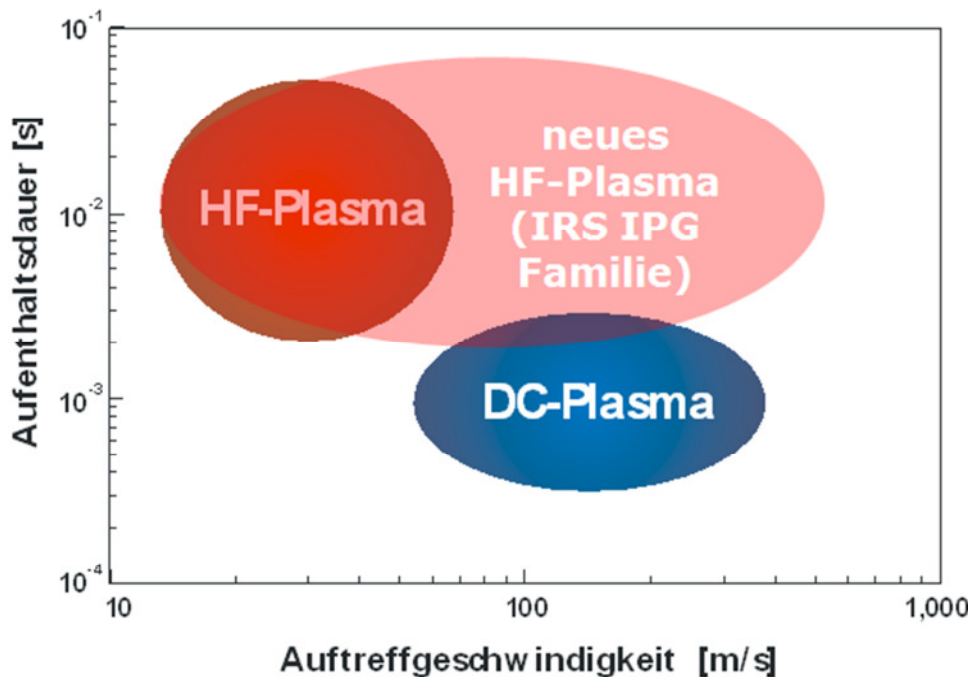
Zu entsorgende gasförmige Medien können über ein Einlassventil (9) zusammen mit dem Arbeitsgas (hier symbolisch Sauerstoff) in den Kanal eingebracht werden. Zum Ableiten der gereinigten Atmosphäre bzw. eines Spülgases dient ein Auslassventil (10), das in einer Auslassvorrichtung endet (11).

Führt man eine Massen- und Energiebilanz beispielsweise auf Basis typischer Krankenhausabfälle durch, so resultiert, je nach Zusammensetzung und Wirkungsgrad der Plasmaquelle, ein energetischer Wirkungsgrad der Anlage, der oberhalb eines realistischen Abfallmassenstroms größer als 0 ist. Dies bedeutet, dass der Anlage von außen keine Energie mehr zugeführt werden muss. Die Energie für die Aufrechterhaltung des Pyrolyseprozesses stammt aus dem Abfallmassenstrom. Kann die Anlage mit einem höheren Abfallmassenstrom betrieben werden, so kann sogar elektrische Energie ins Netz zurück gespeist werden (36). In Referenz (106) konnte darüber hinaus nachgewiesen werden, dass ein kompaktes System ( $1 \text{ m}^3$ ) sogar am deutschen Markt im Sinne der Kosten je Tonne Abfall konkurrenzfähig wäre. Allerdings ist hier zu beachten, dass das Entsorgungssystem in Deutschland voll etabliert und integriert ist, was die Wahrscheinlichkeit drastisch reduziert, dass ein solch innovatives System am deutschen Markt bestehen kann. Ungeachtet dessen liegt für einige der Schwellenländer mit diesem Konzept ein rentables dezentrales Entsorgungssystem insbesondere für strukturschwache Zonen vor. Gegenwärtig wird untersucht, ob dieses System beispielsweise für große Ozeanschiffe und Treibmüll eingesetzt werden kann.

## 8.2 Überschallinduktionsplasmen zur Erzeugung kompakter Schichten

Mit den deutlich größeren Plasmaströmungsgeschwindigkeiten, welche die IPG im Vergleich zu anderen Induktionsplasmasystemen bzw. auch den gängigen DC-Plasmasystemen erzielen, lässt sich ableiten, dass auch die zugehörigen Partikelgeschwindigkeiten deutlich größer ausfallen. Tatsächlich bietet dies die Chance, mit den hier verfügbaren Überschallplasmen deutlich kompaktere Materialschichten auf einem Substrat aufzubringen.





**Abbildung 42: Typische Auftreffgeschwindigkeiten von Partikeln im Plasma für Induktionsplasmen und DC-Plasmen.**

In Abbildung 42 sind typische Auftreffgeschwindigkeiten für Induktionsplasmen und DC-Plasmen gegenübergestellt, wobei für die Induktionsplasmen Plasmasysteme der Firma Tekna in Kanada Pate standen. Dabei wurden die Bereiche um die neuen, mit IRS IPG-Plasmen erzielbaren Auftreffgeschwindigkeiten ergänzt. Das ursprüngliche Diagramm wurde vom DLR Stuttgart zur Verfügung gestellt (150). Der Bereich „neues HF-Plasma“ wurde mit Hilfe von eindimensionalen Gleichungen abgeschätzt. Dabei sind die entsprechenden algebraischen Zusammenhänge Referenz (34) entnommen worden.

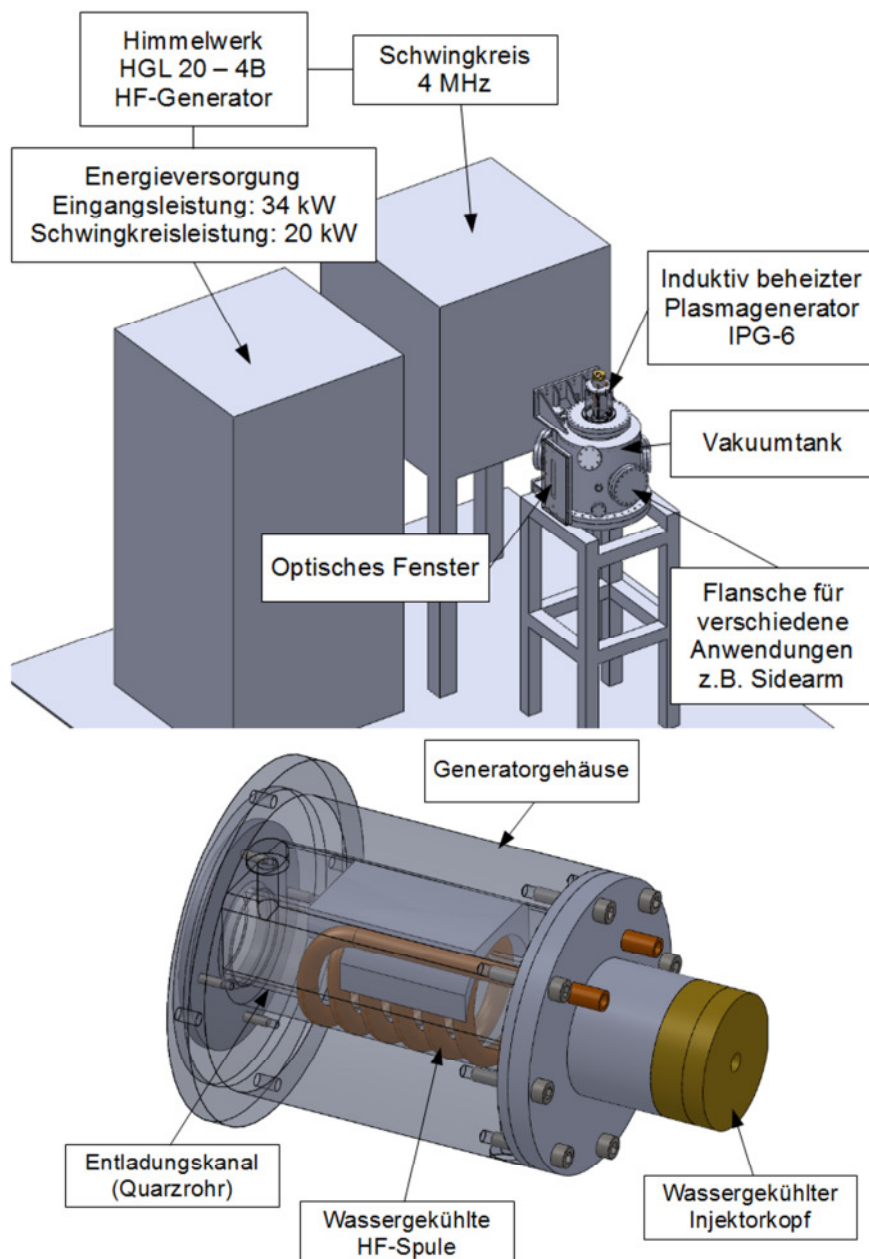
### 8.3 Anlage zur Darstellung von Weltraumplasmen

Erste vergleichende Analysen der IRS-Induktionsplasmen mit typischen Weltraumplasmen lassen eine Ähnlichkeit zwischen diesen technischen Plasmen und zumindest einigen der Weltraumplasmen im Sinne plasmaphysikalischer Parameter wie beispielsweise der charakteristischen Längen, der Elektronendichten und –Temperaturen erwarten, siehe z.B. Bild 26 und Referenz (33). In Zusammenarbeit mit der Baylor University in Waco, Texas, USA, werden daher gegenwärtig zwei induktionsbeheizte Simulationsanlagen zur Darstellung derartiger Plasmen aufgebaut. Dabei konnten insgesamt folgende Anwendungen identifiziert werden:

- Darstellung und Untersuchung von natürlichen Weltraumplasmen.
- Untersuchung von Plasmen mit Relevanz für Fusionssysteme. Im Vordergrund stehen dabei hochenthalpe Wasserstoffplasmen, welche gegebenenfalls mit Staubpartikeln kombiniert werden. Die Plasmaanlage in Waco beispielsweise wird zu diesem Zweck mit einer „Light Gas Gun“ kombiniert.
- Grundlagenuntersuchungen auf dem Gebiet der Plasmastrahlung: Hierbei sollen Plasmabedingungen simuliert werden, deren spektroskopische Untersuchung bedeutsam ist. Darüber hinaus ist es vorgesehen, dass diese Untersuchungen zumindest teilweise Eingang in die Strahlungsdatenbank PARADE finden.

- Grundlagenuntersuchungen auf dem Gebiet der Thermochemie. Hierzu ist ein so genannter „Side-arm“ vorgesehen, mit welchem diffusionsbasiert Rekombinationskoeffizienten gemessen werden können.
- Terrestrische Anwendungen: Neben der Abfallbehandlung ist hier insbesondere die Herstellung kompakter Schichten zu nennen.

Die induktive Plasmaquelle IPG6 wurde dabei für eine Betriebsfrequenz von 4 MHz ausgelegt, was den Entladungskanaldurchmesser von 40 mm erklärt. Dabei fanden die Erfahrungen bei der Entwicklung der Plasmaquellen IPG3, IPG4 und IPG5 Eingang in das Design. Die Energieversorgung der IRS-Anlage ist ein röhrenbasiertes System mit einer Anodenleistung von 20 kW und einer Betriebsfrequenz von 4 MHz. Abbildung 43 zeigt eine schematische Darstellung der Anlage. Die Anlage wurde mittlerweile am IRS in Betrieb genommen.



**Abbildung 43: Schematische Darstellung des Aufbaus der Plasmaanlage (oben) sowie von IPG6 (unten)**

## 8.4 Inertial Electrostatic Confinement (IEC)

Für zukünftige bemannte Raumfahrtmissionen, die über den niedrigen Erdorbit hinausgehen und möglicherweise verbunden sind mit der Exploration von Himmelskörpern durch Menschen, werden Antriebs- und Energieressourcen benötigt, welche über eine weit höhere Effizienz verfügen, als die bisher entwickelten Antriebsarten und Energiequellen. Eines der vielversprechendsten Konzepte ist die Fusionstechnologie. Im Vergleich zur Kernspaltung weist Fusionsenergie eine höhere Energiedichte und signifikant reduzierte Radioaktivität auf. Allerdings benötigen die vielversprechendsten Technologien im Hinblick auf Fusionsenergie auf der Erde (Tokamak basierte Reaktoren wie der ITER und Trägheitseinschlussreaktoren wie der NIF) (151) sehr große und schwere Strukturen für die Energieversorgung und alle weiteren Subsysteme wie Magnete oder Kondensatoren und Laser. Die Masse dieser Reaktoren und die erforderliche Ausrüstung sind so groß bzw. umfangreich, dass weder die existierenden, noch die auf absehbare Zeit geplanten Trägerraketen eine derartige Last in den Orbit bringen könnten. Darüber hinaus würden hierfür auch Weltraumkonstruktionen nötig werden, welche die Kosten derartiger Projekte drastisch erhöhen würden. Eine Alternative zu den herkömmlichen, auf der Erde angewendeten Konzepten, ist die elektrostatische Trägheitseinschlussmethode. Der elektrostatische Trägheitsschluss (engl. inertial electrostatic confinement (IEC)), ursprünglich von Farnsworth erdacht, wurde experimentell von Hirsch (152) in den 1960er Jahren zum ersten Mal untersucht. Bis Anfang der 1990er Jahre war die Forschung auf diesem Gebiet jedoch eher zurückhaltend. Erst mit Bussard (153) und Miley (154) erhielt das IEC-Konzept wieder vermehrt Aufmerksamkeit und das Wissen auf diesem Gebiet wurde mittels vieler experimenteller und numerischer Studien erweitert und vertieft. Die Untersuchung verschiedener IEC-Designansätze wurde vorangetrieben, so dass heute mehrere IEC-Aufbauten bekannt sind, wie z.B. die Single-grid Anordnungen (154), Multiple-grid Systeme (155) oder magnetisch-elektrostatische Hybridversionen (153). Alle diese Konzepte wurden für den Betrieb mit Fusionsprozessen entwickelt. Für diese Art von Fusionsgeräten ist allerdings keine Produktion von Überschussenergien zu erwarten, dennoch hat über Jahrzehnte gewonnenes Wissen die Fusionsraten in den genannten Varianten erhöht und ihre Funktion optimiert, so dass sie für kommerzielle Anwendungen als Neutronenquellen beispielsweise von Daimler Chrysler Aerospace in Betracht gezogen wurden (156). Heute wird die Forschung und Entwicklung auf diesem Gebiet in Deutschland von der NSD Fusion GmbH vorangetrieben (157) und unter anderem für Gepäckuntersuchung oder Neutronenradiographie getestet.

Eine andere vielversprechende Anwendung des IEC-Konzepts ist die Umsetzung des Single-Grid oder Multi-Grid Systems in einen elektrischen Antrieb. Frühere Studien haben IEC-Fusionskonzepte beschrieben, welche hohe Energien und hohe Dichten in einem Fusionsantriebssystem vereinen und damit, wie bereits oben beschrieben, "deep space" Missionen ermöglichen sollen. Dies erfordert jedoch ein langjähriges Entwicklungsprogramm für einen multi-GW Antrieb. Als erster Schritt ist es daher vielmehr sinnvoll, sich das Potential eines IEC-Plasmatriebwerks ohne Fusionsprozesse verfügbar zu machen (158), (159). Der IEC-Plasmaaufbau bietet die Vorteile einen großen Leistungsbe- reich abzudecken und der Wirkungsgrad siedelt sich im Bereich der konventionellen Plasmatrieb- werke an (160). Aber er bietet darüber hinaus weitere Vorteile, die herkömmliche Antriebe missen lassen. Der Aufbau ist sehr einfach und erleichtert dadurch die Skalierung zu Kleintriebwerken, sowie auch zu höheren Schubniveaus. Eine reduzierte Gittererosion durch spezielle

Betriebsbedingungen, die nur dieses Konzept liefert (154), kann die Lebensdauer des Antriebs, im Vergleich zu anderen Konzepten, erhöhen. Dies ist ein ausschlaggebender Faktor für jede Raumfahrtmission. Außerdem bietet es eine hohe Leistungsdichte im Verhältnis zu der Masse des Antriebssystems.

Eine weitere Anwendung könnte auf dem Gebiet der Darstellung von Bedingungen mit Relevanz für sonnenwindbasierte Plasmen sein, da bei diesem System die kinetische Energie der Schwerteilchen mit großer Wahrscheinlichkeit reproduziert werden können.

Darüber hinaus kann der Ionenstrahl an sich als Verifikationsfall für den hybriden Partikelcode PICLAS, der in Referenz (55) beschrieben wird, herangezogen werden.

## 8.5 Analyse charakteristischer Plasmafrequenzen: Elektrostatische Sonden-Downlink und Blackout beim atmosphärischen Eintritt

Die Durchlässigkeit von Plasmen im Hinblick auf elektromagnetische Wellen hängt unmittelbar mit der Analyse charakteristischer Frequenzen bzw. deren zugehörige charakteristische Längen zusammen. In erster Linie sind hier die Plasmafrequenz, siehe Gleichung 20, und die zugehörige charakteristische Länge  $\lambda_D$ , siehe Gleichung 22, zu nennen, die einen limitierenden Faktor für die maximale Geschwindigkeit der Abtastung von elektrostatischen Sonden darstellt. Dies konnte im Rahmen der Untersuchungen mit Hilfe von elektrostatischen Sonden in Referenz (146) bestätigt werden. Die erzielten Resultate weisen dabei eine Begrenzung der Abtastrate unterhalb der charakteristischen Plasmafrequenz auf. Ausgehend davon bestände beispielsweise mit Hilfe eines einfachen Aufbaus einer ebenen elektrostatischen Sonde die Möglichkeit, die Plasmafrequenz während des atmosphärischen Eintritts quasi in Echtzeit zu erschließen und somit dem Blackout mit Hilfe einer Frequenzanpassung zu begegnen. Allerdings liegt hier u.U. ein Problem bezüglich der Antennengeometrie vor, da diese nicht ohne weiteres während des Fluges angepasst werden kann. Ungeachtet dessen kann die experimentelle Messung der Elektronendichten während des Flugs, unterstützt durch Ermittlung der Grenzfrequenzen für die Abtastrate, für numerische Werkzeuge zur Validierung herangezogen werden. Mit derartigen aerothermodynamischen Simulationswerkzeugen wie beispielsweise URANUS oder SINA (13) können darüber hinaus die resultierenden Elektronendichten entlang der Trajektorie berechnet werden, wobei die Differenzierung des Ortes zu beachten ist, da die Antennen in der Regel nicht in der Nähe des Staupunkts platziert werden.

Betrachtet man das Problem aus Sicht der gängigen Linkfrequenzen  $f_{kom}$ , so ergibt sich mit Hilfe der Gleichung 20 durch Einsetzen dieser Frequenzen Folgendes:

$$n_{e,krit} < \epsilon_0 m_e \left( \frac{2\pi f_{kom}}{e} \right)^2 \sim f_{kom}^2. \quad \text{Gl. 198}$$

Diese Gleichung liefert eine kritische Elektronendichte, für welche gesagt werden kann, dass die Kommunikation möglich ist, wenn diese kleiner als der mit Gleichung 198 errechnete Wert ist. Die zugehörige Debyelänge ist nach Gleichung 22 im Weiteren temperaturabhängig, wobei zu sagen ist, dass die zugehörigen Temperaturen in der Größenordnung von  $10^4$  K und mitunter bei mehreren  $10^4$  K liegen. Aus Gleichung 198 resultieren mit dem Ansatz  $f_{kom} = f_p$  die folgenden Grenzdichten in Tabelle 8.5-1. In der Bemerkungsspalte sind im Weiteren die Frequenzbänder markiert, welche für die IRS-Bodenstation zur Verfügung stehen.

Mittelfristig könnte der für die elektrostatischen Sonden vorgeschlagenen Ansatz zu einem erweiterten Messverfahren führen, mit welchem nicht nur die unmittelbaren Größen mit Relevanz zu elektrostatischen Sonden ermittelt werden können ( $T_e$ ,  $n_e$ ,  $T_i$ , Energieverteilung, je nach Art der Sonde), sondern u.U. auch zusätzliche oder verifizierende Informationen, welche sich aus den dynamischen Begrenzungen der elektrostatischen Sonden ableiten.

**Tabelle 8.5-1: Blackout-Grenzelektronendichten beim atmosphärischen Eintritt**

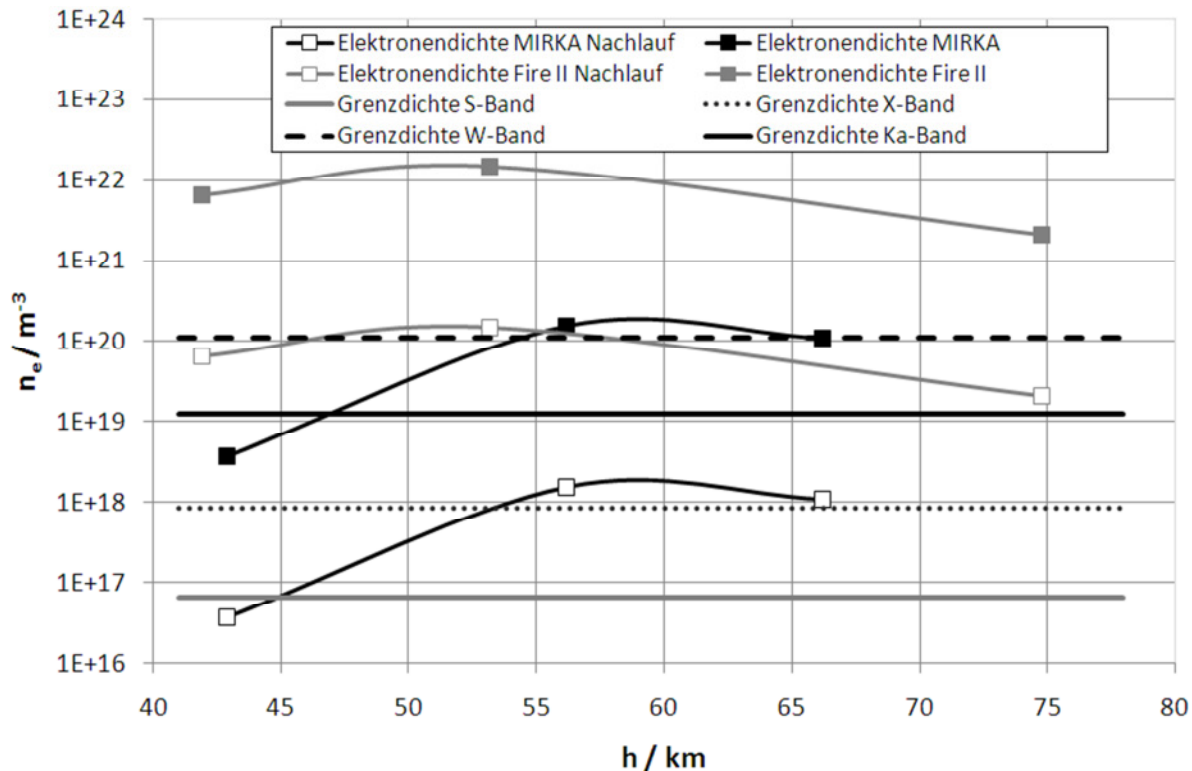
$f_{\text{kom}}$	Bezeichnung	Grenzdichte	Bemerkung
0,14 GHz	VHF	$2,4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$	IRS Bodenstation
0,401 GHz	UHF	$2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$	IRS Bodenstation
1,5 GHz	L-Band	$2,8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$	IRS Bodenstation
2,3 GHz	S-Band	$6,6 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$	IRS Bodenstation
8,4 GHz	X-Band	$8,7 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$	
32 GHz	Ka-Band	$1,3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	IRS Bodenstation
95GHz	W-Band	$1,1 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$	

Abbildung 44 zeigt die staupunktsbezogenen Elektronentemperaturen und –dichten als Funktion der Höhe, berechnet mit URANUS. Dabei wurden die Simulationen für Fire II, eine Kapsel, welche 1964 von den Vereinigten Staaten geflogen wurde, mit Strahlungskopplung berechnet (161), wohingegen die Simulationen für MIRKA (59), eine deutsche Kapsel, die 1997 aus einem LEO in die Erdatmosphäre eintrat, ohne Strahlungskopplung berechnet wurden. Für MIRKA bedeutet dies, dass die Resultate Abschätzungen nach oben sind, wobei zu beachten ist, dass die Strahlungskopplung bei MIRKA eine nicht allzu große Rolle spielen sollte. Für die Simulationen wurde bezüglich der Höhen die CIRA-Standardatmosphäre von 1972 zu Grunde gelegt. Die Elektronendichten fallen bei Fire II als Kapsel, die höher energetisch in die Atmosphäre eintrat, deutlich höher aus als bei MIRKA, welche aus einem LEO eingetreten ist. In (162) wird für das Verhältnis der staupunktsbezogenen Elektronendichte auf die Elektronendichte im Nachlauf der Kapsel  $n_{e,w}/n_{e,sp}$  die Abschätzung  $(K \cdot p_{\text{amb}}/p_{\text{tot}})^{1/\gamma}$  angegeben. Legt man die Näherung aus (3) für den Zusammenhang zwischen Anströmmachzahl und dem Verhältnis des Totaldrucks nach dem Stoß  $p_{\text{tot}}$  zum statischen Druck in der Anströmung zu Grunde, von dem wiederum angenommen wird, dass dieser dem Umgebungsdruck entspricht, so folgt ( $\gamma = 1,4$ ):

$$\frac{n_{e,w}}{n_{e,sp}} \approx \left( \frac{K(C\gamma)^{2(\gamma-1)}}{Ma_1} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \approx \frac{1}{Ma_1^{1,43}} \quad \text{Gl. 199}$$

Für C gilt der Zusammenhang  $C = (2/(\gamma+1))^{(\gamma+1)}$ . Weiterhin wurde in (162) durch Abgleich mit CFD-Daten aus dem Programm LAURA die Konstante K zu 3,5 bestimmt. Die Abschätzung gemäß Gleichung 199 zeigt, dass sich die Elektronendichten im Nachlauf einer typischen Kapsel in einem weiten Machzahlbereich um etwa 2 Größenordnungen reduzieren, bis die beiden Dichten sich gegen Ende der Bahn zahlenwertmäßig aufeinander zubewegen. Abbildung 44 fasst die Ergebnisse aus den URANUS-Simulationen sowie den Elektronendichten im Nachlauf (abgeschätzt mit Gleichung 199) und den Grenzdichten für S-, X-, Ka- und W-Band zusammen. Mit dem S-Band resultiert ein Blackout für den gesamten hier betrachteten Simulationsbereich. Mit dem Ka-Band hingegen lässt

sich die Unterbrechung der Übertragung für MIRKA und demnach für ballistische Kapseln, die aus einer kreisbahnähnlichen LEO Bahn eintreten, vermeiden. Deutlich schwieriger sieht die Situation für den hochenergetischen Wiedereintritt aus, da hier die Elektronendichten generell ein bis zwei Größenordnungen über denen des niederenergetischen Eintritts liegen. Rein rechnerisch ließe sich im Rahmen der Abschätzung- mit einer Antenne auf der Rückseite der Kapsel im W-Band der Blackout entweder vermeiden oder, im Sinne der Unterbrechungsdauer, wenigstens minimieren.



**Abbildung 44: Elektronendichten für Fire II und MIRKA zusammen mit der Grenzelektronendichte für W-, Ka-, X- und S-Band**

Für die Reduktion bzw. Unterbindung der Kommunikationsunterbrechung sind folgende Lösungsansätze zu sehen:

- Verwendung von hochfrequenten Übertragungsbändern ( $\rightarrow$  Ka-Band): Dies würde die Dauer der Unterbrechung zumindest minimieren. In Wake-Zonen liegen die Elektronendichten häufig zwei Größenordnungen unter denen in der Staupunktszone, so dass hier die Möglichkeit besteht, bei hohen Übertragungsfrequenzen den Blackout vollständig zu vermeiden. Darüber hinaus sind Systeme denkbar, bei denen es zur Frequenzanpassung kommt. Dies wiederum lässt sich durch den Einsatz von schnell und variabel abtastenden einfachen elektrostatischen Sonden (planare Bauweise) absichern, da mit diesen die Grenzfrequenzen mit einer gewissen Sicherheit bestimmt werden können.
- Einbringen von Fluiden zur Reduktion der Elektronendichte im Bereich der Antennen. Hier sind Synergien mit aktiven Kühlkonzepten, die aktuell Gegenstand der Untersuchung sind, zu sehen. Ein Beispiel hierfür sind die aktiv gekühlten heißen Zonen für SHEFEX und für den späteren REX-Free Flyer.
- Einsatz von Mehrbereichssystemen, bei denen die charakteristische Frequenz mit einer planaren elektrostatischen Sonde überwacht wird. Damit ließe sich der Frequenzbereich durch Verwendung von zwei oder mehr Antennen umschalten. Der Nachteil dieser Methode besteht

in der erhöhten Systemkomplexität, der Vorteil besteht darin, dass die Plasmafrequenzen und/oder die entsprechenden Elektronendichten miterfasst werden.

Aus dieser Analyse lassen sich die folgenden Arbeitspunkte für das weitere Vorgehen ableiten (Dissertationen / studentische Arbeiten):

- Abschließende Analyse der in (146) dargestellten Messdaten sowie Fortsetzung der experimentellen Untersuchungen. Dies ist in Zusammenarbeit mit der Universität Madrid in Vorbereitung.
- Absicherung der zugrunde liegenden plasmaphysikalischen Grundlagen durch Überprüfung von Missionen mit bekannter Blackout-Phase. Gegebenenfalls lassen diese Analysen eine Bestimmung der Elektronendichte durch Invertieren der oben dargestellten Ausführungen zu (→ EXPERT). Diesbezüglich wurde der ESA ein Vorschlag unterbreitet.

## **8.6 Vakuumultraviolett-Spektroskopie: Untersuchung des strahlungsbedingten Wärmeflusses beim hyperbolischen Wiedereintritt**

Mit den experimentellen Untersuchungen von Röck (149) im Rahmen des am IRS durchgeführten Qualifikationsprogramms des Hitzeschutzsystems des Titanlanders Huygens ergaben sich erste aber deutliche Hinweise auf stickstoffbedingte Vakuumultraviolettstrahlung (VUV). Ausgehend vom damaligen Kenntnisstand konnte Röck untermauern, dass die von ihm gemessenen radiometrischen Daten den Stickstoffatomlinien im VUV zuzuordnen sind. Mit der in jüngster Zeit am IRS im Auftrag der ESA durchgeführten Nachfluganalyse für Fire II konnte gezeigt werden, dass ein signifikanter Anteil des strahlungsbedingten Wärmeflusses, welchen hyperbolisch wiedereintretende Kapseln erfahren, den Stickstoffmolekülübergängen im VUV zuzuordnen ist (161). In jüngster Zeit wurden daher die relevanten Stickstoff-VUV-Übergänge im Rahmen eines ESA-Vorhabens im Strahlungssimulationscode PARADE<sup>24</sup> der ESA implementiert (148).

Es wird deutlich, dass hier noch ein umfangreicher Forschungsbedarf besteht: So ist eine experimentelle VUV-Spektroskopie an geeigneten Versuchsanlagen (Niederdruckplasmawindkanäle) nicht nur zur Überprüfung der relevanten Übergänge erforderlich. Vielmehr müssen im Weiteren die Absorptionseigenschaften der Plasmaumgebung im Zusammenspiel mit realistischen Ablationsmaterialien untersucht werden, denn nur so können die Energieaustauschprozesse und der Wärmeübergang auf das Material abschließend beurteilt werden. Die Verwendung von Materialien in der experimentellen Untersuchung ist dabei bedeutsam, da absorbierende Spezies teilweise durch die thermochemische Wechselwirkung zwischen Plasma und den Spezies im Material entstehen können. Gegenwärtig sind erste experimentelle Untersuchungsprogramme im Auftrag der ESA in Vorbereitung. Die Idee, derartige Untersuchungen durchzuführen, wurde vom Autor dieser Abhandlung im Rahmen des ESA Vorhabens „Aerothermochemistry“ unterbreitet. Darüber hinaus ist die Zusammenarbeit mit der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) auf diesem Gebiet vorgesehen, da diese über eine umfangreiche Expertise auf diesem Gebiet verfügt.

Das Kapselkonzept RADFLIGHT/PHOEBUS berücksichtigt die oben ausgeführten Kriterien. PHOEBUS stellt quasi eine erweiterte Untersuchung im Vergleich zu FIRE II dar, da PHOEBUS mit fortschrittlicheren Instrumentierungen ausgestattet sein wird (→ VUV-Spektroskopie in Verbindung

---

<sup>24</sup> PARADE wurde von Fluid Gravity Engineering und IRS für die ESA entwickelt.

mit Thermochemiesensoren zur Erarbeitung der Interaktion zwischen chemiebedingter Absorption in der Grenzschicht und der VUV-Strahlung).

## 8.7 Auflösungskriterium für Partikelverfahren

In Referenz (55) wird die Bedeutung eines Gitterauflösungskriteriums für verdünnte Strömungen diskutiert. Dabei wird deutlich, dass das Auflösungsverfahren auf die Debyelänge als grundlegende plasmaphysikalische Größe zurückzuführen ist. Ein Großteil der Zusammenhänge, welche in der Literatur verfügbar sind, scheint jedoch empirisch zu sein. Betrachtet wird hier der in Literatur (55) diskutierte Zusammenhang

$$\frac{\lambda_D}{\Delta x} = K, \quad \text{Gl. 200}$$

für welchen  $K$ , je nach Simulationsszenario, entsprechend zu variieren ist. Dabei ist für das Simulationsszenario schon einmal grundsätzlich zu unterscheiden, ob der Particle in Cell (PIC) oder der Fokker Planck Löser (FP) gemeint ist. Offensichtlich ist jedenfalls, dass das die Größe  $\Delta x$  im Bereich der Debyelänge oder besser sein sollte. Ungeachtet dessen können mit Gleichung 200 auch Beobachtungen zum Stabilitätsverhalten der Verfahren im Zusammenhang mit dem Makropartikelfaktor erklärt werden. Dazu können die Gleichungen 36 und 38 zu Hilfe genommen werden:

$$\frac{\lambda_D}{\Delta x} = \frac{3(Z+1)\lambda_L N_D}{Z\Delta x} = \frac{\lambda_L e^\Lambda}{\Delta x} \geq K. \quad \text{Gl. 201}$$

Mit der Erhöhung des Makropartikelfaktors reduziert man die Zahl der Teilchen in der Debyekugel. Gedanklich läuft dies auf Folgendes hinaus:

- Die Zahl der (geladenen) Makroteilchen in der Debyekugel wird mit einer Erhöhung von  $F_{\text{sim}}$  irgendwann so klein, dass die Grundlage für die Definition der Debyelänge und die damit einhergehende Potentialdämpfung einer gedachten positiven Zentralladung in der Debyekugel nicht mehr gegeben ist. Damit ist auch die Sinnhaftigkeit der Debyeformulierung zu hinterfragen oder zumindest zu diskutieren. Es ist zu prüfen, ob zu beobachtende Probleme bei der Simulation in diesem Sachverhalt begründet sind.
- Gedanklich läuft dies auf eine immer stärkere Manipulation des Coulomblogarithmus hinaus, so dass die physikalischen Grundlagen des Modells u.U. nicht mehr den Voraussetzungen entsprechen.

Im Großen und Ganzen lassen die hier durchgeführten Betrachtungen den Schluss zu, dass dieses Thema weiterhin Gegenstand der Forschung sein muss.

## 8.8 Übersicht weiterer Themen

Über die bisher im Kapitel 8 diskutierten Themen hinaus sind noch die folgenden Themengebiete angedacht bzw. in Vorbereitung:

- Magnetische Düse: Ein derartiges System wurde im Rahmen einer Kooperation mit Prof. Suzuki, Universität Tokio, entwickelt und aufgebaut. Leider konnte dieses System aufgrund der personellen Situation noch nicht in Betrieb genommen werden.
- Infolge der langjährigen Zusammenarbeit zwischen Prof. Komurasaki, Universität Tokio, und dem Autor der Abhandlung auf dem Gebiet der Laserabsorptionsspektroskopie (136),



(137), (12) wurde die Konzeption und Entwicklung eines DLAS-basierten Fluginstrumentes besprochen. Eine studentische Arbeit hierzu ist gegenwärtig in Vorbereitung.

- Entwicklung und Aufbau eines EHD-basierten Systems zur Beeinflussung schwach ionisierter Plasmen bzw. zur Untersuchung der Steuerbarkeit von Eintrittsvehikeln über die Manipulation der aerothermodynamischen Beiwerte mit Hilfe EHD-basierter Plasmaaktuatoren („Plasma Test Bed“).
- Systematische Untersuchung der Katalyse mit Hilfe einer zu erstellenden relationalen Datenbank aus begutachteten Publikationen unter Berücksichtigung der eingesetzten Methodologien zu Bestimmung der Rekombinationskoeffizienten. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen einer RTO-Aktivität mit (163) eine umfangreiche Recherche der verfügbaren experimentellen und numerischen Methoden erstellt.
- Aufarbeitung der IRS-Ablatordatenbasis sowie Abgleich der Daten mit geeigneten Modellen zur Beschreibung der Massenverlusten.
- Kopplung des Ablationsmodells nach Scala und Gilbert mit dem erweiterten Modell nach Allen und Eggers in (34) zur vereinfachten missionsanalytischen Betrachtung von ballistischen Kapseln unter Berücksichtigung der Hitzeschutzsystemeigenschaften.
- Entwicklung einer elektrostatischen Sonde für Hochenthalpieanwendungen. Dabei sollen in die in der Fusionstechnologie bekannten Ansätze auf die experimentelle Aerothermodynamik übertragen werden.
- Für weiterführende Projekte auf dem Gebiet der Aerothermodynamikdemonstratoren wurde schon während der Bearbeitung von EXPERT und SHEFEX2 das Miniaturisierungspotential für die Elektroniken der hierfür am IRS entwickelten Instrumentierungen identifiziert. Allerdings wurde aufgrund der bereits vorliegenden Teilqualifikationen aus vorangegangenen Projekten auf diese Miniaturisierungen verzichtet. Durch Analysen konnte gezeigt werden, dass bereits eine Halbierung der Volumina der Elektroniken ohne großen Aufwand möglich ist. Darüber hinaus wurden Verbesserungs- und Erweiterungspotentiale für die Instrumentierungen identifiziert. Hierzu gehört z.B. die Erweiterung von RESPECT und COMPARE um eine Druckmessung, was die Ermittlung relevanter Dichten aus den Strahlungsmessungen deutlich erleichtern würde.
- Für die „Radiation Working Group“ der ESA werden gegenwärtig numerische und experimentelle Referenzfälle zur Verifizierung und Validierung numerischer Werkzeuge entwickelt und untersucht. Dabei ist neben den Testfällen für Luft ein Augenmerk auf die Situation des atmosphärischen Eintritts am Mars gerichtet, da für die relevanten ESA-Projekte ein besseres Verständnis der Nichtgleichgewichtsprozesse insbesondere für die massenoptimale Auslegung der Hitzeschutzsysteme von Marslandegeräten dringend erforderlich ist. Dabei ist vor allem ein Gleichgewichtsfall für hochenthalpe CO<sub>2</sub> Strömungen von Interesse, da dieser zumindest zur Verifikation der Strömungs- und Strahlungsmodelle (z.B. URANUS, PARADE) erforderlich ist. Darüber hinaus ist die Strahlung von CO<sub>2</sub> Plasmen im Infraroten von großer Bedeutung, da erste Analysen zeigen, dass ein signifikanter Anteil der Strahlung beim Marseintritt aus dem infraroten Wellenbereich kommen wird. Mit der minia-

turisierten Anlage, die in Kapitel 8.3 beschrieben wurde, lassen sich solche Bedingungen generieren und charakterisieren.

- „In-situ Resources Utilization“ (ISRU): Die am IRS durchweg selbstentwickelten Plasmasysteme sowie die Expertise auf dem Gebiet der numerischen Simulation und der Plasma-diagnostik bieten eine solide Grundlage für die experimentelle und numerische Untersuchung bzw. Entwicklung von Hochtemperatur-ISRU-Prozessen. Die Bearbeitung dieser Technologien ist für zukünftige Raumfahrtprojekte sehr bedeutsam, insbesondere aufgrund der Tatsache, dass die experimentelle Entwicklung und Untersuchung von ISRU-Prozessen in Europa während der letzten Dekaden vernachlässigt wurde.
- Energieversorgung: Mit den Fortschritten auf dem Gebiet der terrestrischen Energieversorgung stellt sich immer mehr die Frage, ob Teilaspekte dieser Technologien für die Raumfahrttechnologie verwertbar sind. Ein Beispiel ist die Wasserstoffspeichertechnologie: Ein Metallhydridspeicher mit hohem Wasserstoffmassenanteil könnte das Problem der Lagerfähigkeit des Wasserstoffs lösen und somit die thermischen Plasmaantriebssysteme verbessern.
- „Plasma Test Bed“: Im Rahmen der Qualifikationsflüge von SHEFEX 3 ist geplant, ein plasmabasiertes System zur Beeinflussung des Wiedereintrittsplasmas zu entwickeln. Mit diesem System soll durch Verwendung sogenannter Plasmaaktuatoren die Plasmagrenzschicht sowie dessen Eigenschaften in einer Art und Weise zu beeinflussen, dass dies zu einer Änderung der Beiwerte des Vehikels führt. Ein derartiges System wäre dann EHD-basiert, siehe hierzu auch Kapitel 6.3. Darüber hinaus fanden am IRS sehr erfolgreiche experimentelle und auch numerische Untersuchungen zur Beeinflussung von Plasmagrenzschichten mit Hilfe magnetischer Flussdichten statt. Es ist daher angedacht eine Kombination aus EHD- und MHD-Plasmasystem für SHEFEX 3 zu entwickeln.
- ...

Die hier genannten Themen können zunächst im Rahmen von studentischen Arbeiten untersucht werden.

## 9 Zusammenfassung

Für natürliche und technische Plasmen, deren Charakterisierung von wissenschaftlicher bzw. raumfahrttechnischer Relevanz ist, wurden zunächst die wichtigsten plasmaphysikalischen Parameter eingeführt. Darüber hinaus wurden diese Plasmen auf der Basis von Literaturen aber auch der Datenbasis am IRS eingeordnet. Zu diesem Zweck wurde aus der gängigen Darstellung von Plasmen in  $T_e(n_e)$  Diagrammen ein Plasmaabakus entwickelt, welcher es erlaubt Parameter wie beispielsweise die Elektronenanzahldichte  $n_e$ , die Elektronentemperatur  $T_e$ , die Debyelänge, die Landaulänge, die Plasmafrequenz und den Coulomblogarithmus direkt abzulesen. Anhand der aus der Literatur bekannten Energietypen lässt sich das so entstandene Diagramm in Bereiche einteilen, aus denen sich unmittelbar Randbedingungen für die Beschreibung der Plasmen ermitteln lassen (z.B. ideale Plasmen). Darüber hinaus lassen sich über den Abakus Transportkoeffizienten wie die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  der Plasmen ableiten. Das Resultat ist ein graphisch basierter Plasmaabakus, anhand dessen sich wichtige Parameter zur Beurteilung bedeutsamer Eigenschaften der Plasmen beispielsweise für die Modellierung (z.B. Knudsenregime) sowie zur messtechnischen Erfassung (z.B. Langmuir-Sonden) ableiten lassen.

Im 4. Kapitel werden die wichtigsten natürlichen Plasmen sowie die diskutierten technischen Plasmen eingehend beschrieben. Dabei ist das Augenmerk auf deren Beschreibung an sich sowie die Bereitstellung von plasmarelevanten Daten auf der Grundlage von belastbaren Referenzen des IRS und anderen Forschungsinstitutionen ausgerichtet. Die damit geschaffene Datenbasis stellt dabei für einige der technischen Plasmasysteme wie z.B. den IMAX eine erstmalige Ableitung der Plasmeeigenschaften zur Verfügung und findet Eingang in den oben genannten Plasmaabakus, was die Grundlage für die Klassifizierung dieser Plasmen liefert. Weiterhin lassen sich somit gemeinsame Bereiche der Plasmen im Diagramm identifizieren, womit eine erste Analyse einer grundlegenden Ähnlichkeit, beispielsweise bestimmter technischer Plasmen mit entsprechenden natürlichen Plasmen durchgeführt werden kann. So führt dies auf Ähnlichkeiten im Sinne der oben diskutierten Plasmaparameter zwischen den induktiv beheizten Plasmen (IPG) und der Sonnenatmosphäre.

Die im weiteren Verlauf untersuchte Elektrodynamik (Maxwellgleichungen) liefert die Grundlage für einige wichtige Dimensionsanalysen, aus denen sich grundlegende Kriterien sowohl für die Modellierung der Plasmen, als auch für das bessere Verständnis, gewinnen lassen. Beispiele hierfür sind die magnetische Reynoldszahl, um eine Aussage bezüglich der Kopplung zwischen elektromagnetischen Feldern und der Plasmaströmung zu machen, und der Parameter  $g$  zur Analyse der Signifikanz des Verschiebungsstromes. Damit sind diese Parameter nicht nur zum besseren Verständnis der jeweils betrachteten Plasmen von Bedeutung, sondern dienen als zusätzliche Information zur Beurteilung zu berücksichtigender Aspekte bei der Modellierung.

Diese Betrachtungen wiederum finden Eingang in die Aufstellung von Plasmabeta und Stuartzahl, mit denen die magnetische Beeinflussung von Plasmen beurteilt werden kann. Darüber hinaus wurden Pinchkonfigurationen analysiert, die Voraussetzung zur Beschreibung der zwei, im Anschluss daran diskutierten, technischen Plasmasysteme IPG und IMAX sind. Alle durchgeführten Untersuchungen finden im Rahmen der Abhandlung zwar Anwendung für alle relevanten Plasmen des Kapitel 4, darüber hinaus werden aber die beiden oben genannten Plasmasysteme genauer betrachtet. So ist die algebraische Lösung für die eigenfeldbasierte Stabilisierung der induktionsbeheizten Plas-

men des IRS nach Kenntnis des Autors originär und einmalig. Weiterhin hinaus wurde diese Stabilisierung durch eine Analyse experimenteller Daten bestätigt.

Für das Plasmasystem IMAX konnte durch die Analysen der Referenzplasmabedingung gezeigt werden, dass hier eher eine Plasmaverpuffung vorliegt. Dies ist insbesondere in der geringen Gasdichte, welche sich aus dem kleinen Massenbit ergibt, begründet. Als Konsequenz ergibt sich eine verhältnismäßig hohe magnetische Reynoldszahl, was mehr oder weniger bedeutet, dass die MHD-Effekte, welche mit der untersuchten Plasmaentladung einhergehen, nicht signifikant sind. Allerdings vernachlässigt die Analyse die Elektrodenabtragung, welche aufgrund der Aluminiumablagerungen auf dem eingesetzten Kalorimeter signifikant sind.

Abschließend führten die diskutierten Entwicklungen zusammen mit der umfangreichen Recherche auf neue Arbeitsthemen und –Gebiete, welche teilweise schon erfolgreich auf einer institutionellen Ebene implementiert wurden. Hierzu gehören das Kapselkonzept PHOEBUS, die VUV Spektroskopie sowie die experimentelle Darstellung natürlicher Plasmen in Zusammenarbeit mit der Baylor University.

## 10 Summary

The evidence that the characterization of both natural and technical plasmas is of relevance for science and technical issues has been highlighted. For this purpose the most important parameters relevant in plasma physics were introduced and partly derived. In addition, a categorization was made for relevant plasmas on basis of literature and / or data that were derived at IRS. For this purpose  $T_e(n_e)$ -Diagrams were developed under consideration of iso-lines of needed plasma physics parameters. Among them are Debye length, Landau length, plasma frequency and Coulomb logarithms. The fact that these parameters can be directly read out of the diagram and the introduction of energy limits known from plasma physics allows an ad hoc derivation of the most important properties of the considered plasma system. In addition, the graphs allow the derivation of transport properties and even transport coefficients such as e.g. the Spitzer conductivity. Eventually the diagrams derived here can be considered as a plasma abacus allowing the categorization and/or derivation of plasma properties and parameters that have relevance e.g. for modeling (Knudsen number) or even the application of measurement techniques (Langmuir probes). In order to obtain a categorization to a maximum extent an all-embracing description and review of both natural and technical plasmas is performed in the fourth chapter. Besides the description of the plasmas the main task is to review and derive the most important plasma parameter making use of reliable references from both IRS and other research institutes. The created data base signifies for some of the discussed plasma system a first derivation of the plasma properties which are then implemented for the plasma abacus i.e. the aforementioned  $T_e(n_e)$ -diagrams. This in turn is the basis for the classification of these plasmas.

Additionally, plasma regimes are identified enabling the assessment of similarities between some of the discussed technical IRS plasma systems with some of the analyzed natural plasmas. One example is the similarity of the inductively heated high power plasmas with the solar atmosphere. Here a similarity on the level of basic plasma physical parameters such as Debye length and Landau length and the relevant derived parameters could be affirmed.

In a further step plasma hydrodynamics and hydrostatics was implemented in order to provide a basis for dimension analyses that allow the development of basic criteria for both plasma modeling and the overall assessment of an improved understanding of the plasmas. Examples to mention are the magnetic Reynolds number, which allows for statements on the coupling between electromagnetic fields and the plasma flow, and the dynamic parameter  $g$  to analyze the significance of the displacement current. In a next step an engineering type assessment of magnetohydrodynamics is performed deriving the sizes Plasmabeta and Stuart number. While the Plasmabeta is rather a magnetohydrostatic parameter, the Stuart number considers the impact of the plasma flow velocity with respect to self inductance of plasma currents and- resulting from this- the creation of zones with Lorentz force densities present. The link between the two parameters is the ratio of total pressure to ambient pressure denoting more or less the Mach number and the magnetic Reynolds number. In addition, different plasma Pinch configurations were considered in a preparatory step in order to develop a full set of equations to individually characterize the appearance of magnetoplasma dynamics for plasma systems such as IMAX and IPG3. These two plasma systems are then discussed more in detail making use of well established reference conditions. Chapter 7 e.g.

presents an algebraic solution of the self-field stabilization effect for IPG3 derived from the cylinder problem which has been adapted to the Theta-Pinch that is present during operation of IPG3. The respective algebraic solution is unique according to the knowledge of the author of this work.

For IMAX the assessment of the plasma condition showed that here rather the process of a plasma deflagration has to be considered as the mass bit accelerated and, hence, the density of the gas is very low. Correspondingly estimates of the magnetic Reynolds number show very high values which more or less means that the MHD-effect accompanying this plasma condition may not be that significant.

All in all the discussed developments and qualifications lead to an assessment of potentially new working fields. Some of these fields have already been implemented successfully on an institutional level e.g. there already have been successful discussions with ESA. Examples to mention are the capsule PHOEBUS, VUV spectroscopy and the natural plasma facility that is set in commission in cooperation with Baylor University.

## 11 Literaturverzeichnis

1. NASA. *NASA System Engineering Handbook*. NASA. s.l. : NASA, 1995. SP-610S.
2. Lee, Y. S. 'Technology Transfer' and the research university: a search for the boundaries of university- industrie collaboration. *Journal of Reasearch Policy*. 1996, Bd. 25, S. 843-863.
3. Herdrich, G. *Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver*. [Hrsg.] Universität Stuttgart Institut für Raumfahrtssysteme. Stuttgart : Shaker Verlag GmbH, Aachen, 2004. ISBN 3-8322-4338-0, 2005, auch URN: urn:nbn:de:bsz:93-opus-21478, URL: <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2005/2147/>.
4. Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Löhle, S., Pidan, S., Laux, T. Oxidation Behaviour of SiC-based Thermal Protection System Materials using newly developed Probe Techniques. *Journal of Spacecraft and Rockets*. Sept.-Oct. 2005, Bd. Vol. 42 , No. 5, S. 817-824. auch als Paper AIAA 2004-2173, 37th AIAA Thermophysics Conference, Portland, Oregon, USA, June/July 2004.
5. Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M. *Vorrichtung und Verfahren zur Entsorgung von Abfallmaterialien*. Patent Nr. (DE) 10 2004 049 788, IPC: F23G 7/00 (2006.01) Bundesrepublik Deutschland, 28.. Juni 2007. Anmeldung 12.10.2006.
6. Pidan, S., Auweter-Kurtz, M., Herdrich, G., Fertig, M. Recombination Coefficients and Spectral Emissivity of Silicon Carbide-Based Thermal Protection Materials. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. Okt.-Dez. 2005, Bd. Vol. 19, No. 4, S. 566-571. auch als Paper AIAA 2004-2274, 37th AIAA Thermophysics Conference, Portland, Oregon, USA, June/July 2004.
7. 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 : s.n., Okt. 1999.
8. Preci, A., Lein, S., Schüssler, M., Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Herdrich, G., Winter, M. *Numerical Simulation and IRS Instrumentation Design for EXPERT*. San Francisco, Cal., USA : s.n., 2006. AIAA 2006-3827, 25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference.
9. Herdrich, G., Fertig, M. Catalysis of Metallic and Ceramic TPS Materials. International Symposium on Space Technology and Science, Hamamatsu : s.n., Juni 2008. Paper 2008-e-18.
10. Goulard, R. On Catalytic Recombination Rates in Hypersonic Stagnation Heat Transfer. *Jet Propulsion*. Nov. 1958, Bd. 29, S. 735-745.
11. Löhle, S., Eichhorn, C., Steinbeck, A., Lein, S., Herdrich, G., Röser, H.-P., Auweter-Kurtz, M. Oxygen plasma flow properties deduced from laser-induced fluorescence and probe measurements. *Applied Optics*. 2008, Bd. Vol. 47, No.13, S. 1837-1845.
12. Matsui, M., Takayanagi, H., Komurasaki, K., Arakawa, Y., Knapp, A., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M. Enthalpy Measurement of Inductively Heated Air Flow. *Engineering Note, Journal of Spacecraft and Rockets*. Jan./Feb. 2008, Bd. Vol. 45, No. 1, S. 155-157.
13. Fertig, M., Herdrich, G. The advanced URANUS Navier-Stokes Code for the Simulation of Non-equilibrium Re-entry Flows. International Symposium on Space Technology and Science, Hamamatsu, Japan : s.n., Juni 2008. 2008-e-18.
14. Pidan, S. *Entwicklung eines katalyzitätsbasierten Sensorsystems für Wiedereintrittskörper*. [Hrsg.] Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie der Universität Stuttgart. Stuttgart : Shaker Verlag, 2010. ISBN 978-3-8322-8817-4.
15. Löhle, S. *Untersuchung von Wiedereintrittsplasmen mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenz*. s.l. : Sierke Verlag Göttingen, 2006. Dissertation Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme. ISBN 10 3-933893-68-2.

16. **Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Hartling, M., Laux, T.** PYREX-KAT38, Temperature Measurement System for the X-38 Nose Structure TPS. *Proceedings of the 2nd Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems*. Arcachon, Frankreich : s.n., März 2001.
17. **Muylaert, J., et al., et al.** Aerothermodynamic Reentry Flight Experiments Expert. Educational Notes RTO-EN-AVT-130, Paper 13. *In Flight Experiments for Hypersonic Vehicle Development*. Neuilly-sur-Seine, France: RTO. : s.n., 2007. S. 13-1 – 13-34. RTO-EN-AVT-130.
18. **Spectroscopic Observation of the STARDUST Re-Entry in the Near UV. Winter, M., Herdrich, G.** Miami, Florida, USA : s.n., 2007. 37th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit. AIAA-2007-4050.
19. **Löhle, S., Wernitz, R., Herdrich, G., Fertig, M., Röser, H.-P., Ritter, H.** Airborne Re-entry Observation Experiment SLIT: UV Spectroscopy during STARDUST and ATV1 Re-entry. *CEAS Space Journal*. September 2010.
20. **Laufer, R.** *Lunar Mission BW1 - Scientific Objectives and Small Satellite Concept*. Stuttgart : s.n., 2010. Universität Stuttgart, Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie.
21. **Schönherr, T., Nawaz, N., Herdrich, G., Röser, H.-P., Auweter-Kurtz, M.** Influence of the electrode shape on the performance of the pulsed MPD thruster SIMPLEX. *Journal of Propulsion and Power*. März-April 2009, Bd. 25, 2, S. 380-386.
22. **Nawaz, A., Lau, M., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M.** Investigation of the Magnetic Field in a Pulsed Plasma Thruster. *AIAA Journal*. Nov. 2008, Bd. 46, 11, S. 2881-2889.
23. **Bock, D.** *Untersuchung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems für die Lunar Mission BW1*. [Hrsg.] Institut für Raumfahrtsysteme Universität Stuttgart. Stuttgart : s.n., 2009. Dissertation.
24. **D. Bock, G. Herdrich, M. Lau, T. Schönherr, B. Wollenhaupt, H.-P. Röser.** Electric Propulsion Systems for Small Satellites: The LEO Mission Perseus. *Progress in Propulsion Physics*. 2011, Bd. 2, S. 629-638.
25. **Herdrich, G., Kraus, S., Fertig, M., Petkow, D., Auweter-Kurtz, M.** Magnetic Acceleration Plasma Facility for Plasma Shock Peening and Plasma Decoating Processes. *Vacuum*. April 2008. doi:10.1016/j.vacuum.2008.03.079 .
26. **Giannopapa, Ch.** *Key Enabling Technologies and Open Innovation: New Impulse for the Space Sector*. European Space Policy Institute. Wien : European Space Policy Institute, 2010. ISSN: 2218-0931.
27. **Röser, H.-P., Hetfleisch, F., Huber, F. M., von Schoenermark, M. F.** Correlation between Oxygen Excess Density and Critical Transition Temperature in Superconducting Bi-2201, Bi-2212 and Bi-2223. *Acta Astronautica*. 2008, Bd. 63, S. 1372-1375.
28. **Röser, H.-P., Leschinski, P., Huber, F. M., von Schoenermark, M. F.** Oxygen Deficiency Structure in Iron-Based High Temperature Superconductor GdFeAsO<sub>1-δ</sub>. *Acta Astronautica*. 2009, Bd. 64, S. 1011-1013.
29. **New Miniaturized and Space Qualified Gas Sensors for Fast Response In Situ Measurements. Fasoulas, S., Schmiel, T., Baumann, R., Hörenz, M., Hammer, F., Bockstahler, K., Witt, J.** [Hrsg.] AIAA. 2010. 40th International Conference on Environmental Systems. AIAA 2010-6147.
30. **Herdrich, G., Fertig, M., Lein, S., Löhle, S., Preci, A., Steinbeck, A., Wernitz, R., Auweter-Kurtz, M., Roeser, H.-P.** Current Status of Instrumentation Developments at IRS: In-Situ Investigations and Airborne Measurement Campaigns. *Acta Astronautica*. 2010, Bd. 66, S. 1087–1098.
31. **Knapp, A., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M.** Magnetic Influence on Argon Plasma flow using Permanent Magnets. *Magnetic Influence on Argon Plasma flow using Permanent Magnets, 1 Institut für Raumfahrtsysteme, UnJournal of IAPS*. Dezember 2007, Bd. 15, 2, S. Magnetic Influence on Argon Plasma flow using Permanent Magnets, 1 Institut für Raumfahrtsysteme, Un149-155.
32. **Gaisbauer, U., Knauss, H., Wagner, S., Herdrich, G., Fertig, M., Winter, M., Auweter-Kurtz.** Flow Simulation and Problems in Ground Test Facilities. [Hrsg.] D., Sachs, G., Wagner, S. Jacob. *Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles*. s.l. : Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, 2005, S. 165-199. Deutsche Forschungsgemeinschaft, Final Report on Collaborative Research Centres 253, 255 and 259.



33. **Laufer, R., Herdrich, G., Hyde, T., Matthews, L., Röser, H.-P.** Establishing a Facility for Environmental Simulation of Complex Dusty Plasma in Space. Mai 2010. eingereicht beim und begutachtet durch Planetary and Space Science.
34. **Herdrich, G., Fertig, M., Löhle, S.** Experimental Simulation of High Enthalpy Planetary Entries. *The Open Plasma Physics Journal*. September 2009, Bd. Volume 2, S. 150-164 (15).
35. **Laure, S.** *Experimentelle Simulation der Staupunktströmung wiedereintretender Raumflugkörper und deren Charakterisierung mittels mechanischer Sonden*. Aachen : Shaker Verlag, 1998.
36. **Herdrich, G., Auweter, M.** Inductively heated Plasma Sources for Technical Applications. *Vacuum Journal*. 2006, Bd. Vol. 80, S. 1138-1143.
37. **Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Nawaz, A., Petkow, D.** MHD Flow Control for Plasma Technology Applications. *Vacuum Journal*. 2006, Bd. Vol. 80, S. pp. 1167-1173.
38. **Kurtz, H., Auweter-Kurtz, M., Heiermann, J.** *Magnetoplasmadynamic Thrusters with Coaxial applied Field*. Abteilung Raumtransporttechnologie, Institut für Raumfahrtsysteme. Stuttgart : s.n., 2002. Propulsion 2000 Studie. IRS-02-P13.
39. **Herdrich, G., Bauder, U., Bock, D., Eichhorn, Ch., Haag, D., Lau, M., Schönherr, T., Stindl, T., Fertig, M., Löhle, S., Auweter-Kurtz, M., Röser, H.-P.** Activities in Electric Propulsion Development at IRS. *Trans. JSASS Space Tech. Japan*. 2009, Bd. 7, S. Tb\_5-Tb\_14.
40. **Petkow, D., Herdrich, G., Laufer, R., Gabrielli, R., Zeile, O.** Comparative Investigation of Fusion Reactions for Space Propulsion Applications. *Transactions of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Space Technology Japan*. 2009, Bd. 7, ists26, S. Pb\_59-Pb\_63.
41. **Ganguli, A., Tarey, R. D.** Understanding plasma sources. *Current Science*. Special Section: Plasma Applications, 10. August 2002, Bd. Vol. 83, No. 3, S. 279-290.
42. **Zohm, H.** Plasmaphysik. München : LMU München, 2001/2002. Vorlesungsmanuskript.
43. **Woolley, H.W.** *Effect of Dissociation on Thermodynamic Properties of pure diatomic Gases*. National Bureau of Standards, National Advisory Committee for Aeronautics, NACA. Washington : s.n., Woolley, H.W., Effect of Dissociation on Thermodynamic Properties of pure diatomic Gases, National Bureau of Sta1955. Technical Note 3270.
44. **Hansen, C.F.** *Approximations for the Thermodynamic and Transport Properties of High-Temperature Air*. National Bureau of Standards, National Advisory Committee for Aeronautics, NACA. Washington : s.n., 1958. Technical Note 4150.
45. **NIST.** NIST Online Databases, Standard Reference Data Program, Chemistry WebBook. 2000.
46. **Unsöld, A.** *Physik der Sternatmosphären*. Heidelberg, New York : Springer-Verlag Berlin, 1968. Berichtigter Nachdruck der 2. Auflage.
47. **Cap, F.** *Lehrbuch der Plasmaphysik und der Magnetohydrodynamik*. Innsbruck : Springer-Verlag Wien New York, 1994. S. 411 Seiten.
48. **Fitzpatrick, A.** Introduction to Plasma Physics. The University of Texas at Austin : s.n., 2008. S. 242. Vorlesungsmanuskript.
49. **Hatrath, C.** Analyse negativer Ionen in kapazitiv-gekoppelten RF-Plasmen. Greifswald : s.n., 2008. Diplomarbeit.
50. **Nemschokmichal, S.** Phasenaufgelöste optische Emissionsspektroskopie an RF-Plasmarandschichten. Greifswald : s.n., 2007. Diplomarbeit.
51. **Knapp, A.** persönliche Kommunikation. Stuttgart : s.n., 16. 02 2010.
52. **Petkow, D., Herdrich, G., Bozsak, F., Auweter-Kurtz, M.** Verification of an Electron-Carbon Interaction Model for DSMC Schemes. *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*. 2010. eingereicht zur Begutachtung.
53. **Spitzer, L. jr.** *Physics of Fully Ionized Gases*. [Hrsg.] R. E. Marshak. s.l. : John Wiley & Sons, 1962. Bd. 3. ISBN 0-470-81723-2.
54. **Herdrich, G., Drogmann, M., Petkow, D.** *X-Box V 1.0 for Calculation of Transport Properties*. CASPER, Baylor University. 2011. Interner Bericht.
55. **Petkow, D.** *Modellierung von Teilchenkollisionen in hochverdünnten Plasmaströmungen*. Stuttgart : Institut für Raumfahrtsysteme, 2010. als Dissertation eingereicht.
56. **Smid, Th.** Theoretical Principles of Plasma Physics and Atom Physics. [Online] 2010. <http://plasmaphysics.org.uk/print/coulomb.htm>.

57. **Sleziona, Ch.** *Hochenthalpieströmungen für Raumfahrtanwendungen*. Stuttgart : Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 1998. Habilitation.
58. **Flügge, S. (Hrsg.)**. *Handbuch der Physik, Gasentladungen II*. s.l. : Springer, 1956. Bd. XXII.
59. **Fertig, M.** *Modellierung reaktiver Prozesse auf Siliziumkarbid-Oberflächen in verdünnten Nichtgleichgewichtsströmungen*. Stuttgart : Online-Ressource, 2005. Dissertation.
60. **Boie, C.** *Numerische Simulation magnetoplasmadynamischer Eigenfeldtriebwerke mit hochauflösenden adaptiven Verfahren*. Stuttgart : Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2000. Dissertationsschrift.
61. **Gary, G. A., West, E. A., Rees, D., McKay, J. A., Zukic, M., Herman, P.** Solar CIV vacuum-ultraviolet Fabry-Perot interferometers. *Astronomy & Astrophysics*. 20. October 2006, S. 1-16.
62. **Halekas, J. S., Mitchell, D. L., Lin, R. P., Hood, L. L., Acuna, M. H., Binder, A. B.** Evidence for negative charging of the lunar surface in shadow. *GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS*. 2002, Bd. 29, 10, S. 77-1 - 77-4.
63. **Herdrich, G., Graf, F.** *Recherche zu Plasmen von weißen Zwergen und Magnetosphären von Pulsaren*. Raumtransporttechnologie, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart. Stuttgart : s.n., 2010. Interner Bericht. IRS-10-IB2.
64. **Luo, Q.** Plasma Processes in Pulsar Magnetospheres and Eclipsing Binary Pulsar systems. *Brazilian Journal of Physics*. September 1998, Bd. 28, 3.
65. **Avakyan, R. M., Alodzants, G. P., Saakyan, G. S., Sedrakyan, D. M.** On The Paper of "Magnetosphere of Baryon Stars". *Astrofizika*. April-Juni 1977, Bd. 13, 2, S. 323-326. Übersetzung bei/an der Erevan State University.
66. Wapedia Wiki: Weißer Zwerg. [Online] 13. Januar 2010. [Zitat vom: 14. Januar 2010.] [http://wapedia.mobi/de/Weißer\\_Zwerg](http://wapedia.mobi/de/Weißer_Zwerg).
67. **Chandrasekhar, S.** On Stars, Their Evolution and Their Stability, Nobel Prize lecture. Nobel Prize lecture : s.n., 8. December 1983.
68. **Grupp, M.** *Astrophysikalische Plasmen - Weiße Zwerge und Neutronensterne*. 2003 . White Paper.
69. **Rowell, N.** *White Dwarf Properties and the Degenerate Electron Gas*. The University of Edinburgh. Edinburgh, Groß-Britannien : s.n., 2008. White Paper; [http://www.roe.ac.uk/ifa/postgrad/pedagogy/2008\\_rowell.pdf](http://www.roe.ac.uk/ifa/postgrad/pedagogy/2008_rowell.pdf).
70. **Schrettenbrunner, F.-X.** *Entwicklung zum Weißen Zwerg*. Naturwissenschaftliche Fakultät II – Physik, Universität Regensburg. Universität Regensburg : s.n., 2007.
71. **Bohr, A.** *Die Altersbestimmung Weißer Zwerge aus einer Korrelation für HTSC Supraleiter*. Raumfahrtsysteme, Institut für Raumfahrtsysteme. Stuttgart : s.n., 2008. Studienarbeit. IRS-10-S08.
72. **Koryagin, S. A.** *Magnetic White Dwarfs*. Institute of Applied Physics, Russian Academy of Science. Nizhny Novgorod, Russland : s.n. White Paper.
73. **Wu, K., McNamara, A., Kuncic, Z.** X-ray polarization from accreting white dwarfs and associated systems. [Hrsg.] R., Costa, E., Matt, G., Tagliaferri, G. Bellazzini. *X-ray Polarimetry: A New Window in Astrophysics (Cambridge Contemporary Astrophysics)*. s.l. : Cambridge Contemporary Astrophysics, 2010, 28. erscheint in 2010, Zitatreferenz des Artikels:arXiv:0906.2093 (Juni 2009).
74. **Auweter-Kurtz, M.** *Lichtbogenantriebe für Weltraumaufgaben*. s.l. : Teubner, 1991. Habilitationsschrift.
75. *Steady State MPD Devices for Reentry Simulation*. **Auweter-Kurtz, M., Epple, J., Habiger, H., Kurtz, H., Loesener, O., Messerschmid, E., Mulzer, D.** Garmisch-Partenkirchen : s.n., 1988. Proceedings of the 20th International Electric Propulsion Conference. IEPC-88-114.
76. **Paschen, F.** Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz. *Wied. Ann. Phys.* 1887, Bd. 37, S. 69-97.
77. **Bruzzone, H., Vieytes, R.** The initial phase in plasma focus devices. *Plasma Phys. Contro. Fusion*. 1993, Bd. 35, S. 1745-1754.
78. *Arcjet Development Capabilities at the IRS: Experiment and Analysis*. **Hammer F., Riehle M., Kurtz H.L., Auweter-Kurtz M., Schöttle U.M.** Noordwijk, Niederlande : ESA ESTEC, 1997. 2nd European Space Propulsion Conference. Paper ESPC - 97 - P5.

79. **Auweter-Kurtz, M., Thomas Gölz, Th., Habiger, H., Hammer, H., Kurtz, H., Riehle, M., Christian S.** High-Power Hydrogen Arcjet Thrusters. *Journal of Propulsion and Power*. 1998, Bd. 14, 5, S. 764-773.
80. *High Power Arcjet Thruster Development*. **Gözl, Th., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H., Schrade, H. O.** Viareggio, Italy : s.n., 1991. Proceedings of the 22nd International Electric Propulsion Conference . IEPC-1991-072.
81. *High Power Arcjet Experiments and Analysis*. **Gözl, Th., Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H. L., Sleziuna, Ch.** Moscow, Russia : s.n., 1995. Proceedings of the 24th International Electric Propulsion Conference. IEPC-1995-14.
82. **Böhrk, H.** *Zur induktiven Nachheizung einer Überschallwasserstoffströmung*. Stuttgart : s.n., 2009. Doktorarbeit Institut für Raumfahrtssysteme.
83. **Habiger, H.** *Elektrostatische Sonden und Fabry-Perot Interferometrie zur Untersuchung von lichtbogenbeheizten Plasmen für Triebwerksanwendungen und Wiedereintrittssimulation*. Stuttgart : Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme (Druck: polyfoto-Dr. Vogt KG), 1994.
84. **Haag, D., Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Herdrich, G.** Numerical Simulations and Accompanying Experimental Investigations of Magnetoplasmadynamic Thrusters with Coaxial Applied Magnetic Field. *Trans. JSASS, Space Tech. Japan*. 2009, Bd. 7, ists26, S. Tb\_19-Tb\_28.
85. *Performance of 130 kW MPD Thruster with an external Magnetic Field and Li as a Propellant*. **Tikhonov, V. B., Semenikhin, S. A., Brophy, J. R., Polk, J. E.** Cleveland, Ohio, USA : s.n., 1997. Proceedings of the 25th International Electric Propulsion Conference. Paper IEPC-97-117.
86. **Wegmann, Th.** *Experimentelle Untersuchung kontinuierlich betriebener magnetoplasmadynamischer Eigenfeldtriebwerke*. Stuttgart : polyfoto, 1994.
87. *Nozzle Type MPD Thruster Experimental Investigations*. **Merke, W. D., Auweter-Kurtz, M., Habiger, H., Kurtz, H., Schrade, H. O.** Garmisch-Partenkirchen : s.n., 1988. Proceedings of the 20th International Electric Propulsion Conference . Paper IEPC-88-028.
88. *Experimental Comparison of steady state nozzle Type and Cylindrical MPD Thrusters at high Current Levels*. **Wegmann, Th., Auweter-Kurtz, M., Habiger, H., Kurtz, H. L., Schrade, H. O.** Seattle, Washington, USA : s.n., 1993. Proceedings der 23rd International Electric Propulsion Conference. IEPC-93-122.
89. *Cylindrical Steady-State MPD Thruster*. **Kurtz, H. L., Auweter-Kurtz, M., Glocker, B., Habiger, H., Merke, W., Schrade, H. O.** Garmisch-Partenkirchen : s.n., 1988. Proceedings of the 20th International Electric Propulsion Conference. Paper IEPC-88-025.
90. **Auweter-Kurtz, M., Kurtz, H., Heiermann, J.** *Magnetoplasmadynamic Thrusters with Coaxial Applied Field*. Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme. 2002. Bericht im Rahmen der ESA Studie Propulsion 2000. IRS-02-P13.
91. *Advanced scaling model for simplified thrust and power scaling of an applied field magnetoplasmadynamic thruster*. **Herdrich, G., Boxberger, A., Petkow, D., Gabrielli, R., Fasoulas, S., Andrenucci, M., Albertoni, R., Paganucci, F., Rossetti, P.** Nashville, TN, USA : s.n., 2010. 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit.
92. **Nawaz, A.** *Entwicklung und Charakterisierung eines gepulsten instationären MPD Triebwerks als Primärtrieb für Weltraumsonden*. Stuttgart : s.n., 2009. eingereichte Dissertation.
93. **Jahn, R. G.** *Physics of Electric Propulsion*. s.l. : McGraw-Hill Series in Missile And Space Technology, 1968.
94. **Rapp, H.** *Experimentelle Untersuchung der Betriebscharakteristik eines Plasmafokus*. Institut für Plasmaforschung (Universität Stuttgart). Stuttgart : s.n., 1974. IPF-74-1.
95. **Herdrich, G., Fertig, M., Petkow, D., Kraus, S., Löhle, S., Auweter-Kurtz, M.** Operational behaviour and application regime assessment of the magnetic acceleration plasma facility IMAX. *Vacuum*. 2010, Bd. 85, S. 563-568.
96. **Mathuthu, M., Zengeni, T., Gholap, A. V.** The Three Phase Theory for Plasma Focus Devices. *IEEE Transactions on Plasma Science*. Dezember 1997, Bd. 25, 6.
97. **Dietz, D.** Coaxial Plasma Accelerator in the snowplow mode: Analytical Solution in the weak coupling limit. *Journal of Applied Physics*. Oktober 1987, Bd. 62, 7.

98. **Burton, R.L., Turchi, P.J.** Pulsed plasma thruster. *Journal of Propulsion and Power*. 1998, Bd. 14, 5, S. 716–735.
99. *Dimensionless performance model for gas-fed pulsed plasma thrusters*. **Ziemer, J.K., Choueiri, E.Y.** Cleveland, USA : s.n., 1998. 34th Joint Propulsion Conference. AIAA-98-3661.
100. **Nawaz, A., Bauder, U., Böhrk, H., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M.** Electrostatic Probe and Camera Measurements for Modeling the iMPD SIMP-LEX. Cincinnati, Ohio, USA : s.n., 2007. 43rd Joint Propulsion Conference. AIAA-2007-5280.
101. **Byrne, L.** Langmuir Probe Measurement in the Plume of a Pulsed Plasma Thruster. [Hrsg.] Worcester Polytechnic Institute. Nov. 2002. Master Thesis.
102. **Scharlemann, C.** *Investigation of Thrust Mechanisms in a Water fed Pulsed Plasma Thruster*. [Hrsg.] Ohio State University. 2003. PhD Thesis.
103. **Tendys, J.** *Dense Plasma Focus- A Literature Review*. s.l. : Australian Atomic Energy Commission; Research Establishment Lucas Heights , 1976. interne Nummer: AAEC/E334. ISBN 642 99696 2.
104. **Herdrich, G., Petkow, D.** High Enthalpy, water-cooled and thin-walled ICP Sources: Characterization and MHD-Optimization. *Cambridge Journal of Plasma Physics*. 2007, Bd. Vol. 74, Part 3, S. 1-39.
105. **Nawaz, A., Herdrich, G.** Impact of plasma tube wall thickness on power coupling in ICP sources. *Plasma Sources Science and Technology*. November 2009, Bd. 18, 4, S. 7.
106. **Keller, M.** *Behandlung von humanmedizinischen Abfallstoffen mit einem induktiven Plasmaverfahren- Analyse von Marktfähigkeit und Absatzchancen für Deutschland*. Hamburger Fernhochschule. 2010. Diplomarbeit.
107. **Boulos, M. I.** Thermal Plasmas: Technology and Applications, Vol. 2. *6th International Symposium on Plasma Chemistry*. Montreal, Quebec, Kanada : s.n., Juli 1983.
108. **Stokes, A.D.** Thermal equilibrium in argon induction discharges. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1971, Bd. 4, S. 916-929.
109. **Mäcker, H.** Discharge and Plasma Physics. [Hrsg.] S.C. Haydon. Armidale: University of New England : s.n., 1964. S. 245.
110. **Dautov, G. Yu.** The Low-Current Low-Temperature Plasma Generators. [Hrsg.] O.P. Solonenko und M.F. Zhukov. *G. Yu. Dautov, The Low-Current Low-Temperature Plasma Generators, Kazan AviaThermal Plasma and New Materials Technology, Volume 1: Investigations and Design of Thermal Plasma Generators*. Cambridge : Cambridge Interscience Publishing (CIP), 1994, Bd. 1, S. 265-291.
111. **Boulos, M.I., Fauchais, P., Pfender, E.** *Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications, Vol. 1*. New York / London : Plenum Press, 1994. Bd. 1, Zweiter Band liegt nur als Konferenzpaper vor.
112. **Sorokin, L. M.** Radio-Frequency Capacitatively-Coupled Plasma Generators: Research, Development and Application. [Hrsg.] Volume 1: Investigations and DO.P. Solonenko und M.F. Zhukov „Thermal Plasma and New Materials Technology. *Thermal Plasma and New Materials Technology, Volume 1: Investigations and Design of Thermal Plasma Generators*. Cambridge : Cambridge Interscience Publishing (CIP), 1994, Bd. 1, S. 424-442.
113. **D, Ambrosio, D., Giordano, D.** Electromagnetic Fluid Dynamics for Aerospace Applications. Part 1: Classification and Critical Review of Physical Models. 35th AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, Portland, Oregon, USA : s.n., Juni/Juli 2004. AIAA 2004-2165.
114. **Finkelnburg, W., Mäcker, H.** Elektrische Bögen und thermisches Plasma. *Handbuch der Physik*. Berlin : Springer Verlag, 1956.
115. **Knaepen, B., Kassinosi, S., Carati, D.** Magnetohydrodynamic turbulence at moderate magnetic Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*. 513, 2004, S. 199-220.
116. **Herdrich, G.** Wiedereintrittstechnologie. [Vorlesungsmanuskript]. Stuttgart : s.n., 2009. Vorlesung Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme.
117. **Krülle, G.** Characteristics and Local Analysis of MPD Thruster Operation. Colorado Springs, Colorado, USA : s.n., 11-13. September 1967. AIAA Paper No. 67-672.
118. **Wagner, S.** Strömungslehre. [Vorlesungsmanuskript]. 1998. Universität Stuttgart, IAG.

119. **Breuer, K. S., Park, J., Henoeh, Ch.** Actuation and control of a turbulent channel flow using Lorentz forces. *Physics of Fluids*. April 2004, Bd. 16, 4, S. 897-907.
120. *Magnetohydrodynamic and Electrohydrodynamic Control of Hypersonic Flows of Weakly Ionized Plasmas*. **Macheret, S.O., Shneider, M.N., Miles R.B.** 2002. AIAA Paper 2002-2249.
121. *Comparative analysis of MHD and plasma methods of scramjet inlet control*. **Shneider, M. N., Macheret, S. O., Miles, R. B.** Reno, Nevada, USA : s.n., 2003. „Comparative analysis of MHD and plasma methods of scramjet inlet control”, AIAA 2003-0170, P41st AIAA Aerospace Sciences, Meeting and Exhibit. AIAA 2003-0170.
122. **Konigorski, D.** *Executive Summary of the Electrodynamic Heatshield Study*. Astrium GmbH. 2002. ESA Technical Note. EDH-SI-TN 004.
123. *Electro-magnetic effect on shock layer structure in reentry-related high-enthalpy flow*. **Takizawa, Y., Sato, S., Abe, T., Konigorski, D.** Portland, Oregon, USA : s.n., 2004. 35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference.
124. **Schneider, D.** *Numerical Simulation of Plasma Disruptions for the Calculation of the Structural Loads in Tokamak Fusion Devices*. Universität Karlsruhe : Universität Karlsruhe 1997, 1997. Dissertation. Wissenschaftliche Berichte, FZKA-5867.
125. **Schmieder, E.** *Erzeugung und Untersuchung dichter Plasmen in einer Theta-Pinch-Anlage*. Fakultät für Physik und Astronomie. Ruhr-Universität Bochum : s.n., 1998.
126. **Lins, G.** *Untersuchungen zur Plasmaturbulenz in einer Theta-Pinch-Entladung*. Dissertation, Abteilung für Physik und Astronomie. Ruhr-Universität Bochum : s.n., 1980.
127. **Niblett, G. B. F., Green, T. S.** Radial Hydromagnetic Oscillations. *Proceedings of the Physical Society*. 1959, Bd. 74, 6, S. pp. 737-743.
128. **Bletzinger, P., et al., et al.** Plasmas in High Speed Aerodynamics. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2005, Bd. 38, S. R33-R57.
129. **Sosa, R., Artana, G., Moreau, E., Touchard, G.** Flow Control with EHD Actuators in Middle Post Stall Regime. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science and Engineering*. April-Juni 2006, Bd. 28, 2, S. 200-207.
130. **Hell, A.** *Grundlagenuntersuchung für die Konzeption einer E-Feld Sonde zur elektrohydrodynamischen Beeinflussung schwach ionisierter Plasmen*. Abteilung Raumtransporttechnolog, Institut für Raumfahrtssysteme. Stuttgart : s.n., 2007. IRS-07-S12.
131. **Auweter-Kurtz, M.** Plasma Thruster Development Program at the IRS. *Acta Astronautica*. Vol. 32, 1994, Bd. (5), S. 337-391.
132. **Karrer, N.** *Hochdynamische Erfassung elektrischer Ströme über stossfrei verkoppelte Wandler*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Schweiz : VDI-Verlag, 2002. Bde. Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 8 Meß-, Steuerungs- und Regelungstechnik, Nr. 946.
133. *Isolated current probe for continuous monitoring of AC currents of high amplitude and high frequency*. **Karrer, N., Hofer-Noser, P., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M.** Toulouse, Frankreich : s.n., September 2003. Karrer, N., Hofer-Noser, P., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Isolated current probe for continuous monitoring of AC currents of high ampEuropean Power Electronics Conference.
134. **Laux, T.** *Untersuchungen zur Hochtemperaturoxidation von Siliziumkarbid in Plasmaströmungen*. Stuttgart : Shaker Verlag Aachen, 2004. Dissertation, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart. ISBN 3-8322-3128-5.
135. **Endlich, P.** *Untersuchungen zur experimentellen Simulation des Eintritts von Raumflugkörpern in die Marsatmosphäre*. Stuttgart : Universität Stuttgart, Institut für Raumfahrtssysteme, 2008. Dissertationsschrift.
136. **Matsui, M.** *Application of Laser Absorption Spectroscopy to High Enthalpy Flow Diagnostics*. Tokio : s.n., 2005. Dissertationsschrift.
137. **Matsui, M., Komurasaki, K., Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M.** Enthalpy Measurement in Inductive Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy. *AIAA Journal*. September 2005, Bd. 43, 9, S. 2060-2064.

138. *Probe Measurements and Laser Absorption Spectroscopy on the IRS IPG3 Plasma Plume*. **Auweter-Kurtz, M., Herdrich, G., Komurasaki, K., Laux, T.** Anaheim, CA, USA : AIAA, Juni 2001. 35th Thermophysics Conference. AIAA-2001-2732.
139. **Freidberg, J.P.** *Ideal Magnetohydrodynamics*. New York and London : Plenum Press, 1987.
140. **Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A.** *Taschenbuch der Mathematik*. Zürich und Frankfurt / M. : Verlag Harri Deutsch, 1970.
141. **Godefroy, A., Petkow, D., Herdrich, G.** *Abschätzung des magnetischen Druckes für induktiv beheizte Plasmaquellen*. Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart : s.n., 2004. interner Bericht.
142. *Investigating MHD-Effects in Inductively Heated Plasma Sources*. **Petkow, D., Auweter-Kurtz, M., Herdrich, G.** Toulouse, Frankreich : s.n., 2005. 53. D. Petkow, M. Auweter-Kurtz, and G. Herdrich, Investigating MHD-Effects in 1st Pegasus-AIAA Student Conference.
143. **Wagner, H. P., Auweter-Kurtz, M.** Plasma impulse based peening and de-coating of engine parts pulsed plasma thrusters for small spacecraft propulsion. *Vacuum*. 2004, Bd. 73, S. 461.
144. *The Deflagration- Detonation Transition in Gas-Fed Pulsed Plasma Accelerators*. **Poehlmann, F., Gascon, N., Cappelli, M.** Cincinnati, Ohio, USA : AIAA, 2007. 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit. AIAA 2007-5263.
145. **Ziemer, J. K.** *Performance Scaling of Gas-Fed Pulsed Plasma*. Juni : Department of Mechanical and Aerospace Engineering, 2001. PhD Thesis.
146. **Troll, O., Conde, L., Criado, E., Donoso, J. M., Herdrich, G.** Measurements of Plasma Properties Using Fast Sweep Langmuir Probes in Unmagnetized Weakly Ionized Plasmas. *Contributions to Plasma Physics*. 2010, Bd. 50, 9, S. 819-823.
147. **Korotkevich, A.O., Newell, A.C., and Zakharov, V.E.** Communication through plasma sheaths. *J. Appl. Phys.* 2007, Bd. 102, 8.
148. *Contribution of Vacuum-Ultraviolet Transitions of Molecular Nitrogen to Radiative Heat Flux During Atmospheric Reentry*. **Liebhart, H., Fertig, M., Herdrich, G., Fasoulas, S., Röser, H.-P.** Lausanne, Schweiz : s.n., 2010. 4th International Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. ESA Workshop.
149. **Röck, W.** *Simulation des Eintritts einer Sonde in die Atmosphäre des Saturnmondes Titan in einem Plasmawindkanal*. [Hrsg.] Universität Stuttgart Institut für Raumfahrtssysteme. Stuttgart : polyfoto, 1999. Dissertation.
150. **Müller, M.** *Typische Auftreffgeschwindigkeiten von Partikeln im Plasma für Induktionsplasmen und DC-Plasmen*. [Diagramm (Excel)] Stuttgart : DLR Stuttgart, 2006.
151. **Holtkamp, N.** An overview of the ITER project. *Fusion Engineering and Design*. 2007, Bd. 82, S. 427-434.
152. **Hirsch, R. L.** Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gases. *Journal of Applied Physics*. 1967, Bd. 38, 11, S. 4522-4534.
153. **Bussard, R. W., Krall, N. A.** Inherent characteristics of fusion power systems: physics, engineering and economics. *Journal Fusion Technology*. 1994, Bd. 26, S. 1326 – 1336.
154. **Miley, G., Yibin, G., DeMora, J. M., Stubbers, R. A., Hochberg, T. A., Nadler, J. H., Anderl, R. A.** Discharge Characteristic of the Spherical Inertial Electrostatic Confinement Device. *IEEE Transactions on plasma science*. 1997, Bd. 25, 4.
155. **Dietrich, C. C.** Improving particle confinement in inertial electrostatic fusion for spacecraft power and propulsion. s.l. : Massachusetts Institute of Technology (MIT), 2007. Dissertation.
156. **Miley, G. H., Sved, J.** The IEC star-mode fusion neutron source for NAA-status and next-step designs. *Journal Applied Radiation and Isotopes*. November 2000, Bd. 53, S. 779-783.
157. NSD-Fusion GmbH. *Developer and manufacturer of linear geometry, plasma-gas target, longest life neutron generators*. [Online] NSD-Fusion GmbH, 2011. [Zitat vom: 09. März 2011.] [www.nsd-fusion.com](http://www.nsd-fusion.com).
158. *Experimental investigation of unique plasma jets for use as ion thrusters*. **Nadler, J. H.** 1998. 29th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference . AIAA-1998-2570.
159. **Miley, G. H.** A novel propulsion unit for satellite applications. *AIP Conference proceedings*. 1996, Bd. 361, S. 1453-1440.

160. **Miley, G. H., Momota, H., Wu, L. , Reilley, M. P., Burton, R., Teofilo, V. L., Dell, D., Dell, R. , Hargus, W.A.** G.H. Miley, H. Momota, L. Wu, M.P. Reilley, R. Burton, V.L. Space probe application of IEC thrusters. *G.H. Miley, H. Momota, L. Wu, M.P. Reilley, R. Burton, V.L. Teofilo, D. Dell, R. Dell, W.A. Hargus: Space probe Journal Fusion and Science Technology*. 2009, Bd. 56, 1, S. 533-539.
161. **Fertig, M., Winter, M., Herdrich, G., Röser, H.-P.** *Modelling of High Speed Earth Entry*. Institut für Raumfahrtssysteme. Stuttgart : s.n., 2008. ESA Bericht. IRS-08-P1.
162. **Morabito, D. D.** *The Spacecraft Communications Blackout Problem Encountered during Passage or Entry of Planetary Atmospheres*. 2002. IPN Progress Report 42-150.
163. **Herdrich, G., Fertig, M., Petkow, D., Steinbeck, A., Fasoulas, S.** Experimental and Numerical Techniques to assess Catalysis. *Progress in Aerospace Sciences Special issue*. 2011. eingereicht (auf Einladung).
164. **Beck, A., Meyer-Vernet, N.** The trajectory of an electron in a plasma. LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Universität Paris Diderot, Frankreich : s.n., 31. März 2008. White Paper.
165. **Kaphengst, J.** Weiße Zwerge - End- oder Zwischenstadium leichter Sterne. [Online] 18.. Juni 2003. <http://www.ngclog.de/impressum.php>.
166. **Smid, Th.** [Online] <http://plasmaphysics.org.uk/print/coulomb.htm>.

## 12 Eigene relevante Veröffentlichungen

In diesem Kapitel werden weitere Publikationen des Autors mit Relevanz für Raumfahrtplasmen angegeben. Darüber hinaus wurden zahlreiche interne Berichte sowie Berichte für Industrie und Institutionen erstellt. Diese können auf Anfrage verfügbar gemacht werden.

Um dem Leser eine Erleichterung bei der Identifikation der Inhalte der Publikationen zu ermöglichen, wird folgende Legende für die nachfolgenden Listen zu Grunde gelegt:

- ❶ Atmosphärischer Eintritt
- ❷ Plasmaphysik / Plasmatechnologie / Technologietransfer
- ❸ Elektrische Antriebe / Fortschrittliche Antriebe / Chemische Antriebe
- ❹ Fortschrittliche Technologien
- ❺ Systemtechnik
- ❻ Energiesysteme
- ❼ Weltraumwissenschaften
- ❽ Technikfolgen; Technologiebewertung
- ❾ Space Debris
- ❿ Exploration

### 12.1 Publikationen in wissenschaftlichen Zeitschriften und Büchern

In diesem Kapitel werden begutachtete Publikationen des Autors mit Relevanz für Raumfahrtplasmen angegeben.

#### 12.1.1 Wissenschaftliche Zeitschriften

1. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H. Habiger, *Pyrometric Temperature Measurements on Thermal Protection Systems*, GAMM 98 (Gesellschaft für angewandte Mathematik und Mechanik) GAMM Tagung 1998 (Gesellschaft für angewandte Mathematik u. Mechanik), Bremen, April 1998, *edit. Zeitschrift f. angewandte Mathematik u. Mechanik (ZAMM)* 79, Suppl. 3, pages S945-S946, 1999. ❶  
(exp. / num.)
2. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H.L. Kurtz, *New Inductively Heated Plasma Source for Reentry Simulations*, also AIAA Paper 98-3022, presented on the 20<sup>th</sup> AIAA Advance Measurement and Ground Testing Conference, Albuquerque, NM, Juni 1998, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 14, No. 2, pp. 244-249, April-Juni 2000. ❶  
(exp.)
3. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H.L. Kurtz, T. Laux, M. Winter, *Operational Behavior of the Inductively Heated Plasma Source IPG3 for Re-entry Simulations*, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 16, No. 3, pp. 440-449, Juli-September 2002; auch AIAA-99-3497, 33<sup>rd</sup> Thermophysics Conference, Norfolk, Virginia, Juni/Juli 1999; auch SFB 259 Preprint-Reihe, 1999/49. ❶  
(exp.)
4. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, P. Endlich, *Mars Entry Simulation using the Inductively Heated Plasma Generator IPG4*, Engineering Note, *Journal of Spacecrafts and Rockets* Vol. 40, No. 5, pp. 690-694, Sept.-Okt. 2003. ❶, ❹  
(exp.)



5. M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, T. Laux, U. Schöttle, Th. Wegmann, M. Winter, *Entry Experiments at IRS – In-flight Measurement during Atmospheric Entries*, 53<sup>rd</sup> Int. Astronautical Congress, Houston, TX, USA, Okt. 2002, *Space Technology Journal (ST)*, Vol. 23, Issue 4, pp. 217-234, Juli 2003, ISSN 0892-9270, R. Monti, Universität Neapel. ①  
(exp. / num.)
6. M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, S. Laure and H.P. Wagner, *Plasma Source Development for Technical Applications at IRS*, Institut für Raumfahrtsysteme (IRS), Universität Stuttgart, D-70550, Dr. Laure Plasmatechnologie GmbH, Germany, The 4<sup>th</sup> International Symposium on Applied Plasma Science-ISAPS '03, Kyoto/Japan 01.-05.09.2003, *Advances in Applied Plasma Science*, Vol. 4, 2003, S. 157-162, *Vacuum*, Vol 73/3-4 (2004) pp 309-316. ①, ②, ③  
(exp.)
7. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Löhle, S. Pidan, T. Laux, *Oxidation Behaviour of SiC-based Thermal Protection System Materials using newly developed Probe Techniques*, Paper AIAA 2004-2173, 37<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conference, Portland, Oregon, USA, Juni/Juli 2004, *Journal of Spacecraft and Rockets*, pp. 817-824, Vol. 42, No. 5, Sept.-Okt. 2005. ①  
(exp. / num.)
8. S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, M. Fertig, *Recombination Coefficients and Spectral Emissivity of Silicon Carbide-Based Thermal Protection Materials*, Paper AIAA 2004-2274, 37<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conference, Portland, Oregon, USA, Juni/Juli 2004, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, pp. 566-571, Vol. 19, No. 4, Okt.-Dez. 2005. ①  
(exp. / num.)
9. M. Matsui<sup>1</sup>, K. Komurasaki<sup>4</sup>, G. Herdrich<sup>2</sup>, and M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>: *Enthalpy Measurement in Inductive Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy*, <sup>1,4</sup>Department of Advanced Energy, The University of Tokyo, Kashiwanoha 5-1-5, Kashiwa, Chiba 277-8562, Japan, <sup>2,3</sup>Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, *AIAA Journal*, pp. 2060-2064, Vol. 43, No. 9, September 2005. ①  
(exp.)
10. M. Matsui, K. Komurasaki, G. Herdrich, and M. Auweter-Kurtz, *Diagnostics of Inductively Heated Plasma Generator Flow by Laser Absorption Spectroscopy*, *Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 53, No. 619, 2005, pp.379-384. ①  
(exp.)
11. G. Herdrich, M. Auweter, *Inductively heated Plasma Sources for Technical Applications*, Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) and Steinbeis Transfer Centre Plasma and Space Technology (STC PRT), *Vacuum Journal*, Vol. 80, pp. 1138-1143, 2006. ②, ④  
(exp. / num.)
12. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, A. Nawaz, D. Petkow, *MHD Flow Control for Plasma Technology Applications*, Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) and Steinbeis Transfer Centre Plasma and Space Technology (STC PRT), *Vacuum Journal*, Vol. 80, pp. 1167-1173, 2006. ②, ③  
(exp. / num.)
13. A. Knapp<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>2</sup>, *Magnetic Influence on Argon Plasma flow using Permanent Magnets*, <sup>1</sup>Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Hamburg, *Journal of IAPS*, Vol.15, No.2, pp. 149-155, Dez. 2007. ①, ②  
(exp. / theo.)
14. G. Herdrich and D. Petkow, *High Enthalpy, Water-Cooled and Thin-Walled ICP Sources: Characterization and MHD-Optimization*, *J. Plasma Physics*, Vol. 74, No. 3, pp. 391-429, 2008, doi:10.1017/S0022377807006927 ①, ②, ④  
(exp. / theo.)
15. M. Matsui<sup>1</sup>, H. Takayanagi<sup>1</sup>, K. Komurasaki<sup>1</sup>, Y. Arakawa<sup>1</sup>, A. Knapp<sup>2</sup>, G. Herdrich<sup>2</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *Enthalpy Measurement of Inductively Heated Air Flow*, <sup>1</sup>University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan, <sup>2</sup>University of Stuttgart, D-70550 Stuttgart, Germany, <sup>3</sup>University of Hamburg, D-20146 Hamburg, Germany, *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 45, No. 1, pp. 155-157, Jan.-Feb. 2008. ①, ②  
(exp. / theo.)
16. S. Löhle, C. Eichhorn, A. Steinbeck, S. Lein, G. Herdrich, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, *Oxygen plasma flow properties deduced from laser-induced fluorescence and probe measurements*, *Applied Optics* Vol. 47, No.13, pp.1837-1845, 2008. ①, ②  
(exp. / theo.)
17. D. Petkow<sup>1</sup>, M. Fertig<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>2</sup>, *A Particle Code for Plasma Technological Applications*, <sup>1</sup>Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Hamburg, *VACUUM Journal*, Volume 83, Issue 1, pp. 11-14, 04.09.2008. ①- ④  
(num.)

18. G. Herdrich<sup>1, 2</sup>, S. Kraus<sup>1</sup>, M. Fertig<sup>1</sup>, D. Petkow<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *Magnetic Acceleration Plasma Facility for Plasma Shock Peening and Plasma Decoating Processes*, <sup>1</sup>Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Tokio, <sup>3</sup>Universität Hamburg, *VACUUM Journal*, Volume 83, Issue 1, pp. 15-20, 04.09.2008. **①- ④**  
(exp. / theo. / num.)
19. A. Nawaz, M. Lau, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Analytic and Experimental Investigation of the Magnetic Field in a PPT*, *AIAA Journal*, vol. 46, issue 11, pp. 2881-2889, 2008. **③**  
(exp. / theo. / num.)
20. N. Ono, A. Knapp, D. Haag, M. Fertig, G. Herdrich, *Analysis of Argon Plasma Jet around Blunt and Cone Probe Body*, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, *Journal of IAPS*, Vol.16 No.1, pp. 1-6, Juni 2008. **①, ②, ④**  
(exp. / theo. / num.)
21. Matsui, M., Takayanagi, H., Knapp, A., Herdrich, G., Komurasaki, K., Arakawa, Y., and Auweter-Kurtz, M., Characterization of Thermal Arc Generator RB3 by Laser Absorption Spectroscopy and Pitot probe, *Frontier of Applied Plasma Technology*, Vol.1, pp.21-25, 2008. **①, ②**  
(exp. / theo.)
22. T. Schönherr, A. Nawaz, G. Herdrich, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, *Influence of the electrode shape on the performance of the pulsed MPD thruster SIMPLEX*, Volume 25, Number 2, pp. 380-386, *Journal of Propulsion and Power*, Mar. – Apr. 2009. **③**  
(exp. / theo. / num.)
23. S. Lein<sup>a</sup>, T. Reimer<sup>b</sup>, K. Stubicar<sup>b</sup>, F. Deuble<sup>c</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>d</sup>, G. Herdrich<sup>a</sup>, M. Winter<sup>a</sup>, *Development of the re-entry spectrometer RESPECT for the ESA capsule EXPERT*, <sup>a</sup>Institute of Space Systems (IRS), Universität Stuttgart, 70569 Stuttgart, Germany, <sup>b</sup>Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, DLR e.V., 70569 Stuttgart, Germany, <sup>c</sup>Institut für Statik und Dynamik der Luft- und Raumfahrtkonstruktionen, Universität Stuttgart, 70569 Stuttgart, Germany, <sup>d</sup>University of Hamburg, 20146 Hamburg, Germany, *Acta Astronautica*, Vol. 64, Issue 4, pp. 395-494, Februar 2009. **①, ②, ⑤**  
(exp. / theo. / num.)
24. G. Herdrich, U. Bauder, D. Bock, Ch. Eichhorn, M. Fertig, D. Haag, M. Lau, T. Schönherr, T. Stindl, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, *Activities in Electric Propulsion Development at IRS*, Invited Talk/Paper 2008-b-02, Selected papers from the 26<sup>th</sup> International Symposium on Space Technology and Science, *Transactions of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Space Technology Japan, Vol. 7, No. ists26, pp. Tb\_5-Tb\_14, (2009). **③, ④**  
(exp. / theo. / num.)
25. M. Fertig, G. Herdrich, *The Advanced URANUS Navier-Stokes Code for the Simulation of Nonequilibrium Re-entry Flows*, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008, Selected papers from the 26<sup>th</sup> International Symposium on Space Technology and Science, *Transactions of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Space Technology Japan, Vol. 7, No. ists26, pp.Pe\_15-Pe\_24, (2009). **①**  
(theo. / num.)
26. D. Petkow, G. Herdrich, R. Laufer, R. Gabrielli, O. Zeile, *Comparative Investigation of Fusion Reactions for Space Propulsion Applications*, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008, Selected papers from the 26<sup>th</sup> International Symposium on Space Technology and Science, *Transactions of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Space Technology Japan, Vol. 7, No.ists26, pp.Pb\_59-Pb\_63, (2009). **②, ③, ④**  
(theo. / num.)
27. D. Haag, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, *Numerical Simulations and Accompanying Experimental Investigations of Magnetoplasmadynamic Thrusters with Coaxial Applied Magnetic Field*, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008, Selected papers from the 26<sup>th</sup> International Symposium on Space Technology and Science, *Transactions of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Space Technology Japan, Vol. 7, No. ists26, pp.Tb\_19-Tb\_28, (2009). **③**  
(exp. / num.)
28. M. Schüssler, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, S. Lein, *Surface Characterization of metallic and ceramic TPS-materials for reusable space vehicles*, *Acta Astronautica*, Vol. 65, pp. 676-686, 2009. **①, ②**  
(exp. / theo. / num.)

29. G. Herdrich, M. Fertig, *Catalysis of Metallic and Ceramic TPS-Materials*, Paper 2008-e-18, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008, Trans. JSASS Space Tech. Japan, Vol. 7, pp.Pe\_49-Pe\_58 (2009). **1, 2**  
(exp. / theo. / num.)
30. A. Nawaz, G. Herdrich, *Impact of plasma tube wall thickness on power coupling in ICP*, Plasma Sources Sci. Technol. 18 (2009) 045018. **2, 4**  
(exp. / theo.)
31. G. Herdrich, M. Fertig, S. Löhle, *Experimental Simulation of High Enthalpy Planetary Entries*, The Open Plasma Physics Journal, Volume 2, ISSN: 1876-5343 , Seiten 150-164 (15), doi: 10.2174/1876534300902010150, September 2009. **1, 2, 5**  
(exp. / theo. / num.)
32. G. Herdrich, M. Fertig, S. Lein, S. Löhle, A. Preci, A. Steinbeck, R. Wernitz, M. Auweter-Kurtz, Hans-Peter Roeser, *Current Status of Instrumentation Developments at IRS: In-Situ Investigations and Airborne Measurement Campaigns*, Acta Astronautica 66 (2010), pp. 1087–1098. **1, 2, 5**  
(exp. / theo. / num.)
33. A. Majid, U. Bauder, M. Fertig, G. Herdrich, H.-P. Röser, Particle Wall Interactions in Dusty Hypersonic Entry Flows, *Frontier of Applied Plasma Technology*, Vol. 3 No. 1, January 2010. **1, 2**  
(theo. / num.)
34. A. Preci, G. Herdrich, A. Steinbeck, M. Auweter-Kurtz, *Health Monitoring of TPS Structures by Measuring Their Electrical Resistance*, Trans. JSASS Space Tech., Aerospace Tech. Japan, Vol. 8, (2010) pp.Pc\_29-Pc\_34 . **1, 4**  
(exp.)
35. O. Troll, L. Conde, E. Criado, J. M. Donoso, G. Herdrich, Measurements of Plasma Properties Using Fast Sweep Langmuir Probes in Unmagnetized Weakly Ionized Plasmas, *Contributions to Plasma Physics*, Vol. 50, No. 9, Seiten 819-823, 2010 / DOI 10.1002/ctpp.201010138 **2, 4**  
(exp. / theo.)
36. T. Schönherr, K. Komurasaki, R. Kawashima\*, Y. Arakawa\*, and G. Herdrich\*\*, *Effect of Capacitance on Discharge Behavior of Pulsed Plasma Thruster*, Department of Advanced Energy, The University of Tokyo, \*Department of Aeronautics and Astronautics, The University of Tokyo, \*\*Institute of Space Systems (IRS), Universität Stuttgart, Journal of IAPS, Vol. 18, Nr. 1, pp. 23-28, Juni 2010. **5**  
(exp. / theo.)
37. S. Löhle, R. Wernitz, G. Herdrich, M. Fertig, H.-P. Röser, H. Ritter, Airborne Re-Entry Observation Experiment SLIT: UV Spectroscopy during STARDUST and ATV1 Re-Entry, *CEAS Space Journal*, September 2010 / DOI 10.1007/s12567-010-0005-3 **1, 2, 4**  
(exp. / num.)
38. Herdrich G, Fertig M, Petkow D, Kraus S, Löhle S, Auweter-Kurtz M., *Operational behavior and application regime assessment of the magnetic acceleration plasma facility IMAX*, Vacuum 85 (2010) pp. 563-568, doi:10.1016/j.vacuum.2010.08.012. **1- 4**  
(exp. / theo. / num.)
39. A. Preci, G. Herdrich, A. Steinbeck, M. Auweter-Kurtz, Health Monitoring of TPS Structures by Measuring Their Electrical Resistance, 27<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Tsukuba, Japan, Juni 2009, Accepted for Trans. JSASS Space Tech. Japan, (2009) **1, 4, 5** (exp. / theo.)
40. H. Böhrk<sup>1</sup>, M. Lau<sup>2</sup>, G. Herdrich<sup>2</sup>, H. Hald<sup>1</sup>, and H.-P. Röser<sup>2</sup>, *A Porous Flow Control Element for Pulsed Plasma Thrusters*, <sup>1</sup>Institute of Structures and Design, German Aerospace Center (DLR), 70569 Stuttgart, Germany, <sup>2</sup>Institute of Space Systems (IRS), Universität Stuttgart, 70569 Stuttgart, Germany, eingereicht beim Journal of Spacecrafts and Rockets, November 2009. **3, 4**  
(exp. / theo.)
41. J. I. Lee, G. Herdrich, K. H. Kim, *Parameter Study for Configuration and Input Flow Conditions of Low Electric Power Segmented Arc Heaters*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer 2012 0887-8722 vol.26 no.2 (271-285), doi: 10.2514/1.58132.. **1, 2, 4**  
(exp. / theo. / num.)
42. S. Löhle, S. Lein, Ch. Eichhorn, G. Herdrich, M. Winter, *Spectroscopic Investigation of an Inductively Heated CO<sub>2</sub> Plasma for Mars entry simulation*, Journal of Technical Physics, Quarterly Vol. L, No.3, pp 233-246, 2009. **1, 2**  
(exp. / theo. / num.)

43. G. Herdrich, M. Dropmann, Th. Marynowski, S. Fasoulas, Atmospheric Entry Simulation Capabilities of the IRS Plasma Wind Tunnel PWK3 for Mars and Venus, Applied Physics Research, Vol 4, No 1, February 2012.. **1**  
(exp. / theo.)
44. T. Schönherr, A. Nawaz, M. Lau, D. Petkow, and G. Herdrich, "Review of pulsed plasma thruster development at IRS," Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan, vol. 8, no. ists27, pp. Tb 11–Tb 16, 2010. **2, 3**  
(exp. / num.)
45. S. Lein, A. Steinbeck, A. Preci, M. Fertig, G. Herdrich, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, Final Design and Performance Parameters of the Payloads PYREX, PHLUX and RESPECT on EXPERT, Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan, Vol. 8, (2010) pp.Tm\_41-Tm\_47 . **1, 4, 5**  
(exp. / theo.)
46. M. Pfeiffer, D. Petkow, G. Herdrich, S. Fasoulas, Assessment of a numerical approach suitable for the M2P2 problem, The Open Journal of Plasma Physics, Volume 4, pp. 24-33, April 2011. **2, 3, 4**  
(theo. / num.)
47. Y. S. Chati, G. Herdrich, D. Petkow, S. Fasoulas, H. P. Röser, Space Elevator: Physical Properties and Transportation Scenarios, CLIMB - The Journal of the International Space Elevator Consortium (ISEC), Volume 1/ Number 1, December 2011, Pages: 23 to 46, ISBN: 978 - 0 - 557 - 29519 - 7. **4**  
(theo.)
48. R. Srama, H. Krüger, T. Yamaguchi, T. Stephan, M. Burchell, A. Kearsley, M. Khan, V. Sterken, F. Postberg, M. Landgraf, S. Kempf, E. Grün, N. Altobelli, P. Ehrenfreund, V. Dikarev, M. Horanyi, Z. Sternovsky, J. Carpenter, L. Colangeli, A. Westphal, P. Tsou, A. Krabbe, J. Agarwal, U. Auster, H. Yano, J. Blum, H. Henkel, J. Hillier, P. Hoppe, M. Trieloff, S. Green, S. Hsu, A. Mocker, K. Fiege, S. Green, F. Esposito, R. Laufer, T. W. Hyde, G. Herdrich, S. Fasoulas, A. Jäckel, G. Jones, E. Khalisi, G. Moragas-Klostermeyer, F. Spahn, H. U. Keller, A. Krivov, A. C. Levasseur-Regourd, N. Pailer, K. Altwegg, C. Engrand, S. Auer, V. Della Corte, S. Sasaki, M. Kobayashi, J. Schmidt, J. Kissel, B. Marty, J.-C. Liou, T. Shahverdyan, H. P. Röser, SARIM PLUS - Sample Return of Comet 67P/CG and of Interstellar Matter, Experimental Astronomy, Seiten 1-29, doi:10.1007/s10686-011-9285-7, Dezember 2011. **7**  
(exp.)
49. M. A. Schübler, D. Petkow, G. Herdrich, Improvement and Extension of the Generalized Hard Sphere Reaction Probability Model, Physical Review E. 04/2012; 85(4):046701. **1, 2**  
(theo. / num.)
50. D. Petkow, R. Gabrielli, G. Herdrich, R. Laufer, Generalized Lawson criterion for magnetic fusion applications in space, Fusion Engineering and Design, Volume 87, Issue 1, January 2012, pp. 30-38, doi:10.1016/j.fusengdes.2011.08.008 **2- 6**  
(theo.)
51. G. Herdrich, M. Fertig, D. Petkow, A. Steinbeck, S. Fasoulas, Experimental and Numerical Techniques to assess Catalysis, Progress in Aerospace Sciences 48–49 (2012) 27 –41, doi:10.1016/j.paerosci.2011.06.007. **1-**  
(exp. / theo. / num.)
52. A. Knapp, H. Fulge, G. Herdrich, N. Ono, R. Wernitz, M. Auweter-Kurtz, S. Fasoulas, Experimental Investigation of MHD Impact on Argon Plasma Flows by Variation of Magnetic Flux Density, Open Journal of Plasma Physics, Vol. 5, pp. 11-22, 2012 **1- 4**  
(exp./ theo./ num.)
53. G. Herdrich, R. Laufer, M. Dropmann, S. Peters, D. Puckert, H. Fulge, S. Fasoulas, Highly efficient miniaturized inductively heated plasma source for space environmental plasma simulation, eingereicht in Advances in Space Research, 2012 **1, 2, 4, 7**  
(exp. / theo.)
54. D. Petkow, G. Herdrich, M. Pfeiffer, A. Mirza, S. Fasoulas, M. Matsui, K. Komurasaki, On the probabilistic particle simulation of an arcjet flow expansion, Vacuum Journal, 02/2013; 88:58-62. DOI 10.1016/j.vacuum.2012.04.047 **1, 2, 3**  
(exp. / theo. / num.)
55. G. Herdrich, U. Bauder, A. Boxberger, R.A. Gabrielli, M. Lau, D. Petkow, M. Pfeiffer, C. Syring, S. Fasoulas, Advanced plasma (propulsion) concepts at IRS, Vacuum Journal, 02/2013; 88:36-41. DOI:http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2012.02.032 **3, 4**  
(exp. / theo. / num.)

56. G. Herdrich, R. Laufer, R. A. Gabrielli, M. Dropmann, T. W. Hyde, H.-P. Roeser, Establishing a Facility for Environmental Simulation of Dusty Plasma in Space, Journal of Frontiers in Aerospace Engineering (FAE), Vol. 1, Issue 1, pp. 27-35, November 2012 **②, ⑦**  
(exp. / theo.)
57. S.P. Tierno, J.L. Doménech-Garret, J.M Donoso, D. Jennewein, G. Herdrich, S. Fasoulas and L. Conde, Emissive Langmuir probes in the strong emission regime for the determination of the plasma properties, Invited talk ICOPS 2012, angenommen durch IEEE Trans. on Plasma Sci., August 2012. **②, ④**  
(exp. / theo.)
58. T. Schönherr, K. Komurasaki, G. Herdrich, Plasma front velocity and propellant utilization efficiency in a pulsed plasma thruster, submitted to the Journal of Propulsion and Power, Sept. 2012. **②, ③**  
(exp. / theo. / num.)
59. B. Wollenhaupt, Q.H. Le, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, An Overview about International Thermal Arcjet Thruster Development, eingereicht beim Journal of Propulsion and Power, Okt. 2012. **②, ③**  
(exp. / theo. / num.)
60. 60. D. Hoffmann, M. Müller, D. Petkow, G. Herdrich, Investigation of a capacitively driven blind hollow cathode, eingereicht beim IOP Plasma Source Science and Technology, Okt. 2012 **②**  
(exp./ num.)
61. M. Dropmann, G. Herdrich, R. Laufer, D. Puckert, H. Fulge, St. Fasoulas, J. Schmoke, M. Cook, T. W. Hyde, A New Inductively Driven Plasma Generator (IPG6) – Setup and Initial Experiments, angenommen durch IEEE Trans. on Plasma Sci. Special Issue - Dusty Plasmas 2013, Nov. 2012. **①, ②, ⑦**  
(exp. / theo.)
62. T. Schönherr, F. Nees, Y. Arakawa, K. Komurasaki, and G. Herdrich, Characteristics of plasma properties in an ablative pulsed plasma thruster, eingereicht bei Physics of Plasmas, Dezember 2012. **②, ③**  
(exp. / theo. / num.)
63. R. Wernitz, Ch. Eichhorn, Th. Marynowski, G. Herdrich, Plasma Wind Tunnel Investigation of European Ablators in Nitrogen/Methane Using Emission Spectroscopy, eingereicht im Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiation Transfer, Dezember 2012. **①, ②, ③**  
(exp./ num.)

### 12.1.2 Beiträge in Büchern

1. U. Gaisbauer, H. Knauss, S. Wagner, G. Herdrich, M. Fertig, M. Winter, M. Auweter-Kurtz, *Flow Simulation and Problems in Ground Test Facilities*, in **Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles**, D. Jacob, G. Sachs, S. Wagner (Ed.), Deutsche Forschungsgemeinschaft, Final Report on Collaborative Research Centres 253, 255 and 259, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, ISBN-13: 978-3-527-27735-3, ISBN-10: 3-527-27735-8, Seiten 165-199, 2005. ① (exp. / num.)
2. M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, K. Hirsch, S. Löhle, S. Pidan, U. Schumacher, M. Winter, *Characterization of High-Enthalpy Flows*, in **Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles**, D. Jacob, G. Sachs, S. Wagner (Ed.), Deutsche Forschungsgemeinschaft, Final Report on Collaborative Research Centres 253, 255 and 259, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, ISBN-13: 978-3-527-27735-3, ISBN-10: 3-527-27735-8, Seiten 199-220, 2005. ① (exp. / num.)
3. F. Aldinger, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, K. Hirsch, P. Lindner, D. Matusch, G. Neuer, U. Schumacher, M. Winter, *Behaviour of Reusable Heat Shield Materials under Re-entry Conditions*, in **Basic Research and Technologies for Two-Stage-to-Orbit Vehicles**, D. Jacob, G. Sachs, S. Wagner (Ed.), Deutsche Forschungsgemeinschaft, Final Report on Collaborative Research Centres 253, 255 and 259, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KgaA, ISBN-13: 978-3-527-27735-3, ISBN-10: 3-527-27735-8, Seiten 527-549, 2005. ① (exp. / num.)
4. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, M. Winter, M. Schüssler, *Advanced Temperature and Heat Flux Sensor Systems for Atmospheric Entry Vehicles*, in **Verfahren und Geräte in der Temperatur- und Feuchtemesstechnik**, Herausgeber Physikalisch Technische Bundesanstalt Braunschweig und Berlin, ISBN 3-9805741-7-2, Seiten 343-355, Temperatur 2006 Fachtagung in Berlin, Mai 2006. ① (exp. / num.)
5. A. Preci, G. Herdrich, M. Gräßlin, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, COMPARE, a combined sensor systems for re-entry missions, **Proceedings of the 26<sup>th</sup> International Symposium on Shock Waves, Vol. 1, pp. 559-564**, ISBN 978-3-540-85167-7, Springer-Verlag, 2009. ①, ④ (exp. / theo.)
6. Mitautor von: Safety Framework for Nuclear Power Source Applications in Outer Space, **Jointly published by the United Nations Committee on the Peaceful Uses of Outer Space Scientific and Technical Subcommittee and the International Atomic Energy Agency, A/AC.105/934**, Printed by the IAEA in Austria 2009. ④, ⑤, ⑥ (na)
7. D. Bock, G. Herdrich, M. Lau, T. Schönherr, B. Wollenhaupt and H.-P. Röser, Electric Propulsion Systems for Small Satellites: The LEO Mission Perseus, *Progress in Propulsion Physics*, Vol. 2, pp. 629-638, 2011 ③ (exp. / theo.)

### 12.1.3 Akademische Veröffentlichungen

1. Diplomarbeit: *Emissionsspektroskopische Untersuchung der Stickstoff-Molekülstrahlung im Plasmawindkanal*, Diplomarbeit Institut für Raumfahrtssysteme IRS-96-S08, Juli 1996. ① (exp. / theo./ num.)
2. Dissertation: *Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver*, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, Shaker Verlag GmbH, Aachen, ISBN 3-8322-4338-0, 2005, auch URN: urn:nbn:de:bsz:93-opus-21478, URL: <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2005/2147/>, Dez. 2004. ① (exp. / theo./ num.)

## 12.2 Konferenzpublikationen

In diesem Kapitel werden Konferenzbeiträge des Autors mit Relevanz für Raumfahrtplasmen angegeben.

1. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H.L. Kurtz, M. Winter, *Emissionsspektroskopische Untersuchung der Stickstoffmolekülstrahlung im Plasmawindkanal*, DGLR Jahrestagung 1997, Jahrbuch DGLR-JT97-139 NWP, Institut für Raumfahrtsysteme, 1997. ①  
(exp. / num.)
2. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H. Habiger, M. Hartling, *Multi-Channel Temperature Measurements on Ceramic Heat Shields*, IAF-97-I.5.06, 48<sup>th</sup> International Astronautical Congress, Turin, Italien, Oktober, 1997. ①, ④, ⑤  
(exp. / num.)
3. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H. Kurtz, S. Lenzen, *A Test Facility With a Newly Developed Inductively Heated Plasma Generator for TPS Re-Entry Simulations*, 3<sup>rd</sup> European Workshop on Thermal Protection Systems, Noordwijk, Holland, März 1998. ①  
(exp.)
4. M. Auweter-Kurtz, H. Habiger, G. Herdrich, G. Hilfer, H. Kurtz, S. Laure, E. Schreiber, T. Wegmann, *The Magnetoplasmadynamic Generator RD7 - A New Plasma Source for Large Structure Testing*, 3<sup>rd</sup> European Workshop on Thermal Protection Systems, Noordwijk, Nolland, März 1998. ①  
(exp.)
5. H. Habiger, M. Auweter-Kurtz, H. Frühholz, G. Herdrich, *PYREX - Pyrometric Temperature Measurement on the Ceramic TPS of the Re-Entry Capsule MIRKA*, 3<sup>rd</sup> European Workshop on Thermal Protection Systems, ESTEC, Holland, März 1998. ①  
(exp. / theo.)
6. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Hartling, T. Laux, *A Combined Pyrometric Temperature and Catalytic Sensor System for the Nose Cone of X-38*, 3<sup>rd</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Hrsg. R.A. Harris, ESTEC, Noordwijk, ESA SP-426, ISBN 92-9092-704-6, S. 695-701, Holland, März 1998. ①  
(exp. / theo.)
7. J. Heiermann, M. Auweter-Kurtz, P.C. Sleziona, G. Herdrich, *Numerical Evaluation of an Inductive Plasma Wind Tunnel Source on Structured and Unstructured Meshes*, 3<sup>rd</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Hrsg. R.A. Harris, ESTEC, Noordwijk, NL, ESA SP-426, ISBN 92-9092-704-6, S. 567-571, Holland, März 1998. ①  
(num.)
8. M. Auweter-Kurtz, F. Hammer, G. Herdrich, H. Kurtz, T. Laux, E. Schreiber, Th. Wegmann, *The Ground Test Facilities for TPS at the Institut für Raumfahrtsysteme*, 3<sup>rd</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Hrsg. R.A. Harris, ESTEC, Noordwijk, NL, ESA SP-426, ISBN 92-9092-704-6, S. 529-536, Holland, März 1998. ①  
(exp.)
9. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Hartling, T. Laux, *Present Design of the Pyrometric Sensor System PYREX-KAT38 for X-38*, Proceedings of the AAAF 1<sup>st</sup> International Symposium: Atmospheric Re-Entry Vehicles and Systems, März 1999. ①, ⑤  
(exp. / theo.)
10. T. Laux, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Material and Heat Flux Tests with Sintered Silicon Carbide in Oxygen and Nitrogen Plasmas*, Proceedings of the 1<sup>st</sup> Joint French-German Symposium on Simulation of Atmospheric Entries by Means of Ground Test Facilities, Paper 3.3, Stuttgart, Deutschland, November 1999. ①  
(exp.)
11. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, T. Laux, *The Influence of the Gas Injection on the Performance of the Inductively Heated Plasma Generator IPG3*, Proceedings of the 1<sup>st</sup> Joint French-German Symposium on Simulation of Atmospheric Entries by Means of Ground Test Facilities, Paper 1.2, Stuttgart, Deutschland, November 1999. ①, ②  
(exp.)
12. Th. Wegmann, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, H. Kurtz, T. Laux, E. Schreiber: *Re-entry Simulation Capabilities in the Arc Heated Plasma Wind Tunnels of the IRS*, Proceedings of the 1<sup>st</sup> Joint French-German Symposium on Simulation of Atmospheric Entries by Means of Ground Test Facilities, Paper 1.6, Stuttgart, Deutschland, November 1999. ①  
(exp.)
13. M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, H.L. Kurtz, T. Laux, E. Schreiber, T. Wegmann, *Ground Testing Facilities for TPS Qualification at the Institut für Raumfahrtsysteme*, 12<sup>th</sup> European Aerospace Conference, 3<sup>rd</sup> European Conference on Space Transportation Systems, Paris, Nov./Dez. 1999. ①  
(exp.)

14. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, H. Kurtz, T. Laux, E. Schreiber, *Investigation of the Inductively Heated Plasmagenerator IPG3 using Injection Rings of different Geometries*, 21<sup>st</sup> AIAA Advanced Measurement Technology and Ground Testing Conference, Denver, CO, Paper AIAA-2000-2445, Juni 2000. ①, ②  
(exp.)
15. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Kombinierte Induktorstrom- und E-Feldmessungen am induktiven Plasmagenerator IPG3*, DGLR-Jahrestagung Leipzig, DGLR-JT2000-36, Sept. 2000.
16. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Hartling, T. Laux: PYREX-KAT38, *Temperature Measurement System for the X-38 Nose Structure TPS*, Proceedings of the 2<sup>nd</sup> Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2001. ①, ⑤  
(exp. / theo.)
17. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Characterization of Inductively Heated Plasma Generators using measured Data in Combination with a Simple Analytical Model*, Paper AIAA-2001-3012, 35<sup>th</sup> Thermophysics Conference, *Invited Session*, Anaheim, CA, USA, Juni 2001. ①  
(exp. / theo.)
18. M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, K. Komurasaki, T. Laux, *Probe Measurements and Laser Absorption Spectroscopy on the IRS IPG3 Plasma Plume*, Paper AIAA-2001-2732, 35<sup>th</sup> Thermophysics Conference, Anaheim, CA, USA, Juni 2001. ①  
(exp.)
19. M. Auweter-Kurtz, P. Endlich, G. Herdrich, H. Kurtz, T. Laux, S. Löhle, E. Schreiber, T. Wegmann, M. Winter, *Ground Testing Facilities for TPS Qualification at the Institut für Raumfahrtssysteme*, Proceedings of the 4<sup>th</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Applications, Capua, Italien, Oktober 2001, ESA SP-487, pp 655-663, März 2002. ①  
(exp.)
20. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, A. Desportes, P. Endlich, H. Kurtz, T. Laux, B. van Ootegem, P. Vervisch, *Experiments at the Inductively Heated Plasma Wind Tunnels of CORIA and IRS*, by Institut für Raumfahrtssysteme (IRS), Stuttgart, Germany and Interprofessional Aerothermochemistry Research Complex (CORIA), Université de Rouen, Frankreich, Paper AIAA-2002-2711, 22<sup>nd</sup> AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, St. Louis, MI, USA, Juni 2002. ①  
(exp.)
21. P. Endlich, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, *Mars Entry Simulation with Dust Using an Inductively Heated Generator*, Paper AIAA-2002-3237, 22<sup>nd</sup> AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, St. Louis, MI, USA, 24-26 Juni 2002. ①, ④  
(exp.)
22. T. Laux, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Oxidation Behavior of Sintered Silicon Carbide in Various Plasma Wind Tunnels*, Proceedings of the 4<sup>th</sup> European Workshop on Hot Structures and Thermal Protection Systems for Space Vehicles (26-29 Nov. 2002), Palermo, Italien, ESA SP-521, pp. 377-389, April 2003. ①  
(exp.)
23. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, T. Laux, Th. Wegmann, M. Winter, *Aerothermodynamic Flight Experiments at IRS – In Situ Research of Atmospheric Entries*, DGLR Jahrestagung, DGLR-JT2002-178, Stuttgart, Deutschland, September 2002. ①  
(exp.)
24. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, P. Endlich, T. Laux, *Simulation of Atmospheric Entry Manoeuvres using the Inductively Heated Plasma Wind Tunnel PWK3*, DGLR Jahrestagung, DGLR-JT2002-254 Stuttgart, Deutschland, September 2002. ①  
(exp.)
25. Ch. Röttger, M. Bickel, M. Dogili, O. Romberg, W. Fischer, R. Graue, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Structure and Material Technologies for RLV*, MAN Technologie AG, Augsburg, OHB System, Bremen, Astrium, Bremen, Kayser-Threde, München, Universität Stuttgart (IRS), Stuttgart, Germany, Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003. ①, ④, ⑤  
(exp. / num.)
26. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, T. Laux, S. Pidan, U. Schöttle, Th. Wegmann, M. Winter, *Atmospheric Entry Experiments at IRS*, Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003. ①  
(exp. / num.)
27. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, T. Laux, S. Pidan, U. Schöttle, Th. Wegmann, M. Winter, *Atmospheric Entry Simulation Capabilities at IRS*, Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003. ①  
(exp. / num.)



28. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, P. Endlich, T. Laux, *Simulation of Atmospheric Entry Manoeuvres Using the Inductively Heated Plasma Wind Tunnel PWK3*, Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003. ① (exp.)
29. P. Endlich, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, S. Laure, *Simulation of Mars Entry conditions including Dust Particles*, Proceedings of the 3<sup>rd</sup> Int. Symposium Atmospheric Reentry Vehicles and Systems, Arcachon, Frankreich, März 2003. ① (exp.)
30. N. Karrer, P. Hofer-Noser, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Isolated current probe for continuous monitoring of AC currents of high amplitude and high frequency*, 10<sup>th</sup> European Conference on Power Electronics and Applications, Toulouse, France, September 2003. ②, ④ (exp. / theo.)
31. M. Matsui, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, K. Komurasaki, *Combined Laser Absorption Spectroscopy and Probe Measurements in Inductively Heated High Enthalpy Plasmas*, Paper AIAA-2003-3898, 37<sup>th</sup> Thermophysics Conference, Orlando, FL, USA, Juni 2003. ① (exp.)
32. S. Löhle, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, T. Laux, *LIF Measurements of NO in N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>/CO<sub>2</sub> Plasma Flows*, Paper AIAA-2003-3487, 37<sup>th</sup> Thermophysics Conference, Orlando, FL, USA, Juni 2003. ① (exp. / theo.)
33. P. Endlich, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, S. Löhle, M. Winter, *The inductively heated Plasma Wind Tunnel PWK3 as a Means for Emission Experiments to rebuilt radiation Test Cases*, ESTEC Plasma Radiation Workshop, Portugal, Lissabon, Okt. 2003. ① (exp. / num.)
34. F. Harms, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, *Characterization of an Inductively Heated Plasma Source by Variation of the Operating Frequency to simulate Atmospheric Entry Manoeuvres*, DGLR Jahrestagung 2003, München, DGLR-2003-110, Nov. 2003. ① (exp. / theo.)
35. S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, T. Laux, *Experimentelle Erprobung eines katalytitätsbasierten Sensorsystems für die Wärmestromdichtemessungen im Plasmawindkanal SCIROCCO*, DGLR Jahrestagung 2003, München, DGLR-2003-110, Nov. 2003. ① (exp.)
36. M. Auweter-Kurtz, D. Greuel, H. Hald, G. Herdrich, M. Ortelt, N. Pegemanyfar, *A Pyrometric Method to Measure Wall Temperatures of Ceramic Rocket Engine Combustion Chambers*, Posterbeitrag IAF Kongress, Bremen, Okt./Nov. 2003. ③, ④ (exp. / theo.)
37. T. Laux, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, IRS Universität Stuttgart, *Oxidation Behavior of Sintered Silicon Carbide in Various Plasma Wind Tunnels*, 4<sup>th</sup> European Workshop 'Hot Structures and Thermal Protection Systems for Space Vehicles', Palermo, Italien, Nov. 2002 (ESA SP-521, April 2003, pp. 377-389). ① (exp. / theo.)
38. M. Matsui, G. Herdrich, K. Komurasaki, M. Auweter-Kurtz, *Laser Absorption Spectroscopy in Inductive Plasma Generator Flows*, 42<sup>nd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper AIAA 2004-1222, Reno, 2004. ① (exp.)
39. H. Boehrck, J Weber, S. Laure, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Experimental Investigation of the Two-Stage Plasma Thruster ATTILA*, 4<sup>th</sup> International Spacecraft Propulsion Conference, Chia Laguna, Sardinien, Italien, Juni 2004. ②, ③ (exp.)
40. H. Böhrck, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, J. Weber, S. Laure, *Experimental Investigation of the Plasma Jet Generated by ATTILA*, Paper AIAA 2004-3642, 40<sup>th</sup> AIAA/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Fort Lauderdale, FL, USA, 11.-14. Juli 2004. ②, ③ (exp.)
41. M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, S. Pidan, M. Winter, *Advanced In-Flight Sensor Systems for Atmospheric Entry Maneuvres*, Paper AIAA 2004-2169, 37<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conference, Portland, Oregon, USA, Juni/Juli 2004. ① (exp. / num.)
42. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Development and Characterization of Inductively Heated Plasma Generators for Atmospheric Entry Simulations*, Paper AIAA 2004-2503, 24<sup>th</sup> AIAA Aerodynamic Measurement Technology and ground Testing Conference, Portland, Oregon, USA, Juni/Juli 2004. ①, ② (exp. / theo.)
43. G. Herdrich, S. Löhle, M. Auweter-Kurtz, P. Endlich, M. Fertig, S. Pidan, *IRS Ground-Testing Facilities: Thermal Protection System Development, Code validation and Flight Experiment Development*, Paper AIAA 2004-2596, 24<sup>th</sup> AIAA Aerodynamic Measurement Technology and ground Testing Conference, Portland, Oregon, USA, Juni/Juli 2004. ① (exp.)

44. S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, M. Fertig, *Determination of Recombination Coefficients and Spectral Emissivity of Thermal Protection Materials*, Paper AIAA 2004-2274, 37<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conf., Portland, Oregon, USA, Juni/Juli 2004. ①  
(exp. / theo.)
45. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Löhle, S. Pidan, *Oxidation Behaviour of SiC-based Thermal Protection System Materials using newly developed Probe Techniques*, AIAA-2004-2173, 37th AIAA Thermophysics Conference, Portland, OR, USA, Juni/Juli 2004. ①  
(exp. / num.)
46. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Löhle, S. Pidan, *Catalytic and Oxidative Behavior of Silicon Carbide based Materials for Thermal Protection Materials*, Institut für Raumfahrtsysteme (IRS), University of Stuttgart, Germany, T. Laux, Institut für Bauweisen und Konstruktionsforschung (IBK), DLR Stuttgart, Germany, IAC-04-I.3.a.09, 55<sup>th</sup> Internat. Astronautical Congress, Vancouver, Canada (Paper 381), 4.–8. Okt. 2004. ①  
(exp. / theo)
47. S. Löhle, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, *Bestimmung der lokalen Stickstoffmonoxidichte vor Hitzeschutzmaterialien mit Hilfe von laserinduzierten Fluoreszenzmessungen*, Institut für Raumfahrtsysteme“, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2004, DGLR-JT2004-206 Dresden, Sept. 2004. ①  
(exp. / theo.)
48. S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, Institut für Raumfahrtsysteme, T. Laux, DLR Stuttgart, Ulrich Trabandt, EADS Bremen, *Catalytic Behaviour of Candidate Thermal Protection Materials*, 5<sup>th</sup> ESA/ESTEC Aerothermodynamics Conference, Nov. 2004, (ESA SP-563, Feb. 2005). ①  
(exp. / theo.)
49. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Löhle, S. Pidan, M. Winter, *Present Design of the Flight Instrumentations PYREX, PHLUX and RESPECT for the Capsule EXPERT*, 5<sup>th</sup> ESA/ESTEC Aerothermodynamics Conference, Nov. 2004, (ESA SP-563, Feb. 2005). ①, ⑤  
(exp. / num.)
50. S. Löhle, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, and M. Eberhart, *Experimental Possibilities for Local Enthalpy Estimation in IRS Plasma Wind Tunnels*; 5<sup>th</sup> European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Nov. 2004, Cologne, Germany; (ESA SP-563, Feb. 2005). ①, ②  
(exp. / num.)
51. M. Matsui, K. Komurasaki G. Herdrich and M. Auweter-Kurtz, *Temporally Resolved Measurement of Enthalpy in Inductively Heated Plasma Generator Flows*, Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Symposium “Atmospheric Reentry Vehicles and Systems”, Arcachon, Frankreich, März 2005. ①  
(exp. / theo.)
52. G. Herdrich, S. Löhle, S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, *Advanced Pyrometric In-flight Sensor Systems for EXPERT*, Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Symposium “Atmospheric Reentry Vehicles and Systems”, Arcachon, Frankreich, März 2005. ①, ⑤  
(exp.)
53. D. Petkow, M. Auweter-Kurtz, and G. Herdrich, *Investigating MHD-Effects in Inductively Heated Plasma Sources*, 1<sup>st</sup> Pegasus-AIAA Student Conference, Toulouse, France, 2005. ①, ②, ④  
(exp. / theo.)
54. M. Winter, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, D. Haag, G. Herdrich, M. Hartling, H. Kurtz, A. Nawaz, *Entwicklung von Magnetoplasmadynamischen Antriebssystemen am IRS*, DGLR Tagung, Friedrichshafen, 26. – 29.09.2005. ③  
(exp. / num.)
55. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Löhle, S. Pidan, M. Winter, *Design of the in-flight Sensor Systems PYREX, PHLUX and RESPECT for the European Capsule EXPERT*, European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Moskau, Juli 2005. ①, ⑤  
(exp. / num.)
56. G. Herdrich, S. Pidan, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, *Determination of Candidate TPS material Recombination Coefficients Using an Inductively Heated Plasma Wind Tunnel*, European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Moskau, Juli 2005. ①  
(exp. / theo.)
57. A. Nawaz, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, H. Kurtz, *Experimental Setup of a Pulsed MPD Thruster at IRS*, European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Moskau, Juli 2005. ③  
(exp.)
58. A. Nawaz, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, H.L. Kurtz, *Investigation and Optimization of an Instationary MPD Thruster at IRS*, IEPC-2005-208, 29<sup>th</sup> Internat. Electric Propulsion Conference, Princeton University, 31.10-4.11.2005. ③  
(exp. / theo.)

59. H. Böhrk, D. Petkow, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz and H. Kurtz, *Arcjet Stage Investigation and Inductive Hydrogen Heating in the TIHTUS Engine*, IEPC-2005-275, 29<sup>th</sup> Internat. Electric Propulsion Conference, Princeton University, 31.10-4.11.2005. **2, 3**  
(exp.)
60. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) and Steinbeis Transfer Centre Plasma and Space Technology (STC PRT), *Inductively Heated Plasma Sources for Technical Applications*, Proceedings of ISAPS 2005 “Advances in Applied Plasma Science”, ISBN 4-9900642-4-8, Vol. 5, 2005, The 5<sup>th</sup> International Symposium on Applied Plasma Science (ISAPS '05), Hawaii, USA, 26 – 30 September, 2005. **2, 4**  
(exp. / theo.)
61. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, A. Nawaz, D. Petkow, Institut für Raumfahrtsysteme (IRS) and Steinbeis Transfer Centre Plasma and Space Technology (STC PRT), *MHD Flow Control for Plasma Technology Applications*, Proceedings of ISAPS 2005 “Advances in Applied Plasma Science”, ISBN 4-9900642-4-8, Vol. 5, 2005, The 5<sup>th</sup> International Symposium on Applied Plasma Science (ISAPS '05), Hawaii, USA, 26 – 30 September, 2005. **2**  
(exp. / theo.)
62. G. Herdrich, M. Auweter- Kurtz, M. Fertig, W. Fischer, J.-M. Muylaert, S. Pidan, M. Schüßler, U. Trabant, *Catalysis of TPS Materials for EXPERT TPS Design and Catalysis based In-flight Instrumentations*, 5<sup>th</sup> European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures, Mai 2006, Noordwijk, Niederlande, ESA SP-631, August 2006. **1**  
(exp.)
63. G. Herdrich, M. Auweter- Kurtz, H. Böhrk, M. Fertig, S. Löhle, *Test Facilities for high Enthalpy Planetary Entry Simulation*, 5<sup>th</sup> European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures, Mai 2006, Noordwijk, Niederlande, ESA SP-631, August 2006. **1**  
(exp.)
64. M. Schüßler, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, S. Pidan, *Characterization of Candidate Materials for the catalytic re-entry Experiment PHLUX on EXPERT*, 5<sup>th</sup> European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures, Noordwijk, The Netherlands, Mai 2006, ESA SP-631, August 2006. **1, 5**  
(exp. / theo.)
65. G. Herdrich, M. Auweter- Kurtz, M. Fertig, M. Winter, M. Schüßler, *Advanced Temperature and Heat Flux Sensor Systems for Atmospheric Entry Vehicle*, in **Temperatur 2006 – Verfahren und Geräte in der Temperatur- und Feuchtemesstechnik**, ISBN 3-9805741-7-2, Mai 2006, Berlin. **1**  
(exp. / theo.)
66. M. Auweter-Kurtz, S. Caristia, M. Fertig, F. de Fillipis, G. Herdrich, S. Löhle, Y. Morino, S. Pidan, M. Schüssler, *Determination of the Local Dissociation Degree for HYFLEX Nose Structure tests in SCIROCCO*, 25<sup>th</sup> Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, Juni 2006, San Francisco, California, USA. **1**  
(exp. / theo.)
67. A. Knapp, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, S. Löhle, *Investigation of a magnetic Probe to influence weakly ionized Plasma*, AIAA 2006-3077, 37<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, San Francisco, Cal., Juni 2006. **2, 4**  
(exp. / theo.)
68. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, S. Lein, A. Preci, M. Schuessler, and M. Winter, *The In-Flight Sensor Systems PYREX, PHLUX and RESPECT for the Capsule EXPERT*, AIAA 2006-3418, 9<sup>th</sup> AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, San Francisco, Cal., Juni 2006. **1, 5**  
(exp. / theo.)
69. M. Fertig, S. Schäff, G. Herdrich, and M. Auweter-Kurtz, *Influence of Chemical Accommodation on Re-entry Heating and Plasma Wind Tunnel Experiments*, AIAA 2006-3816, 9<sup>th</sup> AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, San Francisco, Cal., Juni 2006. **1**  
(num.)
70. A. Preci, S. Lein, M. Schüssler, M. Auweter-Kurtz, M. Fertig, G. Herdrich, and M. Winter, *Numerical Simulation and IRS Instrumentation Design for EXPERT*, AIAA 2006-3827, 25<sup>th</sup> AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference, San Francisco, Cal., Juni 2006. **1**  
(num.)
71. A. Nawaz, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, H. Kurtz, *Impulse Measurements and Thermal Investigation of SIMP-LEX*, AIAA 2006-4855, 42<sup>nd</sup> Joint Propulsion Conference & Exhibit, Sacramento, Juli 2006. **3**  
(exp.)
72. C.O. Asma, D. Paolucci, Chazot, O., Gülhan, A., Esser, B., Herdrich, G., Knapp, A., Auweter-Kurtz, M., *Design of a new calorimetric heat flux probe*, 1<sup>st</sup> International ARA Days Atmospheric Reentry Systems Missions and Vehicles, Arcachon, France, 3.-5. Juli, 2006. **1**  
(exp.)

73. M. Schüssler, M. Auweter-Kurtz, G. Herdrich, S. Lein, *Surface Characterization of metallic and ceramic TPS-materials for reusable space vehicles*, IAC-06-C2.6.09, 57<sup>th</sup> International Astronautical Congress, Valencia, Spain, 2. – 6. Okt. 2006.
74. G. Herdrich, R. Laufer, M.H. Gräßlin, H.-P. Röser, *Key Technologies for Interplanetary Return Missions*, Institute of Space Systems (IRS), Universität Stuttgart, Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart, Germany, DGLR To Moon and Beyond Conference, Bremen, Germany, März 2007. **1, 5**  
(exp. / num. / theo.)
75. A. Preci<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1, 2</sup>, M. Gräßlin<sup>1</sup>, H.-P. Röser<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *COMPARE, a Combined Sensor System for Re-entry Missions*, <sup>1</sup>Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Tokio, <sup>3</sup>Universität Hamburg, 26<sup>th</sup> International Symposium on Shock Waves (ISSW 26), 15.07 – 20.07.2007. **1**  
(exp. / theo.)
76. G. Herdrich<sup>1, 2</sup>, M. Fertig<sup>1</sup>, M. Winter<sup>1</sup>, S. Lein<sup>1</sup>, A. Preci<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *Measurement Systems for Atmospheric Entry Missions at IRS*, <sup>1</sup>Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Tokio, <sup>3</sup>Universität Hamburg, 2<sup>nd</sup> European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Brüssel, Belgien, 01.07 – 06.07.2007. **1**  
(exp. / num.)
77. A. Preci<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>2</sup>, M. Gräßlin<sup>1</sup>, H.-P. Röser<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *The Combined Sensor System COMPARE for Atmospheric Entry Missions*, <sup>1</sup>Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Tokio, <sup>3</sup>Universität Hamburg, 2<sup>nd</sup> European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Brüssel, Belgien, 01.07 – 06.07.2007. **1**  
(exp. / theo.)
78. D. Bock<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>2</sup>, H.-P. Röser<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *Overview of Emission Spectroscopic Measurement of an Ammonia Arcjet Plasma Plume*, <sup>1</sup>Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Tokio, <sup>3</sup>Universität Hamburg, 2<sup>nd</sup> European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), Brüssel, Belgien, 01.07 – 06.07.2007. **3**  
(exp.)
79. M. Winter<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1, 2</sup>, *Spectroscopic Observation of the STARDUST Re-Entry in the Near UV*, AIAA-2007-4050, <sup>1</sup>Universität Stuttgart, Stuttgart, Germany, <sup>2</sup>Universität Tokyo, 37<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Miami, Florida, USA, June 2007. **1**  
(exp. / num.)
80. D. Petkow, M. Fertig, G. Herdrich, and M. Auweter-Kurtz, *The Ionization and Recombination Model within a 3D PIC-DSMC-FP Code*, 39<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conference, Miami, FL, 25. – 28. Juni 2007. **2, 4**  
(num.)
81. M. Matsui, G. Herdrich, H. Takayanagi, K. Komurasaki, M. Auweter-Kurtz, *Laser Diagnostics of Inductively Heated Oxygen, Nitrogen and Air Flows*, Paper AIAA 2007-4408, 39<sup>th</sup> AIAA Thermophysics Conference, Miami, FL, 25. – 28. Juni 2007.
82. D. Petkow., G. Herdrich, R. Laufer, and H.-P. Röser, *Key Technologies for Fusion-based Space Propulsion: A Case Study*, IAC-07-C3.3.02, 58<sup>th</sup> International Astronautical Congress, Hyderabad, India, 24 - 28 Sept. 2007. **3, 4**  
(theo.)
83. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, U. Bauder, M. Fertig, D. Haag, H. Kurtz, A. Nawaz, D. Bock, H.-P. Röser, M. Winter., *Current Electric Propulsion Development Program at IRS*, 58<sup>th</sup> International Astronautical Congress, IAC-07-C4.4.05, Hyderabad, India, 24 – 28 Sept. 2007. **3, 4**  
(exp. / theo. / num.)
84. S. Lein<sup>1</sup>, Th. Reimer<sup>2</sup>, K. Stubicar<sup>2</sup>, F. Deuble<sup>3</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Winter<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>4</sup>, *Development status of the re-entry spectrometer RESPECT for the ESA capsule EXPERT*, IAC-07-D2.5.11, <sup>1</sup>Institute of Space Systems (IRS), Universität Stuttgart, 70569 Stuttgart, Germany, <sup>2</sup>Institut für Bauweisen- und Konstruktionsforschung, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR), 70569 Stuttgart, Germany, <sup>3</sup>Institut für Statik und Dynamik der Luft- und Raumfahrtkonstruktionen, Universität Stuttgart, 70569 Stuttgart, Germany, <sup>4</sup>University of Hamburg, 20146 Hamburg, Germany, 58<sup>th</sup> International Astronautical Congress, IAC-07-C4.4.05, Hyderabad, India, 24 – 28 September 2007. **1, 4, 5**  
(exp. / theo.)
85. D. Bock, G. Herdrich, H. L. Kurtz, H.-P. Röser and M. Auweter-Kurtz, *An Advanced Ammonia Propellant Feed System for the Thermal Arcjet TALOS*, JPC-24-EP-5, Cincinnati, USA, 2007. **3, 5**  
(exp.)
86. D. Bock, G. Herdrich, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, *Subscale Lifecycle Test of Thermal Arcjet Thruster TALOS for the Lunar Mission BWI*, IEPC-2007-137, 30<sup>th</sup> International Electric propulsion Conference, Florence, Italy, Sept. 2007. **3, 5**  
(exp.)

87. U. Bauder, M. Fertig, H. Böhrk, G. Herdrich, D. Petkow, M. Auweter-Kurtz, *Initiation of the Numerical Investigation of the Hybrid Plasma Thruster TIHTUS*, IEPC-2007-14, 30<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, Sept. 2007. **2, 3**  
(num.)
88. A. Nawaz, G. Herdrich, H. Kurtz, T. Schönherr, M. Auweter-Kurtz, *SIMP-LEX: Systematic Geometry Variation Using Thrust Balance Measurements*, IEPC-2007-168, 30<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, Sept. 17-20, 2007. **3, 5**  
(exp.)
89. D. Haag, M. Fertig, G. Herdrich, H. Kurtz, M. Winter, M. Auweter-Kurtz, *Experimental Investigations of Magnetoplasmadynamic Thrusters with Coaxial Applied Magnetic Field*, IEPC-2007-141, 30<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference, Florence, Italy, Sept. 17-20, 2007. **3, 5**  
(exp.)
90. A. Knapp<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>2</sup>, *Magnetic Influence on Argon Plasma flow using Permanent Magnets*, <sup>1</sup>Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Hamburg, presented at the ISAPS Conference, Nikko, Japan, Advances in Applied Plasma Science, Vol.6, pp. 21-24, ISBN 978-4-9900642-5-9, CODEN: AAPSFY, Sept. 2007. **1, 2, 4**  
(exp. / theo.)
91. D. Petkow<sup>1</sup>, M. Fertig<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>2</sup>, *The 2D DSMC Code LasVegas for Plasma Technological Applications*, <sup>1</sup>Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Hamburg, presented at the ISAPS Conference, Nikko, Japan, Advances in Applied Plasma Science, Vol.6, pp. 1-4, ISBN 978-4-9900642-5-9, CODEN: AAPSFY, Sept. 2007. **2, 4**  
(num.)
92. G. Herdrich<sup>1,2</sup>, Stephan Kraus<sup>1</sup>, Markus Fertig<sup>1</sup>, Dejan Petkow<sup>1</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, *Magnetic Acceleration Plasma Facility for Plasma Shock Peening and Plasma Decoating Processes*, <sup>1</sup>Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, <sup>2</sup>Universität Tokio, <sup>3</sup>Universität Hamburg, presented at the ISAPS Conference, Nikko, Japan, Advances in Applied Plasma Science, Vol.6, pp. 17-20, ISBN 978-4-9900642-5-9, CODEN: AAPSFY, Sept. 2007. **1, 2, 4**  
(exp. / theo. / num.)
93. M. Winter, G. Herdrich, *Heat Shield Temperatures and Plasma Radiation obtained from Spectroscopic Observation of the STARDUST Re-Entry in the Near UV*, Paper AIAA 2008-1212, 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 7.-10. Jan. 2008. **1**  
(exp. / theo. / num.)
94. G. Herdrich, U. Bauder, D. Bock, Ch. Eichhorn, M. Fertig, D. Haag, M. Lau, T. Schönherr, T. Stindl, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, *Activities in Electric Propulsion Development at IRS*, Invited Talk/Paper 2008-b-02, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. **3, 4**  
(exp. / theo. / num.)
95. A. Nawaz, R. Albertoni, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, *Thrust Efficiency Optimization of SIMP-LEX*, 2008-b-47, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. **3, 4**  
(exp. / theo. / num.)
96. G. Herdrich, M. Fertig, *Catalysis of Metallic and Ceramic TPS-Materials*, Paper 2008-e-18, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. **1, 2**  
(exp. / theo. / num.)
97. M. Fertig, G. Herdrich, *The Advanced URANUS Navier-Stokes Code for the Simulation of Nonequilibrium Re-entry Flows*, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. **1**  
(theo. / num.)
98. S. Nomura<sup>1)</sup>, A. Diallo<sup>1)</sup>, M. Matsui<sup>2)</sup>, H. Takayanagi<sup>2)</sup>, G. Herdrich<sup>3)</sup>, Kimiya Komurasaki<sup>1)</sup>, Yoshihiro Arakawa<sup>2)</sup>, *Comparison of Enthalpy Measurements by Probe and Laser Diagnostics in Arc-Heater Flows*, <sup>1)</sup>Department of Advanced Energy, The University of Tokyo, Tokyo, Japan, <sup>2)</sup>Department of Aeronautics and Astronautics, The University of Tokyo, Tokyo, Japan, <sup>3)</sup>IRS, Stuttgart University, Germany, Paper 2008-e-30, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. **1, 2**  
(exp. / theo. / num.)
99. D. Petkow, G. Herdrich, R. Laufer, R. Gabrielli, O. Zeile, *Comparative Investigation of Fusion Reactions for Space Propulsion Applications*, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. **3, 4, 5**  
(theo. / num.)

100. D. Haag<sup>1)</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>2)</sup>, M. Fertig<sup>1)</sup>, G. Herdrich<sup>1)</sup>, *Numerical Simulations and accompanying Experimental Investigations of Magnetoplasmadynamic Thrusters with Coaxial Applied Magnetic Field*, 26<sup>th</sup> International Space Symposium on Technology and Science, Hamamatsu, Japan, 1.-8. Juni 2008. (exp. / theo. / num.) **3, 4**
101. G. Herdrich, D. Bock, M. Fertig, St. Löhle, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, *Development of Electric Propulsion Systems at IRS, Invited Keynote*, 35<sup>th</sup> IEEE International Conference on Plasma Science, Congress Center Karlsruhe, Germany, Juni 15 - 19, 2008. (exp. / theo. / num.) **3, 4**
102. G. Herdrich, M. Fertig, D. Hoffmann, S. Lein, S. Löhle, A. Preci, A. Steinbeck, R. Wernitz, M. Auweter-Kurtz, H.-P. Röser, *Current Status of In-Flight Instrumentation Developments at IRS*, Paper IAC-08-C2.I.27, International Astronautical Congress, Galsgow, Vereinigtes Königreich, 29.09-03.10.2008. (exp. / theo. / num.) **1, 2, 5**
103. Joint Expert Group of the Scientific and Technical Subcommittee (of the United Nations Committee on the Peaceful Uses of Outer Space) and the International Atomic Energy Agency, *Development of a Safety Framework for Nuclear Power Source Applications in Outer Space*, 3<sup>rd</sup> IAASS (International Association for the Advancement of Space Safety) Conference, Rom, Italien, Okt. 2008. (na) **4, 5, 6**
104. S. Löhle, A. Knapp, G. Herdrich, M. Auweter Kurtz, *Local Enthalpy Estimation in Plasma Flows Using an Improved Mass Injection Probe*, Paper AIAA-2009-7301, 16th AIAA/DLR/DGLR International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, Bremen, 19.10-22.10.2009. (exp. / theo.) **1, 2, 5**
105. G. Herdrich, M. Fertig, S. Lein, A. Steinbeck, S. Pidan, *Experimental Methodologies and Assessments to derive Catalysis relevant Parameters*, Invited Paper AIAA-2010-1247, 48<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA, Januar 2010. (exp. / theo.) **1**
106. G. Herdrich, M. Fertig, D. Petkow, A. Steinbeck, *Modeling Approaches for Gas-Surface Interactions*, Invited Paper AIAA-2010-1467, 48<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, FL, USA, Januar 2010. (theo. / num.) **1**
107. Herdrich, G., Dropmann, M., Marynowski, Th., Löhle, S., Fasoulas, S., *Atmospheric Entry Simulation Capabilities of the IRS Plasma Wind Tunnel PWK3 for Mars and Venus*, International Planetary Probe Workshop 2010 (IPPW-7), Barcelona, Spain, 14-18. June, 2010. (exp. / theo.) **1, 2, 5**
108. G. Herdrich, A. Boxberger, D. Petkow, R. A. Gabrielli, S. Fasoulas, M. Andrenucci, R. Albertoni, F. Paganucci, P. Rossetti, *Advanced scaling model for simplified thrust and power scaling of an applied-field magnetoplasmadynamic thruster*, 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Nashville, TN, USA, Juli 2010. (exp. / theo.) **3, 4**
109. J. Esper, H.-P. Roeser, G. Herdrich, *Resin Impregnated Carbon Ablator (RICA): A new Thermal Protection System Material for High-Speed Planetary Entry Vehicles*, International Planetary Probe Workshop 8, June 6-10, 2011, Portsmouth, VA, USA. (exp. / theo.) **1**
110. A. Preci, G. Herdrich, S. Fasoulas, *Investigation of the Feasibility of a Health Monitoring System for TPS Structures based on the Measurement of the Electrical Resistance*, 28th International Symposium on Space Technology and Science, Okinawa, Japan, Juni 2011. (exp. / theo.) **1, 2, 4**
111. B. Wollenhaupt, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, *Overview of Thermal Arcjet Thruster Development*, 28th International Symposium on Space Technology and Science, Okinawa, Japan, Juni 2011. (theo.) **3**
112. G. Herdrich, S. Löhle, S. Lein, Th. Marynowski, A. Preci, A. Steinbeck, S. Fasoulas, *In-flight Investigation at IRS: In-situ Measurement and Airborne Observation Campaigns during Re-entry*, 28th International Symposium on Space Technology and Science, Okinawa, Japan, Juni 2011. (exp. / theo. / num.) **1, 2, 4**
113. R. Wernitz, Ch. Eichhorn, G. Herdrich, Th. Marynowski, S. Fasoulas, H.-P. Röser, *Plasma Wind Tunnel Investigation of European Ablators in Nitrogen/ Methane Using Emission Spectroscopy*, 28th International Symposium on Space Technology and Science, Okinawa, Japan, Juni 2011. (exp. / theo. / num.) **1, 2, 4**

114. T. Schönherr, K. Komurasaki, Y. Abe, Y. Arakawa, G. Herdrich, S. Fasoulas, Plasma Diagnostic Investigation of the Pulsed MPD Thruster SIMP-LEX, 28th International Symposium on Space Technology and Science, Okinawa, Japan, Juni 2011. **③**  
(exp. / theo.)
115. R. Gabrielli, D. Petkow, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, Generic Effusion Cooling for Structures Exposed to Plasma, 28th International Symposium on Space Technology and Science, Okinawa, Japan, Juni 2011. **①-⑤**  
(theo.)
116. U. Bauder, S. Löhle, D. Petkow, G. Herdrich, S. Fasoulas, M. Fertig, M. Auweter-Kurtz Current Numerical and Experimental Investigations of the Hybrid DC-RF Thruster TIHTUS, AIAA-2010-6938, TIHTUS JPC 2011 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Nashville, TN, Juli 2010. **③, ④**  
(exp. / theo. / num.)
117. G. Herdrich, S. Lein, S. Loehle, S. Fasoulas, J. Thoemel, A. Steinbeck, A. Preci, Review of Non-Equilibrium Atmospheric Entry Inflight Instrumentations, 7th. European Aerothermodynamics Symposium on Space Vehicles, Brügge, 2011. **①**  
(exp. / theo. / num.)
118. A. Preci, N. Eswein, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, Development of a Combined Sensor System for Atmospheric Entry Missions, 7th. European Aerothermodynamics Symposium on Space Vehicles, Brügge, 2011. **①, ④**  
(exp. / theo. / num.)
119. S. Lein, S. Löhle, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, S. Fasoulas, Optical emission spectroscopic Experiments for in-flight Entry Research, International Planetary Probe Workshop 2011 (IPPW-8), Portsmouth, VA, USA, 6-10. June, 2011. **①, ②, ④**  
(exp. / theo. / num.)
120. H.S. Griebel, R. Förstner, C. Mundt, J. Polkko, H. N. Teodorescu, G. Herdrich, S. Fasoulas, T. Maryanowski, A. Stamminger, D. Heyner, The Mission MIRIAM-2: Putting a Gossamer Ballute through an Atmospheric Entry Flight Test, International Planetary Probe Workshop 2011 (IPPW-8), Portsmouth, VA, USA, 6-10. June, 2011. **①, ②, ④**  
(exp. / theo. / num.)
121. S. Lein, S. Löhle, G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, S. Fasoulas, Optical emission spectroscopic Experiments for in-flight Entry Research, , International Planetary Probe Workshop 2011 (IPPW-8), Portsmouth, VA, USA, 6-10. June, 2011. **①, ②, ④**  
(exp. / theo. / num.)
122. H.S. Griebel, R. Förstner, C. Mundt, J. Polkko, H. N. Teodorescu, G. Herdrich, S. Fasoulas, T. Maryanowski, A. Stamminger, D. Heyner, The Mission MIRIAM-2: Putting a Gossamer Ballute through an Atmospheric Entry Flight Test, International Planetary Probe Workshop 2011 (IPPW-8), Portsmouth, VA, USA, 6-10. June, 2011. **①, ②, ④**  
(exp. / theo. / num.)
123. D. Petkow et. al., Hakone
124. Herdrich Hakone
125. A. Preci, G. Herdrich, S. Fasoulas, M. Auweter-Kurtz, Numerical Investigation of Variable Thermo-Chemistry Modeling for Nonequilibrium Flows, AIAA-2011-3139, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011. **①**  
(theo. / num.)
126. A. Preci, G. Herdrich, S. Fasoulas, M. Auweter-Kurtz, Assembly, Integration and Test of the Sensor System COMPARE for SHEFEX II, AIAA-2011-3780, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011. **①, ⑤**  
(exp. / num.)
127. G. Herdrich, S. Lein, A. Preci, A. Steinbeck, S. Fasoulas, M. Auweter-Kurtz, The flight of EXPERT: Assessment of Nonequilibrium Effects with IRS Payloads PYREX, PHLUX and RESPECT, AIAA-2011-3625, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011. **①, ⑤**  
(exp. / num.)
128. R. Wernitz, A. Knapp, Ch. Eichhorn, H. Fulge, S. Löhle, S. Fasoulas, G. Herdrich, H.-P. Röser, M. Auweter-Kurtz, Emission Spectroscopic Investigation of the Radial Distribution of ArI and ArII in Argon Plasma Flows under the Influence of a Magnetic Field, AIAA-2011-3455, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011. **①, ④**  
(exp. / theo.)
129. R. Wernitz, Ch. Eichhorn, G. Herdrich, S. Fasoulas, S. Löhle, H.-P. Röser, Plasma Wind Tunnel Investigation of European Ablators in Air using Emission Spectroscopy, AIAA-2011-3761, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011. **①**  
(exp. / num.)

- 130.H. Fulge, A. Knapp, R. Wernitz, Ch. Eichhorn, G. Herdrich, S. Fasoulas, S. Löhle, Improved Abel Inversion Method for Analysis of Spectral and Photo-Optical Data of Magnetic Influenced Plasma Flows, AIAA-2011-3456, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011. ① (exp. / theo.)
- 131.N. Eswein, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, Investigation of Graphite Ablation at IRS, AIAA-2011-3615, 42nd Thermophysics Conference, Honolulu, Hawaii, USA, June 2011 ① (exp. / theo.)
- 132.B. Wollenhaupt, A. Hammer, G. Herdrich, St. Fasoulas, H.-P. Röser, A Very Low Power Arcjet (VELARC) for Small Satellite Missions, IEPC-2011-257, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11 – 15, 2011. ③ (exp.)
- 133.D. Petkow, G. Herdrich, St. Fasoulas, M. Auweter-Kurtz, On the kinetic modeling of collisional effects relevant for non-stationary magnetoplasmadynamic thrusters, IEPC-2011-307, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11-15, 2011. ③ (theo.)
- 134.D. Petkow, G. Herdrich, C. Syring, St. Fasoulas, M. Auweter-Kurtz, On the kinetic modeling of fusion processes in IEC devices, IEPC-2011-311, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11-15, 2011. ③, ④, ⑥ (theo.)
- 135.M. Lau, G. Herdrich, St. Fasoulas, H.-P. Röser, M. Koch, Th. Hintze, iMPD System Study and High Voltage Power Supply Subsystem Development at IRS, IEPC-2011-150, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11-15, 2011. ③ (exp./ theo.)
- 136.M. Lau, G. Herdrich, St. Fasoulas, H.-P. Röser, A Thermal Pulsed Plasma Truster for Microsatellite Propulsion, IEPC-2011-140, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11-15, 2011. ③ (exp./ theo.)
- 137.P. Molina-Cabrera, G. Herdrich, M. Lau, S. Fasoulas, T. Schoenherr, K. Komurasaki, Pulsed Plasma Thrusters: a worldwide review and long yearned classification, IEPC-2011-340, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11–15, 2011. ③ (theo.)
- 138.G. Herdrich, U. Bauder, A. Boxberger, Ch. Eichhorn, K. Komurasaki, M. Lau, D. Petkow, M. Pfeiffer, T. Stindl, C. Syring, B. Wollenhaupt, H.-P. Röser, T. Schönherr, St. Fasoulas, Overview on Electric Propulsion Developments at IRS, IEPC-2011-134, 32<sup>nd</sup> International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany, Sept. 11–15, 2011. ③ (exp./ theo./ num.)
- 139.D. Puckert, G. Herdrich, S. Fasoulas, Development of a Cavity Calorimeter for the Inductively Heated Plasma Generator IPG6-S, AIAA-Pegasus Student Conference, Portiers, France, 2012. ① (exp. / theo.)
- 140.D. Prokein, D. Winter, J. Neffgen, R. Bogenfeld, V. Schöneich, M. Ehresmann, C. Syring, B. Wollenhaupt, G. Herdrich, ESMO Cold Gas Propulsion System, ESA Space Propulsion Conference, Bordeaux, Frankreich, Mai 2012. ③ (exp./ theo.)
- 141.S.P. Tierno, J.L. Doménech, J.M. Donoso, L. Conde, D. Jennewein and G. Herdrich, Emissive Langmuir probes in the strong emission Regime for the determination of the plasma properties, ICOPS 2012. ② (exp. / theo. / num.)
- 142.H. Liebhart, R. Wernitz, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, J. Merrifield, J. Beck, Advances for Radiation Modeling for Earth Re-entry in PARADE: Application to the STARDUST Atmospheric Entry, AIAA-2012-3196, 43<sup>rd</sup> AIAA Thermophysics Conference, New Orleans, Louisiana, June 25-28, 2012. ① (num. / theo.)
- 143.H. Liebhart, U. Bauder, G. Herdrich, S. Fasoulas, H.-P. Röser, Numerical Modeling of Radiative and convective heat flux for entry flights in CO<sub>2</sub> containing atmospheres. AIAA-2012-3195, 43<sup>rd</sup> AIAA Thermophysics Conference, New Orleans, Louisiana, June 25-28, 2012 ① (num. / theo.)
- 144.R. A. Gabrielli, G. Herdrich, R. Laufer, C. Koppel, D. Valentian, R. Blott, C. Ferrari, C. Bruno, F. Jansen, H.-P. Roeser: “A simple approach to the public acceptance of technological projects”, IAC-12-E.1.6.11, 63<sup>rd</sup> International Astronautical Congress (IAC), October 1 – 5, 2012, Naples, Italy, 2012 ④, ⑥ (na)



145. R. A. Gabrielli, D. Petkow, G. Herdrich, R. Laufer, H.-P. Roeser: Two Generic Concepts for Space Propulsion based on Thermal Nuclear Fusion, IAC-12-C.4.7-C3.5.6, 63rd International Astronautical Congress (IAC), October 1 – 5, 2012, Naples, Italy, 2012 NEU **3,4,5**  
(theo./ num.)
146. C. Syring, G. Herdrich, Development Activities of an Inertial Electrostatic Confinement Device for Space Applications, IAC-12-C.4.7-C3.5.8, 63rd International Astronautical Congress (IAC), October 1 – 5, 2012, Naples, Italy, 2012 **3,4,5,6**  
(theo./ exp.)
147. M. Lau, G. Herdrich, A Plug and Play Pulsed Electrothermal Thruster for Cubesat Applications, IAC-12-C4.4.15, 63rd International Astronautical Congress (IAC), October 1 – 5, 2012, Naples, Italy, 2012 **3,4**  
(exp.)
148. A. Majid, U. Bauder, G. Herdrich, M. Fertig, Effect of Dust Particles on Space Vehicles entering Mars at Hypersonic Speeds, IAC-12.A3.3C.11, 63rd International Astronautical Congress (IAC), October 1 – 5, 2012, Naples, Italy, 2012 **1, 2**  
(num. / theo.)
149. A. Wolf, R. Laufer, R. Srama, G. Herdrich, Lightsey, C. Wiedemann, T.W. Hyde, H.-P. Röser, A Modular, Miniaturized, Low-Mass In-Situ Dust Detector for Piggyback Payload Opportunities on small Spacecraft, Landers and Rovers, IAC-12-B4.8.8, 63rd International Astronautical Congress (IAC), October 1 – 5, 2012, Naples, Italy, 2012 **4,5, 7, 9**  
(theo./ exp.)
150. G. Herdrich, H. Liebhardt, R. Wernitz, S. Fasoulas, Numerical Modeling of radiative Heat Flux: Status at IRS, International Workshop, Radiation of High Temperature Gases:, Barcelona, 16-19 October 2012. **1, 2**  
(num. / theo.)
151. D. Petkow, A. Mirza, G. Herdrich and S. Fasoulas, Treatment of Differently Weighted Particles in Reactive Re-Entry Flows with DSMC, Radiation of High Temperature Gases:, Barcelona, 16-19 October 2012. **1, 2**  
(num. / theo.)
152. G. Herdrich<sup>1</sup>, J.-P. Baumann<sup>1</sup>, P. Geissler<sup>1</sup>, R. Geshnizjani<sup>1</sup>, B. Massuti<sup>1</sup>, P. Ortwein<sup>1</sup>, D. Winter<sup>1</sup>, B. Wirth<sup>1</sup>, A. Zach<sup>1</sup>, A. Preci<sup>1</sup>, B. Olberts<sup>1</sup>, K. Keller<sup>2</sup>, Ch. Pilz<sup>3</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, J. Esper<sup>4</sup>, MIRKA2: Small Re-entry Demonstrator for Advanced Miniaturized Sensors, <sup>1</sup>Institute of Space Systems, Raumfahrtzentrum Baden-Württemberg, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring 29, 70569 Stuttgart, Germany, herdrich@irs.uni-stuttgart.de, <sup>2</sup>Keltec GmbH, Keltec, Jägerweg 2, 82139 Starnberg, Germany. <sup>3</sup>German Aerospace Academy (ASA), Steinbeis-Hochschule Berlin GmbH (SHB), Forum 1, Konrad-Zuse-Platz 1, 71034 Böblingen, Germany. <sup>4</sup>NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA., International Workshop on Instrumentation for Planetary Missions, NASA Goddard Space Flight Center, 10-12 Oct. 2012. **1**  
(theo.)
153. Ch. Koppel, D. Valentian, R. Blott, F. Jansen, C. Ferrari, C. Bruno, G. Herdrich, R. Gabrielli, Disruptive Propulsive Technologies applied to European Space Missions, 1st International Conference Space Exploration 2012 Paris –France – 17-19 December 2012. **8, 10**  
(theo)

[\\* Atkinson, et al. "Entry Probe Missions to the Giant Planets", White Paper submitted to NRC Decadal Survey, 2009-2011 \(10 pages\)](#)

## 12.3 Erfindungen / Patente

In diesem Kapitel werden Patente des Autors mit Relevanz für Raumfahrtplasma angegeben.

1. A. Nawaz<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Schlipf<sup>2</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, Deutsche Patentanmeldung A 60 668 g *Festtreibstoffelement, insbesondere für Kleinsatelliten* vom 14.11.2008, Anmeldeungsnummer (DE) 10 2008 058 722. Deutsches Patent- und Markenamt. **3, 4, 5**  
(n. a.)
2. A. Nawaz<sup>1</sup>, G. Herdrich<sup>1</sup>, M. Schlipf<sup>2</sup>, M. Auweter-Kurtz<sup>3</sup>, Deutsche Patentanmeldung A 60 676 g *Antriebssysteme, insbesondere für Kleinsatelliten* vom 14.11.2008, Anmeldeungsnummer (DE) 10 2008 058 723. Deutsches Patent- und Markenamt. **3, 4, 5**  
(n. a.)
3. G. Herdrich, M. Auweter-Kurtz, Vorrichtung und Verfahren zur Entsorgung von Abfallmaterialien, Patent Nr. (DE) 10 2004 049 788, IPC: F23G 7/00 (2006.01), Anmeldung 12.10.2006, Beurkundung 28.06.2007. **2, 4, 5**  
(n. a.)

## 13 Anhänge

Die folgenden Kapitel liefern Zusatzinformationen, die den Hauptteil der Arbeit ergänzen. Sie geben zusätzliches Detailwissen, teilweise jedoch auch bestätigende Informationen.

### 13.1 Anhang A: Isolinienfunktionen im $T_e(n_e)$ -Diagramm

Für die Linien des konstanten Coulomblogarithmus gilt die nachfolgende Gleichung der Temperatur  $T$  in Abhängigkeit der Ladungszahl  $Z$  und der Elektronendichte  $n_e$ .

$$T = \left(\frac{Z}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} \sqrt[3]{(Z+1)} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right) e^{\frac{2\Lambda}{3}} \sqrt[3]{n_e} = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{\frac{2}{3}} (Z+1) \sqrt[3]{n_e} \left(\frac{e^2}{\epsilon_0 k}\right) N_D^{\frac{2}{3}}. \quad \text{A1}$$

Die nachstehende Gleichung beschreibt die Isolinien der Debye-Länge, wobei die Temperatur  $T$  über die Elektronendichte  $n_e$  bei konstant gewählter Debyelänge aufgetragen wird.

$$T = \frac{\lambda_D n_e e^2}{\epsilon_0 k}. \quad \text{A2}$$

Gleichung A3 stellt die Linien konstanter Landaulänge in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$ , der Ladungszahl  $Z$  und der Elektronendichte  $n_e$  dar:

$$T = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 k \lambda_L}. \quad \text{A3}$$

Bei konstanter Leitfähigkeit  $\sigma$  können mit der folgenden Gleichung die dazugehörigen Elektronendichten  $n_e$  in Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  und der Ladungszahl  $Z$  angegeben werden. Dies führt zunächst auf:

$$\lambda_D = \lambda_L \exp\left(\frac{7,679 \cdot 10^{-3} \gamma_e(Z) T^{1,5}}{Z\sigma}\right). \quad \text{A4}$$

Schließlich erhält man die Linien konstanter elektrischer Leitfähigkeit:

$$n_e = \frac{16 \left(\frac{\epsilon_0 k}{e^2}\right)^3 \pi^2 T^3 \exp\left(\frac{-1,5358 \cdot 10^{-2} \gamma_e(Z) T^{1,5}}{Z\sigma}\right)}{Z^2 (Z+1)}. \quad \text{A5}$$

Die Linien konstanter Teilchenzahl in der Debyekugel  $N_D$  können mit nachfolgender Gleichung der Temperatur in Abhängigkeit der Elektronendichte  $n_e$  berechnet werden (hier:  $Z = 1$ ).

$$T = \frac{(6N_D)^{2/3} e^2 n_e^{1/3}}{4\pi^{2/3} \epsilon_0 k}. \quad \text{A6}$$

Gleichung A6 ist kann aus Gleichung A1 mit Hilfe von Gleichung 38 hergeleitet werden.

### 13.2 Anhang B: Abschätzung von Dichten, Plasmazusammensetzung und Enthalpie für IMAX

Geht man von der idealen Gasgleichung aus, so lässt sich vor der Zündung des Plasmas die Gasmasse  $m$  mit

$$m = \frac{pV}{RT} \quad \text{B1}$$

auf Basis des gemessenen Umgebungsdruckes sowie der Umgebungstemperatur berechnen. Über die bekannten Volumenanteile für den molekularen Stickstoff und Sauerstoff lassen sich die Massen dann molekülanteilig angeben:

$$m_{\text{Stickstoff}} = 0.79 \frac{pV}{RT} \quad \text{B2}$$

$$m_{\text{Sauerstoff}} = 0.21 \frac{pV}{RT}$$

Berechnet man nun die Masse in kg eines Moleküls mit Hilfe der Molmasse  $m_{\text{molar}}$  und der Avogadrokonstante  $N_A$  über  $m_{\text{Molekül}} = m_{\text{molar}}/N_A$ , so lässt sich nun mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase die Zahl der Stickstoff- bzw. Sauerstoffmoleküle ermitteln:

$$N_{\text{Stickstoff,Molekül}} = \frac{m_{\text{Stickstoff}}}{m_{\text{Stickstoff,Molekül}}} = 0.79 \frac{pV}{m_{\text{Stickstoff,Molekül}}RT} \quad \text{B3}$$

Die Berechnung für den Sauerstoff ist analog. Dabei muss der Faktor 0.79 nur durch 0.21 ersetzt werden. Bezieht man diese auf das von den Elektroden umschriebene Volumen, so erhält man die (Anzahl)Teilchendichten:

$$n_{\text{Stickstoff,Molekül}} = \frac{1}{V} \frac{m_{\text{Stickstoff}}}{m_{\text{Stickstoff,Molekül}}} = 0.79 \frac{p}{m_{\text{Stickstoff,Molekül}}RT} = 0.79 \frac{pN_A}{RT} \quad \text{B4}$$

Die Berechnung für den Sauerstoff ist analog, wobei der Faktor 0.79 durch 0.21 zu ersetzen ist. Für den Plasmazustand (Zustand 2) ist davon auszugehen, dass die massenspezifische Enthalpie derart hoch ist, dass die Moleküle nicht nur vollständig dissoziiert sind, sondern auch vollständig ionisiert sind, was sich aufgrund der unten folgenden Berechnung der massenspezifischen Enthalpie bestätigt. Damit lassen sich die Teilchenzahlen aus den Teilchenzahlen des Zustands 1 einfach angeben. Die Zahl  $N$  der Schwerteilchen verdoppelt sich jeweils für Stickstoff und Sauerstoff (Dissoziation) mit der Entladung (Enthalpie im GJ/kg Bereich, siehe unten):

$$N_{\text{Atom}} = 2N_{\text{Molekül}} \quad \text{B5}$$

Mit der vollständigen Ionisation aller Stufen der Atome lässt sich nun die Zahl der Elektronen angeben:

$$N_e = 14N_{\text{Stickstoff,Atom}} + 16N_{\text{Sauerstoff,Atom}} \quad \text{B6}$$

Mit einer zunächst isochoren Zustandsänderung erhält man eine Abschätzung der Teilchenanzahldichten, indem man die zuvor berechneten Teilchenzahlen auf das o. g. Volumen bezieht. Damit ergibt sich  $n_N = 2 \cdot n_{\text{Stickstoff, Molekül}}$  und analog  $n_O = 2 \cdot n_{\text{Sauerstoff, Molekül}}$ . Der Einfachheit halber seien die Größen hier nun mit  $O$  für die Sauerstoffionen und  $N$  für die Stickstoffionen indiziert, denn es ist ja plausibel, dass beim vorliegenden Plasmazustand die Dichten der neutralen Atome vernachlässigbar ist. Tatsächlich muss man für die oben durchgeführte Herleitung berücksichtigen, dass das stromführende Volumen eher kleiner ist, so dass der gewählte Ansatz mit  $V_1$  auf- im Sinne der sich ergebenden Absolutwerte der Dichten- eher auf konservative Werte führt. Im Übrigen ist der aus diesem Ansatz resultierende Zusammenhang nicht mehr von  $V$  abhängig.

Die Elektronendichte resultiert unter der Annahme der Quasineutralität zu

$$n_e = Z_O n_O + Z_N n_N \quad \text{B7}$$

Damit lassen sich nun auch die Molanteile der Ionen und Elektronen angeben. Die Gesamtteilchendichte beträgt:

$$\mathbf{n_{tot} = (Z_O + 1)n_O + (Z_N + 1)n_N.} \quad \mathbf{B8}$$

Für den Molanteil der Elektronen folgt:

$$\boldsymbol{\psi_e = \frac{n_e}{n_{tot}} = \frac{Z_O n_O + Z_N n_N}{(Z_O + 1)n_O + (Z_N + 1)n_N} = \frac{1}{1 + \frac{n_O + n_N}{Z_O n_O + Z_N n_N}}.} \quad \mathbf{B9}$$

Es wird sofort deutlich, dass der Molanteil der Elektronen für die vorliegenden Ladungszahlen ( $Z_O = 16$ ,  $Z_N = 14$ ) nahe bei 1 liegen muss. Für  $\Psi_O$  und  $\Psi_N$  gilt:

$$\boldsymbol{\psi_o = \frac{n_o}{n_{tot}} = \frac{n_o}{(Z_O + 1)n_o + (Z_N + 1)n_N},} \quad \mathbf{B10}$$

$$\boldsymbol{\psi_n = \frac{n_N}{n_{tot}} = \frac{n_N}{(Z_O + 1)n_o + (Z_N + 1)n_N}.$$

Analog resultiert nun aus diesen Gleichungen, dass die Molanteile für die Sauerstoff- und Stickstoffionen gegenüber dem Molanteil der Elektronen entsprechend klein ausfallen.

In Referenz (25) wurde für eine Ladespannung von 12.8 kV ein Kopplungswirkungsgrad von etwa 13 % ermittelt. Somit lässt sich die eingekoppelte Energie über die Kondensatorbankenergie (1.8 kJ) zu 200 J berechnen. Bezieht man diesen Wert auf die aus der idealen Gasgleichung mit 1 Pa resultierende Gasmasse von 10.4 ng, so erhält man die massenspezifische Enthalpie von 22.4 GJ/kg ergibt. Dieser Wert ist sehr hoch und bestätigt die oben getroffene Annahme eines Plasmazustands vollständiger Ionisation und Dissoziation. Mit der mittleren molaren Masse des Plasmas von 0.944 resultiert die Gaskonstante 8813 J/(kg·K). Damit lässt sich mit einem Gleichgewichtsenthalpieansatz die Temperatur ermitteln, für welche sich ungefähr  $10^6$  K ergeben.

Im Weiteren kann mit Hilfe von Gleichung 19 der Ionisationsgrad berechnet werden. Dabei resultiert ein Wert von 14.4 für  $\alpha$ .

Der Plasmadruck lässt sich nun mit dem Gesetz von Dalton abschätzen:

$$\boldsymbol{p = nkT = n_o kT + n_N kT + n_e kT = ((Z_O + 1)n_o + (Z_N + 1)n_N)kT.} \quad \mathbf{B11}$$

Mit den hier gewählten Werten resultiert hierbei ein Gesamtdruck von 0.103 MPa.

Sowohl die Elektronendichten als auch die Temperatur decken sich mit den Angaben aus der Literatur, siehe auch Kapitel 4.

### 13.3 Anhang C: Magnetische Diffusion von Argon (beispielhaft)

Die in Bild C-1 gezeigten magnetische Diffusionsdaten für Argon wurden unter Variation der Temperatur für verschiedene Drücke berechnet. Dabei fanden auf der Basis von thermochemischem Gleichgewicht berechnete elektrische Leitfähigkeiten Eingang in die Berechnung von  $\eta$ . Für Temperaturen unterhalb von 10000 K ist die magnetische Diffusion nahezu druckunabhängig. Bei 5000 K beträgt  $\eta$  nahezu 50000 m<sup>2</sup>/s, wohingegen für Temperaturen, welche größer als 10000 K sind, sich Werte, die kleiner als 330 m<sup>2</sup>/s und im betrachteten Temperaturintervall größer als 50 m<sup>2</sup>/s sind, einstellen.

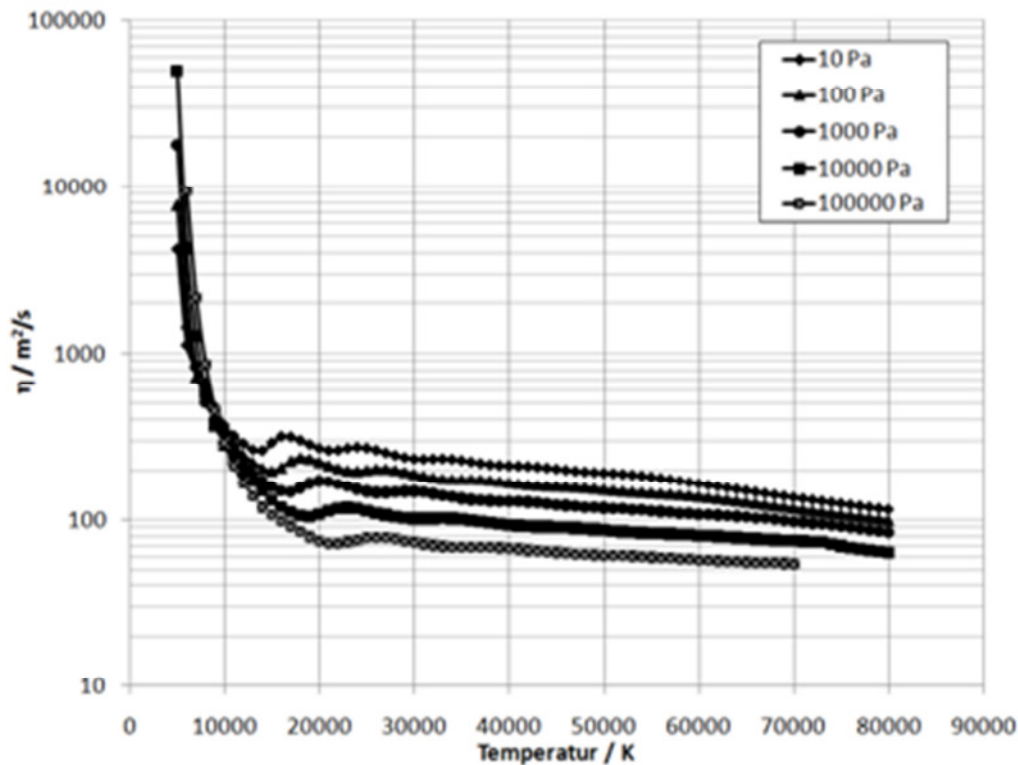


Abbildung C-1. Magnetische Diffusion von Argon für verschiedene Drücke in Abhängigkeit der Temperatur

Von der Abhängigkeit der magnetischen Reynoldszahl bezüglich der Geschwindigkeit  $v$  und der charakteristischen geometrischen Länge  $L$  einmal abgesehen, ergibt sich somit folgendes Bild: Für Temperaturen kleiner 10000 K ergeben sich sehr kleine magnetische Reynoldszahlen. Die Kopplung zwischen Strömung und Feldern ist damit für die magnetische Beeinflussung schwach ionisierter Plasmen wie sie beispielsweise für die geplanten Flugexperimente, bei denen Form und Gradienten der Grenzschicht hinter dem Stoß während des atmosphärischen Eintritts aktiv mit Magnetfeldern beeinflusst werden soll, signifikant. Abgesehen von den Gleichgewichtsannahmen, darf hierbei die Situation mit Argon verglichen mit Luft als schlimmster Fall angenommen werden, da Argon deutlich leichter ionisierbar ist als Luft.

### 13.4 Anhang D: Kontinuitäts- und Energiegleichung

Für die Kontinuitätsgleichung gilt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0.$$

D1

Stationäre Strömungen reduzieren sich auf die Betrachtung des Divergenztermes von Gleichung D1, wobei im Falle konstanter Eigenschaften für Betrag und Richtung von  $\vec{v}$  die Betrachtung des flächenspezifischen Massenstroms  $\rho \cdot v$  resultiert.

Für die Energiegleichung gilt:

$$\rho \frac{d}{dt} \left( h + \frac{1}{2} v^2 \right) = \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \frac{dq}{dt} - \vec{j} \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{v} \cdot (\nabla \cdot \vec{\tau}) \quad \mathbf{D2}$$

Die zugeführte Wärme setzt sich dabei aus Joulscher Wärme (erster Term), Wärmeleitungs- (zweiter Term) und Strahlungseffekt (dritter Term) zusammen:

$$\rho \frac{dq}{dt} = \frac{j^2}{\sigma} + \mathit{div}(\lambda \mathit{grad}(T)) - \mathit{div}(\vec{S}). \quad \mathbf{D3}$$

Dabei ist zu beachten, dass die Gesamtenergie sich aus der inneren Energie  $u$ , der Volumenänderungsarbeit  $p/r$  sowie der massenspezifischen kinetischen Energie  $\frac{1}{2} \cdot v^2$  zusammensetzt. Innere Energie und Volumenänderungsenergie wiederum repräsentieren die Enthalpie  $h$ .

# 14 Lebenslauf Georg Herdrich

---

## PERSÖNLICHE INFORMATIONEN

---

Dr. Georg Herdrich

Tel.: +49 (0)711 685-62412 (g)

Email: [herdrich@irs.uni-stuttgart.de](mailto:herdrich@irs.uni-stuttgart.de) (g)

Familienstand: verheiratet

Staatsbürgerschaft: deutsch

Geburtsdatum und -ort: 06.04.1969 in Ettenheim



---

## AUSBILDUNG

---

- 05/1988 Allgemeine Hochschulreife am Städtischen Gymnasium in Ettenheim
- 10/1989-07/1996 Studium Luft- und Raumfahrttechnik (Diplom)  
Vertiefung: Flugmechanik und Regelungstechnik, Raumfahrtsysteme und Raumfahrtanwendungen
- 07/1991-11/1991 Industriepraktikum bei Dornier GmbH: Material- und Prozessdatenbank zur Raumfahrtproduktivsicherung
- 12/2004 Dissertation: „Aufbau, Qualifikation und Charakterisierung einer induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage zur Simulation atmosphärischer Eintrittsmanöver“, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Shaker Verlag GmbH, Aachen, ISBN 3-8322-4338-0, 2005, auch URN: [urn:nbn:de:bsz:93-opus-21478](http://nbn:de:bsz:93-opus-21478), URL: <http://elib.uni-stuttgart.de/opus/volltexte/2005/2147/>, Dezember 2004  
Note: sehr gut

---

## GRUNDWEHRDIENST

---

- 10/1988-12/1989 Rommelkaserne in Dornstadt bei Ulm

---

## PREISE UND AUSZEICHNUNGEN

---

- 1997 *Reinhardt Abraham – Lufthansa – Preis für „Emissionsspektroskopische Untersuchung der Stickstoff-Molekülstrahlung im Plasmawindkanal“* (Diplomarbeit am Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart)
- 1997 Preis der *„Freunde der Universität Stuttgart“* für die beste Diplomarbeit
- 2006 *NESC (NASA Engineering and Safety Center) Group Achievement Award*: Preis als Anerkennung für den außerordentlichen Beitrag zur STARDUST Beobachtungsmission sowie für die erfolgreiche Teilnahme an der Messkampagne (SETI Institut, NASA)
- 2007 *Du Pont Plunkett Award* (mit Dipl.-Ing. A. Nawaz, IRS, und Dipl.-Chem. M. Schlipf, ElringKlinger GmbH) für die Entwicklung des Teflon-Helix-Treibstofffördersystems für das gepulste magnetoplasmadynamische Triebwerk SIMP-LEX
- 2007 *NASA Group Achievement Award*: Preis als Anerkennung für die Beiträge zur Beobachtung des Wiedereintritts der STARDUST Kapsel (Rückbringung von Staubproben vom Kometen Wild 2)
- 2008 *Land der Ideen: Teflon als Festtreibstoff*, Auszeichnung mit ElringKlinger GmbH
- 2009 *IAPS Journal: Best Paper of the Year Award*
- 2010 *NASA Group Achievement Award*: Preis als Anerkennung für die Beiträge zur Beobachtung des Wiedereintritts der Hayabusa Kapsel



## VERÖFFENTLICHUNGEN

---

Über 60 begutachtete Artikel in wissenschaftlichen Zeitschriften sowie 5 Beiträge zu Buchveröffentlichungen, mehr als 150 Artikel für Konferenzen, davon mehr als 80 in Tagungsbänden, mehr als 50 Berichte zur industriell geförderten Auftragsforschung

## AUSLANDSAUFENTHALTE

---

- 01/1992-02/1992 Aufenthalt am Imperial College, London: Analyse von Daten des Röntgensatelliten ROSAT (Supernova SN1987A)
- 12/1994-05/1995 Politecnico di Torino, Italien: Optimierung der Aufstiegstrajektorie einer Rakete
- 11/2000-12/2000 Aufenthalt am "Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie / Centre National de la Recherche Scientifique (CORIA / CNRS)", Rouen, Frankreich: Experimentelle Untersuchungen am induktiven Plasmawindkanal des CORIA
- 04/2007-08/2007 Visiting Professor an der Universität Tokio: Forschungsaufenthalt an der "Graduate School of Frontier Sciences, Department of Advanced Energy", Japan: Untersuchungen an der lichtbogenbeheizten Plasmaversuchsanlage der Universität Tokio

## BERUFSERFAHRUNG

---

- Seit 10/1996 Abteilung „Raumtransportsysteme“, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart
- Seit 12/2004 Verwaltung Steinbeis-Transferzentrum Plasma- und Raumfahrttechnologie (STZ PRT, [www.plasma-raumfahrt.de](http://www.plasma-raumfahrt.de))
- 02/2007-08/2007 Visiting Associate Professor für Plasmatechnologie und Technologie des atmosphärischen Eintritts, Universität Tokio, Graduate School of Frontier Sciences, Department of Advanced Energy
- Seit 03.2010 Adjunct Associate Professor für Weltraumwissenschaften mit Ausrichtung auf natürliche Plasmen, Baylor University, Waco, Texas, USA.

## ARBEITSGEBIETE AM INSTITUT FÜR RAUMFAHRTSYSTEME

---

- Seit 2006 Fachgebietsleitung Raumtransporttechnologie und Leiter Bereich Plasmatechnologie: Simulation von Eintrittsmanövern mit Bodentestanlagen, Raumfahrtplasmaantriebe, Fluginstrumentierungen von Eintrittskörpern, industrielle Plasmatechnik (Technologie-transfer). Numerische Simulation: Eintrittsmanöver, Versuchsanlagen, Plasmaantriebe.
- Seit 2010 Leiter Atmosphärische Eintrittstechnologie und Elektrische Antriebe (Experiment und Modellierung), Stellvertretender Leiter Bereich Raumtransporttechnologie (Leiter: Professor Fasoulas)

## PROJEKTE (SEIT 1996 – INSTITUT FÜR RAUMFAHRTSYSTEME)

---

- 1996-2002 Forschungsingenieur im Sonderforschungsbereich SFB 259: "Hochtemperaturprobleme rückkehrfähiger Raumtransportsysteme"
- 1996 Teilnahme im SEPCORE<sup>®</sup> Materialtest, Hochenthalpie-Wiedereintrittssimulation (SEP)
- 1996 Untersuchung Hitzeschutzmaterialien im Plasmawindkanal PWK1 (MAN Technologie)
- 1996-1997 PYREX-HX Initiation Study: „Konzept eines Temperaturmesssystems für den japanischen Raumgleiter HOPE-X“ (NASDA, Kawasaki Heavy Industries)
- 1997-1998 Kalibrierung und Datenanalyse für das Messsystem PYREX-M zur Messung von Temperaturen und Wärmeflüssen am Hitzeschutzsystem der Wiedereintrittskapsel MIRKA (Flug 1997)
- 1999-2001 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)
- 1998-2003 TETRA (DLR): "Catalysis of TPS", "Aerothermodynamic Experiment"
- 1998-2003 PYREX-KAT38: „Entwicklung, Qualifikation und Integration der Hitzeschutzsystem-Instrumentierung für den Technologiedemonstrator X-38“ (NASA, ESA, DLR, MAN)
- 2002-2004 „Untersuchung von Hitzeschutzsystem-Materialien“ im Rahmen des deutschen Raumfahrtprogramms ASTRA, Untersuchung von Hitzeschutzsystem-Substrukturen in den

	Plasmawindkanälen des IRS (DLR, DLR Stuttgart, MAN)
2002-2004	Projektingenieur im Forschungsvorhaben „Experimentelle Untersuchung induktiver Radiofrequenz-Plasmageneratoren und deren Gasströmungen zur Simulation des Atmosphärenwiedereintritts von Raumflugkörpern“ der DFG
Seit 2003	Betreuung des Projekts „Leistungsoptimierung von Hybridplasmageneratoren“; Modellierung von MHD-Effekten induktiver Hochleistungs-Plasmageneratoren
2004	Verantwortlich für „Standard Model Testing“. ESA-Vorhaben zur Harmonisierung europäischer Plasmawindkanalanlagen (DLR Köln, VKI, EADS, CIRA)
Seit 2004	System- und Entwicklungsleitung für die Instrumentierungen PYREX und PHLUX für die ESA Wiedereintrittskapsel EXPERT, Phasen B/C/D (ESA)
2004-2008	Verantwortlich für das Projekt „Entwicklung, Realisierung und Qualifikation eines instationären MPD-Triebwerksystems (PPT) für den Primärtrieb und die Lageregelung von Kleinsatelliten“ (DLR)
2004-2008	Betreuung des Projekts „Entwicklung eines numerischen Rechenverfahrens zur Auslegung eines magnetoplasmadynamischen Fremdfeldtriebwerks“ (DFG)
Seit 2004	Projektbetreuung „Gekoppeltes elektrodynamisches / elektrostatisches Antriebssystem“
Seit 2004	Verantwortlich für das Projekt „Entwicklung eines thermischen Lichtbogentriebwerksystems für den Mondsatelliten BW1“
2005-2007	Verantwortlich für das Projekt „Untersuchung der Katalyzität und Emissivität von Hitzeschutzmaterialien für Wiedereintrittskörper“ / „STARDUST“ (DLR)
2005	Untersuchung von Hitzeschutz-Ablationsmaterialien (Fluid Gravity Engineering Ltd., Großbritannien)
2005-2006	Katalyzitätsbasierte Sensoren für den Test eines Modells der HYFLEX Nasenstruktur im Plasmawindkanal SCIROCCO (Kooperation mit JAXA und CIRA)
2006	STARDUST DC-8 Meßkampagne: „Messung hochaufgelöster Spektren während des Wiedereintritts der Kapsel.“ (DLR, STW, NASA, SETI, STZ PRT)
2006	PARES: „Test der Nasenstruktur der Kapsel PARES in PWK1“ (EADS, ESA)
2006	Verantwortlich für das Projekt „Design of a European Standard Heat Flux Probe for Plasma Wind Tunnels“. ESA-Vorhaben zur Harmonisierung europäischer Plasmawindkanäle (DLR Köln, VKI, EADS, CIRA)
2006	„Charakterisierung keramischer, effusionsgekühlter Raketenbrennkammern mittels optischer Messverfahren“ (DLR Stuttgart, DLR Lampoldshausen)
2007-2008	CO <sub>2</sub> Validation innerhalb des ESA Aurora Programms: „Simulation des Marseintritts mit der induktiv beheizten Plasmawindkanalanlage PWK3“ (FGE)
2007	Untersuchung von Hitzeschutz-Ablationsmaterialien (Fluid Gravity Engineering Ltd., Lockheed Martin UK., Großbritannien)
2008-2009	Konzeption der Wiedereintrittskapsel RADFLIGHT zur Untersuchung des hochenthalpen Wiedereintritts: Erarbeitung und Konzeption strahlungsrelevanter Instrumentierungen für die Wiedereintrittskapsel (Astrium, FGE, ISA)
2008	<i>Principle Investigator</i> für das Spektrometersystem SLIT: Messung hochaufgelöster Spektren beim kontrollierten Absturz des ATV Jules Vernes. (NASA, SETI, etc.)
Seit 2008	ESA Projekt Aerothermochemistry: Theoretische und experimentelle Untersuchungen der hochenthalpen Wiedereintrittssituation (FGE, Astrium GmbH, ISA, MIPT)
2009	EU Projekt HIPER: Megawatttriebwerkssysteme für Explorationsmissionen (Alta, etc.)
2009	ESA Projekt AF MPD: Entwicklung eines 100 kW Fremdfeld-MPD Triebwerks (Alta)
2009	ESA Projekt LISE: Miniaturisierung von Wiedereintrittsinstrumentierungen (HPS, HTG)
2009	ESA Projekt ATV Post-flight Analysis (in 2 Teams)
Seit 2010	Projektleitung: „Entwicklung eines flugfähigen instationären MPD-Antriebs für Kleinsatelliten“ (DLR)
Seit 2010	Verantwortlich für das Projekt „Hochenergetische atmosphärische Eintrittsmanöver“ (innerhalb des DLR@Universität Stuttgart)
Seit 2011	EU Projekt DiPOP: Fortschrittliche Energie- und Antriebssysteme
Seit 2012	EU Project HYDRA: Untersuchung fortschrittlicher Ablatoren (Tecnalia, DLR-S, etc.)
Seit 2012	ESA Ariadna Studie: Numerical Simulation of IEC
Seit 2012	MIRKA2: Miniaturized Reentry Capsule in Cooperation with NASA Goddard

## PROJEKTE (SEIT 2005 – STZ PLASMA- UND RAUMFAHRTTECHNOLOGIE)

---

2005	Vergleichende experimentelle Untersuchungen an Raketen-Brennkammermaterialien (Bayern Chemie Protac)
2005	Experimentelle Charakterisierung intelligenter Strukturen für den Hochtemperaturbereich (HPS GmbH)
2006	Experimentelle Untersuchung von PM2000 Material (Alta)
2006	Beobachtungsmission der STARDUST-Kapsel (NASA, SETI Institut)
2006-2007	Alternative Verfestigungsprozesse für Hochleistungslegierungen (EADS, MTU)
Seit 2007	Entwicklung und Durchführung eines Labors für Kraft- und Arbeitsmaschinen (HFH)
Seit 2010	Business-Plan Entwicklung für Plasma Abfallbehandlungstechnologie für unterschiedliche Anwendungen (HFH)

## LEHRERFAHRUNG

---

1997-2005	Physik (Hamburger Fernhochschule, Wirtschaftsingenieurwesen → HFH, Wi.-Ing., Präsenzveranstaltung über 1 Semester )
Seit 2000	Unkonventionelle Raumfahrtantriebsysteme (Universität Stuttgart, 2 SWS im WS, verschiedene Dozenten)
Seit 2004	Plasmatechnologie für industrielle Anwendungen (Universität Stuttgart, 2 SWS im SS, verschiedene Dozenten)
Seit 2005	Wiedereintrittstechnologie (Universität Stuttgart, 2 SWS im WS)
2005-2006	Technische Thermodynamik (HFH, Wi.-Ing., Präsenzveranstaltung über 1 Semester)
Seit 2005	Kraft- und Arbeitsmaschinen (HFH, Wi.-Ing., Bachelor, Präsenzveranstaltung über 1 Semester)
Seit 2006	Messverfahren für strömende Plasmen mit Übungen (Universität Stuttgart, 3SWS im WS, drei Dozenten)
Seit 2007	Elektrische Raumfahrtantriebe (Universität Stuttgart, 2 SWS im SS)
04/2007-08/2007	Atmospheric Entry Technology (Universität Tokio, ca. 2 SWS im SS)
Seit 2009	Innovations-Management (HFH, Wi.-Ing., Bachelor, Präsenzveranstaltung über 1 Semester)

## MITGLIEDSCHAFTEN

---

Deutsche Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt (DGLR)  
American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA)  
Verein der Freunde der Universität Stuttgart  
Verein der Freunde der Luft- und Raumfahrttechnik der Universität Stuttgart e.V.

## GREMIEN, GUTACHTERLICHE UND BERATENDE TÄTIGKEITEN

---

Seit 2000	Mitglied der Studienkommission der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
Seit 2005	Gutachter des AIAA Journal (American Institute of Aeronautics and Astronautics)
Seit 2005	Gutachter des VACUUM Journal
Seit 2005	ESA-Berater für die Bereiche Katalyzität und Emissionsgrad von Hitzeschutzmaterialien
Seit 2006	Mitglied im "Aerothermodynamic Technical Committee of CEAS (Council of European Aerospace Societies)"
Seit 2006	Delegierter der Bundesrepublik Deutschland in der Arbeitsgruppe "Nuclear Power Sources" (NPS) des COPUOS (Komitee für die friedliche Nutzung des Weltraums) der Vereinten Nationen
Seit 2006	Mitglied im Executive Committee des "International Symposium on Applied Plasma Science"
Seit 2007	Mitglied Editorial Board des Bentham Open Journal of Plasma Physics

2007-2012	Mitglied der gemeinsamen Expertengruppe von UNO und IAEA: Erstellung eines internationalen Sicherheitsrahmendokuments für nukleare Weltraumtechnologien
Seit 2007	Gründungsmitglied und Leiter der "International iMPD/PPT Working Group" (BRD, Großbritannien, Italien, Japan, Russland, Österreich)
2008, 2012	Mitglied im Programmkomitee des "International Symposium on Space Technology and Science (ISTS)", Japan
2008	<i>Guest Editor</i> , VACUUM Journal
2010	<i>Guest Editor</i> , VACUUM Journal

## KOOPERATIONEN

---

2006	Memorandum of Understanding mit JAXA für Praktikumsaufenthalte (Japanische Raumfahrtbehörde)
2007	Etablierung eines "Joint-Study Researcher" Formalismus mit der JAXA (Japanische Raumfahrtbehörde)
2007	Kooperationsvertrag mit der Physikalisch Technischen Bundesanstalt, Berlin
Seit 2008	Kooperationsvertrag mit FGE, Großbritannien (PARADE)
Seit 2010	Memorandum of Understanding mit dem High-Enthalpy Plasma Research Center (HEPRC), Korea
Seit 2011	Kooperationsvertrag für Ablationsuntersuchungen (EADS Bordeaux, Frankreich)
Seit 2011	Kooperationsvertrag mit NASA Ames, San Francisco, USA

## SPRACHEN

---

Englisch	Verhandlungssicher in Wort und Schrift
Französisch	Gut in Wort und Schrift
Italienisch	Gut in Wort und Schrift

Esslingen, 26.04.2011

Dr.-Ing. Georg Herdrich