

# Entwicklung und Charakterisierung eines gepulsten instationären MPD Triebwerks als Primärtrieb für Weltraumsonden

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

Vorgelegt von

**Anuscheh Nawaz**

aus Biberach an der Riß

Hauptberichterin:	Prof. Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz
Mitberichter:	Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel
Mitberichter:	Prof. Dr.-rer. nat. Hans-Peter Röser

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Dezember 2009

INSTITUT FÜR RAUMFAHRTSYSTEME  
DER UNIVERSITÄT STUTTGART  
2009



*The day, water, sun, moon, night-  
I do not have to purchase these things with money.*

*-Plautus*



## Vorwort

Die Planung und Ausführung dieser Arbeit hat mir viel Freude bereitet. Von Anfang an hatte ich das Gefühl an etwas Großartigem arbeiten zu dürfen und etwas Neues zu schaffen. Das mag vermessen sein. Allerdings geben diese Gedanken Energie für die Arbeit die ansteht und erlauben in 'ungemütlichen' Zeiten von ihnen zu zehren - sich auf das Wesentliche zu konzentrieren.

Die Möglichkeit an diesem Institut zu promovieren verdanke ich Frau Prof. Dr.-Ing. habil. Monika Auweter-Kurtz. Sie gab mir dadurch die Gelegenheit an meinen Aufgaben und in meinem Umfeld zu wachsen und vor allem experimentell zu arbeiten - was mir besondere Freude bereitet. Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel und Herrn Prof. Dr. rer.-nat. Hans-Peter Röser bin ich verbunden für die freundliche Übernahme des Mitberichts meiner Arbeit.

Meinem Lehrer seit der Studienarbeit, Herrn Dr.-Ing. Georg Herdrich, danke ich für das sorgfältige Lesen meiner Arbeit und sein offenes Ohr.

Ohne die Erfahrung, Beratung, Unterstützung oder manchmal einfach nur die Anwesenheit von Dipl.-Ing. Manfred Hartling wäre der experimentelle Teil der Arbeit so nicht möglich gewesen.

Wir hatten so viel Spaß mit allen Kollegen und Freunden aus unserem 'Circle' und natürlich dem Labor Kaffeetisch, beim Rätseln, Diskutieren, Austausch von wichtigen und unwichtigen Informationen: Liebe Dr.-Ing. Hannah Boehrk (wie viele gute Gespräche!) und Dr.-Ing. Dagmar Bock (Propulsion Girls:)), Dipl.-Ing. Andy Knapp, Dipl.- Phys. Christoph Eichhorn (mein liebster Büro Mitbewohner), Dipl.-Ing. Sebastian Lein, Dipl.-Ing. Uwe Bauder - ihr wart meine Freunde, meine Lehrer, mein Lachen.

A special thanks goes to my students. By working with you I learned a lot - from all of you: About working together, about patience, about trust, about a great team spirit. You formed the group I enjoyed coming back to every day. Matthias Lau, my dedicated researcher and friend. Our 'Italians' Sergio Palumberi and Riccardo Albertoni, my first and last students, both formidable researchers and people. Tony Schönherr, Bastian Steiner, Markus Kaden, Paul Bolder, Alexander Bauder, Sven Nickel, Igor Posuda you all have left your marks and gave your input to this thruster, and it was my pleasure working with you.

My closest friend during this time was Rodney Martin, I thank you for your patience and open heart. My dear family - the greatest thing about being in a family is not to be indebted by any deed large or small. I love you.

Neulingen-Nußbaum, 21. Dezember 2009



# Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis . . . . .	7
Kurzfassung . . . . .	11
Abstract . . . . .	11
<b>1 Einleitung</b>	<b>15</b>
1.1 Motivation der Arbeit . . . . .	15
1.2 Stand der Forschung und Einordnung der Arbeit . . . . .	17
1.3 Gliederung der Arbeit . . . . .	20
<b>2 Theorie und Modelle</b>	<b>21</b>
2.1 Funktionsweise eines iMPD Triebwerks . . . . .	21
2.2 Das Kolbenmodell . . . . .	23
2.3 Genauere Beschreibung des Magnetfelds für das Kolbenmodell . . . . .	27
2.3.1 Annahme unendlich langer Leiter . . . . .	27
2.3.2 Endlich lange Leiter - Methode nach Biot-Savart . . . . .	30
2.3.2.1 Abschätzung des instationären Terms . . . . .	32
2.3.3 Modellierung der Plasmaschicht und der Elektrodengeometrien . . . . .	35
2.4 Charakteristische Größen des Triebwerks . . . . .	35
2.5 Optimierungspotential des Schubwirkungsgrads . . . . .	37
<b>3 Das Triebwerk</b>	<b>43</b>
3.1 Anforderungen und Auslegungskriterien . . . . .	43
3.2 Aufbau Labormodell SIMP-0 . . . . .	46
3.3 Aufbau Ingenieurmodell SIMP-LEX . . . . .	46
3.4 Aufbau optimiertes Ingenieurmodell ADD SIMP-LEX . . . . .	47
3.5 Treibstoffördersystem für Langzeitmissionen mit iMPD Triebwerken . . . . .	48
<b>4 Versuchsanlagen, Messtechnik und Testmatrix</b>	<b>51</b>
4.1 Vakuumkammern . . . . .	51
4.2 Strom-, Spannungsmessung . . . . .	52
4.3 Massenbitmessung . . . . .	53
4.4 Impulsmesssystem . . . . .	54
4.5 Flugzeitsonde . . . . .	59
4.6 Hochgeschwindigkeitskamera . . . . .	62
4.7 Magnetfeldsonde . . . . .	63
4.8 Thermische Untersuchungen . . . . .	67
4.9 Testkonfigurationen und Testmatrix . . . . .	70
<b>5 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>75</b>
5.1 Strom und Spannung . . . . .	75
5.1.1 Mittlere Induktivität . . . . .	77
5.2 Massenbit . . . . .	78

5.3	Impulsbit . . . . .	84
5.4	Austrittsgeschwindigkeit . . . . .	89
5.4.1	Effektive Austrittsgeschwindigkeit . . . . .	90
5.4.2	Flugzeitsonde . . . . .	96
5.4.3	Hochgeschwindigkeitskamera . . . . .	98
5.4.4	Vergleich der Messungen . . . . .	102
5.5	Schubwirkungsgrad . . . . .	103
5.5.1	Vergleich mit Theorie . . . . .	108
5.6	Modellergebnisse . . . . .	108
5.6.1	Induktivität . . . . .	109
5.6.2	Kolbenmodell und Vergleich mit Messungen . . . . .	110
5.7	Magnetfeldmessung und Vergleich mit Kolbenmodell . . . . .	115
5.7.1	Vergleich zwischen Magnetfeld-Messung und -Modell . . . . .	121
5.8	Thermische Untersuchung . . . . .	123
5.9	Vergleich der Triebwerke . . . . .	126
5.9.1	SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX . . . . .	126
5.9.2	Beispielmission . . . . .	126
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>131</b>
	<b>Summary</b>	<b>133</b>
<b>A</b>	<b>Herleitung der induzierten Spannung bei veränderlicher Fläche und Magnetfeld</b>	<b>135</b>
<b>B</b>	<b>Verwendete Geräte</b>	<b>139</b>
<b>C</b>	<b>Messfehler</b>	<b>141</b>
C.0.3	Messung der Zielparameter am Triebwerk . . . . .	141
C.0.4	Messgröße Massenbit . . . . .	143
C.0.5	Messgröße Impulsbit . . . . .	143
C.0.6	Messergebnisse Austrittsgeschwindigkeit und Schubwirkungsgrad . . . . .	144
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>145</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>153</b>



# Symbolverzeichnis

## Lateinische Symbole

A	Querschnittsfläche	$m^2$
B	Magnetfeld	$T$
$c_e$	mittlere Austrittsgeschwindigkeit	$m/s$
C	Kapazität	$F$
d	Elektrodenbreite	$m$
D	Drehfederkonstante	$Ncm/rad$
$\mathcal{E}$	Elektrisches Feld	$V/m$
E	Energie	$J$
f	Pulsfrequenz	$Hz$
$F_L$	Lorentzkraft	$N$
h	Elektrodenabstand	$m$
I	Strom	$A$
$I_{bit}$	Impuls einer Entladung	$Ns$
j	Stromdichte	$A/m^2$
$j_D$	Verschiebungsstromdichte	$A/m^2$
$j_L$	Stromdichte aufgrund Ladungsbewegung	$A/m^2$
k	Parameter bei der Optimierungsrechnung von $\eta_T$	–
$K_{dh}$	Faktor zur Berechnung von $L_1$	–
$l_A$	Abstand von der Drehachse zur Messstelle	$m$
$l_E$	Abstand von der Drehachse zum Erreger	$m$
$l_m$	Abstand von der Drehachse zum Massenmittelpunkt	$m$
L	Induktivität	$H$
$L_1$	Induktivität pro zurückgelegtem Weg	$nH/m$
m	Masse	$kg$
M	Moment	$Nm$
$N_e$	Ladungsträgerkonzentration	$1/m^3$
N	Anzahl der Windungen	–
P	Punkt innerhalb des Beschleunigungskanals	–
$\mathcal{P}$	Polarisation	$As/m^2$
$P_T$	mittlere Triebwerksleistung	$W$
q	elektrische Ladung	$C$
$\dot{Q}$	Wärmestrom	$W$
r	Abstand / Abstandsvektor	$m$
R	Widerstand	$\Omega$
$R_H$	Radius der Helmholtzspule	$m$

s	Weg	$m$
t	Zeit	$s$
$T_e$	Elektronentemperatur	$eV$
T	Pulsdauer	$s$
$u_i$	induzierte Spannung	$V$
U	Spannung	$V$
V	Volumen	$m^3$
x	Koordinate parallel zu Elektrodenachse	$m$
y	Koordinate parallel zur Elektrodenbreite	$m$
z	Koordinate parallel zum Elektrodenabstand	$m$

## Griechische Symbole

$\delta_P$	Plasmaschichtdicke	$m$
$\delta$	Dämpfungskonstante	$1/s$
$\epsilon$	Empfindlichkeit	$m^2$
$\epsilon_E$	Emissionskoeffizient	–
$\epsilon_P$	Gesamtpermittivität	$A^2 s^4 / (kgm^3)$
$\eta$	Wirkungsgrad	–
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$W / (m K)$
$\mu$	Gesamtpermeabilität	$H/m$
$\omega$	Drehfrequenz	$rad/s$
$\omega_P$	Plasmafrequenz	$1/s$
$\Phi$	Potential	$V$
$\Phi_M$	Magnetischer Fluss	$m$
$\rho$	Dichte	$kg/m^3$
$\sigma$	elektrische Leitfähigkeit	$1/\Omega m$
$\tau_c$	kritische Entladungszeit	$s$

## Konstanten

$\mu_0$	Permeabilität des Vakuums, $4 \pi \cdot 10^{-7} H/m$
$\sigma$	Stefan Boltzmann Konstante, $5,6704 \cdot 10^{-8} J / (sm^2 K^4)$
$k_b$	Boltzmannkonstante, $1,3806506 \cdot 10^{-23} J/K$
$\epsilon_0$	Permittivität, $8,8541878 \cdot 10^{-12} A^2 s^4 / (kgm^3)$
$g$	Gravitationskonstante $9,81 N/kg$

## Indizes

0	Anfangs-, Initial-
A	Anode
bit	pro Puls
C	Kondensator-
e	Elektronen-
el	elektrisch

i	Ionen-
K	Kathode
Pl	Plasma
T	Schub-
therm	thermisch

## Abkürzungen

APPT	Ablative Pulsed Plasma Thruster
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
GFPPT	Gas Fed Pulsed Plasma Thruster
iMPD	instationär gepulstes magnetoplasmadynamisches Triebwerk
IRS	Institut für Raumfahrtsysteme
RIAME /MAI	Research Institute of Applied Mechanics and Electrodynamics/ Moscow Aviation Institute
SSC	Surrey Space Centre
ARC	Austrian Research Centre
NASA	National Aeronautics and Space Administration
EPPDyL	Electric Propulsion and Plasma Dynamics Laboratory, Princeton
PTFE	Polytetrafluorethylen
EO1	Earth Orbiter 1
SIMP-LEX	Stuttgart Impulsing MPD Thruster for Lunar Exploration
ADD SIMP-LEX	Advanced SIMP-LEX
APPT NG	APPT New Generation
SIMP-0	Stuttgart Impulsing MPD Thruster-0
TALOS	Thermal Arcjet for Lunar Orbiting Satellite
TMIT	Tokyo Metropolitan Institute for Technology
FZS	Flugzeitsonde
HGK	Hochgeschwindigkeitskamera
LES	Lincoln Experimental Satellite



## Kurzfassung

Gepulste instationäre magnetoplasmadynamische Triebwerke eignen sich besonders gut für Kleinsatelliten. Dies ist durch die Zwischenspeicherung der Energie in Kondensatoren und dem daraus resultierenden flexiblen Leistungsbedarf begründet. Am Institut für Raumfahrtssysteme der Universität Stuttgart ist eine Gruppe solcher Triebwerke für die institutseigene Missionen BW1 und Perseus geplant. In dieser Arbeit werden die Ergebnisse der Untersuchung und Optimierung eines iMPD Triebwerks sowie die Entwicklung der zur Charakterisierung notwendigen Messaufbauten vorgestellt. Die geometrischen und elektrischen Haupteinflussgrößen der Zielparameter werden basierend auf systematischen Messungen bestimmt. Eine geometrische und elektrische Optimierung des Triebwerks hinsichtlich des Schubwirkungsgrads kann analytisch aufgezeigt und experimentell durchgeführt werden. Die so erzielten Schubwirkungsgrade sind mit den Werten, die am RIAME/MAI (Research Institute of Applied Mechanics and Electrodynamics / Moscow Aviation Institute) erzielt wurde, vergleichbar.

Im Rahmen der analytischen Betrachtung des Triebwerks wird auf das 1960 entwickelte Kolbenmodell zurückgegriffen. Dieses wird durch die Implementierung des Gesetzes von Biot-Savart zur Magnetfeldberechnung präzisiert und erweitert. Der Vergleich der Modellergebnisse mit Messungen zeigt qualitativ eine gute Übereinstimmung. Allerdings ist aufgrund der Annahmen aus dem Kolbenmodell eine quantitative Übereinstimmung nicht zu erwarten. Basierend auf dem Kolbenmodell wird der Schubwirkungsgrad des Triebwerks analysiert und in Abhängigkeit elektrischer Parameter ein Optimum festgestellt. Diese qualitative Beschreibung lässt sich auf das Experiment übertragen und bestätigen.

Die entwickelten und verwendeten Messanlagen lassen sich in zwei Hauptbereiche unterteilen. Den ersten bilden die zur Messung der für den Satelliten interessanten Größen herangezogenen Systeme. Hierzu zählt das Pendel zur Impulsmessung, die Messung der pro Puls ablatierten Treibstoffmasse sowie thermischen Messungen an den Elektroden. In den zweiten Bereich fallen alle Messungen, die zum grundsätzlichen Verständnis des Triebwerks beitragen. Hierzu werden Flugzeitsondenmessungen, Magnetfeldsondenmessungen und Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen gezählt.

Die Messanlagen werden unter dem Aspekt der geometrischen und elektrischen Parametervariation und -optimierung eingesetzt. Die Ergebnisse dieser Messungen erlauben eine Aussage über die Abhängigkeit der mittleren Austrittsgeschwindigkeit, des Impulses sowie der Masse pro Puls von der Elektrodenbreite, dem Abstand zwischen den Elektroden, der Anfangsenergie im Kondensator und der verwendeten Kapazität. Zusätzlich wird der Einfluss divergierender und zugespitzter Elektroden vermessen. Es ist festzustellen, dass der Elektrodenabstand, die Anfangsenergie und zugespitzte Elektroden eine positive Auswirkung auf den übertragenen Impuls haben. Über dem Divergenzwinkel und der Kapazität wird ein Optimum registriert. Die in der Arbeit gemessenen Impulse liegen zwischen  $341 \mu N s$  und  $2032 \mu N s$ . Weiterhin ist eine Abnahme der Austrittsgeschwindigkeit mit zunehmender Elektrodenbreite festzustellen. Wie schon für den Impuls, nimmt auch die Austrittsgeschwindigkeit für zugespitzte Elektroden zu. Das Optimum über dem Divergenzwinkel und der Kapazität kann bestätigt werden. Die höchste Austrittsgeschwindigkeit beträgt  $26,1 km/s$ . Bei dem aus ablatierter Masse und Impuls berechnete Schubwirkungsgrad ist nur beim Optimum in Abhängigkeit des Divergenzwinkels und beim positiven Einfluss der zugespitzten Elektroden ein klarer Trend bezüglich geometrischer Größen zu erkennen. Der Einfluss der anderen Parameter hängt stark von der Konfiguration ab. Allerdings ist die in der analytischen Betrachtung festgestellte Optimierung hinsichtlich der Kapazität deutlich zu sehen. Der so gemessene maximale Schubwirkungsgrad beträgt 33%.

Messungen mit einer Magnetfeldsonde innerhalb des Beschleunigungskanals zeigen die durch das induzierte elektrische Feld initiierte zweite Plasmaschicht. Flugzeitsondenmessungen entlang der Elektrodenachse lösen die lokale Geschwindigkeit der ersten Plasmaschicht auf und zeigen, wie weit die Schicht entlang der Elektroden beschleunigt wird. Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen erlauben einen Einblick in die Form der Plasmaschicht und die Entwicklung dieser während der Beschleunigung. Geschwindigkeitswerte der ersten Plasmaschicht aus Flugzeitsondenmessungen und Kameramessungen vergleichen sich gut. Mittlere Geschwindigkeiten in Kombination mit den Flugzeitsondenmessungen lassen darauf schließen, dass mehr als 40 % der Masse bei dieser nicht optimalen Konfiguration beschleunigt wird.

## Abstract

Due to their flexible power consumption, pulsed instationary magnetoplasma dynamic thrusters are ideally suited for small satellites. The Institute of Space Systems at the Universität Stuttgart plans to employ a cluster of these thrusters for its lunar mission BW1. This work requires the characterization and optimization of the thruster as well as the development of the sensors. The geometric and electric parameters influencing the thruster's performance are identified through systematic measurement. It is possible to derive the geometric and electric parameters for optimal thrust efficiency analytically and through experiment. The thrust efficiencies reached are in the range of those attained by RIAME/MAI in Moscow. The evolution of the thruster's design is influenced by geometric and electric aspects. In particular, the positive influence of low peripheral inductances on a high thrust efficiency is confirmed, and the capacitor is identified as a critical component regarding the life expectancy of the thruster. The following paragraphs will give a more detailed description of the investigation.

To study the thruster analytically the so called slug model, which was introduced in 1960, is used. This model is enhanced by implementing the law of Biot-Savart for the calculation of the magnetic field. The qualitative trends derived from this model agree well with measured data. A quantitative agreement cannot be expected due to the model's rough assumptions. Based on the slug model, the thrust efficiency is evaluated and an optimum is predicted as a function of the thruster's electric parameters.

The measurement- and sensor systems developed can be divided into two categories. The first category investigates the thruster's performance with respect to its satellite mission. Parameters include the impulse bit, the mass bit and thermal investigation. The second category contains measurements which help to improve the understanding of the physical processes within the thruster. Measurement systems include time of flight probe, magnetic field probe and high speed camera.

These measurement systems are employed for systematic variation of the thruster's geometric and electric parameters. Through this, the dependencies of the impulse bit, the mass bit and the mean exhaust velocity on the electrode width, the distance between the electrodes, the bank energy and the capacity are evaluated. In addition the effect of flared and tongue shaped electrodes on the thruster's performance is investigated. From these measurements it was concluded that the distance between the electrodes, the bank energy and tongue shaped electrodes have a positive effect on the impulse delivered from the thruster. An optimum was found both

with respect to the flare angle and the capacity. The impulse bit measured herein is between  $\sim 340 \mu N s$  and  $2030 \mu N s$ . Further, a decrease in exhaust velocity with respect to the width of the electrodes is noticed. Like the impulse bit, the mean exhaust velocity is higher for tongue shaped electrodes compared to a rectangular geometry. An optimum of the exhaust velocity as a function of the flare angle and the capacity is confirmed. The highest exhaust velocity measured is  $26.1 km/s$ . The exhaust velocity shows a clear trend only regarding the optimum as a function of the flare angle and the positive influence of the tongue shaped electrodes. The influence of all other parameters depends strongly on the overall configuration. However, the optimum with respect to the capacity is clearly visible and yields a maximum thrust efficiency of 33 %.

Using a magnetic probe within the acceleration channel shows the formation of the second plasma sheet through the induced electric field. Time of flight probe measurements resolve the local velocity of the first plasma sheet and show up to which point the sheet is accelerated. High speed camera measurements allow insight into the shape of the plasma sheet and its development during acceleration. Mean velocities for the first plasma sheet derived from these measurements agree well with the values from time of flight measurements. Mean velocities obtained through impulse bit and mass bit measurements in combination with the time of flight probe results show that more than 40 % of the total mass ablated per pulse is accelerated for these not optimized configurations.





# 1 Einleitung

Ein Charakteristikum von Phasenübergängen besteht darin, dass sie - konstanten Druck vorausgesetzt - bei gleicher Temperatur stattfinden. Wird eine Flüssigkeit erhitzt so können Moleküle und Atome die Bindungsenergie überwinden und in einen gasförmigen Zustand übergehen. Wird dieses Gas weiter erhitzt, so trennen sich erst Atome in Molekülen und schließlich verlassen Elektronen die Einflussosphäre der Atome. Ein solches Gas mit freien Elektronen wird Plasma genannt. Obwohl der Übergang zum Plasma über einen relativ großen Temperaturbereich hinweg stattfindet und er deswegen in thermodynamischem Sinne diesen Namen nicht verdient, wird dieser Zustand häufig als der "4. Aggregatzustand" bezeichnet [35].

Die Bedeutung des Plasmas wird aus der Tatsache klar, dass sich bis auf einen kleinen Bruchteil im Universum alles in diesem vierten Aggregatzustand befindet. Die Erforschung und Nutzung von Plasmen eröffnet für die Raumfahrt und insbesondere für die elektrischen Antriebe die Möglichkeit aufgrund der elektrischen Leitfähigkeit des Treibstoffs neben thermodynamischen Kräften auch elektrostatische und elektrodynamische Kräfte nutzen zu können. Dadurch können unter anderem höhere Austrittsgeschwindigkeiten erzielt werden. Die Forschung an elektrischen Antrieben für die Raumfahrt begann 1906 [24].

Zu den elektrischen Triebwerken gehören auch die gepulsten magnetoplasmadynamischen (iMPD) Triebwerke. Diese Niederschub-Triebwerke erreichen über einen weiten Leistungsbereich einen hohen spezifischen Impuls. Ihr Einsatzgebiet reicht von Lageregelung über Präzisionsausrichtung bis hin zu Orbitmanövern [20]. Bisherige Missionen verwendeten ein Fluorpolymer als Treibstoff. Ein Impuls wird auf das Raumfahrzeug übertragen, indem sich ein Kondensator über den Treibstoff hinweg entlädt. Während dieses Prozesses wird die Oberfläche des Treibstoffes ionisiert und dadurch elektrisch leitend und kann durch den Strom und das Magnetfeld der Kondensatorentladung elektromagnetisch beschleunigt werden. Gegenüber herkömmlichen chemischen oder Kaltgastriebwerken kann aufgrund ihrer höheren Austrittsgeschwindigkeiten durch den Einsatz von iMPD Triebwerken die Nutzlast des Satelliten gesteigert werden [23].

Die Forschung und Entwicklung von iMPD Triebwerken hat zu bisher zwölf Satellitenmissionen geführt [43]. Grundsätzlich kann bei der Entwicklung von iMPD Triebwerken zwischen ablativen d.h. feststoffbetriebenen Triebwerken und Triebwerken mit gasförmigem Treibstoff, unterschieden werden. Der Term *iMPD* ist eine physikalisch genaue Bezeichnung instationärer MPD Beschleuniger. Er soll in dieser Arbeit unabhängig vom Aggregatzustand des Treibstoffs verwendet werden.

## 1.1 Motivation der Arbeit

Wegen ihres robusten, einfachen Aufbaus bilden mit Feststoff betriebene iMPD Triebwerke von der Satellitenstruktur weitgehend unabhängige kostengünstige Komplettsysteme. Diese Vorteile ergeben sich hauptsächlich aus der Verwendung von Festtreibstoff und der Zwi-



**Bild 1.1:** iMPD in Betrieb.

speicherung der benötigten Energie in einer Kondensatorbank. Mit der Verwendung von Festtreibstoff sind Druckbehälter, Ventile und Ansteuerungsmechanismen nicht notwendig. Des Weiteren besteht keine Gefahr, dass der Flüssigtreibstoff sich während eines Manövers innerhalb des Tanks bewegt und zusätzliche Störmomente auf den Satelliten ausübt. Durch die Zwischenspeicherung der für den Betrieb des Triebwerks notwendigen Energie in Kondensatoren ergibt sich höchste Flexibilität bezüglich des Leistungsniveaus seitens des Satelliten. Unabhängig von dem zur Verfügung gestellten Leistungsniveau kann das Triebwerk mit gleichbleibenden Impulscharakteristika operieren. Lediglich das mittlere Schubniveau wird - bedingt durch die längere Ladezeit der Kondensatoren - entsprechend angepasst. Die genannten Eigenschaften sind vor allem für Kleinsatelliten von Bedeutung, da hier der Leistungshaushalt oft sehr knapp bemessen ist.

Das Institut für Raumfahrtssysteme in Stuttgart erkannte die Vorteile von iMPD Triebwerken als Antriebssystem für Kleinsatelliten und entschied sich 2002 für ihren Einsatz auf der institutseigenen Mondmission BW1. BW1 bildet die vierte im Rahmen des Kleinsatellitenprogramms geplante Mission [73]. BW1 sieht als Primärtrieb ausschließlich elektrische Triebwerke vor. Die Aufgabe der iMPD Triebwerke reicht so weit über den traditionellen Einsatz als Lage-Bahnregelungstriebwerk hinaus: Mehrere iMPD Triebwerke werden als Primärtrieb auf dem 200 kg schweren Satelliten fungieren. Wegen des geringen mittleren Schubs von iMPD Triebwerken wird zusätzlich ein thermisches Lichtbogentriebwerk installiert, welches in Phasen, in denen ein höheres Schubniveau gefordert wird, zum Einsatz kommt. So wird es möglich, den Van-Allen-Strahlungsgürtel schneller zu durchfliegen und den Satelliten in die Einflussphäre der Mondgravitation einzuschießen. Es ist geplant, den  $(1 \times 1 \times 1) m^3$  Satelliten mithilfe der iMPD Triebwerke auf Höhe der Mondeinflussphäre aufzuspinalen, um sich dann durch Schubumkehr zum Mond hin abzuspinalen. Das Missionsziel ist eine polare Bahn um den Mond in 100 km Höhe. Insgesamt sollen die iMPD Triebwerke dem Satelliten eine Geschwindigkeitsänderung von ca. 5 km/s zur Verfügung stellen [73, 17]. Abbildung 1.1 zeigt ein im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickeltes Triebwerk im Betrieb.

Für die Entwicklung, Optimierung und Charakterisierung der iMPD Triebwerke ist es besonders interessant, Sensoren und Messaufbauten zu entwickeln, die den Anforderungen der Testumgebung genügen und zuverlässig Daten akquirieren können. Zur Vermessung des Triebwerks müssen so Techniken zur Messung kleiner Impulse sowie zur zuverlässigen Messung trotz

Präsenz elektrischer und magnetischer Störfelder entwickelt werden. Das so erlangte Wissen kann auch zur Charakterisierung von anderen Kleintriebwerken, sowie von Systemen mit wechselnden elektrischen und magnetischen Feldern genutzt werden.

## 1.2 Stand der Forschung und Einordnung der Arbeit

Die Forschung und Entwicklung von iMPD Triebwerken begann Anfang 1934 in der UDSSR [36] und wurde bis in die 1960er Jahre vornehmlich an Triebwerken mit gasförmigem Treibstoff betrieben. Trotz der guten Ergebnisse wurde diese Variante zunächst nicht mehr weiterverfolgt, weil technische Möglichkeiten für ausreichend schnelle Ventile und Kondensatoren noch nicht vorhanden waren. Stattdessen konzentrierte sich die Forschung auf iMPD Triebwerke mit Festtreibstoff, um das Problem der Treibstoffnachführung und Einspritzung zu vermeiden. Bei der sowjetischen Marsmission ZOND-2 kamen 1964 sechs iMPD Triebwerke zur Sonnenausrichtung des Satelliten als erste elektrische Triebwerke überhaupt zum Einsatz. Die USA folgte 1968 mit der LES-6 Mission und in den 1970er Jahren weiteren LES Missionen (LES7, LES8/9) und den TIP/NOVA Satelliten. Bei diesen Missionen wurden iMPD Triebwerke zur Ost-West Korrektur und zur Kompensation der Störmomente eingesetzt [116, 20]. In den USA wurde weiterhin an der Entwicklung von iMPD Triebwerken mit vergleichsweise hohen Impulsbit gearbeitet, dem sogenannten Millipound Triebwerk. Es war für Missionen mit hohem Antriebsbedarf ausgelegt [114].

Forschung an und Nachfrage nach iMPD Triebwerke war jedoch wegen ihres niedrigen Wirkungsgrads gering und ebte Ende der 70er Jahre ab, da schubstarke Triebwerke für die vornehmlich großen Satelliten gefragt waren. Wegen ihrer relativ kurzen Entwicklungszeiten sowie ihrem geringen Kostenaufwand bei Entwicklung und Start, fiel die Aufmerksamkeit von Forschung und Entwicklung Anfang der 1990er Jahre auf Kleinsatelliten. Mit diesem Trend wuchs auch das Interesse an der iMPD Forschung wieder, da diese für Kleinsatelliten eine optimale Lösung darstellen. Insbesondere wegen ihrer Flexibilität bezüglich des Leistungsbedarfs sind sie für Kleinsatelliten attraktiv [77, 97]. Mit der EO-1 Mission in 2000, auf der ein Festtreibstoff getriebenes iMPD nach zwei Jahrzehnten erstmals wieder zum Einsatz kam, werden vorhandene Technologien getestet und verbessert [43].

Vor allem Russland und die Vereinigten Staaten entwickeln und qualifizieren iMPD Triebwerke, die zur Ost-West oder Nord/Süd Korrektur zur Sonnenausrichtung und zur Lage-Bahnregelung eingesetzt werden [20, 43, 99, 116, 113]. Auch China und Japan [6, 42] fliegen Satelliten mit iMPD Triebwerken. Aufbauend auf den Erfahrung mit stationären und quasistationären gepulsten Triebwerken, mit einer Pulsdauer von einigen Millisekunden [69], begann die Arbeit an iMPD Triebwerken in der Europäischen Union 2002 am IRS. Das Surrey Space Centre in Großbritannien folgte in 2005 mit dem Vergleich von Modell und experimentellen Ergebnissen sowie der systematischen Untersuchung von Kohlenstoffablagerungen an der Treibstoffoberfläche [102] und in Österreich wird seit 2007 an Mikrotriebwerken dieser Art geforscht [98].

Die Forschungsschwerpunkte der Einrichtungen unterscheiden sich hierbei. Die von der NASA geförderten Projekte in den USA konzentrieren sich im wesentlichen auf iMPD Triebwerke im niedrigen und mittleren Energiebereich. Dabei arbeiten die Forschungseinrichtungen stark mit Universitäten zusammen. In Princeton hingegen konzentriert sich die Forschung auf Triebwerke mit gasförmigem Treibstoff [119]. In Russland arbeiten das Kurchatov Institute und das RIA-

ME/MAI (Research Institute of Applied Mechanics and Electrodynamics / Moscow Aviation Institute) eng zusammen an der Entwicklung eines flugqualifizierten Feststofftriebwerks zur Lage-Bahnregelung [94]. In Japan werden sowohl flüssigkeits- und gasbetriebene als auch feststoffbetriebene Triebwerke erforscht [45, 67]. Hier werden insbesondere innovative Ideen zur Treibstoff- und Elektrodenanordnung erprobt.

Das in dieser Arbeit beschriebene Feststofftriebwerk wird im Hinblick auf die Verwendung als Primärtrieb innerhalb der lunaren Mission BW1 entwickelt.

Methoden / Ziele	EM Unter- suchung	Elektrischer Schwing- kreis	Plasma Ei- genschaften	Triebwerks Charakteris- tiken	Elektroden Konfigurati- on
Schubmess- waage	—	9/16, 12, 15	—	3, 4, 7, 8, 10, 12, 15, 18, 21	1/10, 4, 10, 12, 15, 19
Intrusive Verfahren	4, 6, 12, 21	—	4, 9/16, 10/22, 12, 15, 21	9/16, 10, 12	—
Optische Verfahren	—	—	2, 7, 9/16, 12, 15, 18, 21	18	6, 15
Modellierung	5, 9/16, 15, 20	6, 9/16, 12, 15, 17	11, 11/15, 14, 15, 20	6,17	

**Tabelle 1.1:** iMPD Triebwerksforschung weltweit. 1 -Aerojet/Primex Industries; 2- Air Force Research Laboratory; 3- Busak; 4- Fairchild Industries; 5- Holon Academic Institute of Technology; 6- Institut für Raumfahrtsysteme; 7- Jet Propulsion Laboratory; 8- John H. Glenn Research Center; 9- Kurchatov Institute; 10- Lewis Research Center; 11- Marshall Flight Center; 12- Massachusetts Institute of Technology; 13- NASA; 14- Ohio State University; 15- Princeton University / EPPDyL; 16- RIAME/MAI; 17- Surrey Space Systems; 18- Tokyo Metropolitan Institute of Technology; 19- University of Illinois; 20- University of Michigan; 21- University of Tokyo; 22- Worcester Polytechnic Institute.

In Tabelle 1.1 ist die Forschung an iMPD Triebwerken nach Forschungszielen und hierfür verwendeten Methoden zusammengefasst. Hierbei sind sowohl ältere als auch neuere Veröffentlichungen eingeflossen. Die Tabelle stellt keinen Anspruch auf Vollständigkeit der Forschungsziele oder Methoden, soll aber bisherige Aktivitäten in den für die vorliegende Arbeit wichtigen Bereichen aufzeigen.

Die Ziele (Spalten) unterteilen sich in die Bereiche des Triebwerks; die Zeilen gliedern sich nach den anwendbaren Methoden der Untersuchung auf. Die Untersuchung des elektromagnetischen Verhaltens spielt eine wichtige Rolle beim genauen physikalischen Verständnis des Triebwerks. Insbesondere lassen sich hierdurch Beschleunigungsmechanismen verstehen und letztendlich optimieren [89, 56]. Hierfür werden auf experimenteller Seite intrusive Sonden, wie unter anderem innerhalb dieser Arbeit Magnetfeldsonden und Flugzeitsonden, sowie elektrostatische Einzelsonden und Faradaysonden eingesetzt [87]. Analytische Modelle werden durch diese Messungen gestützt und befassen sich mit der Beschleunigung des Plasmas sowie der Neigung der Plasmaschicht während der Beschleunigung [33, 22]. In der vorliegenden Arbeit wird zur genaueren Beschreibung des Magnetfelds ein dreidimensionales Modell integriert.

Das iMPD Triebwerk wird zur Untersuchung häufig in einem elektrischen Ersatzschaltbild

durch Widerstand, Induktivität und Kapazität dargestellt. Forschung, die Veränderung von Kapazität, Induktivität oder Widerstand im Hinblick auf das Gesamttriebwerk untersucht, wird in der 2. Spalte zusammengefasst. In der iMPD Forschung wird die Auswirkung der Änderung einer oder mehrerer der Schwingkreiscomponenten durch Messung des Impuls- und Massenbits untersucht. Zur Bestimmung des Impulsbits verfügen fast alle der an der iMPD Forschung beteiligten Institute über eine Schubmesswaage [103, 118, 94, 10]. In den für diese Arbeit durchgeführten Versuchen kann auf diese Weise die Auswirkung der Kapazität auf den Wirkungsgrad des Triebwerks experimentell untersucht werden [81]. Des weiteren wird der Ersatzschwingkreis von mehreren Instituten mithilfe von elektrischen Modellen studiert. Insbesondere sollen so Möglichkeiten der Leistungssteigerung des iMPD Triebwerks aufgedeckt werden [102, 70, 119]. Wie auch in dieser Arbeit finden häufig parallel zu diesen Modellen die entsprechenden Experimente statt.

Die Untersuchung von Plasmaeigenschaften stellt aufgrund des hochgradig instationären Beschleunigungsvorganges eine besondere Herausforderung dar. Gleichzeitig ermöglicht die Kenntnis über Plasmadichte, -temperatur und -zusammensetzung genaueren Einblick in die physikalischen Zusammenhänge und die Möglichkeit der Erstellung eines Optimierungsmodells. Intrusive Sonden, wie Langmuir Sonden, Faraday Sonden oder massenspektrometrische Aufbauten (die in diesem Zusammenhang zu den intrusiven Sonden gezählt werden) können Aufschluss geben über Plasmazusammensetzung und -charakteristik. Insbesondere durch schnelle zeitliche Änderungen der Messgrößen, hochleitfähiges Plasma und induzierte Felder werden Messungen erschwert [29, 110, 120, 89]. Optische Messmethoden wie Laser Interferometer, Mikrowellen Interferometer, Emissionsspektroskopie und Schlierenoptik umgehen das Problem der induzierten elektrischen Felder, messen aber häufig räumlich gemittelte Werte [121, 107, 76]. Wie auch an anderen Instituten [89, 67, 112] wird am IRS innerhalb der vorliegenden Arbeit eine Hochgeschwindigkeitskamera zur Beobachtung des Plasmas eingesetzt [83]. Unter anderem können so Sekundärzündungen des Triebwerks und Plasmasymmetrie beobachtet werden. Eine Modellierung des Plasmas wie in der 4. Zeile von Tabelle 1.1 beinhaltet relevante chemische Modelle, den Zündvorgang und Sekundärzündungen während einer Entladung [61, 62].

Globale Triebwerkscharakteristiken wie Impulsbit und Austrittsgeschwindigkeit werden zur Satellitenauslegung benötigt. Des weiteren sind diese Größen zur Missionsauslegung wichtig, dienen aber auch, um verschiedene Triebwerke untereinander vergleichen zu können. Sie werden von fast allen beteiligten Forschungsinstituten mithilfe von Impuls- und Massenbitmessungen bestimmt [118, 11, 40, 89, 111, 51]. Insbesondere interessant ist in diesem Zusammenhang die Frage der Kalibrierung der Schubmesswaage, die auf verschiedene Weise durchgeführt wird. Darüber hinaus werden mit intrusiven Sonden vor allem Kontaminationsfragen für den Einsatz auf einem Satelliten in Abhängigkeit des Winkels von der Elektrodenachse geklärt. Kameramessungen geben Aufschluss über die Richtung des ausgestoßenen Plasmas. Fast alle beteiligten Forschungsinstitute verfügen über ein Modell, in dem mindestens einfache Einflüsse der Triebwerkskomponenten auf Größen wie Impulsbit und Austrittsgeschwindigkeit nachgestellt werden können [78, 12, 102].

Um iMPD Triebwerke zu optimieren wird unter anderem die Elektrodenkonfiguration untersucht. Der Einfluss verschiedener Elektrodengeometrien auf Massenbit, Impulsbit und mittlere Austrittsgeschwindigkeit ist hierbei interessant [12, 78, 90]. Die Verwendung einer Schubmesswaage, wie auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, liegt hierbei nahe [108, 4, 21, 117, 101]. Ebenfalls von Bedeutung ist die Auswirkung der Elektrodenkonfiguration auf die mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommenen Beobachtungen. Solche Beobachtungen haben am IRS im Rahmen dieser Arbeit stattgefunden. Integration der Elektrodengeometrie in

ein Modell erlaubt eine systematische Betrachtung der Einflussgrößen. Im Rahmen dieser Arbeit konnten diese analytischen Betrachtungen mit den Experimenten in Übereinstimmung gebracht werden.

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, durch elektrische und geometrische Parametervariation das Verhalten von Impulsbit, Austrittsgeschwindigkeit und Effizienz zu untersuchen und hinsichtlich einer Langzeitmission zu bewerten und zu optimieren. Die Erstellung von Modellen und das Verständnis der physikalischen Vorgänge durch Sondenmessungen unterstützen diesen Prozess.

### 1.3 Gliederung der Arbeit

Nach der Einleitung, in der auf die Motivation dieser Arbeit sowie die Einordnung in die bestehende Forschungslandschaft eingegangen wird, werden in Kapitel 2 die Grundlagen für das Verständnis der durchgeführten Untersuchungen gelegt. Dabei wird sowohl auf die für das physikalische Verständnis des Triebwerks notwendige Theorie, als auch auf die dem erstellten analytisch-numerischen Modell zugrunde liegenden Gleichungen und Annahmen eingegangen.

Die dieser Arbeit zugrunde liegende Triebwerksfamilie ist in Kapitel 3 beschrieben. Es wird auf das Labor-, das Ingenieur- und das optimierte Ingenieurmodell von mechanischer wie von elektrischer Seite eingegangen. Die Lösung der Treibstoffnachführung für den Einsatz auf Missionen mit hohem Geschwindigkeitsbedarf wird beschrieben. Von besonderem Interesse für die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche sind die möglichen Triebwerksparameter. Die theoretischen Grundlagen, der experimentelle Aufbau, sowie die Parameter der durchgeführten Experimente sind für alle angewandten Messmethoden in Kapitel 4 zu finden. Die Ergebnisse dieser Versuche und Korrelationen zwischen den Experimenten sowie Vergleiche mit den aus der Modellierung erhaltenen Ergebnisse werden in Kapitel 5 hergestellt und diskutiert. Eine Zusammenfassung erfolgt in Kapitel 6.

## 2 Theorie und Modelle

Dieses Kapitel soll die theoretischen Hintergründe und die in der Arbeit verwendeten Modelle beleuchten. In den ersten zwei Unterkapiteln wird daher auf die Funktionsweise und bisher bestehende einfache Modelle nach [47] eingegangen. Die Erweiterung dieser Modelle durch eine genauere Beschreibung des Magnetfelds sowie die einfache Modellierung der Plasmaschicht sind Bestandteil der darauf folgenden Unterkapitel. Später zur Charakterisierung des Triebwerks verwendete Zielgrößen werden beschrieben. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ist eine Betrachtung des Optimierungspotentials des Schubwirkungsgrads interessant. Diese Betrachtung baut auf den vorher beschriebenen Funktionsmodellen des Triebwerks auf.

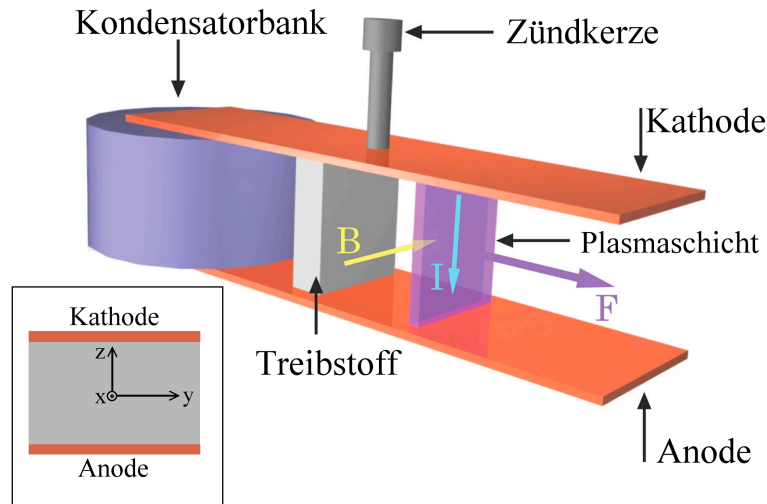
### 2.1 Funktionsweise eines iMPD Triebwerks

Die Funktionsweise eines iMPD beruht auf der Beschleunigung einer quasi-neutralen Plasmaschicht durch elektromagnetische Kräfte [47]. Bei den iMPD Triebwerken wird nach Geometrie der Elektroden und Treibstoffform unterschieden. Die Prinzipskizze in Abbildung 2.1 zeigt ein Parallelschientriebwerk, das mit Feststoff betrieben wird. Links unten ist die in der vorliegenden Arbeit verwendete Achsen-Konvention zu sehen: Die x-Achse zeigt in Richtung der Beschleunigung, die y-Achse quer dazu in Richtung der Breite; der Nullpunkt liegt in der Mitte der Treibstoffoberfläche. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Feststoff-Triebwerk als Parallelschienenbeschleuniger entwickelt. Detaillierte Beschreibungen anderer möglicher Triebwerksgeometrien und -modelle sind in der Literatur zu finden [47, 20, 119].

Die für das Triebwerk zur Verfügung stehende Energie wird in einer Kondensatorbank gespeichert, die mit den Elektroden verbunden ist. Da der Festtreibstoff isolierend ist, kann unter den gegebenen Bedingungen trotz an den Elektroden anliegender Spannung zunächst kein Strom fließen. Diese Anordnung unterscheidet sich von der nach Paschen, da sich hier Material zwischen den Elektroden befindet, welches bei Erreichen des für einen Oberflächenstrom notwendigen elektrischen Felds ablatiert. Die in Abbildung 2.1 schematisch gezeigte Zündkerze fungiert als Trigger der Kondensatorentladung, löst durch teilweise Ionisation auf der Treibstoffoberfläche einen Schneeball-Effekt aus und schließt somit den Stromkreis [59, 60, 96]. Der Anteil der Gesamtenergie, der für die Sublimation, Depolymerisation und Ionisation des Treibstoffs benötigt wird, liegt typischerweise bei 2 – 4% [20]. 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 elektromagnetische Kraft, die sogenannte Lorentzkraft  $\mathbf{F}_L$ :

$$\mathbf{F}_L = \int_V (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) dV. \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $\mathbf{j}$  die Stromdichte und  $\mathbf{B}$  der Vektor in Richtung des Magnetfeldes. Aus der Umformulierung dieser Gleichung zu  $\mathbf{F}_L = q \mathbf{v} \times \mathbf{B}$  geht hervor, dass die Lorentzkraft immer



**Bild 2.1:** Prinzipskizze eines iMPD Triebwerks.

senkrecht auf dem Geschwindigkeits- und Magnetfeldvektor steht. Die von der Lorentzkraft an den Ladungen verrichtete Arbeit ist somit null. Arbeit wird an der Plasmaschicht über das zwischen den Elektroden angelegte sowie das induzierte elektrische Feld verrichtet. Obwohl die Lorentzkraft auf den gesamten Stromkreis wirkt, kommt es nur auf der beweglichen Strecke, dem Plasma, zu einer Beschleunigung des Leiters. Sobald sich die Kondensatorbank entladen hat, kann keine weitere Beschleunigung der Plasmaschicht stattfinden und ein Puls ist abgeschossen. Die Kondensatorbank steht zu diesem Zeitpunkt zur erneuten Ladung bereit.

Dieser elektrodynamische Effekt ist hauptverantwortlich für die Beschleunigung des Plasmas bei iMPD Triebwerken. Da der Treibstoff durch den hohen Strom erhitzt wird, findet zusätzlich eine thermische Ausdehnung des Plasmas statt, welche jedoch für die Leistungsgrößen des Triebwerks eine untergeordnete Rolle spielt [95].

Aus elektrotechnischer Sicht fungiert die Zündkerze innerhalb des Stromkreises als Schalter. Während der Entladung ist über die Plasmaschicht ein Schwingkreis geschlossen. Dieser kann beschrieben werden durch die Kapazität der Kondensatoren, die sich aus der Leitchleife ergebende Induktivität des Stromkreises und dem Gesamtwiderstand, inklusive der stromführenden Plasmaschicht. Weil die Plasmaschicht aufgrund der Beschleunigungskräfte ihre Position ändert, wächst die von der Stromschleife beschriebene Fläche und damit die Induktivität des Stromkreises. Die Induktivität und aufgrund ihrer Beschleunigung auch ihre zeitliche Änderung sind somit ein Maß für die Plasmalage.

Der genaue Ablauf der Entladung ist seit Beginn der iMPD Forschung zentraler Bestandteil der wissenschaftlichen Untersuchungen [89, 115]. Durch elektrostatische Sonden sowie Magnetfeld- und Stromdichtemessungen während der Entladung ist es möglich, mehrere Plasmawellen während einer Entladung zu beobachten. Nach jeder für den gedämpften Schwingkreis typischen Spannungsumkehr entsteht eine neue Plasmaschicht an der Treibstoffoberfläche. In diesem Zusammenhang wurde der Term *thermische Nachablation (late time ablation)* geprägt: Der Treibstoff wird an der Oberfläche durch die hohen Ströme erhitzt, jedoch nur ein Teil davon ionisiert und beschleunigt [96, 47]. Es gibt einen Treibstoffanteil, der aufgrund der Erwärmung durch den Strom erst nach dem Ablösen der Plasmaschicht von der Oberfläche sublimiert. Dieser Vorgang wird als thermische Nachablation bezeichnet. Der über thermische Nachablation vom Feststoff abgelöste Treibstoff ist im Sinne der elektromagnetischen Beschleunigung verloren. Mit jeder zusätzlichen Plasmawelle vergrößert sich die Menge des so verlorenen Treibstoffan-



teils.

## 2.2 Das Kolbenmodell

Das Funktionsprinzip des Triebwerks beruht darauf, Masse durch ein eigeninduziertes Magnetfeld zu beschleunigen. Für diesen Vorgang wurde schon 1960 ein recht einfaches Modell entwickelt, welches den Beschleunigungsvorgang für Festtreibstofftriebwerke beschreibt. Dieses sogenannte Kolbenmodell (*slug model*) diente ursprünglich der Beschreibung der *elektromagnetischen Kanone*, die leitfähige Festkörper entlang langer Elektroden zu hohen Geschwindigkeiten beschleunigt [79].

Das Kolbenmodell beschreibt die Beschleunigung des Plasmas im Entladungskanal - entlang der Elektroden. Ihm liegen folgende Annahmen zu Grunde:

- Die gesamte Masse wird auf einmal ablatiert und als eine einzige Schicht beschleunigt. Während der Beschleunigung geht weder Masse verloren noch wird zusätzliche Masse aufgesammelt.
- Die parallel angeordneten Elektroden sind unendlich lang. Zusätzlich ist die Elektrodenbreite viel größer als der Abstand zwischen den Elektroden. Dadurch können Randeffekte vernachlässigt werden.
- Der Widerstand des Schwingkreises wird als zeitlich konstant angenommen.
- Das Magnetfeld ist innerhalb des Stromkreises konstant und außerhalb nicht vorhanden, es zeigt in Richtung der y-Achse, wie in Abbildung 2.1 dargestellt.
- Ein Verschiebungsstrom wird vernachlässigt.
- Innerhalb der Plasmaschicht ist die Stromdichte konstant.

Aus diesen Annahmen ergeben sich für den vorliegenden Fall die modelltypischen Fehler: Wie in Kapitel 2.1 erläutert findet der Prozess der Ablation häufig in mehreren Plasmaschichten und unter dem Einfluss thermischer Nachablation statt. Die untersuchten Elektroden können hier näherungsweise als unendlich lang beschrieben werden, da die Beschleunigung der Plasmaschicht selbst nach Kürzen der Elektroden vor Erreichen des Elektrodenendes abgeschlossen ist. Das Verhältnis Breite zu Abstand der Elektroden ist bei den untersuchten Elektrodengeometrien 0,5 – 3. Randeffekte spielen daher bei der Beschreibung des Magnetfelds eine Rolle. Der Widerstand ist während eines Pulses nicht konstant. Er ändert sich mit dem durch die Stromstärke beeinflussten Ionisationsgrad des Plasmas und ist im Mittel für jede Plasmawelle verschieden. Das Magnetfeld ist auch ausserhalb des Stromkreises vorhanden, wie in Kapitel 5.7 untersucht. Die Vernachlässigung des Verschiebungsstroms wird in Kapitel 2.3.2.1 validiert. Die Stromdichte innerhalb der Plasmaschicht wird durch den Skineneffekt beeinflusst. Wegen der beschriebenen Vereinfachungen eignet sich das Modell nicht für quantitative Aussagen, bildet aber Einflüsse und Trends qualitativ gut nach. In der Literatur ist neben diesem Modell das sogenannte Schneepflugmodell (*snow-plough-model*) bekannt, das die Beschleunigung für flüssigen oder gasförmigen Treibstoff besser beschreibt. Dieses kommt beispielsweise für die gepulste iMPD Anlage am Institut zum Einsatz, die auf dem gleichen physikalischen Prinzip beruht, allerdings mit Gas betrieben wird und für plasmatechnologische Zwecke ausgelegt ist [41]. Beide Modelle werden in [47] eingehend beschrieben. Da es sich in der vorliegenden Arbeit um ein Feststofftriebwerk handelt, kann davon ausgegangen werden, dass ein Großteil der

ablattierten Masse an der Treibstoffoberfläche ionisiert und ins Vakuum beschleunigt wird. Die Plasmaschicht sammelt folglich während ihrer Beschleunigung keine nennenswerte Masse. Es wird daher im Folgenden nur das Kolbenmodell näher erläutert.

Das Kolbenmodell kann in zwei Teile unterteilt werden. Der erste beschreibt die das Plasma beschleunigende Kraft mithilfe des Newton'schen Gesetzes und der Lorentzkraft, der zweite den im Schwingkreis herrschenden Strom aus einem elektrotechnischen Modell heraus.

## Die Beschleunigung der Plasmaschicht

Eine Beschleunigung kann generell durch das zweite Newton'sche Gesetz beschrieben werden: Eine Kraft  $\mathbf{F}$  bewirkt, angewandt auf eine konstante Masse  $m$ , eine Beschleunigung  $\mathbf{a}$ , also:

$$\mathbf{F} = m\mathbf{a} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt}. \quad (2.2)$$

Die Masse  $m$  der beschleunigten Plasmaschicht wird im Kolbenmodell als konstant angenommen. Die Kraft  $\mathbf{F}$  auf die Schicht ist, wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, die Lorentzkraft  $\mathbf{F}_L$  aus Gleichung 2.1. Um eine Aussage über Ort und Geschwindigkeit der beschleunigten Plasmaschicht zu erhalten, werden die Gleichungen 2.2 und 2.1 gleichgesetzt und über die Zeit integriert. In folgenden soll die Lorentzkraft mithilfe geometrischer Zusammenhänge näher beschrieben werden.

Hierzu wird das mit dem Strom im Plasma interagierende Magnetfeld  $B$  in der Plasmaschicht abgeschätzt. Durch ein Volumenelement  $dV$  der Plasmaschicht fließen Ladungen der Stromdichte  $\mathbf{j}$ . Das Magnetfeld innerhalb des Stromkreises lässt sich aus dem Durchflutungsgesetz berechnen:

$$\int_{\partial A} \mathbf{B} \, ds = \mu \mathbf{nI}. \quad (2.3)$$

Hierbei wird  $\mathbf{B}$  entlang dem Wegelement  $ds$  auf einem geschlossenen Weg um den Strom  $I$  integriert. Die Kurve grenzt dabei die Fläche  $\mathbf{A}$  mit dem Normalenvektor  $\mathbf{n}$  ein. Bei Integration um die Plasmaschicht ergibt sich für das Magnetfeld in  $y$ -Richtung unter der oben beschriebenen Annahme, dass kein Magnetfeld außerhalb des Stromkreises existiert:

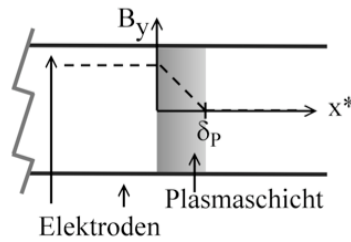
$$B_y = \frac{\mu I}{d}, \quad (2.4)$$

wobei  $d$  die Breite der Elektrode angibt. Innerhalb der Plasmaschicht herrsche eine konstante Stromdichte. Das Magnetfeld innerhalb der Stromschicht als Funktion der  $x^*$ -Koordinate nimmt daher linear ab und lässt sich wie in Abbildung 2.2 unter Annahme einer Plasmaschichtdicke  $\delta_P$  beschreiben durch:

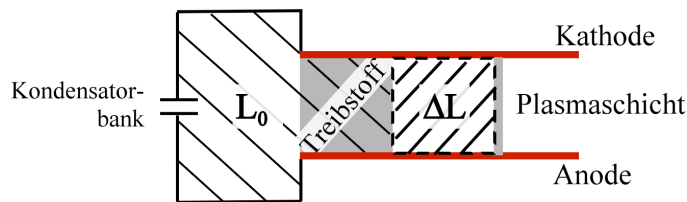
$$B_y = \frac{\mu I}{d} \left( 1 - \frac{x^*}{\delta_P} \right). \quad (2.5)$$

Für den Betrag der Lorentzkraft entlang der Elektroden, welcher auf die Plasmaschicht der Dicke  $\delta_P$ , der Breite  $d$  und der Höhe  $h$  wirkt, bedeutet dies:

$$F_L = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{h}{d} I^2. \quad (2.6)$$



**Bild 2.2:** Skizze zur Verdeutlichung des zu Grunde liegenden Magnetfeldverlaufs.



**Bild 2.3:** Skizze des Wegintegrals zur Bestimmung von  $L_0$  und  $\Delta L$ .

In dem Term  $\mu_0 \frac{h}{d}$  wird wegen der diamagnetischen Eigenschaften des Plasmas angenommen, dass  $\mu = \mu_0$ . Dieser Term lässt sich gleichzeitig durch die Induktivitätsänderung aufgrund des Fortschreitens der Plasmaschicht  $\frac{\partial L}{\partial x}$  beschreiben, wie im folgenden gezeigt. Die Induktivität ist definiert über den magnetischen Fluss  $\Phi_M$ :

$$\Phi_M = L I = \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A}. \quad (2.7)$$

Die Integrationsfläche  $\mathbf{A}$  im Entladungskanal ist hier bestimmt durch die Höhe  $h$  und die Plasmaposition  $x$ . Das Magnetfeld  $\mathbf{B}$  zwischen den Elektroden lässt sich wie in Gleichung 2.4 beschreiben. Daraus folgt für die Induktivität  $L$  unter Vernachlässigung der Plasmaschichtdicke:

$$L = L_0 + \mu \frac{h}{d} x. \quad (2.8)$$

Der Zusammenhang zwischen der Anfangsinduktivität  $L_0$ , die sofort nach Schließen des Stromkreises vorhanden ist und der Änderung der Induktivität durch das Fortschreiten der Plasmaschicht ist in Abbildung 2.3 verdeutlicht. In der Anfangsinduktivität ist die Geometrie der zur Treibstoffoberfläche führenden Leiter berücksichtigt.

Wird die Änderung der Induktivität mit dem vom Plasma zurückgelegten Weg  $x$  als

$$L_1 = \frac{\partial L}{\partial x} = \mu \frac{h}{d} \quad (2.9)$$

eingeführt, ergibt sich für die Induktivitätsänderung  $\Delta L$ :

$$\Delta L = L_1 x = \mu \frac{h}{d} x. \quad (2.10)$$

Unter den gegebenen Annahmen verhält sich  $L$  also linear zur Plasmaposition  $x$ .

Gleichung 2.6 kann mithilfe Gleichung 2.10 umgeschrieben werden:

$$F_L = \frac{1}{2} L_1 I^2. \quad (2.11)$$

Eine Herleitung der durch das sich ändernde Magnetfeld induzierten Spannung ist in Anhang A gegeben.

## Beschreibung des Schwingkreises

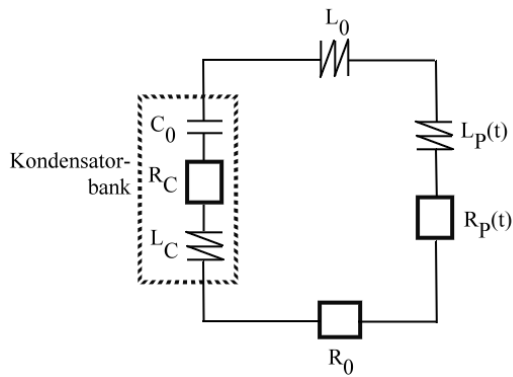
Mit Kenntnis des Stromverlaufs ist es so möglich, die auf die Plasmaschicht wirkende Kraft zu bestimmen und daraus die Plasmaposition und -geschwindigkeit als Funktion der Zeit zu berechnen. Zur Vervollständigung des Kolbenmodells wird der Stromverlauf  $I(t)$  aus dem Ersatzschaltbild des Triebwerks abgeleitet.

Der in Abbildung 2.4(a) gezeigte Stromkreis beschreibt das Triebwerks phänomenologisch. Er besteht aus einem Kondensator der Kapazität  $C$ , dem Gesamtwiderstand  $R$  sowie der Gesamtinduktivität  $L$ . Dabei besteht  $R$  aus einem zeitlich konstanten Anteil, zu dem der Leitungswiderstand  $R_0$  und der Widerstand der Kondensatoren  $R_C$  gehört, und dem zeitabhängigen Widerstand  $R_P$ . Die Induktivität  $L$  setzt sich aus Anfangsinduktivität  $L_0$  und der zeitlich veränderlichen Induktivität  $L_P$  zusammen. Hieraus ergibt sich ein Schwingkreis, der durch die Kirchhoffsche Maschenregel wie folgt beschrieben werden kann:

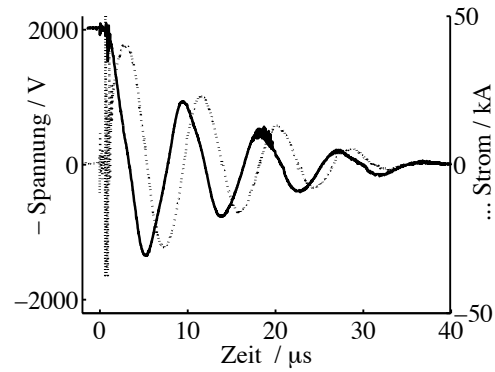
$$U_C = (R_0 + R_P) I + \frac{d(L I)}{dt}. \quad (2.12)$$

Die Spannung am Kondensator  $U_C$  fällt am Ohm'schen Widerstand und der Induktivität ab. Die Induktivität wird durch die in Gleichung 2.8 dargestellte Beziehung beschrieben. Sie hängt von der Plasmaposition ab. Die Gleichungen 2.11 und 2.12 ergeben ein nichtlineares Differentialgleichungssystem 2. Ordnung. Dieses beschreibt das Kolbenmodell, unter der Annahme  $R = \textit{konstant}$ . Das Gleichungssystem kann mithilfe von numerischen Methoden gelöst werden. Je nach Wahl der Parameter  $R, L, C$  ist die Lösung eine gedämpfte Schwingung, der aperiodische Grenzfall, oder der Kriechfall. Die Periodendauer  $T_P$  der gedämpften Schwingung ist nach

$$\omega = \frac{2 \pi}{T_P} = \sqrt{\frac{1}{L(t) C} - \frac{R^2}{4L(t)^2}} \quad (2.13)$$



(a) Ersatzschaltbild eines iMPD Triebwerks.



(b) Zugehöriges Entladungssignal.

**Bild 2.4:** Ersatzschaltbild und resultierende Strom- und Spannungs-Kennlinie.

durch die Funktion  $L(t)$  zeitabhängig. In Abbildung 2.4(b) ist die Strom- und Spannungs-Kennlinie exemplarisch gezeigt. Die hier gemessene gedämpfte Schwingung der Spannung (oder entsprechend des Stroms) kann durch die Funktion

$$U(t) = U_0 e^{-\frac{R}{2L} t} \cos(\omega t). \quad (2.14)$$

mit  $\omega = \textit{konstant}$  angenähert werden [47]. Hierbei beschreibt  $U_0$  die Amplitude,  $\delta = R/(2L)$  die Dämpfungskonstante und  $\omega$  die Drehfrequenz.

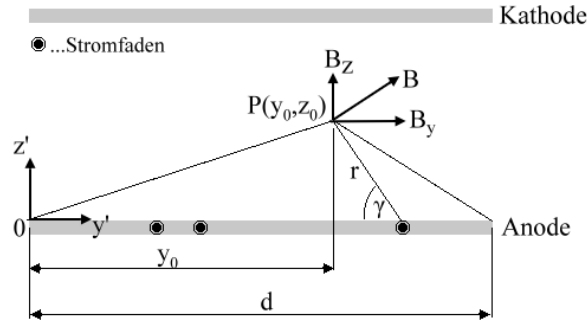
## 2.3 Genauere Beschreibung des Magnetfelds für das Kolbenmodell

Das Magnetfeld spielt sowohl bei der Berechnung der Lorentzkraft, als auch bei der Herleitung der Induktivität als Funktion der Plasmaposition eine wichtige Rolle. Das im Abschnitt 2.2 beschriebene Kolbenmodell wird durch Implementierung einer genaueren Modellierung des Magnetfelds in zwei Stufen erweitert. Hierdurch können einige der genannten Annahmen wegfallen. In der ersten Stufe wird - immer noch ausgehend von unendlich langen Leitern - die Variation des Magnetfelds in  $z$ - und  $y$ -Richtung nach Abbildung 2.1 zwischen den Leitern zugelassen. In der zweiten Stufe wird das Magnetfeld aus den tatsächlich vorhandenen Leiterstücken über das Biot-Savart'sche Gesetz berechnet.

### 2.3.1 Annahme unendlich langer Leiter

Um das Magnetfeld zwischen den Elektroden präziser zu modellieren, wird der Strom durch eine Elektrode als Summe vieler parallel zur Elektrode ausgerichteter Stromfäden verstanden. Hierdurch können Randeffekte der Elektroden berücksichtigt werden. Dieses Modell lässt einen Verlauf des Magnetfeldbetrags in  $y$ - und  $z$ -Richtung zu, geht aber immer noch von unendlich langen Elektroden aus. Annahmen dieses Modells sind:

- Elektroden sind unendlich lange Leiter.



**Bild 2.5:** Magnetfeldanteile eines Stromfadens.

- Strom verteilt sich gleichmäßig über die Breite der Elektrode.
- Innerhalb der Plasmaschicht ist die Stromdichte konstant.

Ausgehend von dem Durchflutungsgesetz 2.3 kann das Magnetfeld eines Stromfadens, durch den der Strom  $I_F = I/d$  fließt, im Abstand  $r$  betragsmäßig berechnet werden:

$$|\mathbf{B}| = \frac{\mu I_F}{2 \pi r}. \quad (2.15)$$

Abbildung 2.5 zeigt die Kathode und Anode des Triebwerks in der  $y'$ - $z'$ -Ebene. Um die spätere Integration zu erleichtern, ist hier das von dem in Abbildung 2.1 abweichende Koordinatensystem  $y'z'$  gewählt. Jeder Stromfaden in den Elektroden trägt zum Gesamtmagnetfeld im Punkt  $P = [y_0, z_0]$  bei. Allerdings liefert nur der Anteil in  $y$ -Richtung,  $B_y = B \cos\gamma$  einen Beitrag zur Lorentzkraft. Der Abstand  $r$  zwischen dem Punkt  $P$  und dem Stromfaden ist beschrieben durch:

$$r = \sqrt{(y' - y_0)^2 + z_0^2}. \quad (2.16)$$

Hierbei ist  $y'$  die Position des aktuell betrachteten Stromfadens. Mit  $\cos\gamma = z_0/r$  kann der Magnetfeldbeitrag jedes Stromfadens einer Elektrode in  $y$ -Richtung berechnet werden:

$$B_{y,F} = \frac{\mu I z_0}{2 \pi d ((y' - y_0)^2 + z_0^2)}. \quad (2.17)$$

Die Integration über die Elektrodenbreite  $d$  ergibt das Magnetfeld im Punkt  $P$ ,  $B_y(P)$ , für die Anode bzw. die Kathode:

$$B_y^A(P) = \int_0^d B_{y,F} dy'$$

$$= \frac{\mu I}{2 \pi d} \left( \operatorname{atan} \frac{y_0}{z_0} + \operatorname{atan} \frac{d - y_0}{z_0} \right) \quad (\text{Anode}) \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} B_y^K(P) &= \int_0^d B_{y,F} dy' \\ &= \frac{\mu I}{2 \pi d} \left( \operatorname{atan} \frac{y_0}{h - z_0} + \operatorname{atan} \frac{d - y_0}{h - z_0} \right) \quad (\text{Kathode}). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der Parameter  $h$  gibt hierbei den Abstand zwischen Anode und Kathode an. Zur einfacheren Handhabung werden die Terme in den Klammern ersetzt durch:

$$\begin{aligned} \theta_1 &= \left( \operatorname{atan} \frac{y_0}{z_0} + \operatorname{atan} \frac{d - y_0}{z_0} \right), \\ \theta_2 &= \left( \operatorname{atan} \frac{y_0}{h - z_0} + \operatorname{atan} \frac{d - y_0}{h - z_0} \right). \end{aligned}$$

Die Summe der beiden Gleichungen 2.18 und 2.19 enthält das Magnetfeld im Punkt  $P(y_0, z_0)$  und gilt für alle Positionen  $x < x_{\text{Plasma}}$ . Die so resultierende Magnetfeldverteilung über eine  $y$ - $z$  Querschnittsfläche des Entladungskanals ist in Abbildung 2.6(a) bezogen auf die Stromstärke zu sehen. In der Nähe der Elektroden nimmt das Magnetfeld zu, am Rand ab, so dass es zu einem sattelartigen Verlauf in  $z$ -Richtung kommt.

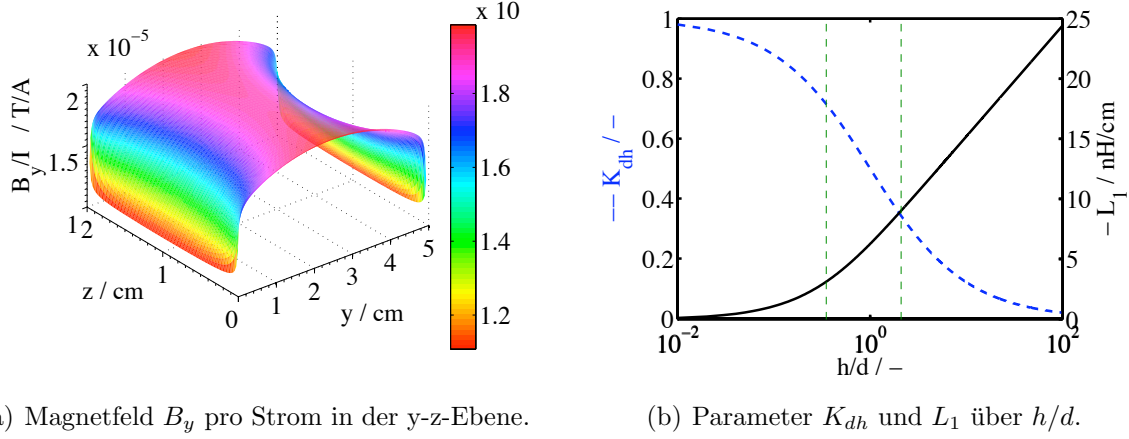
Um die Induktivität des Stromkreises in Abhängigkeit der Plasmalage  $x$  zu berechnen, wird das Gesamtmagnetfeld aus den Gleichungen 2.18 und 2.19 zuerst über die Breite  $d$  gemittelt. Das so gemittelte Magnetfeld ist nur noch eine Funktion von  $z$ . Um hieraus die Induktivität zu berechnen, muss nach Gleichung 2.7 über die vom Magnetfeld durchsetzte Fläche  $dx dz$  integriert werden. Dies ergibt:

$$\begin{aligned} L &= L_0 + L_1 x \\ L_1 &= \mu \frac{1}{2 \pi d^2} \int_{y=0}^d \int_{z=0}^h (\theta_1 + \theta_2) dy dz \\ &= \mu \frac{h}{d} K_{dh}, \end{aligned}$$

mit

$$K_{dh} = \frac{1}{2 \pi h d} \int_{y=0}^d \int_{z=0}^h (\theta_1 + \theta_2) dy dz \quad (2.20)$$

Die Induktivitätsänderung  $L_1$  weicht also von der in Gleichung 2.9 um den Faktor  $K_{dh}$  ab. Diese Abweichung ist in Abbildung 2.6(b) dargestellt [91, 65]. Die in dieser Arbeit experimentell verwirklichten Verhältnisse  $h/d$  liegen im Bereich  $K_{dh} = 0,35 - K_{dh} = 2,1$ , und sind im Diagramm in Abbildung 2.6(b) durch die beiden gestrichelten Linien markiert.


 (a) Magnetfeld  $B_y$  pro Strom in der  $y$ - $z$ -Ebene.

 (b) Parameter  $K_{dh}$  und  $L_1$  über  $h/d$ .

**Bild 2.6:** Modellparameter  $K_{dh}$  und  $L_1$  sowie Darstellung des reduzierten Magnetfelds in der  $y$ - $z$ -Ebene.

### 2.3.2 Endlich lange Leiter - Methode nach Biot-Savart

Die Biot-Savart Gleichung enthält die Berechnung des Magnetfelds das von stromführenden Drähten verursacht ist. Da Annahmen über unendliche Drähte nicht getroffen werden müssen, ist diese Methode genauer als die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen. Die folgenden Annahmen liegen der Gleichung dennoch intrinsisch zugrunde oder werden im Rahmen der hier durchgeführten Rechnung getroffen:

- Es handelt sich um ein stationäres System.
- Die relative Permeabilität ist bei den hier angeführten Rechnungen  $\mu_r = 1$ .
- Innerhalb der Plasmaschicht ist die Stromdichte konstant.

Um genaue Aussagen über das räumlich aufgelöste Magnetfeld zu treffen, muss der gesamte Stromkreis herangezogen werden. Das Ziel ist es, den Betrag und die Richtung des Magnetfelds an einem Punkt  $r$  aufgrund des Stroms  $I$  entlang  $ds$  zu berechnen, wie in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt.

Obwohl die Gleichung von Biot-Savart ursprünglich aus den experimentellen Ergebnissen Ampere's hergeleitet wurde, soll sie im Folgenden, wie heute üblich, aus dem Gesetz von Ampere und dem Gesetz von Faraday algebraisch entwickelt werden. Die dritte und vierte Maxwellgleichung lauten für stationäre Systeme:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}, \quad (2.21)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.22)$$

Hierbei ist  $\mu = \mu_0$  die Permeabilität im Vakuum.

Basierend auf Gleichung 2.22 kann ein Vektorpotential  $U_V$  definiert werden:

$$\nabla \times \mathbf{U}_V = \mathbf{B}. \quad (2.23)$$

Wird dieses in Gleichung 2.21 eingesetzt, ergibt sich:

$$\mu \mathbf{j} = \nabla \times (\nabla \times \mathbf{U}_V) = \nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{U}_V) - \Delta \mathbf{U}_V. \quad (2.24)$$



Da ein Vektorpotential erst durch seine Rotation und Divergenz vollständig bestimmt ist, kann die Divergenz frei gewählt werden. Man spricht hier von der Eichfreiheit und es ist vorteilhaft, den Ausdruck  $\nabla \cdot \mathbf{U}_V = 0$  gemäß der Coulomb Eichung zu bestimmen [27, 104]. Das vereinfacht Gleichung 2.24, da der erste Term der rechten Seite Null wird. Die Gleichung  $\mu \mathbf{j} = -\Delta \mathbf{U}_V$  kann jetzt nach dem Poisson'schen Integrationsverfahren gelöst werden:

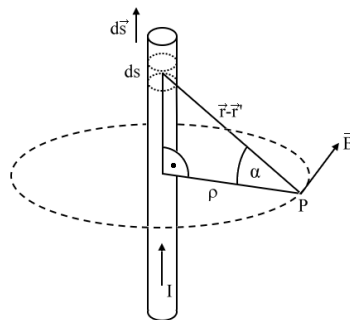
$$\mathbf{U}_V(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'^3. \quad (2.25)$$

Die Integration der Stromdichte  $\mathbf{j}$  entlang  $\mathbf{r}'$  ergibt das Vektorpotential  $\mathbf{U}_V(\mathbf{r})$  an einem beliebigen Punkt mit Vektor  $\mathbf{r}$ .

Wird der Vektoroperator "∇ ×" auf die Gleichung 2.25 angewandt, führt dies, nach Definition in Gleichung 2.23, zu dem entsprechenden Ausdruck für  $B$ . Die räumliche Verteilung des Stromes in einem Volumen wird in Gleichung 2.25 beschrieben durch  $\mathbf{j}(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}'$ . Dies entspricht dem Gesamtstrom  $I$  der entlang  $ds$  durch einen idealisierten, unendlich dünnen Draht fließt. Die Gleichung 2.26 bringt den Strom durch einen solchen Draht in Beziehung zu dem dadurch verursachten Magnetfeld an einem beliebigen Punkt mit Vektor  $\mathbf{r}$ , wie in Abbildung 2.7.:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{I}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} ds. \quad (2.26)$$

Diese Gleichung ist als Biot-Savart-Gleichung bekannt und beschreibt das Magnetfeld an einem beliebigen Punkt aufgrund eines beliebigen aber stationären Stromes. Sie wird zur Berechnung des Magnetfelds und zur Bestimmung des Induktivitätsverlaufes nach Biot-Savart in dieser Arbeit herangezogen. Der Magnetfeldbeitrag des stromführenden Elements  $ds$  am Punkt  $P$  ist senkrecht sowohl zum Strom als auch zum Vektor zwischen Stromelement und Aufpunkt  $P$ , wie in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt.



**Bild 2.7:** Skizze zur Gleichung 2.26 nach Biot-Savart.

Gleichung 2.26 kann unter Annahme eines geraden, unendlich langen Leiters in die bekannte Gleichung 2.15 übergeführt werden:

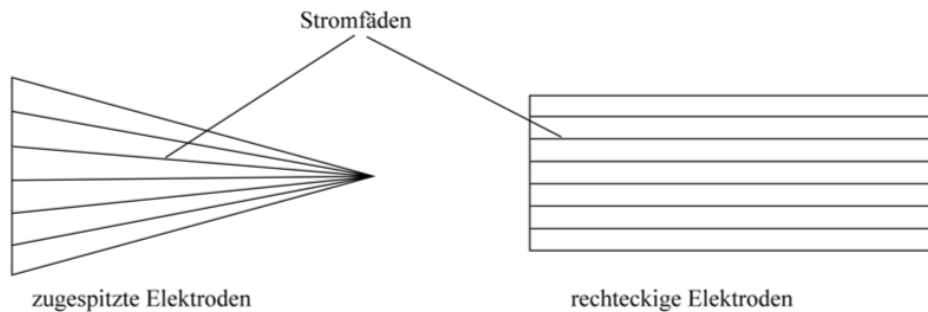
$$|B| = \frac{\mu I}{4\pi \rho} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \cos \alpha d\alpha. \quad (2.27)$$

Hierbei sind  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  die Integrationsgrenzen nach Abbildung 2.7. Für einen unendlich langen geraden Draht wird  $\alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$  und  $\alpha_2 = +\frac{\pi}{2}$ , und Gleichung 2.27 lässt sich schreiben als

$$|B| = \frac{\mu I}{2\pi \rho}. \quad (2.28)$$

Diese Gleichung leitet sich direkt aus Ampere's Gleichung  $\int \mathbf{B} ds = \mu I$  ab, unter der Annahme dass das Magnetfeld um den Leiter konzentrisch und equipotential angeordnet ist, wie in Abschnitt 2.3.1.

Die Gleichung 2.26 wird zur Berechnung des Magnetfelds zwischen den Elektroden herangezogen. Eine Berechnung der Induktivität in Abhängigkeit von der Plasmaposition  $x$  ist hier nur noch numerisch möglich.



**Bild 2.8:** Schematische Skizze der zur Berechnung verwendeten Stromfäden.

Gleichung 2.26 wird für die Betrachtung des Triebwerks umgesetzt, indem der Strom in beiden Elektroden durch 100 Stromfäden ersetzt wird. Die Stromfäden verlaufen entlang der Elektroden. Die Verteilung der Stromfäden über die Breite der Elektroden erfolgt gleichmäßig in jedem Schnitt in  $y$ -Richtung, wie in der schematischen Skizze in Abbildung 2.8 für zugespitzte und rechteckige Elektroden gezeigt. Bei zugespitzten Elektroden erhöht sich folglich die Stromdichte zur Spitze hin. In das Volumen des Entladungskanals bis zur Plasmaschicht wird ein Berechnungsgitter eingebracht, welches gleichmäßig verteilt  $100 \times 100 \times 100$  Knoten besitzt. Die Berechnung des Magnetfelds an diesen Punkten erlaubt nach Gleichung 2.7 eine Bestimmung des Induktivitätsverlaufs  $\Delta L(x)$ . Dieser wird durch ein Polynom 4. Ordnung angenähert und in das Kolbenmodell implementiert [87].

### 2.3.2.1 Abschätzung des instationären Terms

Da es sich bei dem betrachteten System um einen zeitlich veränderlichen Strom handelt, soll hier eine Abschätzung des instationären Einflusses folgen.

Maxwells drittes Gesetz, Ampere's Gesetz, lautet:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_L + \frac{\partial}{\partial t} \mu (\epsilon_P \mathcal{E} + \mathcal{P}). \quad (2.29)$$

Ein Magnetfeld wird aufgrund einer Stromdichte hervorgerufen. Eine Stromdichte kann sowohl in Form von sich bewegenden Ladungsträgern oder aufgrund des Verschiebungsstroms vorliegen. Gleichung 2.21 zur Herleitung der Magnetfeldberechnung nach Biot-Savart vernachlässigt diesen Verschiebungsstrom<sup>1</sup>. Der Verschiebungsstrom

$$\mathbf{j}_D = \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_P \mathcal{E} + \mathcal{P}), \quad (2.30)$$

entsteht aufgrund einer Änderung des elektrischen Feldes  $\mathcal{E}$  und/oder der Polarisation  $\mathcal{P}$ . Die Konstante  $\epsilon_P$  beschreibt die Gesamtpermittivität des durchsetzten Mediums. In Kupferleitern sowie im Plasma spielt die Polarisation keine Rolle da der Effekt der frei beweglichen Elektronen bei weitem überwiegt,  $P = 0$  [32]. Ein Verschiebungsstrom entsteht in dem hier vorliegenden Fall durch die Feldänderung  $\partial\mathcal{E}/\partial t$  allein.

Um den Einfluss des Verschiebungsstroms abzuschätzen, soll ein oszillierendes elektrisches Feld  $\mathcal{E}_x = \mathcal{E}$  in Richtung x angenommen werden mit

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (2.31)$$

Dieses hat die Frequenz  $\omega$  und liegt an einer Kupferleitung an. Der Verschiebungsstrom ist damit:

$$j_D = \epsilon_{P,0} \mathcal{E}_0 i\omega e^{i\omega t}. \quad (2.32)$$

Die durch das elektrische Feld verursachte Stromstärke  $j_L$  durch Bewegung der Ladungsträger im Kreis ist

$$j_L = \sigma_{el} \mathcal{E} = \sigma_{el} \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (2.33)$$

Unter Berücksichtigung der Theorie für elektromagnetische Wellen in leitenden Materialien [27, 32], wird für  $\sigma_{el}$  der von der Frequenz  $\omega$  abhängige Term gesetzt:

$$\sigma_{el} = \epsilon_{P,0} \omega_P \frac{\tau(1 + i\omega \tau)}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (2.34)$$

Die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen eines Elektrons ist hierbei  $\tau$ . Die Plasmafrequenz  $\omega_P$  wird beschrieben durch

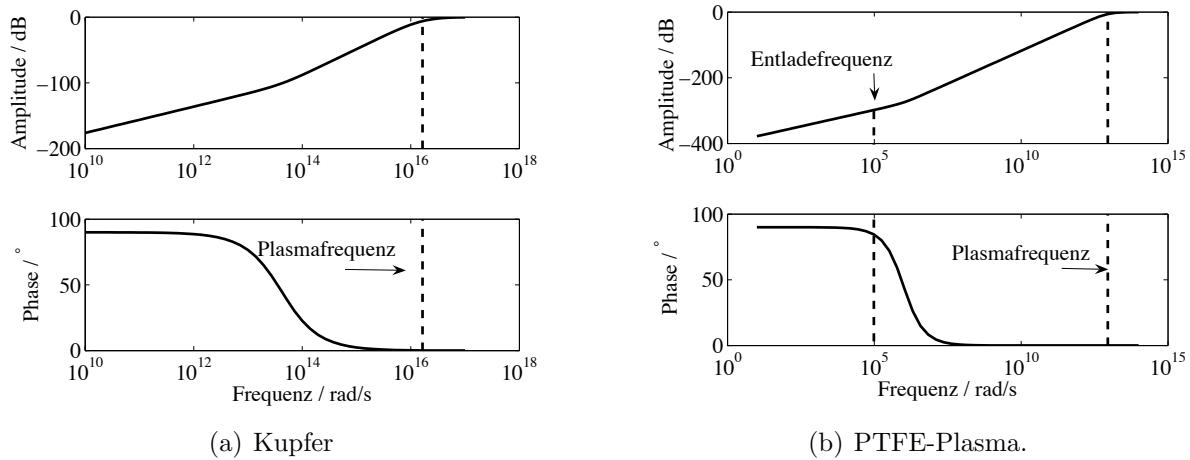
$$\omega_P = \sqrt{\frac{N_e q^2}{\epsilon_{P,0} m}}, \quad (2.35)$$

mit der Ladungsträgerkonzentration  $N_e$ , der Ladung  $q$  und der Ladungsträgermasse  $m$ . Um den Anteil des Verschiebungsstroms am Gesamtstrom abzuschätzen, wird der Quotient:

$$\frac{j_D}{j_L + j_D} = \frac{\epsilon_{P,0} \mathcal{E}_0 i\omega e^{i\omega t}}{\epsilon_{P,0} \sigma_{el} \mathcal{E}_0 e^{i\omega t} + \epsilon_{P,0} \mathcal{E}_0 i\omega e^{i\omega t}} = \frac{i\omega}{\sigma_{el} + i\omega}. \quad (2.36)$$

<sup>1</sup>Historisch gesehen wurde der Verschiebungsterm erst später durch Maxwell eingeführt.

aufgestellt. Durch Einsetzen der Leitfähigkeit  $\sigma_{el}$  aus Gleichung 2.34 und Transformation in den Frequenzbereich kann das Verhältnis in einem Bode Diagramm dargestellt werden [49]. Bodediagramme stellen das Übertragungsverhältnis von Ausgang zu Eingang dar. In diesem Fall wird das in 2.36 gezeigte Verhältnis zwischen Verschiebungsstrom und Gesamtstrom analysiert. Abbildung 2.9(a) zeigt das Bodediagramm für Kupfer mit einer Ladungsträgerdichte  $N_e = 8,5 \cdot 10^{28} \text{ 1/m}^3$  und  $\tau = 2,4 \cdot 10^{-14} \text{ s}$  als Zeit zwischen zwei Stößen. Die obere Hälfte des Diagramms zeigt die Amplitudenantwort in Dezibel. Wenn der Strom aufgrund der Ladungsträgerbewegung für hohe Frequenzen gegen Null geht, nähert sich die Amplitudenantwort  $0 \text{ dB} = 1$ . In der unteren Hälfte der Abbildung ist die Frequenzantwort gezeigt. Diese stellt die Verschiebung des Ausgangs- zum Eingangssignal dar.



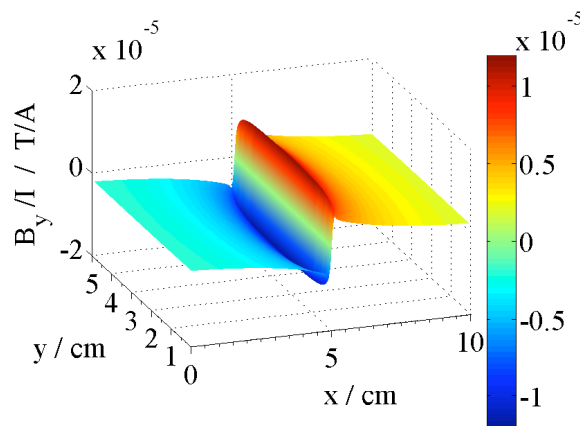
**Bild 2.9:** Anteil des Verschiebungsstroms am Gesamtstrom im Bodediagramm, Phasenverschiebung und Antwortstärke.

Zum Vergleich ist in Abbildung 2.9(b) das entsprechende Diagramm für das Plasma dargestellt. Hierbei wurden Ladungsträgerdichten von  $N_e = 2,5 \cdot 10^{22} \text{ 1/m}^3$  und eine mittlere Zeit zwischen zwei Stößen von  $\tau = 1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  aus der Literatur [59, 74] verwendet. Die Größenordnung der Elektronendichte wird von verschiedenen Referenzen bestätigt; die Stoßfrequenz hingegen stellt eine von Keidar et al. durchgeführte Abschätzung dar [57]. Während bei niedrigen Frequenzen aufgrund der Wellen-Material Interaktion noch eine Phasenverschiebung stattfindet, passiert die elektromagnetische Welle bei hohen Frequenzen sowohl für Kupfer als auch für das Plasma das Material ungestört. Für  $\omega = \omega_P$  ändert sich sowohl das Verhalten des Betrags als auch der Phasenverschiebung in der Frequenzantwort merklich. Hier bedeutet dies, dass der Verschiebungsstrom gegenüber dem Strom aus der klassischen Ladungsbewegung deutlich höher ist.

In Abbildungen 2.9 ist ferner zu sehen, dass der Anteil des Verschiebungsstroms für die im Triebwerk vorliegenden Frequenzen von  $\sim 10^5 \text{ Hz}$  sehr klein bei  $10^{-14}$  beziehungsweise  $10^{-15}$  liegt. Die Vernachlässigung des Verschiebungsstroms ist für die Berechnung des Magnetfelds demnach eine zulässige Annahme.

### 2.3.3 Modellierung der Plasmaschicht und der Elektrodengeometrien

Zur vollständigen Berechnung des Magnetfelds innerhalb und außerhalb des Stromkreises sowie der hieraus resultierenden Induktivität wird der Beitrag der Plasmaschicht zum Magnetfeld modelliert. Hierzu wird die Plasmaschicht als Mehrleitersystem nach Kapitel 2.3.1 aufgefasst. Der Strom, der auf jeden Stromfaden abfällt, ergibt sich aus dem Gesamtstrom, der Höhe und Breite der Elektroden, der angenommenen Plasmaschichtdicke, sowie der modellierten Anzahl der Stromfäden. Pro Millimeter wird in dieser Arbeit ein Stromfaden simuliert. Aus dem Beitrag jeder dieser Leiter wird der Magnetfeldbeitrag an Punkten vor, innerhalb und hinter der Plasmaschicht berechnet und mit dem aus Teil 2.3.1 beziehungsweise 2.3.2 bestimmten Magnetfeld überlagert. Die resultierende Magnetfeldverteilung hängt von der Dicke der Plasmaschicht ab. Dünnere Plasmaschichten leisten einen höheren Beitrag zum Gesamtmagnetfeld als dickere unter Annahme des selben Gesamtstroms. Abbildung 2.10 zeigt den Verlauf des



**Bild 2.10:** Magnetfeld  $B_y$  pro Strom aufgrund der Plasmaschicht in der x-y-Ebene.

Magnetfelds aufgrund einer 3 mm dicken Plasmaschicht. Der Verlauf ist zur Schichtmitte hin symmetrisch. Anteile vor der Schicht sind positiv, hinter der Schicht negativ. Der hier gezeigte Anteil wird zu den nach Biot-Savart berechneten Anteilen der Elektroden addiert. Um das Magnetfeld numerisch zu bestimmen, wird der Raum zwischen den Elektroden mit einem Gitter mit  $100 \times 100 \times 100$  Knoten versehen. Der Beitrag zum Magnetfeld von allen Stromfäden an jedem Punkt des Gitters wird berechnet. Daraus wird entsprechend Gleichung 2.7 die Induktivität in Abhängigkeit der Plasmaschicht abgeleitet.

## 2.4 Charakteristische Größen des Triebwerks

Die üblicherweise definierten charakteristischen Parameter eines iMPD Triebwerks sind [47]:

- **Massenbit:** Das Massenbit  $m_{bit}$  beschreibt die während eines Pulses ablatierte Treibstoffmasse.
- **Effektive Austrittsgeschwindigkeit:** Die effektive Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  bezieht sich sowohl auf das Mittel über der Triebwerks-Austrittsfläche als auch auf das zeitliche Mittel während eines Pulses. Sie wird für diese Triebwerke über das Impulsbit berechnet.

- **Impulsbit:** Das Impulsbit  $I_{bit}$  beschreibt den während eines Pulses generierten Impuls. Dieser steht für den Satelliten zur Verfügung. Das Impulsbit ist jeweils proportional zum Massenbit und der effektiven Austrittsgeschwindigkeit:

$$I_{bit} = m_{bit} c_e. \quad (2.37)$$

- **Elektrischer Wirkungsgrad:** Der elektrische Wirkungsgrad  $\eta_{el}$  beschreibt den Anteil der Gesamtenergie, der in die Änderung der Induktivität fließt. Ein möglicher thermischer Anteil wird dabei nicht berücksichtigt:

$$\eta_{el} = \frac{\int_0^\tau I^2 \dot{L} dt}{2 E_0}. \quad (2.38)$$

- **Schubwirkungsgrad:** Der Schubwirkungsgrad  $\eta_T$  beschreibt den in kinetische Energie im Plasmastrahl umgesetzten Anteil der in den Kondensatoren zur Verfügung gestellten Gesamtenergie  $E_0$ :

$$\eta_T = \frac{I_{bit}^2}{2 m_{bit} E_0}. \quad (2.39)$$

Diese Parameter werden innerhalb dieser Arbeit als Zielgrößen verwendet und werden im Folgenden näher erläutert.

Aus Gleichung 2.12 läßt sich durch Multiplikation mit dem Strom  $I$  die Leistungsbilanz aufstellen [47]:

$$U_C I = R I^2 + \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} L I^2 \right) + \frac{1}{2} \dot{L} I^2. \quad (2.40)$$

Die Leistung  $P_C = U_C I$ , die vom Kondensator abgegeben wird, fließt innerhalb des Schwingkreises in die Ohm'sche Widerstandsverlustleistung  $P_R = R I^2$ , die Spulenleistung  $P_L$  als Änderung der Spulenenergie und die Leistung in der Induktivitätsänderung  $P_I = \frac{1}{2} \dot{L} I^2$ . Die Spulenleistung wird dabei über das Magnetfeld übertragen, die Induktivitätsänderung entsteht durch die sich bewegende Plasmaschicht. Integration von Gleichung 2.40 über einen Puls hinweg von 0 bis  $T$  ergibt das Energiegleichgewicht im Schwingkreis:

$$E_0 = \frac{1}{2} C U(t)^2 = \int_0^T \left( R I(t)^2 + \frac{1}{2} \dot{L}(t) I(t)^2 \right) dt. \quad (2.41)$$

Die im Kondensator gespeicherte Energie wird also während eines Pulses in Ohm'sche Wärme, Energie im Magnetfeld der Spule oder Leiterschleife und Beschleunigungsenergie des Plasmas verwandelt. Am Anfang und am Ende eines Pulses ist der Strom  $I = 0$ , somit fällt der Spulenterm bei der Integration über einen Puls weg - es bleibt wie erwartet keine Energie im Magnetfeld gespeichert. Die im Kondensator gespeicherte Energie teilt sich also gemäß den Anteilen  $R$  und  $\frac{1}{2} \dot{L}$  auf die Ohm'sche Erwärmung der Leitungen und des Plasmas sowie auf die Änderung der Induktivität auf. Der Anteil  $\frac{1}{2} \dot{L} I^2$  spiegelt unter Vernachlässigung der dynamischen Verluste die kinetische Energie der Plasmaschicht wieder. Zur Definition des elektrischen Wirkungsgrades wird der Ohm'sche Anteil vollständig als Verlust betrachtet:

$$\eta_{el} = \frac{\int \frac{1}{2} \dot{L} I(t)^2 dt}{E_0}. \quad (2.42)$$

Dieser kann durch Zuhilfenahme eines optimalen Stromkreises, in dem  $R = 0$ ,  $L = L_0$  und somit der Strom  $I = I_0$  maximal ist, nach oben hin abgeschätzt werden [47]:

$$\eta_{el} = \frac{\int \frac{1}{2} \dot{L} I^2 dt}{\frac{1}{2} L_0 I_0^2} < \frac{\int \frac{1}{2} I_0^2 \dot{L} dt}{\frac{1}{2} I_0^2 L_0} = \frac{\Delta L}{L_0}. \quad (2.43)$$

Der Term  $\Delta L$  bezeichnet hierbei die Änderung der Induktivität während eines Pulses. Dieser Wirkungsgrad kann über das Kolbenmodell berechnet werden, da hier thermische Anteile der Beschleunigung ( $R=0$ ) sowie dynamische Verluste nicht berücksichtigt werden.

Aus der effektiven Austrittsgeschwindigkeit des Plasmas  $c_e$  und der während eines Pulses ablatierten Masse  $m_{bit}$  wird der Schubwirkungsgrad definiert:

$$\eta_T = \frac{\frac{1}{2} m_{bit} c_e^2}{E_0}. \quad (2.44)$$

Er beschreibt die Umsetzung der Gesamtenergie in kinetische Energie des Plasmas und berücksichtigt bei Verwendung experimentell gewonnener Daten für  $m_{bit}$  und  $c_e$  sowohl thermische Anteile als auch dynamische Verluste des Triebwerks. Der elektrische Wirkungsgrad  $\eta_{el}$  ist Teil dieses Schubwirkungsgrads. Mit Gleichung 2.43 kann dieser Zusammenhang beschrieben werden durch:

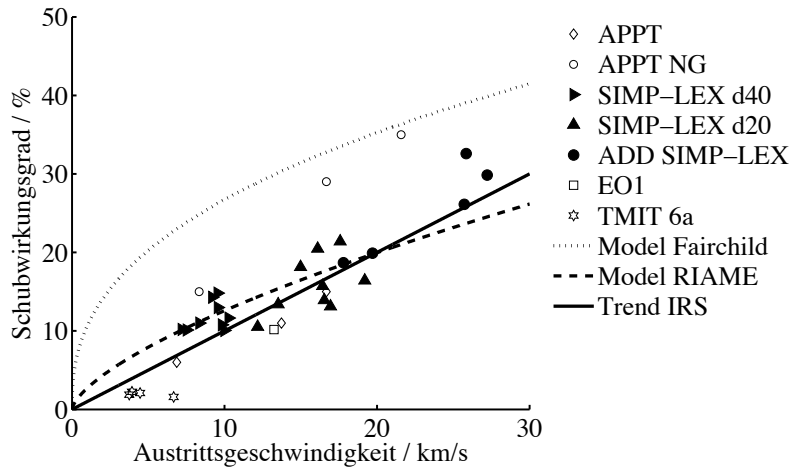
$$\eta_T = \frac{m_{bit} c_e^2}{J_0^2 \Delta L} \eta_{el,max}. \quad (2.45)$$

Allerdings gilt dieses Verhältnis nur für Betrachtungen innerhalb des Modells. In Wirklichkeit tragen die Ohm'sche Heizung des Plasmas sowie dynamische Verluste zum Schubwirkungsgrad und zur Änderung der Induktivität  $\Delta L$  bei.

## 2.5 Optimierungspotential des Schubwirkungsgrads

Der Schubwirkungsgrad, wie in Gleichung 2.39 definiert, ist ein Maß für die Effizienz der Energieumwandlung in die kinetische Energie des Plasmastrahls eines Triebwerks. Dieser ist so zu optimieren, dass innerhalb eines gegebenen zeitlichen Rahmens der Mission der Wirkungsgrad maximiert wird. Nach Ziolkovski führen hohe Austrittsgeschwindigkeiten zu einem niedrigeren Treibstoffverbrauch und erhöhen so den Nutzlastanteil des Raumfahrzeugs. In diesem Abschnitt sollen die für die Optimierung des Schubwirkungsgrades eines iMPD Triebwerks wichtigen Parameter aufgezeigt und hergeleitet werden.

Die Beeinflussung des Schubwirkungsgrads eines iMPD Triebwerks lässt sich für einen gegebenen Treibstoff grundsätzlich in zwei Bereiche einteilen: Die geometrischen, und die elektrischen Parameter. Zur Geometrie zählen die Länge, Breite und der Abstand der Elektroden sowie deren Form. Die elektrischen Parameter sind die Anfangsenergie, der Widerstand, die Induktivität und die Kapazität. Abbildung 2.11 zeigt den Schubwirkungsgrad in Abhängigkeit der Austrittsgeschwindigkeit für ausgesuchte Feststoff-Triebwerke [94, 84, 11, 46]. Wie erwartet nimmt der Schubwirkungsgrad mit der Austrittsgeschwindigkeit zu. Diese Abhängigkeit wurde



**Bild 2.11:** Schubwirkungsgrad über effektiver Austrittsgeschwindigkeit [94, 84, 11, 46].

vom RIAME/MAI und von Fairchild empirisch durch die gezeigten Trends abgebildet [120]. Der Zusammenhang zwischen Schubwirkungsgrad und Austrittsgeschwindigkeit lautet für die dargestellten Modelle:

$$\eta_T = 6,71 \cdot 10^{-3} c_e^{2/5} (\text{Fairchild}), \quad (2.46)$$

$$\eta_T = 271 \cdot 10^{-6} c_e^{2/3} (\text{RIAME}), \quad (2.47)$$

$$\eta_T = 10^{-5} \cdot c_e (\text{Trend IRS}). \quad (2.48)$$

Während das Fairchild Modell eine obere Grenze für den Schubwirkungsgrad zu bilden scheint, wird der mittlere Verlauf der Datenpunkte durch das RIAME Modell gut beschrieben. Der *Trend IRS* zeigt die lineare Näherung der SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX Daten mit einem Bestimmtheitsgrad von 0.8.

Eine Optimierung des Schubwirkungsgrads unter Variation der Geometrie wird in vielen Einrichtungen durchgeführt [101, 84] und ist hier durch die Triebwerke APPT, EO1, SIMP-LEX d20 und SIMP-LEX d40 repräsentiert. Die höchsten Wirkungsgrade werden jedoch von den Triebwerken APPT NG und ADD SIMP-LEX erzielt, indem hier die elektrischen Parameter gezielt optimiert werden [81, 94]. Experimentelle Untersuchungen am RIAME zeigen, dass ein quasi aperiodisches Verhalten des Schwingkreises, bei dem möglichst nur eine Halbperiode mit großer Zeitkonstante durchlaufen wird, den Schubwirkungsgrad steigert, da hier der Anteil des beschleunigten Massenbits größer ist. Das Maximum der Stromdichte verschiebt sich hierbei stromabwärts und verringert so thermische Nachablation. Shaw [102] untersuchte die Abhängigkeit des Schubwirkungsgrads von der Kapazität analytisch anhand eines Modells.

## Allgemeine Betrachtung

In Gleichung 2.39 kann die effektive Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  durch

$$\dot{x} = \frac{1}{2 m_{bit}} \int \frac{dL}{dx} I^2 dt \quad (2.49)$$



angenähert werden. Diese Gleichung ist unter der im Kolbenmodell üblichen Annahme, dass das gesamte Massenbit zeitgleich beschleunigt wird [47] abgeleitet. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ergibt sich eine konstante Änderung der Induktivität mit der Plasmaposition, wenn das Magnetfeld innerhalb des Stromkreises als konstant betrachtet wird. Aus Gleichungen 2.44 und 2.49 geht hervor:

$$\eta_T = \frac{1}{8 m_{bit} E_0} \left( \frac{dL}{dx} \int I^2 dt \right)^2. \quad (2.50)$$

Hierbei kann das Integral des Stromquadrats modelliert werden, indem während der Entladung nur Ohm'sche Verluste berücksichtigt werden:

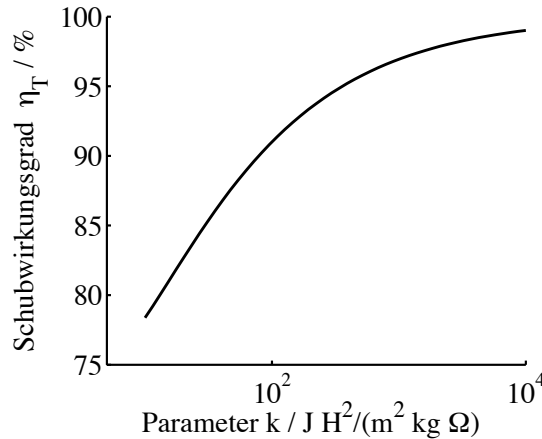
$$\int I^2 dt = \frac{E_0 - \frac{1}{2} m_{bit} c_e^2}{R}. \quad (2.51)$$

Eingesetzt in Gleichung 2.50 ergibt sich:

$$\eta_T = 1 + \frac{1}{2k} \pm \sqrt{\left(1 + \frac{1}{2k}\right)^2 - 1}, \quad (2.52)$$

mit

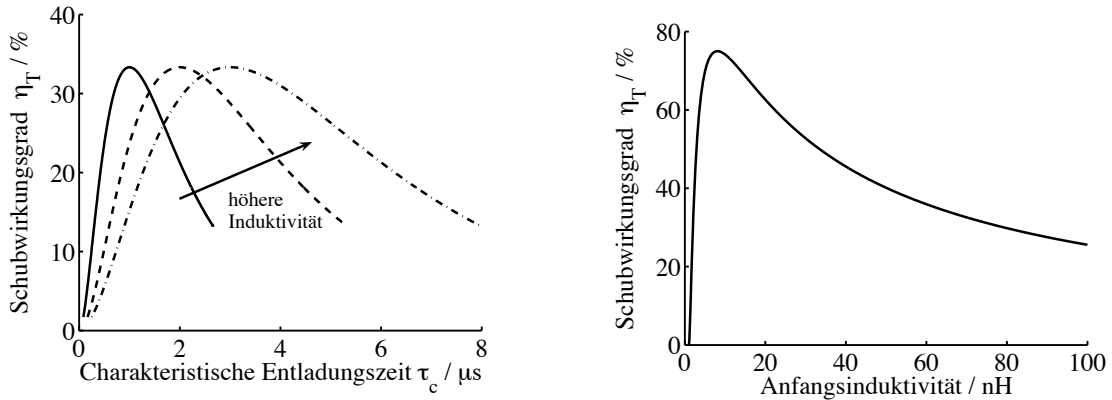
$$k = \frac{E_0}{8 m_{bit} R^2} \left( \frac{dL}{dx} \right)^2. \quad (2.53)$$



**Bild 2.12:** Schubwirkungsgrad über  $k = \frac{E_0}{8 m_{bit} R^2} \left( \frac{dL}{dx} \right)^2$ .

Nur Subtraktion des Wurzelterms ergibt mögliche Werte  $\eta_T < 1$ . Abbildung 2.12 zeigt den Schubwirkungsgrad als Funktion des Parameters  $k$ . Für  $k \rightarrow \infty$  geht  $\eta_T \rightarrow 1$ . Die Interpretation von Gleichung 2.52 ist sehr bedeutsam, da sich hieraus Kriterien für die Steigerung des Schubwirkungsgrad ergeben. Folgende Maßnahmen zur Steigerung des Schubwirkungsgrad sind aus Betrachtung der Gleichung abzuleiten:

- Eine höhere Anfangsenergie.



(a) Schubwirkungsgrad über der charakteristischen Entladungszeit  $\tau_c$ .

(b) Schubwirkungsgrad über Anfangsinduktivität.

**Bild 2.13:** Analytische Untersuchung des Schubwirkungsgrads in Abhängigkeit der charakteristischen Entladungszeit und der Anfangsinduktivität.

- Ein kleineres Massenbit. Dies erfolgt beispielsweise durch eine Verringerung der Treibstoffoberfläche, wie auch an SIMP-LEX bestätigt werden konnte[84].
- Einen kleineren elektrischen Widerstand. Thermische Effekte können innerhalb dieses Modells nicht betrachtet werden.
- Eine größere Änderung der Induktivität pro Weglänge. Dies geschieht durch eine entsprechende Anordnung der Elektroden; insbesondere können die Elektroden divergieren oder zungenförmig zulaufen.

## Einfluss der Periodendauer der Entladung

Das Integral des Stromquadrats in Gleichung 2.50 soll nun genauer untersucht werden, um eine Abhängigkeit des Schubwirkungsgrads von der Periodendauer zu ermitteln. Der Stromverlauf kann für konstante Werte  $L, C, R$  durch eine gedämpfte Schwingung angenähert werden [47]:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t. \quad (2.54)$$

Er hängt vom Widerstand  $R$ , der mittleren Induktivität  $L$  und der Winkelgeschwindigkeit  $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$  ab. Durch Einsetzen von Gleichung 2.54 in Gleichung 2.50 und Integration im Intervall  $[0, T/2]$  kann der Verlauf von  $\eta_T$  in Abhängigkeit von  $\omega$  bestimmt werden:

$$\eta_T = \frac{L_1^2}{2E_0 m_{bit}} \left[ \frac{I_0^2 L^3 \omega^2}{R(R^2 + 4\omega^2 L^2)} \left( 1 - \exp\left(-\frac{\pi R}{\omega L}\right) \right) \right]^2. \quad (2.55)$$

Diese Gleichung enthält implizit den Schubwirkungsgrad als Funktion der charakteristischen Entladungszeit  $\tau_c = \sqrt{LC}$ [94]. Diese Größe der Darstellung wird gewählt, weil sich im Experiment am Triebwerk Kapazität und Induktivität nicht unabhängig voneinander ändern lassen. Unter Vernachlässigung des Widerstands ist  $\tau_c$  direkt proportional zur Periodendauer  $T$ :  $\tau_c = T/(2\pi)$ . Dieser Verlauf ist in Abbildung 2.13(a) dargestellt.

Das Maximum entsteht aufgrund des Integrals über das Stromquadrat. Durch die Änderung der Periodendauer ändern sich der Verlauf des Stroms und die Integrationsgrenzen. Für kleine und sehr große Halbperioden ist das Integral klein; zwischen diesen gegenläufigen Effekten existiert ein Maximum. Dieses Maximum ist bei höheren Induktivitäten später zu finden.

## **Einfluss der Anfangsinduktivität**

Die Anfangsinduktivität beschreibt den Wert der Induktivität am Anfang der Entladung, wenn sich das Plasma noch nicht bewegt hat. Sie hängt von der Induktivität der Kondensatorbank, von der Geometrie der Verbindung zwischen Kondensator und Elektroden sowie in noch nicht bestimmtem Maße vom generierten Lichtbogen ab. Insbesondere die Querschnittsfläche des Stromkreises spielt für die Anfangsinduktivität eine große Rolle. Ihr Einfluss auf den Schubwirkungsgrad des Triebwerks ist belegt [47, 81, 94]. Abbildung 2.13(b) zeigt den Verlauf des Schubwirkungsgrads aus Gleichung 2.55 über der Anfangsinduktivität  $L_0$  für den periodischen Fall  $L_0 > CR^2/4$ . Dabei wird  $L = L_0$ , wie aus Gleichung 2.54 ersichtlich, als konstant angenommen. Der Wirkungsgrad nimmt wie erwartet für kleinere Anfangsinduktivitäten zu. Da für kleine Werte von  $L$  der Strom stark gedämpft wird, und dadurch die Beschleunigung klein ist, entsteht ein Maximum. Dieser Effekt wird in der Literatur [80] beschrieben und ist auf die begrenzte physikalische Genauigkeit des Modells zurückzuführen: Der Anstieg der Induktivität während eines Pulses ist in diesem Modell nicht berücksichtigt. Kleine Induktivitäten  $L$  führen so zu kleinen Stromamplituden und somit zu kleineren Schubwirkungsgraden.



# 3 Das Triebwerk

In diesem Kapitel werden Anforderungen und Auslegungskriterien des Triebwerks, sowie der Aufbau aller drei in der Arbeit verwendeten Triebwerkskonfigurationen dargestellt. Messungen zur Charakterisierung und zum physikalischen Verständnis des Triebwerks wurden an drei Konfigurationen durchgeführt. So wurden Thermische Untersuchungen an den Elektroden bereits am Labormodell SIMP-0 durchgeführt, wohingegen alle anderen Sondenmessungen und systematischen Untersuchungen des Triebwerkverhaltens am Ingenieurmodell SIMP-LEX erfolgten. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in die Entwicklung des optimierten Ingenieurmodells ADD SIMP-LEX eingeflossen.

## 3.1 Anforderungen und Auslegungskriterien

Wie in Kapitel 2 beschrieben, besteht ein iMPD Triebwerk aus drei Hauptkomponenten: Der Kondensatorbank, den Elektroden und dem Treibstoff. Für den Aufbau und die Leistungsdaten des Triebwerks sind allgemeine, sowie sich aus der Satellitenmission ergebende Forderungen ausschlaggebend. Folgende Forderungen der Langzeitmission an das Triebwerkssystem wurden identifiziert:

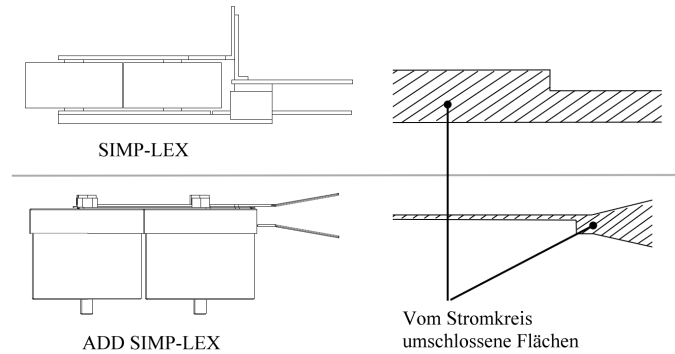
1. Kompaktes, robustes, leichtes Triebwerk,
2. hoher Wirkungsgrad  $\rightarrow$  mehr Nutzlast auf Satellit,
3.  $\Delta v \approx 5 km/s \rightarrow$  Lebensdauer  $> 10$  Mio Pulse,
4. elektrische und elektromagnetische Verträglichkeit.

Das innerhalb dieser Arbeit entstandene Triebwerk ADD SIMP-LEX wurde hinsichtlich Anforderungen 1 und 2 optimiert und hat erste Tests bezüglich Anforderung 3 und 4 durchlaufen. Es wird in diesem Kapitel zusammen mit seinen Vorläufermodellen SIMP-0 und SIMP-LEX vorgestellt. Zunächst soll auf einige kritische Bauteile des Triebwerks eingegangen werden. Insbesondere die Kondensatorbank und die Zündkerze sind hinsichtlich der Lebensdauer als kritisch zu betrachten. Aber auch die Elektrodenerosion kann sich bei der hohen geforderten Pulszahl kritisch auf die zu erwartende Lebensdauer auswirken.

### **Triebwerks- und Elektrodengeometrie**

Unter der Triebwerksgeometrie wird die Anordnung der Kondensatoren zu den Elektroden verstanden, wohingegen die Elektrodengeometrie die Anordnung der Elektroden zueinander und ihre Form beinhaltet. Beide Eigenschaften spielen für die elektrischen Parameter  $L_0$  und  $\frac{dL}{dx}$  eine wichtige Rolle. Es gilt, nach Gleichung 2.43 die Anfangsinduktivität  $L_0$  zu minimieren, um Verluste zu vermeiden. Dies führt dazu, dass die Verbindung vom Kondensatorabgriff zu

den beiden Elektroden möglichst parallel und mit wenig Abstand zueinander verläuft, um die Fläche zwischen den Platten so gering wie möglich zu halten, wie in Abbildung 3.1 schematisch skizziert. Des Weiteren führt eine hohe Änderung der Induktivität mit der Weglänge  $\frac{dL}{dx}$  zur Verbesserung der Leistungsdaten nach Gleichung 2.52. Eine solche kann durch eine divergierende Anordnung der Elektroden zueinander oder ein Zuspitzen derselben erlangt werden.



**Bild 3.1:** Schematische Seitenansicht der Triebwerke und entsprechende stromumflossene Flächen.

## Kondensatorbank

Die für die Energiespeicherung im Triebwerk verwendeten Kondensatoren stellen ein für die Lebensdauer des Triebwerks kritisches Bauteil dar. Grundsätzlich werden hohe Stromstärken, geringe ohm'sche Verluste, geringe Eigeninduktivitäten und hohe Energiedichten gefordert. Hohe Stromstärken und geringe Eigeninduktivitäten sind für eine effiziente Beschleunigung des Treibstoffs erforderlich, während geringe ohm'sche Verluste zusätzlich ein zu starkes Aufheizen des Kondensators im Dauerbetrieb verhindern [94]. Vor diesem Hintergrund kommen Folienkondensatoren und Keramikkondensatoren zum Einsatz [90, 120]. Keramikkondensatoren sind allerdings schwerer und daher vor allem für niedrigere Kapazitätsbereiche geeignet.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Folienkondensatoren eingesetzt. Die Lebensdauer dieser Kondensatoren liegt zwischen  $10^6 - 10^8$  Pulsen, wobei die Energiedichte zwischen  $10 - 100 J/kg$



**Bild 3.2:** Beide in dieser Arbeit verwendete Kondensatortypen. Charakteristische Größen siehe Anhang B.

liegt [31, 28, 120]. Es wird zwischen Metallfolienkondensatoren (hier: MKV Kondensatoren der Firma EPCOS) und metallisierten Kunststoff-Folienkondensatoren (hier: MKP Kondensatoren der Firma Electronicon) unterschieden (siehe Anhang B). Bei MKP Kondensatoren wird die Metallschicht auf das Dielektrikum aufgedampft, bei MKV Kondensatoren bildet diese eine separate, von einer Papierfolie stabilisierte Schicht. Bei den verwendeten MKP und MKV Kondensatoren liegt die Energiedichte bei  $40 J/kg$  bzw.  $12 J/kg$ . Die MKP Kondensatoren zeigten nach 10000 Pulsen deutliche Degradationserscheinungen und kommen deshalb für einen Einsatz auf einer Langzeitmission nicht in Frage. Die MKV Kondensatoren zeigten dieses Verhalten nach  $\sim 10000$  Pulsen bisher nicht, sie haben allerdings eine deutlich niedrigere Energiedichte. Grundsätzlich ist die Bewertung von Kondensatoren für das Triebwerk anhand Lebensdauer und Energiedichte durchzuführen. Eine Weiterentwicklung geeigneter leichter Kondensatoren ist für die Entwicklung leichter, leistungsfähiger iMPD Triebwerke bedeutsam.

## Zündkerze

Als Zündkerze eignet sich grundsätzlich jeder Aufbau, der die Treibstoffoberfläche teilweise ionisieren kann. So werden vielfach Zündkerzen aus dem Automobil- und Bootsbau eingesetzt. Am RIAME/MAI ist eine bei  $14 kV$  operierende selbstgebaute Elektrodenkonfiguration als Zündkerze im Einsatz [1]. In Princeton [25] wird an einer Triggerung der Entladung durch eine Infrarotquelle geforscht, um eine Optimierung sowie ein besseres Verständnis über den Prozess zu erlangen. In der vorliegenden Arbeit wurde eine Zündkerze vom Typ B8EGP (Platinelektrode) der Firma NGK am Labormodell SIMP-0 und eine Halbleiterzündkerze der Firma Unison am Ingenieurmodell SIMP-LEX und Flugmodell ADD SIMP-LEX eingesetzt. Der Vorteil von Halbleiterzündkerzen ist ihre niedrige Zündspannung von  $1000 V$ , gegenüber  $\sim 12000 V$  bei Autozündkerzen. Zur Zündung der Halbleiterzündkerze wird ein  $\sim 2 J$  Kondensator entladen, siehe Anhang B. Die Zündkerze stellt insbesondere im Hinblick auf die Lebensdauer des Triebwerks ein kritisches Bauteil dar.

## Energieversorgungseinheit

Die Energieversorgungseinheit lädt die Kondensatorbank und sendet danach ein Triggersignal an die Zündkerzenelektronik. Im Rahmen der Entwicklung für die Mission EO-1 war es möglich die Elektronik für die Energieversorgung eines  $56 J$  Triebwerks auf  $750 g$  zu reduzieren [15]. Für die Entwicklung von SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX kommen zwei Anordnungen für die Energieversorgung zum Einsatz. Eine von der Firma ASP entwickelte Elektronik dient der Ladung der Kondensatoren und dem Auslösen der Autozündkerze. Die Kondensatorbank kann mit konstanter Leistung auf zwischen  $1100 V$  und  $2000 V$  geladen werden. Die Ladeleistung ist dabei variabel zwischen  $66W$  und  $190W$ . Hieraus ergibt sich die Ladefrequenz nach  $f = P/E_0$  je nach Kondensatorenergie. Für den Betrieb des Triebwerks mit der Halbleiterzündkerze wurde eine Kombination aus einem strombegrenzten Netzgerät der Firma F.u.G. vom Typ MCP 350-2000 und einer am IRS entwickelten Zündelektronik eingesetzt. Beide Komponenten sind in Anhang B näher beschrieben.

Die maximale Pulsfrequenz ist durch die im Triebwerk entstehende Wärme limitiert: Da der Festtreibstoff zwischen den Elektroden aus PTFE besteht, dürfen die Elektroden die Teflon-Sublimationstemperatur von  $260 ^\circ C$  [100] nicht erreichen.

## 3.2 Aufbau Labormodell SIMP-0

Das Labormodell SIMP-0 diente zur Realisierung erster Tests und zur Inbetriebnahme des Triebwerks [91, 14]. Insbesondere werden an diesem Triebwerk, neben Strom- und Spannungsmessungen, Temperaturmessungen an Kathode und Anode in Abhängigkeit von Pulsfrequenz und Anfangsenergie durchgeführt.

Das Triebwerk ist in Abbildung 3.3 zu sehen. Mit Halterungsstruktur wiegt es  $4,9\text{ kg}$ . Der  $40\mu\text{F}$  MKP Kondensator (siehe Anhang B) kann bis zu  $2000\text{ V}$  aufgeladen werden und ist über Litzen mit den Elektroden verbunden. Die Elektroden sind  $48\text{ mm}$  breit,  $50\text{ mm}$  von einander entfernt und haben eine Dicke von  $6\text{ mm}$ . Die NGK Rennzündkerze ist mit der Kathode kaltverschweißt. Während der Entladung wurden mit dem im Bild sichtbaren Pearson 4418 maximale Stromstärken von bis zu  $48\text{ kA}$  gemessen.

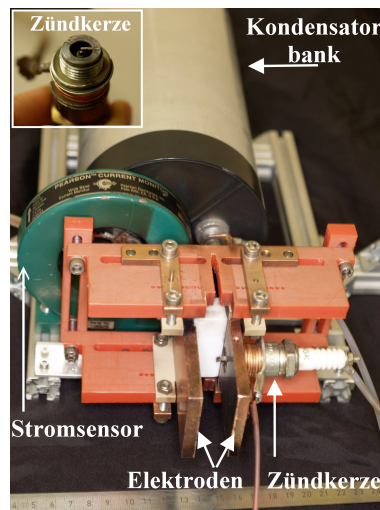


Bild 3.3: Labormodell SIMP-0.

## 3.3 Aufbau Ingenieurmodell SIMP-LEX

Am Ingenieurmodell SIMP-LEX werden alle Charakterisierungsmessungen und Parametervariationen durchgeführt. Insbesondere der Einfluss verschiedener Elektrodenbreiten, -geometrien und Abstände zwischen den Elektroden auf das Impuls- und Massenbit sowie auf eine effektive Austrittsgeschwindigkeit wird untersucht. Des Weiteren werden Messungen mit einer Magnetfeldsonde, einer Flugzeitsonde und einer Hochgeschwindigkeitskamera an diesem Triebwerk durchgeführt.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Ingenieurmodell ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Es wiegt  $4,35\text{ kg}$  ohne Treibstoff, mit  $4 \times 10\mu\text{F}$  Kondensatoren. Bei den Kondensatoren handelt es sich um MKP Kondensatoren der Firma Electronicon (siehe Anhang B). Die Abmaße der Kondensatorbank ergeben sich damit zu  $205 \times 205 \times 100\text{ mm}^3$ . Die elektrischen Anschlüsse an beiden Seiten werden über zwei  $5\text{ mm}$  Kupferplatten mit den  $2\text{ mm}$  starken Elektroden verbunden. Die Elektroden sind zur Charakterisierung und Optimierung des Triebwerks modular austauschbar. So lassen sich Elektrodenbreite, Abstand zwischen den Elektroden und Elektrodenform problemlos variieren. Die Kathode liegt über das in der Abbildung dargestellte Kabel elektrisch auf Masse und fasst die verwendete Halbleiterzündkerze von Unison in einer Presspassung.



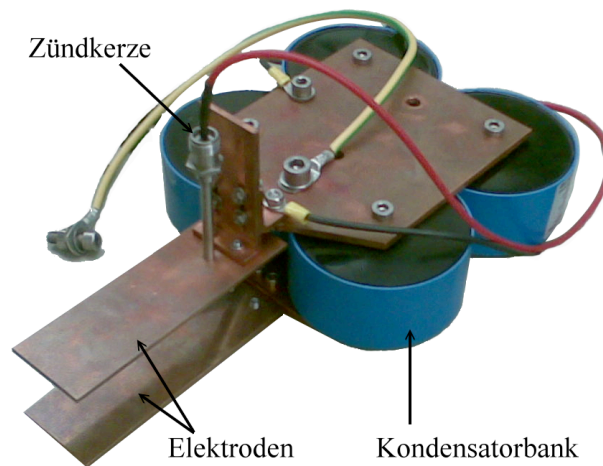


Bild 3.4: Ingenieurmodell SIMP-LEX.

### 3.4 Aufbau optimiertes Ingenieurmodell ADD SIMP-LEX

Aus der Betrachtung in Kapitel 2.5 geht hervor, dass ein kleiner ohm'scher Widerstand und eine kleine Anfangsinduktivität sowie eine große Änderung der Induktivität pro Plasmaweg  $\partial L/\partial x$  für einen hohen Schubwirkungsgrad zuträglich sind. Diese Aspekte, sowie systematische Untersuchungen am Ingenieurmodell SIMP-LEX sind in die Konstruktion von ADD SIMP-LEX eingeflossen. Die aus den Versuchen am Labormodell gewonnenen Kenntnisse über die Elektrodenkonfiguration wurden mit konstruktiven Maßnahmen zur Reduktion von  $L_0$  vereint. An ADD SIMP-LEX werden zudem Vergleichstests mit SIMP-LEX durchgeführt, um die erwartete Steigerung des Wirkungsgrads zu untersuchen. Des Weiteren kann durch eine Parameteruntersuchung der Kapazität ein Optimum des Wirkungsgrads für  $16,9 J$  gefunden werden.

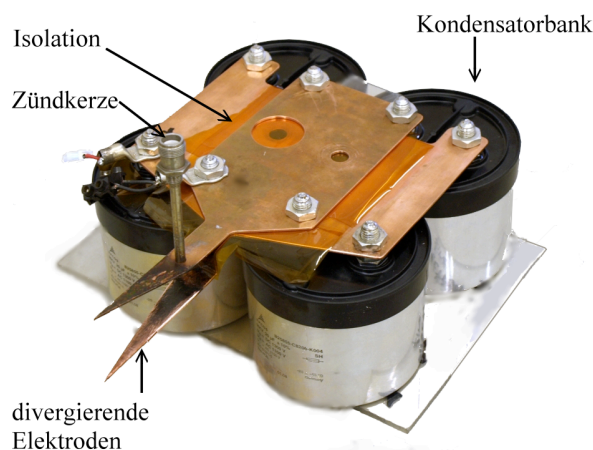


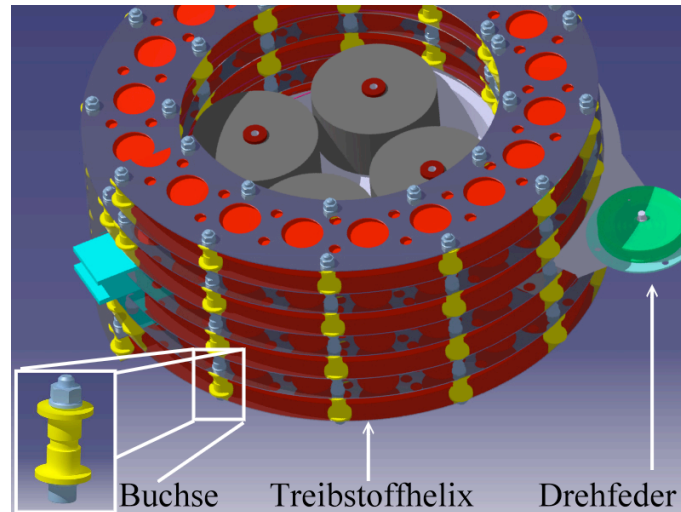
Bild 3.5: Aufbau optimiertes Ingenieurmodell ADD SIMP-LEX.

Abbildung 3.5 zeigt das Triebwerk. Es wiegt  $6,35 kg$  mit vier Kondensatoren. Die  $20 \mu F$  MKV Folienkondensatoren können bis maximal  $1300 V$  geladen werden. Sie besitzen elektrische Anschlüsse auf einer Seite, um die Anfangsinduktivität  $L_0$  konstruktiv zu minimieren. Hierzu werden die beiden Kupferplatten parallel zueinander nur durch eine Polyimid (Kapton<sup>R</sup>) Folie

getrennt geführt, und so die vom Strom umschlossene Fläche nach Abbildung 3.1 kleinstmöglich gehalten. Die beiden Kupferstücke von der Kondensatorbank bis zu den Elektroden bestehen aus je  $2\text{ mm}$  starken Blechen, die entsprechend zugeschnitten und gebogen sind. Sie sind für den Anschluss von 1 – 4 Kondensatoren vorgesehen. Die Elektroden sind  $20\text{ mm}$  breit,  $76\text{ mm}$  lang und haben einen Abstand von  $21\text{ mm}$  zueinander. Sie sind zugespitzt und unter einem Winkel von  $20^\circ$  zueinander angeordnet.

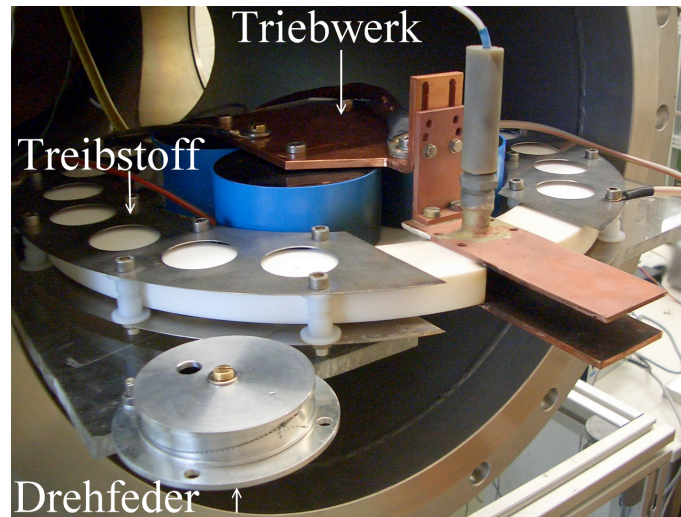
### 3.5 Treibstofffördersystem für Langzeitmissionen mit iMPD Triebwerken

Einem iMPD Triebwerk genügend Festtreibstoff für eine Langzeitmission zuzuführen wurde in den USA und in Russland [10, 38] untersucht. Während in den USA seither keine weitere Veröffentlichung publiziert wurde, ist die Entwicklung am RIAME/MAI in Russland weit fortgeschritten. Die Lagerung und Zuführung von genügend Treibstoff soll im Rahmen dieser Arbeit anhand der Mission BW1 erläutert werden.



**Bild 3.6:** Helixförmige Treibstoffzuführung, Detail Buchse.

Für BW1 ist der Einsatz von iMPD Triebwerken zeitlich gesehen erst nach dem des thermischen Lichtbogentriebwerks TALOS [16] vorgesehen. Der ursprünglich etwa  $200\text{ kg}$  schwere Satellit, kann hier also abzüglich des Treibstoffs für TALOS mit der Anfangsmasse  $m_a = 150\text{ kg}$  angenommen werden. Unter Verwendung einer effektiven Austrittsgeschwindigkeit von  $c_e = 15\text{ km/s}$ , die über Literaturdaten für die Energieklasse  $80\text{ J}$  abgeschätzt ist, führt das auf eine Treibstoffmasse von  $42,5\text{ kg}$ . Werden die in Vorstudien üblichen  $20\%$  Sicherheit berücksichtigt, und von einer Dichte  $\rho_{PTFE} = 2,2\text{ g/cm}^3$  ausgegangen, entspräche das einer Treibstofflänge von  $19\text{ m}$  für ein Triebwerk mit einer Ablationsfläche von  $21 \times 20\text{ mm}^2$ . Bei insgesamt 5 Triebwerken entspricht dies  $11\text{ m}$  Treibstoff pro Triebwerk. Diese Menge an Treibstoff im Satelliten unter zu bringen wird möglich, indem das Treibstofffördersystem beispielsweise wie in Abbildung 3.6 gezeigt, helixförmig um das Triebwerk angeordnet ist [85, 86]. Diese sehr kompakte Anordnung geht mit einer seitlichen Zuführung des Treibstoffes einher. Pro Seite sind nun also  $5,5\text{ m}$  Treibstoff zuzuführen. Zudem muss die Treibstoffhelix möglichst spannungsarm und an einem Stück



**Bild 3.7:** Funktionsnachweis Testaufbau.

vorliegen, um während der Mission nicht zu verkannten. Dies wird durch ein von der Firma ElringKlinger entwickeltes spanendes Verfahren realisiert, bei dem zwischen zwei Materialabtragungen getempert wird. Der Treibstoff soll über eine Drehfeder nachgeführt werden. Hierfür ist die Anordnung mit Buchsen aus PTFE versehen, in denen sowohl der Treibstoff als auch der Faden der Drehfeder laufen. PTFE eignet sich aufgrund seiner sehr geringen Reibungskonstanten zu diesem Zweck gut [100]. Abbildung 3.6 zeigt eine solche Buchse. Tests zu diesem Treibstofffördersystem wurden mit einem halbkreisförmigen PTFE Strang durchgeführt, siehe Abbildung 3.7[18]. Aus ihnen geht die Funktionalität des Förderkonzepts hervor. Insbesondere wurde gezeigt, dass die Drehfeder zur Nachführung des Treibstoffblocks geeignet ist. Bei einem Radius von  $255\text{ mm}$  wären etwa 3,5 Windungen pro Treibstoffseite notwendig, was einer Gesamthöhe der Helix von  $180\text{ mm}$  entspricht.

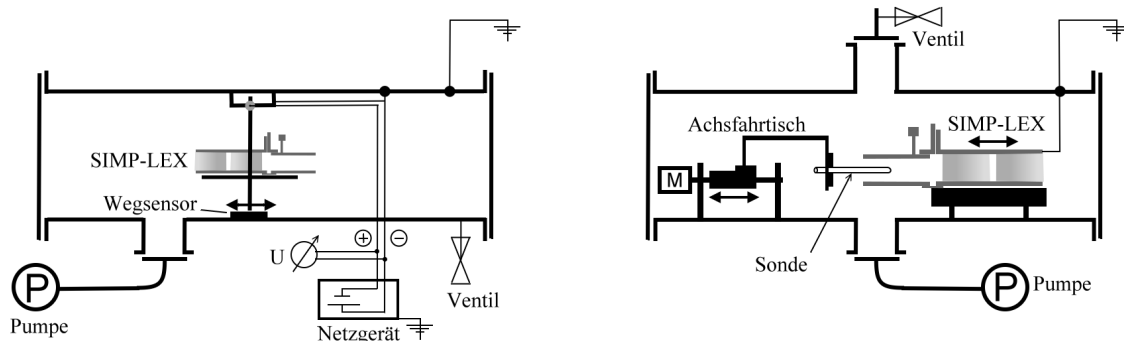


# 4 Versuchsanlagen, Messtechnik und Testmatrix

Im diesem Kapitel werden die Testumgebung sowie die einzelnen Messverfahren vorgestellt. Die für den Einsatz auf einem Satelliten relevanten Einflussgrößen werden aus Messung des Massenbits, des Impulsbits und der thermischen Untersuchung der Elektroden gewonnen. Durch Magnetfeld- und Flugzeitsondenmessungen entlang des Beschleunigungskanals sowie Kameramessungen mit kleiner Belichtungsdauer können Informationen gewonnen werden, die zu einem besseren physikalischen Verständnis des Triebwerks beitragen. Dabei geht es sowohl um den Aufbau, als auch um die dahinterstehende Theorie. Am Ende des Kapitels sind die Triebwerkskonfigurationen der durchgeführten Experimente in Form einer Testmatrix dokumentiert.

## 4.1 Vakuumkammern

Für die an den Triebwerken durchgeführten Messungen werden zwei verschiedene Teststände genutzt. In der ersten Vakuumkammer, T16 in Abbildung 4.1(a), ist die Schubmesswaage zur Messung des Impulsbits montiert. Dieser Teststand besitzt einen Durchmesser von 45 cm und eine Länge von 1,6 m. Fenster an allen vier Seiten erlauben eine gute Beobachtung des Triebwerks. Der Teststand ist aufgrund seiner Abmaße für die Untersuchung des Treibstofffördersystems geeignet. Er wird außerdem für die Untersuchung des Impuls- und Massenbits herangezogen. T17 in Abbildung 4.1(b), der zweite Teststand, ist mit 30 cm Durchmesser und einer Länge von 1 m kleiner. Er ist mit einem fahrbaren Achsfahrtisch ausgestattet, der die Positionierung einer Sonde entlang der Triebwerksachse bei evakuiertem Tank von außen ermöglicht. Der dafür verwendete Schrittmotor wird über einen PC angesteuert und



(a) Schema Teststand T16 mit Pendel zur Impulsmessung.

(b) Schema Teststand T17 mit Achsfahrtisch.

**Bild 4.1:** Schema der beiden Teststände.

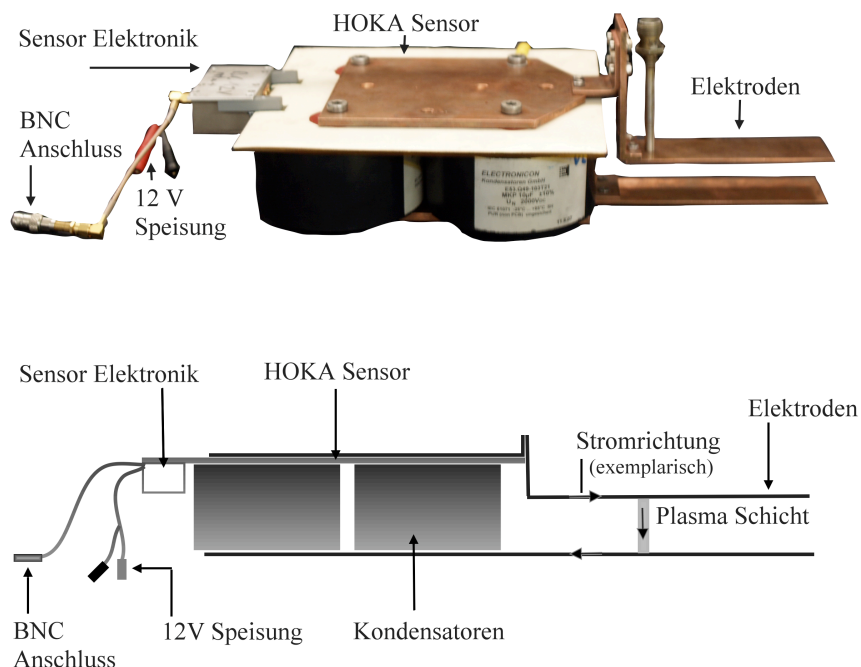
fährt  $6,2 \mu\text{m}$  pro Umdrehung. In Tank T17 ist der optische Zugang zum Triebwerk und den Elektroden von zwei Seiten möglich. T17 wird zur Untersuchung der Triebwerksgeometrie mit Hochgeschwindigkeitskamera, Magnetfeldsonde, und Flugzeitsonde herangezogen. Strom- und Spannungsmessungen können an beiden Testständen durchgeführt werden.

Die elektrische Verbindung der Triebwerke ist in beiden Tanksystemen gleich und in Abbildung 4.1(b) dargestellt. Der Tank liegt elektrisch auf Masse. Er ist mit der Kathode des Triebwerks verbunden, welche so auf Referenzpotential gehalten wird. Die Energiespeisung der Kondensatorbank sowie der Zündkerze findet über die dafür vorgesehenen elektrischen Durchführungen statt.

## 4.2 Strom-, Spannungsmessung

Die Messung des Strom- und Spannungsverlaufs während eines Pulses gehört zu den Grundmessungen an einem iMPD. Sie lassen auf eine mittlere Induktivität und einen mittleren Widerstand während einer Entladung schließen, indem wie in Gleichung 2.14 von einer konstanten Periodendauer ausgegangen wird.

### Strommessung



**Bild 4.2:** SIMP-LEX mit Stromsensor HOKA, Bild und Skizze.

Der Strom, der während eines Pulses durch das Triebwerk fließt wird mithilfe des eigens von

Karrer für diese Anwendung angepassten HOKA Sensors gemessen [55]. Das Messprinzip beruht auf einer Rogowskispule, die um einen Leiter des Stromkreises montiert wird. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen passt der HOKA Sensor durch seine flache Bauweise gut zwischen Kondensatorbank und Elektroden. Die Frequenz des zu messenden Signals liegt im  $100\text{ kHz}$  Bereich. Die Anordnung wie in Abbildung 4.2 ist auch zur Strommessung auf dem Satelliten hervorragend geeignet. Die Anfangsinduktivität des Triebwerks wird nur minimal beeinflusst und der Sensor ist vom Plasma getrennt.

In vorangegangenen Versuchen war der Sensor hinter dem Treibstoff um eine der Elektroden angebracht. Diese Möglichkeit wurde verworfen, da sich nach mehreren Pulsen Kohlenstoff auf der Sensoroberfläche ablagerte und dazu führte, dass es zu unkontrollierten Durchschlägen kam. Anfänglich an SIMP-0 durchgeführte Messungen mit einem Pearson 4418 Stromtransformator hatten den Nachteil, dass die Geometrie dieses Sensors aufgrund seiner Ausdehnung baulich eine höhere Anfangsinduktivität  $L_0$  des Triebwerks bedingte. Der Sensor wurde demzufolge als dauerhafte Lösung für SIMP-LEX verworfen.

## Spannungsmessung

Die Spannung wird an der Außenseite des Tanks wie in Abbildung 4.1(b) zu sehen, abgegriffen. Messungen zeigen, dass sich wegen des hohen Stroms während eines Triebwerkspulses das Tankpotential kurzfristig um bis zu  $300\text{ V}$  gegenüber Grund anhebt. Um die Spannungsmessung dennoch durchzuführen, wird diese außerhalb des Tanks zwischen Kathode und Anode mit einem Tastkopf vom Typ Tektronix P 6013A abgegriffen, siehe Anhang B. Das Tankpotential bildet demnach über die Verbindung zur Kathode die Referenz.

## 4.3 Massenbitmessung

Als Massenbit wird die pro Puls insgesamt ablatierte Masse bezeichnet. Es erlaubt, mithilfe des Impulsbits Rückschlüsse auf eine über den Puls gemittelte Austrittsgeschwindigkeit zu machen. Es wird gemessen, indem die Massendifferenz des Treibstoffes vor und nach einem Versuch über 300 – 1000 Pulse gemittelt wird. Hierzu steht die Präzisionswaage Shimadzu, AYW220D zur Verfügung, die eine Genauigkeit von  $0,1\mu\text{g}$  bei bis zu  $80\text{ g}$  und  $1\mu\text{g}$  bis  $220\text{ g}$  besitzt. Es ist zu beachten, dass die so bestimmte Masse, die insgesamt ablatierte Masse pro Puls ist, ohne zwischen beschleunigtem Teil und der thermischen Nachablation zu unterscheiden.

Da das Massenbit von der Temperatur des Treibstoffblocks abhängt, ist es für den Vergleich zwischen den Konfigurationen wichtig, die Methodik der Massenbitbestimmung gleich zu lassen. Bei der hier gewählten Pulsfrequenz von  $0,5\text{ Hz}$  ist die Erwärmung innerhalb der durchgeführten Pulszahl gering. Eine Erhöhung der Treibstofftemperatur von  $300\text{ K}$  auf  $400\text{ K}$  ergab in [96] eine Zunahme des Massenbits von 50 %. Die Erhöhung der Elektrodentemperatur im vorliegenden Fall liegt jedoch für 1000 Pulse unter  $10\text{ K}$  [50].

## 4.4 Impulsmesssystem

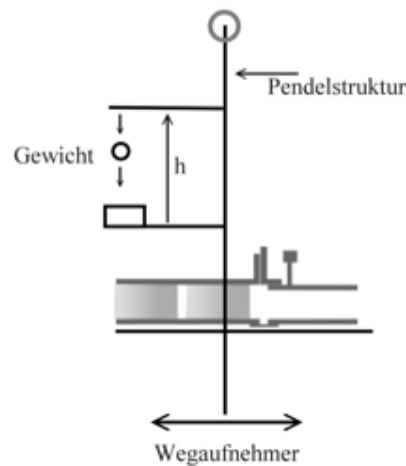
Der während eines Pulses übertragene Impuls liegt bei iMPD Triebwerken je nach Anfangsenergie bei  $10 - 2000 \mu Ns$ . Da der Impuls in wenigen  $\mu s$  übertragen wird, kann nur das Integral des Schubs  $T$ ,  $I_{bit} = \int T dt$ , gemessen werden. Dieser Wert hängt nicht von dem zeitlichen Verlauf des Kraftstoßes ab. Die Messung des Impulses geschieht über ein Pendel. Die in der Literatur zur Impulsmessung verwendeten Pendelsysteme unterscheiden sich insbesondere bezüglich ihrer Ausrichtung (horizontal/vertikal), der Methode mit der die Auslenkung gemessen wird, und der Kalibrierung. Des Weiteren kann zwischen stationären und instationären Messmethoden unterschieden werden: Im stationären Fall wird das Triebwerk mit einer festen Frequenz betrieben und die daraus resultierende konstante Auslenkung gemessen, im instationären Fall oszilliert das Pendel nach einem Triebwerkspuls und die Amplitude wird gemessen.

Nachdem die ersten Pendel zur Messung von kleinen Impulsen oder konstanten Schüben in der Literatur Anfang 1970 zu finden sind [108, 4], scheint das Interesse an hochpräzisen Impuls- und Schubmessungen erst gegen 1995 wieder zu steigen. Am NASA Lewis Research Center (LeRC) wurde basierend auf diesen frühen Entwicklungen ein horizontales Pendel entwickelt, welches durch eine elektromechanische Dämpfung auch für stationären Betrieb geeignet ist [40]. Ein Vergleich zwischen einer Kalibrierung mit einem Massependel und analytischer Impulsberechnung ergibt sehr gute Übereinstimmungen.

Wie am LeRC, stehen vergleichbare horizontale Pendel in den USA bei Busek Co. Inc [21], an der University of Southern California (USC) [48] und am Jet Propulsion Laboratory (JPL) [117] zur Verfügung. Sie verwenden unterschiedliche Methoden zur Kalibrierung. Während von Busek Co. Inc. eine elektrostatische Kraft numerisch berechnet wird und sogar zu Impulsvergleichsmessungen herangezogen wird, kommt am JPL ein piezoelektrischer Kraftaufnehmer hierfür zum Einsatz. An der USC werden die Schubmessungen mit der DSMC Simulation eines unterexpandierten Gasaustritts aus einer kleinen Öffnung verglichen. Konstante Schübe  $< 1 \mu N$  können so bestimmt werden. Am Tokyo Metropolitan Institute of Technology (TMIT) wurde ein horizontales Pendel mit einem inelastischen Stoß kalibriert und mit den Ergebnissen einer Prallplatte verglichen [51]. Dazu gelang es in Japan, das Impulsbit in-situ auf den  $638 kg$  schweren Japanese Test Satellite IV über die Änderung der Drehrate zu messen [42]. Am LAAS-CNRS steht ein vertikales Pendel zur Verfügung, dessen Bewegung zur Bestimmung des übertragenen Impulses aktiv gedämpft wird. Am RIAME/MAI wird die stationäre Auslenkung bei Pulsfrequenzen  $\sim 2 Hz$  gemessen [1].

Die Anforderungen an ein Messsystem für die Bestimmung des Impulses sind hoch bezüglich des Messbereiches und der Messgenauigkeit. Das zu vermessende Triebwerkssystem soll bis zu  $15 kg$  wiegen können. Für das vorliegende Triebwerk werden Einzelimpulse im Bereich von  $300 \mu Ns - 2500 \mu Ns$  erwartet. Zur Messung dieser auf den Satelliten übertragenen Impulse wird ein vertikales Pendel eingesetzt, welches sich insbesondere durch seine reibungsfreie Lagerung auszeichnet. Zur Ermittlung des übertragenen Impulses wird die Auslenkung des Pendels nach einem Triebwerkspuls gemessen. Unter der Annahme, dass während des Impulsübertrags vom Triebwerk zum Pendel keine Verluste auftreten, lässt sich der Betrag des Impulses konservativ aus dem Energiegleichgewicht berechnen. Die Genauigkeit des Pendels ist hauptsächlich durch die Messung der Auslenkung begrenzt. Im Folgenden werden der Aufbau der Schubmesswaage und die zur Ableitung des übertragenen Impulses notwendige Theorie erläutert.





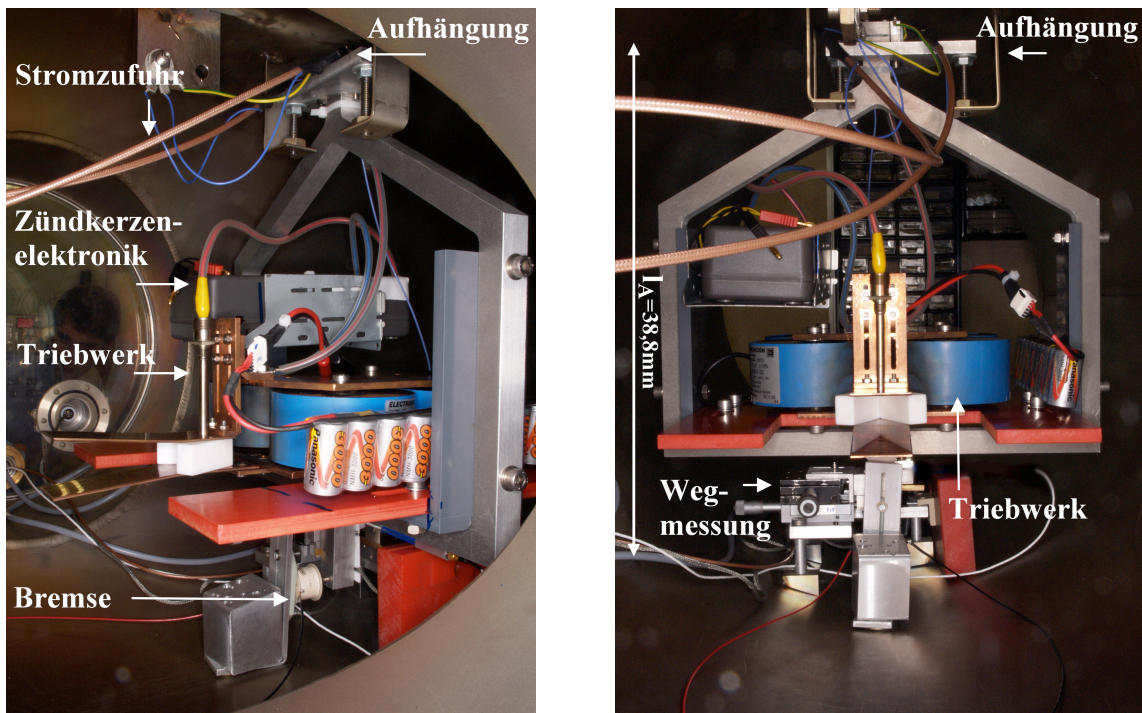
**Bild 4.3:** Schematischer Aufbau zur experimentellen Kalibrierung.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, die mit dem Pendel gemessene Auslenkung über einen Impulshammer mit dem Impuls zu korrelieren. Allerdings ergaben sich aus der Auswertung der aufgenommenen Daten Wirkungsgrade von  $> 100\%$ , wahrscheinlich aufgrund der im Millisekundenbereich liegenden Kraftübertragungszeit. Nach eingehender Forschung wurde diese Möglichkeit der Kalibrierung verworfen.

Die folgende in Abbildung 4.3 skizzierte Anordnung wurde am Ende der vorliegenden Arbeit entwickelt und konnte aus Zeitgründen nicht bis zur Testphase geführt werden. Sie beschreibt eine Möglichkeit, in Zukunft den analytischen Zusammenhang zwischen Auslenkung des Pendels und Impulsbit experimentell zu verifizieren: Ein Arm wird senkrecht zum Pendel installiert. Ein Aufnehmer auf dessen Ende kann den Impuls der aus einer bestimmten Höhe fallenden Gewichte auf das Pendel übertragen. Es wäre interessant, diese experimentelle Art der Kalibrierung mit der in dieser Arbeit beschriebenen analytischen Methode zu vergleichen. In [40] ergeben sich gute Übereinstimmungen zwischen experimenteller Kalibrierung und analytischem Zusammenhang.

## Aufbau des Impulspendels

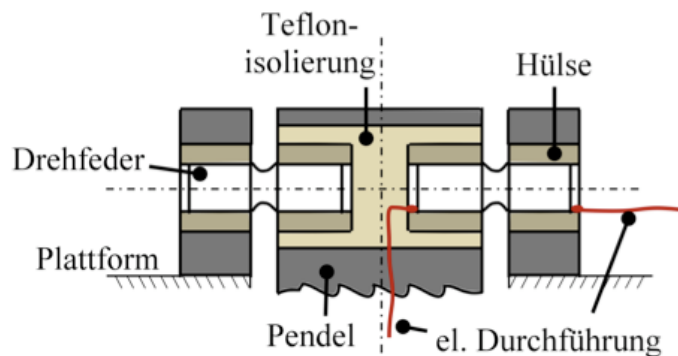
Abbildung 4.4 zeigt das zur Impulsbestimmung verwendete Pendelsystem in der Vakuumkammer T16. Das Triebwerk ist an der Pendelstruktur über eine Einschubplatte (rot) fixiert. Diese besitzt Langlöcher, um bei der Positionierung des Triebwerks sicherzustellen, dass der Massenmittelpunkt unter der Pendelachse zu liegen kommt. Von der Aufhängung zur Messung der Auslenkung ist das Pendel  $38,8\text{ mm}$  lang. Auf dem Pendelrahmen ist das Triebwerk und die Elektronik für die Zündkerze inklusive Batterie untergebracht. Die Zündelektronik wird über einen Infrarotsensor berührungslos von außerhalb des Tanks betätigt. Die reibungsfreie Lagerung des Pendels ist über zwei Drehfedern realisiert. Sie verhindern eine Energiedissipation über Reibung, wie es beispielsweise bei Kugellagern oder Schneiden der Fall ist. Die Schnittzeichnung durch das Lager in Abbildung 4.5 verdeutlicht den Aufbau der Lagerung. Die beiden Drehfedern sind zur Kraftübertragung von Stahlhülsen umgeben und dienen außerdem der Spannungsversorgung des Triebwerks. Eine PTFE Hülse trennt die beiden elektrischen Pole. An der rechten Lagerseite ist dieser Durchgang beispielhaft dargestellt. Die elektrischen Adern



(a) Pendel seitlich.

(b) Pendel von vorne.

**Bild 4.4:** Pendel zur Impulsmessung seitlich und von vorne.

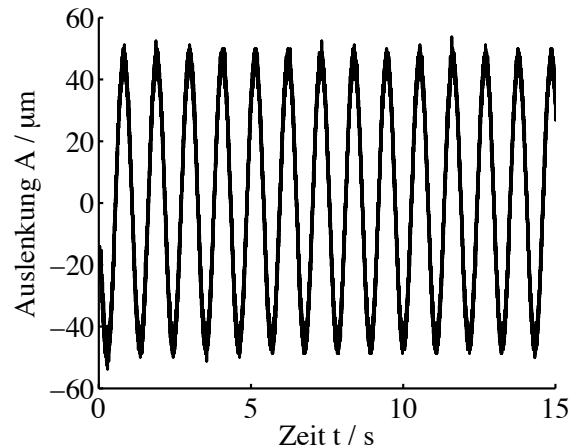


**Bild 4.5:** Schnittzeichnung durch das Lager des Pendels.

sind an die Außenseite und die Innenseite der Drehfedern - die Stator bzw. Rotor Seite - gelötet. Die Stator- und Rotor Seite des Lagers sind jeweils durch Klemmvorrichtungen fixiert. Die Federn können maximal  $314\text{ N}$  vertikal aufnehmen. Daraus resultiert mit einem Sicherheitsfaktor von 20 % ein Maximalgewicht des Triebwerkssystems von  $27\text{ kg}$ .

Das optische Messsystem ist am unteren Teil des Pendels angebracht, um möglichst große Auslenkungen messen zu können und die Auflösung zu maximieren. Hier kommt ein Sensorsystem der Firma Renishaw zum Einsatz. Ein am Pendelarm befestigter Messstreifen (RGS 20-S) wird über einen Infrarot-Sensorkopf (RGH25U) abtastet, siehe Anhang B. Die Auflösung des Systems beträgt  $50\text{ nm}$ , es werden Auslenkungen im Bereich von  $30\text{ }\mu\text{m}$  gemessen. Das vom Sensorkopf registrierte Signal wird über eine Summiereinheit in eine Amplitude umgewandelt und als Voltsignal vom Oszilloskop aufgenommen. Abbildung 4.6 zeigt einen beispielhaften Verlauf der Pendelamplitude. Offensichtlich nimmt die Amplitude nicht ab. Während des Schwingvor-

gangs des Pendels dissipiert also wenig Energie. Um dennoch mehrere Messungen hinterein-



**Bild 4.6:** Typisches Schwingverhalten des Pendels: Die Dämpfung ist sehr klein.

ander zu ermöglichen, wird eine Wirbelstrombremse eingesetzt. Am unteren Ende des Pendels sind zylindrische Magneten angebracht, die bei Bewegung des Pendels in eine Spule schwingen und dabei einen elektrischen Strom in den Windungen induzieren. Durch Kurzschluss der Spulenden entsteht hieraus innerhalb ihres Innenraums ein Magnetfeld, das der Bewegung des Pendels entgegenwirkt. Über einen Schalter kann die Bewegung des Pendels so in maximal 5 min abgebremst werden.

### Ableitung des Impulsbits aus der Auslenkung

Zur Verifikation des Pendelverhaltens und zur Erstellung der Kalibrierkurve ist es wichtig, das Verhalten des Pendels theoretisch beschreiben zu können. Hierzu wird eine Energiebilanz aufgestellt. Die von einem Erreger - dem Triebwerk - übertragene Energie  $E_E$  auf das Pendel wird in kinetische Energie  $E_{kin}$ , potentielle Energie  $E_{pot}$  und Vibrationsenergie der Pendelstruktur  $E_{vib}$  umgewandelt. Jene Verluste, die beim Impulsübertrag beispielsweise durch Verformung Energie entziehen, werden vernachlässigt. Die während der Schwingung auftretende Energiedissipation aufgrund von Reibung wird bei der Bestimmung der Auslenkung berücksichtigt.

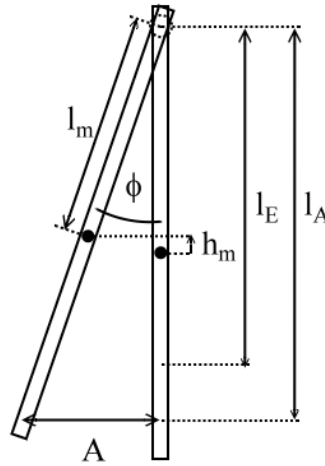
$$E_E = E_{pot} + E_{kin} + E_{vib} \quad (4.1)$$

Im Punkt der größten Auslenkung ist der Pendelarm kurzzeitig in Ruhe und die kinetische Energie  $E_{kin} = 0$ . Die vibratorische Energie sei im Folgenden nicht betrachtet. Die potentielle Energie am Maximalpunkt der Auslenkung mit Winkel  $\phi_0$  setzt sich zusammen aus der Energie, die in den Drehfedern der Steifigkeit  $D$  gespeichert ist, und der Energie die in der Anhebung des Massenschwerpunktes des Pendels um den Betrag  $h_m$  steckt:

$$E_{pot} = m g h_m + \frac{1}{2} D \phi_0^2, \quad (4.2)$$

mit

$$h_m = l_m (1 - \cos \phi_0). \quad (4.3)$$



**Bild 4.7:** Parametrische Skizze des physikalischen Pendels.

Hierbei ist  $l_m$  der Abstand des Massenmittelpunktes des Pendels von der Drehachse, wie in Abbildung 4.7 skizziert. Die Energie, die während des Kraftstoßes übertragen wird, kann berechnet werden, indem vereinfachend von einer über die Zeit  $T$  konstanten Kraft  $\bar{F}$  ausgegangen wird. Diese Kraft greift mit dem Hebelarm  $l_E$  am Drehpunkt als konstantes Moment  $\bar{M}$  an. Es gilt also:

$$E_E = \int \bar{M} d\phi = \bar{M} \Delta\phi. \quad (4.4)$$

Greift ein konstantes Moment an einem Objekt der Trägheit  $\Theta$  an, so lässt sich die dadurch hervorgerufene Winkeländerung beschreiben durch

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \frac{\bar{M}}{\Theta} T^2. \quad (4.5)$$

Die vom Erreger übertragene Energie  $E_E$  lautet also:

$$E_E = \frac{1}{2} \frac{\bar{M}^2}{\Theta} T^2 = m g h_m + \frac{1}{2} D \phi_0^2. \quad (4.6)$$

Um den Zusammenhang zwischen dem vom Erreger übertragenen Impulsbit  $I_{bit} = \bar{F} T$  und der gemessenen Auslenkung  $A$  herzustellen, wird Gleichung 4.6 mit  $\bar{M} = \bar{F} l_E$  und  $\phi_0$  mit einer Tangensnäherung  $\phi_0 \approx \frac{A}{l_A}$  umgeschrieben. Hierbei ist  $l_A$  der Abstand von der Achse des Pendels zu dem Punkt, an dem die Auslenkung gemessen wird,  $l_E$  ist der Abstand von der Achse zur angreifenden Kraft. Der Fehler für den Winkel aus der Tangensnäherung liegt bei ca.  $10^{-7} \%$ . Das Impulsbit  $I_{bit}$  lässt sich mit  $\Theta = m l_m^2$  in Abhängigkeit der Auslenkung schreiben zu:

$$I_{bit} = A \frac{l_m}{l_E l_A} \sqrt{m (m g l_m + D)}. \quad (4.7)$$

Die Beziehung zwischen Impulsbit und Auslenkung ist eine Gerade, deren Steigung von den Pendelparametern abhängt.

## Zusammenhang zwischen Impulsbit und Auslenkung

Die Zuordnung des Impulsbits zur gemessenen Auslenkung erfolgt grundsätzlich über die in Gleichung 4.7 hergeleitete Beziehung. Die Abstände  $l_E$  und  $l_A$  sowie die sich während der Schwingung bewegende Masse  $m$  werden direkt gemessen. Die durch die beiden Torsionsfedern mit Steifigkeit  $D_0 = 9,23 \text{ Ncm/rad}$  verursachte Konstante  $D = 2 D_0 = 18,46 \text{ Ncm/rad}$  ist durch den Hersteller GAD-Elektronik-Komponenten bekannt.

Um den Abstand des Massenschwerpunkts zur Pendelachse  $l_m$  aus experimentell ermittelten Daten zu bestimmen, wird das Momentengleichgewicht aufgestellt:

$$\ddot{\phi} + \frac{R}{\Theta} \dot{\phi} + \frac{D + mgl_m}{\Theta} \phi = \frac{\overline{M}}{\Theta}. \quad (4.8)$$

Daraus ergibt sich die Winkelgeschwindigkeit  $\omega = 2\pi/T_P$  zu:

$$\omega = \sqrt{\frac{D + mgl_m}{\Theta}}. \quad (4.9)$$

Die Winkelgeschwindigkeit kann aus der gemessenen Bewegung über die Periodendauer  $T_P$  bestimmt werden. Wird  $\Theta = ml_m^2$  in der Gleichung ersetzt bleibt der Abstand  $l_m$  die einzige Variable nach der über eine quadratische Gleichung aufgelöst werden kann:

$$l_m = \frac{T_P^2 g}{8\pi^2} \pm \sqrt{\frac{g^2 T_P^4}{(8\pi^2)^2} + \frac{T_P^2 D}{4m\pi^2}}. \quad (4.10)$$

Die Zuordnung des Impulsbits zur gemessenen Auslenkung erfolgt also über die analytische Beschreibung der Pendelenergie in Verbindung mit experimentell bestimmten Daten. Zur Bestimmung der maximalen Auslenkung  $A$  wird die nach einem Puls aufgezeichnete Schwingungsbewegung durch die allgemeine Gleichung

$$x(t) = A e^{-\delta t} \sin(\omega t - \alpha) \quad (4.11)$$

über die Methode der geringsten Fehlerquadrate angenähert. Diese Gleichung berücksichtigt sowohl die geringe Dämpfung  $\delta$  der Schwingung, als auch eine Phasenverschiebung  $\alpha$ . Die so bestimmte Auslenkung  $A$  wird in Gleichung 4.7 eingesetzt.

Für jede Triebwerkskonfiguration wird die Pendelmasse gemessen und das Trägheitsmoment des Pendelsystems neu berechnet. Abweichungen ergeben sich aufgrund Massen- und Schwerpunktsänderungen.

## 4.5 Flugzeitsonde

Zur Bestimmung der lokalen Plasmageschwindigkeit zwischen den Elektroden werden Flugzeitsonden eingesetzt. Ziel ist es, die Geschwindigkeitsänderung der Plasmaschicht entlang der Elektroden zu vermessen. Dadurch wird das Verhalten der Plasmageschwindigkeit entlang des Entladungskanals bei verschiedenen Kondensatorspannungen untersucht.

Insbesondere die Frage, ob ein Kürzen der Elektrodenlänge sinnvoll ist, kann durch eine derartige Studie geklärt werden. Hierzu werden verschiedene Positionen entlang der Triebwerksachse vermessen. Messungen mit elektrostatischen Sonden wurden bereits von verschiedenen Institutionen an iMPD Triebwerken durchgeführt. Die Plasmageschwindigkeit wurde über Faraday Sonden [110], Langmuir Einzel- Doppel- oder Trippelsonden [52, 37] vermessen. Die eingesetzten Einzelsonden wurden mit gegenüber dem Plasma negativem Potential bei einer Entfernung von  $15\text{ cm}$  vom Elektrodenende betrieben [30]. Allerdings lagen die Messpositionen zur Bestimmung der Geschwindigkeit nicht zwischen den Elektroden, sondern im austretenden Plasma und es ist kein daraus abgeleiteter Geschwindigkeitsverlauf dokumentiert. In [89] wurde eine Doppelsonde zwischen den Elektroden verwendet, um über den Zeitpunkt der Plasma-Ankunft die Form der Plasmaschicht abzuleiten, ohne eine Aussage über den Geschwindigkeitsverlauf zwischen den Elektroden zu machen. Für Kondensatorenergien zwischen  $10\text{ J} - 40\text{ J}$  werden in der Literatur Plasmageschwindigkeiten von  $25\text{ km/s} - 60\text{ km/s}$  nach Austritt des Plasmas aus den Elektroden gemessen. Die Geschwindigkeiten beziehen sich jeweils auf das Zentrum der ersten Plasmaschicht. Die Verwendung von zwei hintereinander angeordneten Doppelsonden zur Vermessung des Geschwindigkeitsverlaufs zwischen den Elektroden wurde in dieser Arbeit versucht, es ließen sich jedoch keine zuverlässigen Daten gewinnen. Die zwischen den Sondenelektroden angelegte Spannung erzeugt bei den zwischen den Triebwerkselektroden herrschenden Plasmacharakteristiken einen Lichtbogen. Des weiteren fließt ein durch das hohe veränderliche Magnetfeld induzierter Strom innerhalb der Sondenpaare, der sich störend auf das Messsignal auswirkt. Die Entstehung des Lichtbogens sowie der Einfluss des induzierten Stroms wurde experimentell untersucht [72].

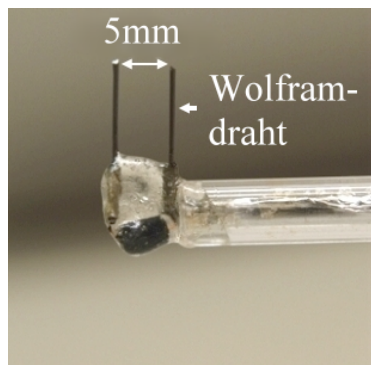
Zur Bestimmung der Flugzeit innerhalb der Beschleunigungskammer wurde das Potential zweier Einzelsonden gegen elektrische Masse gemessen. Innerhalb der hier durchgeführten Messungen werden sowohl Positionen in der Nähe des Treibstoffblocks als auch am Ende der Elektroden - kurz vor Austritt des Plasmas - vermessen.

## Aufbau und Funktionsweise

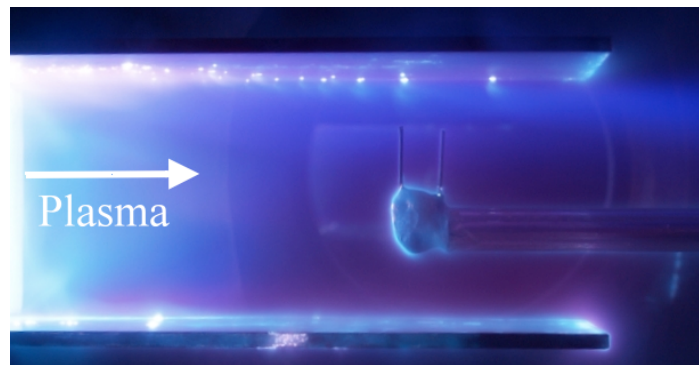
Die Flugzeitsonde, die letztlich zum Einsatz kam, besteht aus zwei hintereinander positionierten Langmuir-Einzelsonden, wie in Abbildung 5.29 zu sehen. Die beiden Elektroden der Sonde sind elektrisch frei gelagert. Wenn die Plasmaschicht wie in Abbildung 4.8(b) über die Sonde hinweg beschleunigt wird, tauchen die Elektroden in das Plasma ein. Da die Elektronen im Plasma beweglicher sind, trifft auf jede Sonde einen Elektronenstrom, durch die eine Potentialänderung  $\Phi_W$  der elektrisch potentialfreien Elektrode hervorgerufen wird gemäß [63]:

$$\Phi_W = T_e \ln \left( \frac{m_i}{2\pi m_e} \right)^{1/2}. \quad (4.12)$$

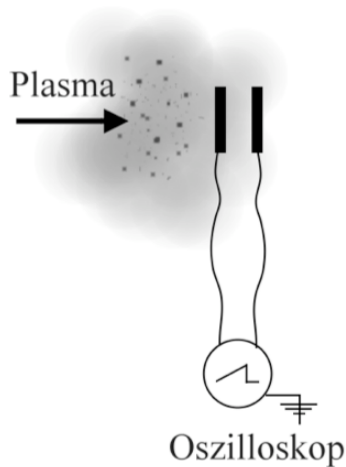
Hierbei ist  $T_e$  die Elektronentemperatur,  $m_i$  die Masse eines Ions und  $m_e$  die Masse eines Elektrons. Die Gleichung beruht auf der Energie- und Stromerhaltung in der Randschicht und der daraus nach Poisson abgeleiteten Potentialverteilung. Das Potential der Sondenelektrode und die Elektronentemperatur sind hier direkt proportional. Im Zentrum der Plasmaschicht wird die maximale Elektronentemperatur erwartet, bis dahin steigt das Elektrodenpotential an. Abbildung 4.9(a) zeigt den elektrischen Aufbau. Das Oszilloskop registriert die Signale der beiden Sonden. Die hintere Sondenelektrode erreicht die maximale Potentialdifferenz gegenüber Masse zeitlich verzögert nach der ersten Sonde. Aus der Zeitverzögerung  $\Delta T$  und dem Abstand



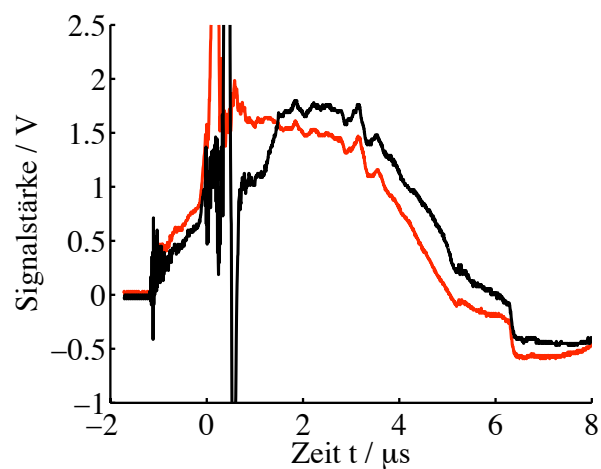
(a) Flugzeitsonde aus zwei Einzelsonden.



(b) Elektrischer Aufbau der Flugzeitsonde.

**Bild 4.8:** Flugzeitsonde: Aufbau und Einsatz.

(a) Schematische Darstellung der Flugzeitsonde aus Einzelsonden.



(b) Daten aus Flugzeitsondenmessungen mit zwei Einzelsonden.

**Bild 4.9:** Schematische Darstellung und Signale der Flugzeitsonde.

zwischen den Elektroden  $\Delta s$  kann nach  $v = \frac{\Delta s}{\Delta T}$  eine mittlere Geschwindigkeit zwischen den Sondenelektroden bestimmt werden. Je dichter die beiden Sondenelektroden platziert sind, desto höher ist die örtliche Auflösung der Geschwindigkeitsmessung. Allerdings ist je nach Signalqualität die gemessene Geschwindigkeit mit Fehler behaftet. Stehen die Elektroden zu nah, beeinflussen sich die Grenzschichten. Dieser Effekt kann durch leichtes Versetzen der Elektroden senkrecht zur Stromrichtung verringert werden.

Die Sondendrähte werden wie in Abbildung 4.11(b) bei der Magnetfeldsonde innerhalb eines mit Aluminium umwickelten Quarzröhrchens geschirmt geführt [72]. Innerhalb des Röhrchens wird der Draht verdreht, um den Einfluss der Magnetfelder gegenseitig aufzuheben. Da Wolfram zu spröde ist, wird hier  $0,2\text{ mm}$  Kupferlackdraht verwendet. Nur die im Plasma befindlichen Sondendrähte bestehen aus Wolfram. An der Sondenspitze treten die beiden  $0,5\text{ mm}$  dicken Wolframdrähte  $10\text{ mm}$  senkrecht aus dem Quarzröhrchen. Sie sind  $5\text{ mm}$  voneinander entfernt, um bei Geschwindigkeiten im Bereich von  $10000\text{ m/s}$  und einer Abtastrate von  $20\text{ MHz}$  eine Differenz in den Signalspitzen von  $10\text{ Pixel}$  ableiten zu können. Abbildung 4.9(b) zeigt beispielhaft ein gemessenes Sondensignal. Die Zeitdifferenz zwischen den beiden Spannungsverläufen wird manuell ausgewertet. Aufgrund der sich im aufsteigenden Ast befindlichen Störung kann

keine computergestützte Auswertung stattfinden.

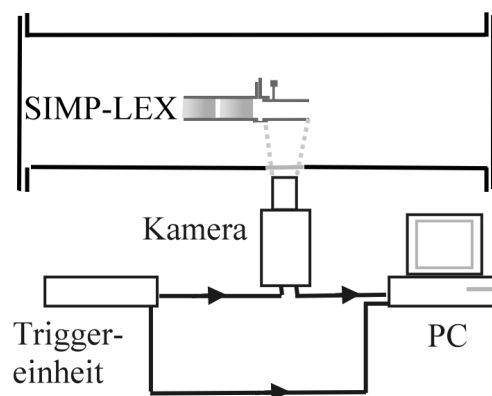
## 4.6 Hochgeschwindigkeitskamera

Zur zeitaufgelösten Betrachtung der Plasmabewegung wird eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt. Dabei ist bei dieser Art der Anwendung vor allem die kurze Belichtungsdauer sowie eine reproduzierbare Auslösegenauigkeit wichtig.

### Aufbau

Eine Hochgeschwindigkeitskamera des Typs DiCam-2 wird wie in Bild 4.10 zu sehen senkrecht zur Plasmabewegung installiert, um das im Triebwerk entstehende Plasma zu erfassen. Der Durchmesser des seitlichen Zugangsfensters der Versuchsanlage T17 begrenzt den Ausschnitt der Elektroden. Die Kamera hat eine minimale Belichtungszeit von  $20\text{ ns}$ , bei einer Genauigkeit von  $1\text{ ns}$ . Relativ zum Triggerzeitpunkt kann eine Verzögerung von bis zu  $50\text{ }\mu\text{s}$  eingestellt werden. Das Licht des Plasmas fällt durch ein Makroobjektiv auf eine Photokathode des Typs S25, die auf einen Wellenlängenbereich von  $380\text{ nm}$  bis  $900\text{ nm}$  anspricht. Von dort wird das Signal auf eine ladungsträgergekoppelte Schaltung (*Charged Coupled Device, CCD*) weitergeleitet, wenn zwischen Photokathode und CCD die Auslösespannung anliegt. Das auf der CCD entstandene Bild wird als PAL Signal an die Framegrabberkarte vom Typ SV5 im PC weitergegeben. Abbildung 4.10 zeigt schematisch, wie die Triggereinheit mit der Kamera und dem PC verbunden ist. Wird ein Bild ausgelöst, sendet die Triggereinheit ein Flankensignal an den Bildabtaster (*Framegrabberkarte*), der daraufhin das nächste ankommende Bild speichert. Mit einem an der Kamera einstellbaren Verstärkungsfaktor lässt sich die Auslösespannung zwischen Photokathode und CCD beeinflussen, was sich auf die Intensität der angezeigten Bilder auswirkt.

Die Triggereinheit der Kamera besitzt einen BNC Eingang für externe Bildtriggerung. An diesen ist ein BNC Kabel angebracht, das als Antenne fungiert und die von der Zündkerzeneinheit des Triebwerks verursachte Störung als Triggersignal erkennt. Zeitgleich wird die Spannung am Triebwerk gemessen, auf dem die Störung ebenfalls zu sehen ist. Dadurch ist es möglich, eine



**Bild 4.10:** Schematischer Aufbau der Hochgeschwindigkeitskamera und Triggerung.



Korrelation zwischen Störsignal, Triggerung und Spannungsverlauf herzustellen.

Im Vorlauf war der Triggereingang zunächst an eine Photodiode, die auf das Plasma ausgerichtet war und dann auf den Triggereingang des Oszilloskops gelegt worden, das die Spannung misst. Keine dieser Methoden erwies sich als reproduzierbar. Bei der Triggermethode mit einer Photodiode konnte eine Variation des Triggerzeitpunkts relativ zum Spannungssignal von bis zu einer Mikrosekunde festgestellt werden. Die Methode, den Triggereingang des Oszilloskops zu verwenden funktionierte nicht, da die Triggereinheit der Kamera frühzeitig aufgrund der durch die Zündkerze verursachten Störung auslöste.

## Auswertung

Zur Auswertung werden die als *.tif* gespeicherten Bilddaten in Matlab weiterverarbeitet. Hierbei wird jeder Graustufe ein Wert von 1 bis 1000 zugeordnet. Diese liegen so in Form einer Matrix vor und können analysiert werden. Zunächst wird das zu jedem Bild aufgenommene Spannungssignal mit dem Störsignal korreliert und so der relative Zeitpunkt der Messung bestimmt. Ziel der darauf folgenden Analyse ist es, den Rand der sich vorwärts bewegenden Plasmaschicht zu finden. Hierzu wird jede Zeile der Bildmatrix nach einem bestimmten Helligkeitsschwellenwert abgesucht. Zusätzlich werden lokale Helligkeitserscheinungen, die aufgrund von Bildstörungen auftreten können, herausgefiltert. Die erkannte Position der Plasmarandschicht hängt allerdings vom verwendeten Verstärkungsfaktor ab. Wird hier die Verstärkung höher eingestellt, sind Bereiche hell, die auf der Aufnahme mit geringerer Verstärkung noch nicht zu sehen waren. Diese Tatsache macht eine genaue Weg-Zeit-Korrelation des Plasmas unmöglich. Allerdings kann der qualitative Verlauf dargestellt werden, wenn während eines Beschleunigungsvorganges eine konstante Verstärkung beibehalten wird. Als Referenzmaß für den beobachteten Weg-Zeitverlauf dient der bekannte Plattenabstand zwischen den Elektroden. Der durch das Objektiv entstandene 3D Effekt birgt Fehler, da die Mitte der  $2\text{ mm}$  dicken Elektroden geschätzt werden muss. Der Weg-Zeit Verlauf wird für eine Zeile der Bildmatrix berechnet, indem die Wegkoordinaten der jeweiligen Matrizen voneinander abgezogen werden. Falls es hier zu negativen Werten kommt, werden diese bei der Auswertung vernachlässigt. Aus der Steigung des Weg-Zeit Verlaufs wird der Geschwindigkeits- Zeit Verlauf abgeleitet. Da dieser großen Schwankungen unterliegt, wird eine mittlere Geschwindigkeit ermittelt.

## 4.7 Magnetfeldsonde

Die Kenntnis des zeitlich und örtlich aufgelösten Magnetfeldes spielt für die Modellierung der Plasmabeschleunigung im Triebwerk, zum besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge und der dadurch möglichen Optimierung des Triebwerks eine wichtige Rolle. In diesem Kapitel wird die Vermessung des Magnetfelds entlang der Triebwerksachse sowie in der Ebene  $x = 0$  wie in Abbildung 4.17(b) beschrieben. Obwohl ein Hall-Sensor für diese Vermessung grundsätzlich ebenfalls geeignet ist, wird hier eine Induktionsspule eingesetzt [87]. Eine Induktionsspule wurde in der Vergangenheit bereits mehrfach erfolgreich verwendet [67, 26, 89]. Palumbo vermaß das Magnetfeld zwischen den Elektroden eines  $81,9\text{ J}$  Parallelschientriebwerks. In der neuesten Veröffentlichung von Koizumi et al. werden Magnetfeldmessungen zu Hilfe genommen um Analysen von optischen Messungen zu unterstützen [67]. Die örtliche Auflösung dieser Messungen ist sehr hoch, jedoch befinden sich die Sonden außerhalb des Beschleunigungskanals.

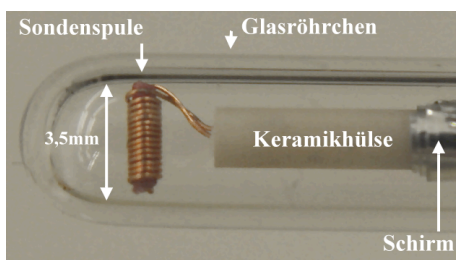
Um eine hohe Genauigkeit der Messwerte zu erlangen, wird die hier entwickelte Spule sorgfältig

gegenüber induzierten Spannungen isoliert. Des weiteren werden Kalibrierungsmessungen an einer Helmholtzspule durchgeführt. Aufbau und Kalibrierung des Sensors sind im Folgenden beschrieben.

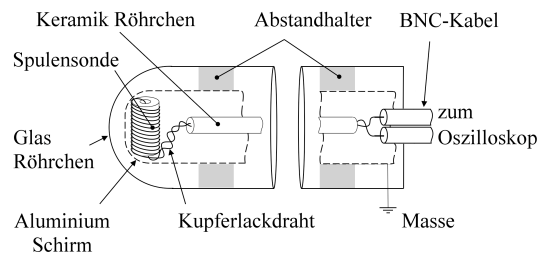
## Messprinzip und Aufbau

Das physikalische Prinzip einer Induktionsspule, wie sie für die Vermessung des Magnetfelds eingesetzt wird, beruht auf der Faraday'schen Gleichung für konstante Flächen  $A$ :

$$u_i = \oint_C \mathcal{E} ds = -n \frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A}. \quad (4.13)$$



(a) Der Spulendraht wird durch die Achse zurückgeführt.



(b) Schematischer Aufbau der Magnetfeldsonde.

**Bild 4.11:** Magnetfeldsonde und Schema.

Die Änderung des Magnetfelds  $\mathbf{B}$  ruft ein elektrisches Feld  $\mathbf{E}$  um die geschlossene Kurve  $C$  hervor. Der Flächenvektor der durch  $C$  umrandeten Fläche  $\mathbf{A}$  ist hier parallel zum Magnetfeld. Über die Spule mit  $n$  Windungen hinweg wird die induzierte Spannung  $u_i$  gemessen. Da das zu messende Magnetfeld durch den Entladungsstrom selbst hervorgerufen wird, liegt das für die Magnetfeldsonde zu erwartende Frequenzspektrum im gleichen Bereich wie das des Strom- und Spannungssignals. In diesem Frequenzbereich muss die Antwort des Sondensignals auf einen Frequenzeingang bekannt sein. Da die induzierte Spannung in dieser Gleichung von einer idealen Spule ausgeht und dies im Experiment nicht realisierbar ist, muss die Sonde kalibriert werden. Abweichung zu einer idealen Spule entstehen, da jede reale Spule einen ohm'schen Widerstand, sowie eine kapazitive Komponente besitzt. Durch diese Komponenten ändert sich das Verhalten der in der Spule induzierten Spannung in Abhängigkeit der Frequenz des Magnetfelds. Es gibt eine untere und eine obere Grenzfrequenz, zwischen denen der Zusammenhang von Magnetfeldänderung und induzierter Spannung als linear angenommen werden kann. Der ohm'sche Widerstand bestimmt die untere Grenzfrequenz: Der Betrag der induzierten Spannung liegt für kleine Frequenzen in der Größenordnung der an der Spule abfallenden ohm'schen Spannung. Die kapazitive Komponente der Spule begrenzt das lineare Verhalten zu hohen Frequenzen hin: Die Spule wirkt wie ein Durchgang wenn die Eigenfrequenz der Spule erreicht ist. Die Magnetfeldsonde ist in Abbildung 4.11 zu sehen. Die Spule wird mit 15 Windungen aus  $0,2\text{ mm}$  dickem Kupferlackdraht um einen  $1\text{ mm}$  dicken Kunststoffkern gewickelt. Die Zahl der Windungen wirkt sich nach Gleichung 4.13 direkt auf die Sensitivität des Sensors aus, der kleine Durchmesser erlaubt eine gute lokale Auflösung des Feldes. Abbildung 4.11(a) zeigt, wie ein Drahtende durch die  $3,5\text{ mm}$  lange Spule zurückgeführt wird. Dies vermeidet eine Verfälschung

des Messergebnisses durch Spannungen, die sonst in die Schleife der Zu- und Rückführung induziert würden. Auch im weiteren Verlauf werden die Drähte deshalb so eng wie möglich aneinander geführt und verdreht. Durch das die Leitungen umgebende Keramikröhrchen wird die Anordnung stabilisiert. Ein Quarzglasröhrchen mit einer Wandstärke von  $1\text{ mm}$  und einem Innendurchmesser von  $4\text{ mm}$  schützt die Messanordnung vor dem Plasma. Eine Aluminiumfolie wird um das Keramikröhrchen und die Spule gewickelt. Sie ist geerdet und schirmt den Sensor gegen elektrische Störfelder. Um zu verhindern, dass die Spule relativ zum Glas verrutscht, wird die Keramik an zwei Stellen mit einem Schrumpfschlauch fixiert. Der prinzipielle Aufbau und ein Bild der Sonde sind in Abbildungen 4.11 zu sehen. Die Kabelenden der Sonde werden über zwei geschirmte BNC Kabel durch den Tank nach außen geführt. Die induzierte Spannung wird über die Differenz der Signale mit einem Transientenrekorder abgegriffen.

Diese Sonde ist in den im Abschnitt 4.1 beschriebenen Achsfahrtisch des Teststands T17 integriert. So ist es möglich die Sonde während einer Versuchsreihe zu verfahren und an verschiedenen Positionen zu messen.

## Kalibrierung

Die Frequenzanalyse der Strom- und Spannungskurven der Kondensatorentladung zeigt ein deutliches Maximum bei  $\sim 100\text{ kHz}$ , und geringe Amplituden ab  $\sim 300\text{ kHz}$ . Die Spule kann mit einem bekannten, oszillierenden, homogenen Magnetfeld kalibriert werden. Hierfür wurde eine vom Institut für Plasmaforschung (IPF) charakterisierte Helmholtzspule gewählt [64]. Die Helmholtzspule besteht aus zwei Teilspulen mit je 30 Windungen und  $2\text{ cm}$  Radius, die aus Kupferlackdraht der Stärke  $0,2\text{ mm}$  gewunden sind. Die Eigenfrequenz der Spule beträgt  $10\text{ MHz}$  und ist daher hoch genug, um keinen Einfluss auf die Kalibrierung zu haben. In Abhängigkeit der Frequenz der angelegten Spannung können so Magnetfeldstärken zwischen  $1\text{ mT}$  und  $50\text{ mT}$  am Messpunkt der Helmholtzspule erzeugt werden.

Im Folgenden wird auf die Theorie der Kalibrierung mittels der Helmholtzspule eingegangen. In der Helmholtzspule entsteht aufgrund der angelegten Wechselspannung ein über die Zeit  $t$  alternierendes Magnetfeld in Richtung der Spulenachse der Amplitude  $B_0$  und der Drehfrequenz  $\omega$ :

$$B(t) = B_0 e^{i\omega t}. \quad (4.14)$$

Aus dem Faraday'schen Induktionsgesetz ist die in einer Spule mit  $N$  Windungen und der Querschnittsfläche  $A$  induzierte Spannung  $u_i = -N\dot{\Phi} = -NA\dot{B}$ . Hierbei ist  $\Phi$  die magnetische Flussdichte. Die theoretisch induzierte Spannung, die in der Sonde gemessen werden sollte, ist also

$$u_i = -N A j \omega B_0 e^{i\omega t}. \quad (4.15)$$

Der Betrag der Amplitude  $\hat{u}_i = N A \omega B_0$  wird als theoretische Referenz mit der gemessenen Amplitude  $\hat{u}_{exp}$  verglichen. Die Amplitude des Magnetfelds wird aus der Helmholtzbeziehung [93]

$$B_0 = \frac{8}{\sqrt{125}} \mu_0 \frac{N I_0}{R_H} \quad (4.16)$$

für eine Sondenposition in der Mitte der beiden Teilspulen auf der Helmholtzspulenachse gewonnen. Der Radius der Helmholtzspulen ist dabei  $R_H$ , die Amplitude des magnetfelderzeugenden Stroms  $I_0$ . Das von der Sonde registrierte Magnetfeld variiert über deren Länge leicht; es ergibt sich ein Fehler von  $< 1\%$  im Magnetfeld für die vorliegende Geometrie [27].

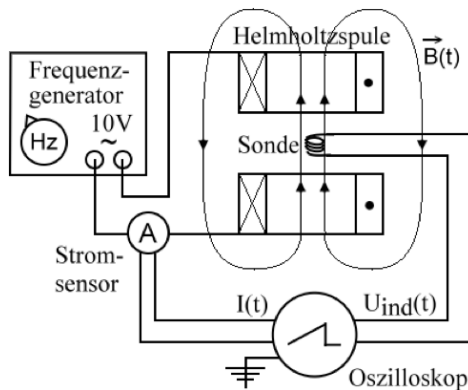
Um den Bezug zwischen der theoretisch induzierten und der experimentell ermittelten Spannung besser darzustellen, wird die Empfindlichkeit  $\epsilon$  eingeführt [92]

$$\epsilon = \frac{\hat{u}_{exp}}{\omega B_0}. \tag{4.17}$$

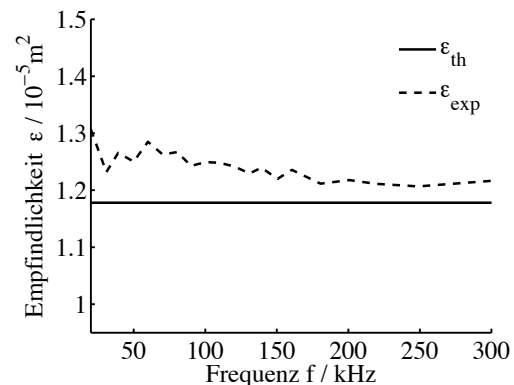
Falls zwischen der theoretischen und der im Experiment bestimmten induzierten Spannung kein Unterschied besteht ist  $\hat{u}_{exp} = \hat{u}_i$  und  $\epsilon = n A$ . Der Kalibrierungsaufbau wird in Abbildung 4.12(a) schematisch dargestellt. Die Helmholtzspule ist an einen Frequenzgenerator angeschlossen. Die Stromamplitude  $I_0$  wird über einen passiven Tastkopf vom Typ Textronix P6021 gemessen, siehe Anhang B. Gleichzeitig wird die in der Sonde erzeugte Spannung dargestellt und so für eine Frequenz  $\epsilon_{exp}$  berechnet. Die so erhaltenen Werte sind in Abbildung 4.12(b) über der Frequenz dargestellt. Die Frequenzantwort über den gesamten abgetasteten Bereich ist nah an der theoretisch berechneten. Die obere Grenzfrequenz ist offensichtlich noch nicht erreicht. Die Fehler setzen sich aus Ungenauigkeiten beim Bau der Helmholtzspule sowie bei der Vermessung der Frequenz und des Stromsignals zusammen. Die jeweiligen Beiträge sind in Tabelle 4.1 aufgezeigt. Daraus ergibt sich eine maximale Abweichung von  $-22\%$  für die berechnete induzierte Spannung [71].

Fehlerquelle	Fehler / %
Abstand der Teilspulen	-15
Messung $I_0$	$\pm 4$
Messung $f$	$\pm 3$
Windungsfläche Sonde	-5
Verstärker	$\pm 3$

**Tabelle 4.1:** Tabelle der bei der Sondenkalibrierung berücksichtigten Fehler



(a) Schematischer Aufbau der Magnetfeldsondenkalibrierung.



(b) Empfindlichkeit der Sonde in Abhängigkeit der Frequenz.

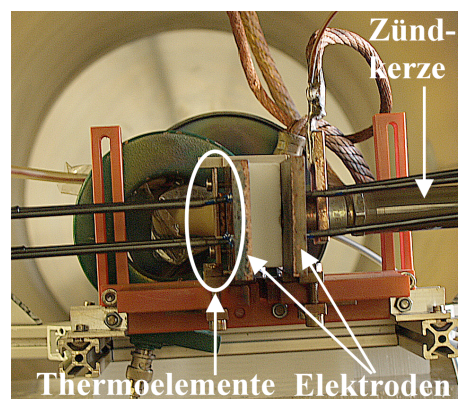
**Bild 4.12:** Schematischer Aufbau und Ergebnisse der Kalibrierung.

## 4.8 Thermische Untersuchungen

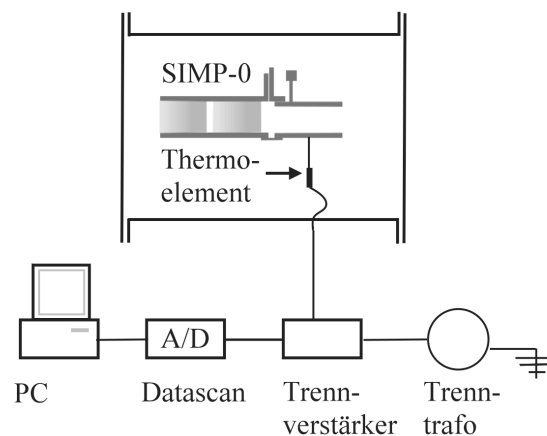
Untersuchungen der Temperatur verschiedener Triebwerksteile in Abhängigkeit der Konfiguration wurden an der Ohio State University [53, 54], der University of Illinois [106], am RIA-ME/MAI und am Kurchatov Institute durchgeführt [96]. Insbesondere wurde versucht, die Temperaturverläufe innerhalb des Treibstoffblocks örtlich und zeitlich aufzulösen. Eine Studie der Elektroden temperatur, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wird, ist in [54] veröffentlicht. Die thermische Untersuchungen werden am Labormodell des Triebwerks SIMP-0 durchgeführt. Ziel der Untersuchung ist es, den Wärmestrom auf Kathode und Anode zu bestimmen, sowie die stationäre Temperatur der Elektroden in Abhängigkeit der Pulsfrequenz und der Anfangsenergie im Kondensator zu untersuchen. Nach Kapitel 3.1 darf die Temperatur der Elektroden die Sublimationstemperatur des Treibstoffs bei  $270^\circ$  nicht erreichen. Hierzu werden je vier Mantelthermoelemente vom Typ K in Anode und Kathode eingebracht.

### Aufbau

Abbildungen 4.13 und 4.14 zeigen den experimentellen Aufbau zur Bestimmung der Elektroden temperatur als Funktion der Testdauer.



**Bild 4.13:** Aufbau zur Temperaturmessung an den Elektroden.



**Bild 4.14:** Schematischer Versuchsaufbau.

Thermoelemente sind an ihrer Messstelle von einem metallischen Schutzmantel umgeben. Aufgrund des an den Triebwerkselektroden vorhandenen Potentials müssen die Thermoelemente vom Triebwerk elektrisch getrennt sein. Hierzu wird der Schutzmantel mithilfe eines Keramikröhrchens und eines Schrumpfschlauches bis zur Messspitze hin umgeben. Des Weiteren wird die Schirmung des Thermoelementkabels auf etwa 2 cm hinter dem Schutzmantel getrennt, um Überschlüge von der Elektrode über die Kabelschirmung auf die elektrische Masse des Messgeräts zu verhindern. Die so isolierte 1 mm Messspitze wird mit einem Wärmeleitkleber in die Kupferelektroden eingebracht. Der Durchmesser der Bohrung beträgt 2 mm. Die Verwendung des Wärmeleitklebers verzögert den registrierten Temperaturverlauf, wirkt sich jedoch nicht auf die stationäre Temperatur aus. Abbildung 4.13 zeigt das Triebwerk von vorne mit den eingeklebten Temperaturfühlern. Ein Schema des Messaufbaus ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Die an den Thermopaaren abfallende Spannung wird an einen Trennverstärker weitergegeben. Dieser ist durch einen Trenntrafo zur elektrischen Masse galvanisch isoliert. Im Datascan findet die analog-digital Umwandlung statt, bevor die Daten in einem PC gespeichert werden. Wird das Triebwerk gepulst, erwärmen sich die Elektroden bis zu einer stationären Temperatur. Diese ist von der Anfangsenergie  $E_0$  in den Kondensatoren, sowie der Pulsfrequenz  $f$  abhängig.

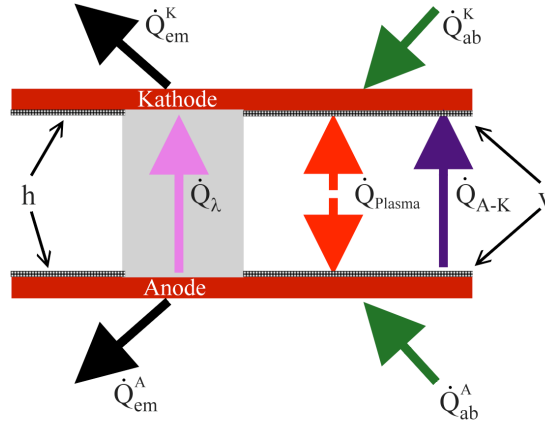
## Theorie

Die Temperaturänderung an den Elektroden wird mit einem entsprechenden Energieflußmodell nachgebildet und analysiert. Im Modell werden die Elektroden, der Treibstoffblock sowie die Umgebungstemperatur berücksichtigt. Der Einfluss der Vakuumkammer durch Strahlung wird mit  $< 1\%$  abgeschätzt und vernachlässigt. Nach Beendigung eines 45 min Testdurchlaufs war an den Kondensatoren keine deutliche Erwärmung festzustellen. In späteren Studien werden maximal  $\Delta T = 30^\circ C$  festgestellt. Der Kondensator wird demnach vernachlässigt [14]. Für die Strahlung der Kupferelektroden und der Umgebung wird das Stefan-Boltzmann Gesetz angewandt, der PTFE-Block kann im Modell durch Wärmeleitung Energie übertragen. Abbildung 4.15 zeigt den schematischen Aufbau des Modells. Die Strahlungsflächen der beiden Elektroden sind in Außen- und Innenfläche aufgeteilt. Die Außenfläche strahlt in die Umgebung, wo hingegen die Innenflächen mit dem PTFE Block und der gegenüberliegenden Elektrode wechselwirkt. Die Innenflächen sind darüberhinaus in vordere und hintere Innenfläche aufgeteilt, um die jeweiligen Flächen vor- und hinter dem Treibstoffblock zu modellieren. Für beide Elektroden wird die Bilanz der Wärmeströme erstellt. Grundsätzlich kann die Änderung der Elektrodentemperatur mithilfe der spezifischen Wärmekapazität von Kupfer  $c_{Cu}$  dargestellt werden durch:

$$m c_{Cu} \frac{dT_{K,A}}{dt} = \dot{Q}_{Pl}^{K,A} + \dot{Q}_{Betrieb}^{K,A}. \quad (4.18)$$

Die Erhöhung der Temperatur mit der Zeit  $\frac{dT}{dt}$  der Kathode - Index K - und der Anode - Index A - mit Masse  $m$  und Wärmekapazität  $c_{Cu} = 384 J/(kgK)$  ergibt sich aus dem Wärmestrom des Plasmas  $\dot{Q}_{Pl}$  sowie aus den emittierten, absorbierten und aufgrund der Wärmeleitung durch den PTFE Block fließenden Wärmeströmen, die zu  $\dot{Q}_{Betrieb}$  (Kathode - oberer Index K - und der Anode - oberer Index A) zusammengefasst werden. Der Wärmestrom  $\dot{Q}_{Betrieb}$  wiederum kann in folgende Teilströme zerlegt werden:

$$\dot{Q}_{Betrieb}^{K,A} = \dot{Q}_{ab}^{K,A} - \dot{Q}_{em}^{K,A} \pm \dot{Q}_{A-K} \pm \dot{Q}_{\lambda}. \quad (4.19)$$



**Bild 4.15:** Schematisches Thermisches Modell des Triebwerks.

Die Terme  $\dot{Q}_{ab}^{K,A}$ ,  $\dot{Q}_{em}^{K,A}$  und  $\dot{Q}_{A-K}$  entstehen durch Strahlung. Dabei beschreiben die ersten beiden Terme die durch Wechselwirkung der Elektroden mit der Umgebung absorbierten und emittierten Beiträge, der dritte beschreibt den Nettowärmestrom von Anode nach Kathode. Der Term  $\dot{Q}_{\lambda}$  steht für die Wärmeleitung und beschreibt einen Nettostrom von Anode nach Kathode durch den PTFE Block. Die strahlungsbedingten Wärmeflüsse werden mithilfe des Stefan-Boltzmann Gesetzes simuliert. Die Elektroden sind hierbei diffus-graue Strahler, d.h. der Emissionskoeffizient  $\epsilon_E$  ist gleich dem Absorptionskoeffizient  $\alpha$ . Der Strahlungseintrag vom Treibstoff wird vernachlässigt. Um die gegenseitige Beeinflussung zwischen den Elektroden sowie zwischen Elektroden und Umgebung zu modellieren, werden Formfaktoren eingeführt. Hierbei ist zwischen Innenfläche, Index i, und Außenfläche, Index a, sowie zwischen hinter und vor dem PTFE Block, Index h bzw. v, zu unterscheiden. Index U bezeichnet die Umgebung. Mit den Formfaktoren  $F_a^b$ , die den geometrischen Sichtanteil zwischen a und b beschreiben, gilt für die strahlungsbedingten Wärmeströme:

$$\dot{Q}_{ab}^{K,A} = \epsilon_E \sigma \left( A_a^{A,K} + A_{i,v}^{A,K} F_{U,v}^{K,A} + A_{i,h}^{A,K} F_{U,h}^{K,A} \right) T_U^4 \quad (4.20)$$

$$\dot{Q}_{em}^{K,A} = \epsilon_E \sigma \left( A_a^{K,A} + A_{i,v}^{K,A} F_{U,v}^{K,A} + A_{i,h}^{K,A} F_{U,h}^{K,A} \right) T_{K,A}^4 \quad (4.21)$$

$$\dot{Q}_{A-K} = \epsilon_E \sigma \left( A_{i,v}^A F_{K,v}^A + A_{i,h}^A F_{K,h}^A \right) \left( T_A^4 - T_K^4 \right). \quad (4.22)$$

$$(4.23)$$

Der Wärmeleitungsterm in Gleichung 4.19 ist:

$$\dot{Q}_{\lambda} = \frac{\lambda}{h} (T_A - T_K) A_T. \quad (4.24)$$

Hierbei ist  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit von PTFE,  $h$  die Höhe des PTFE Blockes und  $A_T$  die Querschnittsfläche des Treibstoffes. In Abbildung 4.15 sind die Wärmeströme auf die Elektroden zusammenfassend dargestellt.

Gleichung 4.18 stellt zusammen mit Gleichungen 4.20-4.24 ein Gleichungssystem dar, das den transienten Temperaturverlauf beschreibt. Erreichen die Elektroden ihre stationäre Temperatur, so wird der Term  $\frac{dT}{dt} = 0$ . Die Summe aller Wärmeströme muss für den stationären Zustand gleich Null sein. Hieraus lassen sich die vom Plasma auf Kathode und Anode übertragenen mittleren Wärmeströme berechnen.

Zur Bestimmung der transienten Temperaturverläufe in Gleichung 4.18 muss eine iterative Integration durchgeführt werden, da zur Berechnung des Temperaturverlaufes der Kathode immer auch der Temperaturverlauf der Anode benötigt wird und umgekehrt. Der hierfür notwendige mittlere Emmissionsgrad  $\epsilon_E$  für Kathode und Anode kann über die Abkühlkurve ermittelt werden. Im Rahmen der hier durchlaufenen Temperaturen  $298K < T_{K,A} < 518K$  kann dieser als konstant anzunehmen, wie in Kapitel 5.8 ausgeführt. Die Berechnung des transienten Temperaturverlaufes kann dann mit den im Versuch ermittelten Temperaturverläufen verglichen werden. Die gute Übereinstimmung zeigt, dass im verwendeten Modell alle wesentlichen Wärmebeiträge berücksichtigt werden.

Mit den berechneten Wärmeströmen des Plasmas auf Kathode und Anode kann der Anteil  $\eta_{therm}$  der Gesamtenergie berechnet werden, der ohne die thermischen Verluste an den Elektroden noch für die Beschleunigung des Plasmas zur Verfügung steht:

$$\eta_{therm} = \frac{E_0 - (Q_{Pl}^K + Q_{Pl}^A)}{E_0}. \quad (4.25)$$

Die Leistungen konnten hier durch Energien ersetzt werden, da sich alle Terme auf den gleichen Zeitraum eines Pulses beziehen. Dieser Quotient wird als thermischer Wirkungsgrad bezeichnet.

## 4.9 Testkonfigurationen und Testmatrix

Um den Einfluss verschiedener geometrischer und elektrischer Parameter am iMPD Triebwerk zu untersuchen, werden systematischen Variationen durchgeführt. Tabelle 4.2 verschafft einen Überblick über die Parameter, die für die Messmethode geändert werden. Die Anfangsspannung am Kondensator wird zwischen  $1500 V$ ,  $1800 V$  und  $2000 V$  variiert. Die Elektroden werden in Abständen von  $21 mm$ ,  $36 mm$  und  $42 mm$  positioniert. Die Elektrodenbreite beträgt  $20$ ,  $40$  oder  $60 mm$ . Diese Variationen werden an Triebwerken bei denen der Treibstoff seitlich (seitl.) unter einem Winkel von  $53^\circ$  oder senkrecht zur Elektrodenachse (plan)zugeführt wird, wie unten in den Abbildungen 4.17 verdeutlicht, vorgenommen. Die Treibstoffoberfläche ergibt sich hierdurch für die Konfigurationen mit seitlich zugeführtem Treibstoff zu  $A = h d / \sin(\alpha/2)$ .

Variationsparameter	Niveau	Messung
Spannung / V	1500, 1800, 2000	MF, $I_{bit}, m_{bit}$ , FZ, HGK
Kapazität / $\mu F$	34, 7, 37, 15, 20, 40, 60, 80	$I_{bit}$ , $m_{bit}$
Elektrodenbreite / mm	20, 40, 60	$I_{bit}, m_{bit}$
Elektrodenabstand / mm	21, 36, 42	$I_{bit}, m_{bit}$ , HGK
Länge der Elektroden / %	75, 100	$I_{bit}, m_{bit}$
Divergenzwinkel / $^\circ$	0, 10, 20, 30	$I_{bit}, m_{bit}$ , HGK
Treibstoffzufuhr	seitl., plan	MF
Zugespitzt	ja, nein	$I_{bit}, m_{bit}$

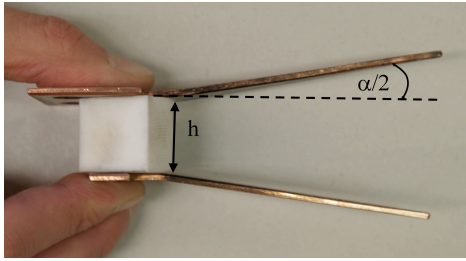
**Tabelle 4.2:** Tabelle aller untersuchten Triebwerksparameter. MF-Magnetfeldsonde,  $I_{bit}$ -Impulsbit,  $m_{bit}$ -Massenbit, FZ - Flugzeitsonde, HGK - Hochgeschwindigkeitskamera

Bei der Elektrodenform wird zwischen zugespitzten und rechteckigen Elektroden unterschieden. Divergierende und zugespitzte Elektroden sind in Abbildung 5.34 zu sehen. Des weiteren werden die Elektroden von ursprünglich 100% freier Länge (bei  $d = 20 mm$  entspricht das  $108 mm$ ,

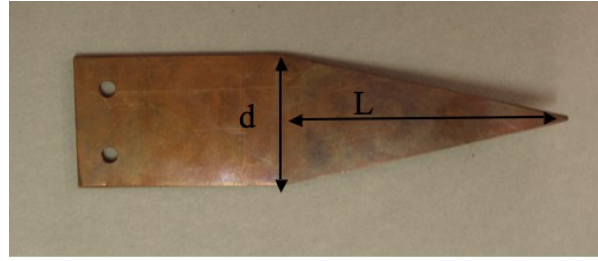


Messung	Triebwerk	Treibstoffzufuhr	U/V	C/ $\mu$ F	d/mm	h/mm	L/%	$\alpha/^\circ$	zugespitzt	
$I_{bit}$	SIMP-LEX	seitl.	1500,	37,15	20	21	75	0	nein	
			1800		40	36	100			
			2000		60	42				
$I_{bit}$	SIMP-LEX	seitl.	2000	34,9	40	36	100	0	ja	
								20	nein	
								30		
	ADD SIMP-LEX	seitl.	646	20	20	21	75	20	ja	
			746							40
			914							60
			1300	80						
$m_{bit}$	SIMP-LEX	seitl.	1500,	37,15	20	21	75	0	nein	
			1800,		40	36	100			
			2000		60	42				
$m_{bit}$	SIMP-LEX	seitl.	2000	34,7	40	36	100	0	ja	
								20	nein	
								30		
	ADD SIMP-LEX	seitl.	646	20	20	21	75	20	ja	
			746							40
			914							60
			1300	80						
MF	SIMP-LEX	seitl. + plan	1500 1800 2000	40	40	21	100	0	nein	
FZ	SIMP-LEX	seitl.	1500 2000	37,15	40	36	100	0	nein	
Therm.	SIMP-0	plan	1600 1800 2000	40	50	18	–	0	nein	
HGK	SIMP-LEX	seitl.	1500 2000	40	40	21 36 42	100	0	nein	

**Tabelle 4.3:** Testmatrix der durchgeführten Konfigurationen. U-Anfangsspannung, C-Kapazität, d-Elektrodenbreite, h-Elektrodenabstand, L-Elektrodenlänge,  $\alpha$ -Divergenzwinkel



(a) Divergierende Elektroden.



(b) Zugespitzte Elektroden.

**Bild 4.16:** Untersuchte Elektrodenformen und beschreibende Parameter.

bei  $d = 40\text{ mm}$   $87\text{ mm}$ ) hinter der Ebene  $x = 0$  (siehe Abbildung 4.17(b)) auf 75% (für  $d = 20\text{ mm} \rightarrow L = 76\text{ mm}$ , für  $d = 40\text{ mm} \rightarrow L = 61\text{ mm}$ ) gekürzt um den Einfluss der für das Plasma zur Verfügung stehenden Beschleunigungsstrecke zu untersuchen. Die Elektrodenbreite  $d = 60\text{ mm}$  wird nur für 100% ( $67\text{ mm}$ ) Elektrodenlänge und  $21\text{ mm}$  Elektrodenabstand getestet.

$U_0 / \text{V}$	$E_0 / \text{J}$	$f / \text{Hz}$	$P_T / \text{W}$
1600	52,48	1,1; 1,43; 1,71	57,7; 75,0; 89,7
1800	66,42	1,24	82,4
2000	82,00	0,78; 1,05; 1,25	64,0; 86,1; 102,5

**Tabelle 4.4:** Tabelle der für die Thermische Untersuchung eingestellten Parameter.

Tabelle 4.3 gibt detailliert Auskunft über die bei den Messmethoden getesteten Konfigurationen. Impuls- und Massenbitmessungen werden bei gleichen Triebwerkskonfigurationen durchgeführt, um daraus Aussagen über die effektive Austrittsgeschwindigkeit zu gewinnen. Bei beiden Messungen wird in einer ersten SIMP-LEX Kampagne die Elektrodenbreite, der Abstand zwischen den Elektroden und die Anfangsspannung variiert, während in einer zweiten Kampagne der Einfluss der zugespitzten Elektroden und des Divergenzwinkels untersucht werden. Da sich die Kapazität bei den beiden Kampagnen unterscheidet, werden Vergleichsmessungen mit rechteckigen, parallelen Elektroden für die zweite Messkampagne separat durchgeführt.

Die beiden intrusiven Messverfahren, die Magnetfeldsonde und die Flugzeitsonde, werden bei einer konstanten Triebwerksgeometrie für verschiedene Anfangsspannungen vermessen. Auf die angefahrenen Positionen innerhalb des Beschleunigungskanals wird später in diesem Abschnitt eingegangen.

Der Einfluss der Anfangsenergie sowie der Pulsfrequenz auf die Elektrodentemperatur wird für SIMP-0 untersucht. Der Elektrodenabstand ist hier mit  $18\text{ mm}$  niedriger als für die SIMP-LEX Konfigurationen. Pulsfrequenzen und sich daraus ergebende Energieniveaus sind in Tabelle 4.4 dargestellt. Die Spannung  $U_0$  am Kondensator und somit auch die zur Verfügung gestellte Anfangsenergie  $E_0$  wird ebenso variiert wie die Pulsfrequenz  $f$  des Triebwerks. Mit  $P_T$  wird die über  $P_T = E_0 f$  berechnete über einen Puls gemittelte Leistung des Triebwerks bezeichnet. Für die Untersuchung mit der Hochgeschwindigkeitskamera wird der Elektrodenabstand zwischen  $21\text{ mm}$ ,  $36\text{ mm}$  und  $46\text{ mm}$  bei  $2000\text{ V}$  Anfangsspannung variiert. Um den Einfluss der Anfangsenergie zu untersuchen wird die Spannung bei  $36\text{ mm}$  Elektrodenabstand auf  $1500\text{ V}$  gesenkt.

Der Spannungsverlauf wird bei jeder Messung aufgenommen. Strom konnte aufgrund der

Verfügbarkeit des Sensors nur bei ausgewählten Konfigurationen gemessen werden.

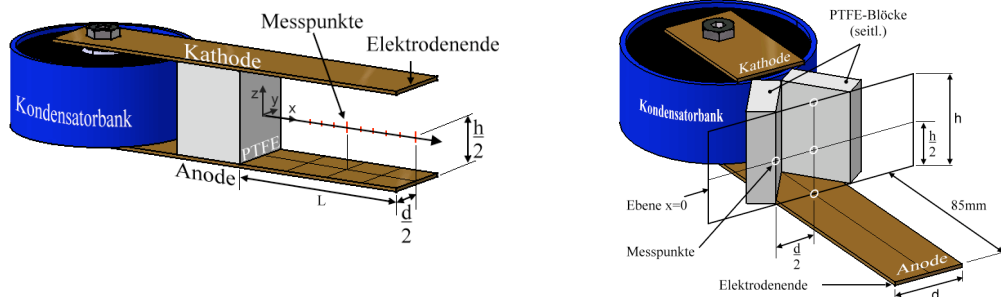
Zur Bezeichnung der verwendeten Triebwerkskonfiguration im Kapitel 5 werden im Folgenden die in Tabelle 4.5 dargestellten Buchstaben mit dem entsprechenden Parameterniveau geschrieben. So bedeutet *SIMP-LEX d20 h21 E74*, dass für diese Messung das Triebwerk SIMP-LEX bei einer Elektrodenbreite von  $20\text{ mm}$ , einem Elektrodenabstand von  $21\text{ mm}$  und einer Anfangsenergie von  $74\text{ J}$  zum Einsatz kommt.

Physikalische Größe	Parameter
Elektrodenbreite	d
Elektrodenabstand	h
Anfangsenergie	E
Elektrodenlänge 100%	L1
Elektrodenlänge 75%	L2

**Tabelle 4.5:** Physikalische Größen und entsprechende Abkürzungen.

## Messpunkte für intrusive Verfahren

Messungen mit der Magnetfeldsonde und der Flugzeitsonde werden innerhalb des Beschleunigungskanals durchgeführt. Zum besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge werden mit dem Magnetfeldsensor fünf verschiedene Punkte entlang der Elektrodenachse bei planer und seitlicher Anordnung des Treibstoffs angefahren. Außerdem wird für die seitliche Anordnung des Treibstoffs die Ebene  $x = 0$  des Treibstoffblocks an drei zusätzlichen Stellen untersucht. Die untersuchten Punkte sind in den Abbildungen 4.17(a) und 4.17(b) gezeigt. Die Messungen mit der Flugzeitsonde finden wie in Abbildung 4.17(a) entlang der Elektrodenachse statt.



(a) Messpunkte mit Magnetfeldsonde und Flugzeitsonde entlang der Mittelachse in x-Richtung.

(b) Messpunkte mit Magnetfeldsonde auf der y-z Treibstoff-Ebene  $x = 0$ .

**Bild 4.17:** Messpunkte entlang der Elektrodenachse und in der Treibstoff-Ebene  $x = 0$ .



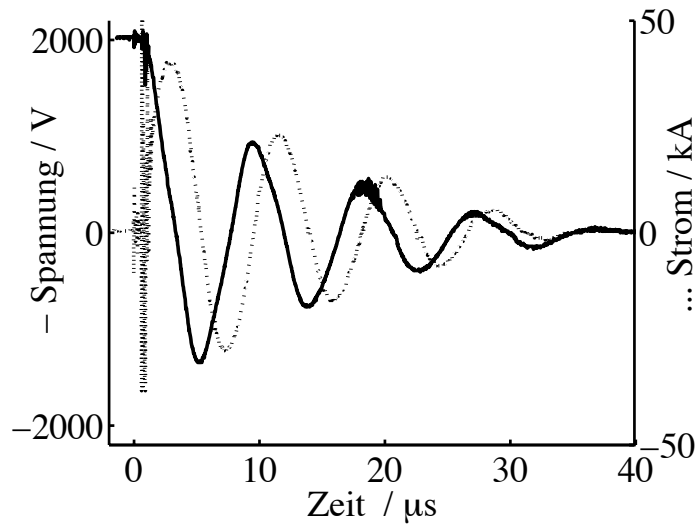
# 5 Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die auf Basis der im vorangegangenen Kapitel 4 erläuterten Messmethoden gewonnenen Erkenntnisse vorgestellt. Ferner werden diese mit den in Kapitel 2 aufgezeigten analytischen Modellen verglichen. Eine Charakterisierung der in Kapitel 3 untersuchten Triebwerke ist so möglich. Nach den elektrischen Parametern Strom und Spannung sowie der damit zusammenhängenden Induktivität wird auf die für den Einsatz auf einem Satelliten wichtigen Zielgrößen Massenbit, Impulsbit, Austrittsgeschwindigkeit und Schubwirkungsgrad eingegangen. Dabei werden jeweils geometrische sowie elektrische Parameter untersucht. Für die Austrittsgeschwindigkeit ist es möglich, die Ergebnisse aus Impuls- und Massenmessung, von der Flugzeitsonde sowie aus den Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera miteinander zu vergleichen. Diese Ergebnisse werden mit dem nach Kapitel 2 erweiterten Kolbenmodell verglichen. Magnetfeldmessungen und thermische Untersuchungen des Triebwerks geben zusätzlich Aufschluss über die physikalischen Phänomene während der Entladung. Ein Vergleich zwischen SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX wird durchgeführt. Des Weiteren werden die für eine Mission vielversprechenden Triebwerke der Arbeit hinsichtlich einer Beispielmision analysiert, und die für die Missionsplanung wichtigen Parameter aufgezeigt.

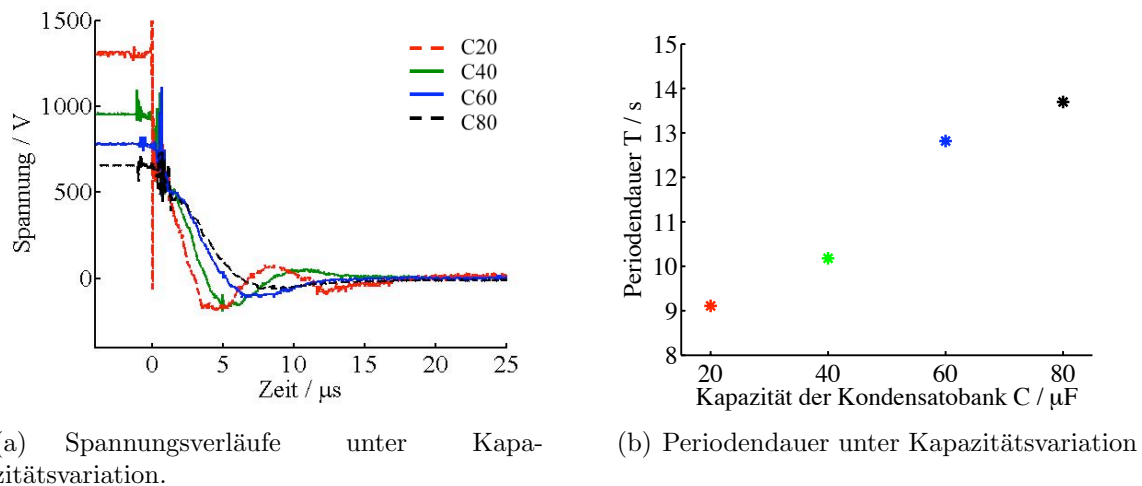
Die zur Bezeichnung der jeweiligen Triebwerkskonfiguration verwendeten Abkürzungen sind in Kapitel 4.9 insbesondere in der Tabelle 4.5 erläutert. Linien zwischen den einzelnen Messpunkten in den Abbildungen mit mehr als einem Parameter dienen der Anschaulichkeit und deuten - soweit nicht anders im Text beschrieben - nicht auf eine Linearität zwischen den Datenpunkten hin.

## 5.1 Strom und Spannung

Strom und Spannungsverläufe charakterisieren das Triebwerk über den Schwingkreis. Strom und Spannung müssen aufgrund ihrer Anordnung im Schwingkreis immer  $90^\circ$  phasenverschoben sein. Die Periodendauer der Verläufe ergibt sich aus der Induktivität, der Kapazität und dem Widerstand im Schwingkreis nach Gleichung 2.13. Ein für SIMP-LEX typischer Verlauf ist in Abbildung 5.1 zu sehen. Die Strom- und Spannungskurven wurden mit der SIMP-LEX Konfiguration d60 h21 E74 aufgenommen. Die Kapazität betrug zu diesem Zeitpunkt  $37,15 \mu F$ . Die Zündung des Triebwerks kann als elektromagnetische Störung beobachtet werden. Es werden maximale Stromstärken von  $\sim 45 kA$  erreicht. Die Periodendauer liegt im Bereich von  $9 - 10 \mu s$ . Die bei  $\sim 20 \mu s$  beobachtete Störung ist sowohl in ihrer zeitlichen Position als auch in ihrem Auftreten nicht reproduzierbar. Die Strom- und Spannungskurven können nach der Methode des kleinsten Fehlerquadrats an eine gedämpfte Schwingung mit konstanter Periodendauer gemäß Gleichung 2.14 angenähert werden. Mit der Periodendauer  $\omega$  nach Gleichung 2.13 kann unter Kenntnis der Kapazität eine mittlere Induktivität des Schwingkreises berechnet werden. Diese bewegt sich für SIMP-LEX zwischen  $58 - 70 nH$ .



**Bild 5.1:** Spannungs- und Stromverlauf, SIMP-LEX d60 h21 E74.



(a) Spannungsverläufe unter Kapazitätsvariation.

(b) Periodendauer unter Kapazitätsvariation

**Bild 5.2:** Variation der Kapazität an ADD SIMP-LEX,  $C = 20, 40, 60, 80 \mu F$ ,  $E=16,9$ .

Während eines Pulses werden bei SIMP-LEX je nach Konfiguration 2 – 4 Perioden durchschritten. Messungen mit einer Photodiode [91], Magnetfeldsondenmessungen (siehe Kapitel 5.7) sowie vorangehende Untersuchungen [89] konnten bestätigen, dass sich bei jedem Nulldurchgang des Stroms beziehungsweise bei jeder Spannungsspitze eine neue Plasmawelle formen kann, solange genügend Energie vorhanden ist. Messungen mit der Hochgeschwindigkeitskamera zeigen, dass SIMP-LEX mindestens zwei Plasmawellen formt [87]. Danach bildet sich ein Glühen aus, das sich nicht signifikant zu bewegen scheint, siehe Kapitel 5.4.3.

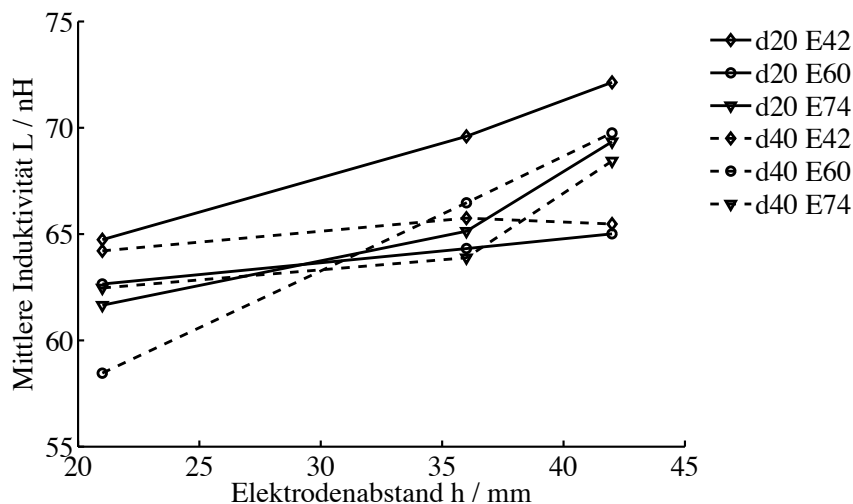
Abbildung 5.2 zeigt die Auswirkung der Kapazitätsvariation auf den Spannungsverlauf und die Periodendauer am Triebwerk ADD SIMP-LEX bei konstanter Energie. In beiden Abbildungen 5.2 ist die Zunahme der Periodendauer mit steigender Kapazität deutlich zu erkennen. Um vom gleichen Energieniveau  $E_0 = 16,9 J$  ausgehen zu können, wird die Anfangsspannung entsprechend angepasst. Die Periodendauer ist im wesentlichen eine Funktion der Kapazität und der Induktivität des Stromkreises. Die Anzahl der  $20\mu F$  Kondensatoren wird zwischen

1 – 4 variiert, was außer der Kapazitätsänderung eine Änderung der Induktivität bewirkt. Mit zunehmender Kapazität nimmt die Periodendauer erwartungsgemäß zu. Die Auswirkungen einer Änderung der Periodendauer auf den Schubwirkungsgrad wurden in Kapitel 2.5 diskutiert. Der beobachtete Trend in der Periodendauer ist auf den ersten Blick über den einfachen Ansatz  $T = 2\pi\sqrt{LC}$  mit der Kapazität  $C$  und Induktivität  $L$  zu erklären. Obwohl die Induktivität mit der Anzahl der Kondensatoren fällt, wie im nächsten Abschnitt erläutert, ist in Abbildung 5.2(b) ein deutlicher Anstieg der Periodendauer mit der Kapazität zu erkennen. Der Einfluss der Kapazität überwiegt hier also.

### 5.1.1 Mittlere Induktivität

Die Induktivität spielt beim Entladungsverhalten sowie für den maximalen Wirkungsgrad eine große Rolle. Zum einen wirkt sich nach Gleichung 2.43 eine kleine Anfangsinduktivität positiv auf den erreichbaren Wirkungsgrad aus. Zum anderen hat wie in Gleichung 2.50 beschrieben eine hohe Änderung der Gesamtinduktivität während eines Pulses eine positive Auswirkung auf den Wirkungsgrad.

Aus dem Experiment kann über den gemessenen Spannungsverlauf nach Gleichung 2.14 eine mittlere Induktivität berechnet und für verschiedene Konfigurationen verglichen werden.

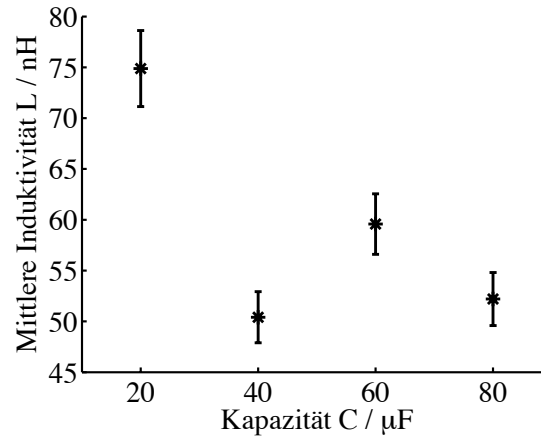


**Bild 5.3:** Mittlere Induktivität bei Variation des Elektrodenabstands, SIMP-LEX.

Es werden für jeden Punkt 7 – 12 Messungen einbezogen; die Standardabweichung liegt maximal bei 5 %.

Abbildung 5.3 zeigt die mittlere Induktivität für SIMP-LEX in Abhängigkeit des Elektrodenabstands und der Anfangsenergie. Wie erwartet, nimmt die mittlere Induktivität für höhere Abstände zu, da die vom Strom umschlossene Querschnittsfläche vergrößert wird. Allerdings ist dieser Anstieg abhängig von der Anfangsenergie und der Elektrodenbreite. Mögliche Gründe hierfür sind der Zusammenhang zwischen der Anfangsenergie, dem Elektrodenabstand und der vom Plasma zurückgelegten Wegstrecke. Ein größerer zurückgelegter Weg bedeutet eine höhere mittlere Induktivität, da der Gesamtstromkreis eine größere Fläche umschließt.

Bei Variation der Kapazität wie bei ADD SIMP-LEX muss beachtet werden, dass mit jedem zusätzlich parallel geschalteten Kondensator, die Gesamtinduktivität der Kondensatorbank abnimmt. Die Induktivität  $L_{cap}$  der  $n$  parallelgeschalteten Kondensatoren, von denen jeder die



**Bild 5.4:** Mittlere Induktivität bei Variation der Kapazität, ADD SIMP-LEX.

Induktivität  $L_{cap}^0$  (nach Anhang B) besitzt kann im Idealfall durch

$$L_{cap}(n) = \frac{L_{cap}^0}{n} \quad (5.1)$$

beschrieben werden. Um die Deviation des Messaufbaus von diesem Verhalten zu untersuchen, wird der in Gleichung 5.1 gezeigte Term von jedem aus Messungen bestimmten Wert abgezogen. Die Induktivität der Kondensatoren  $L_{cap}(n)$  wird von der gemessenen Induktivität abgezogen. Dieser Trend ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Die Induktivität des jeweiligen Aufbaus wird aus den in Abbildung 5.2(a) gezeigten Spannungsverläufen berechnet. Obwohl die Periodendauer mit der Kapazität zunimmt, fällt die mittlere Induktivität von  $20\mu\text{F}$  nach  $40\mu\text{F}$  sowie von  $60\mu\text{F}$  nach  $80\mu\text{F}$ . Der geringfügige Anstieg dazwischen kann auf die Anordnung der Kondensatoren zurückgeführt werden. Kondensator 3 wird vom Entladungskanal aus gesehen in die 2. Reihe, hinter Kondensatoren 1 und 2 montiert. Für die Abnahme der Induktivität spielt die Position der Plasmaschicht eine maßgebliche Rolle. Eine kleinere mittlere Induktivität kann auf eine kleinere zurückgelegte Plasmastrecke oder eine dünnere, breitere Plasmaschicht zurückgeführt werden.

Dieses Phänomen wird in Kapitel 5.4.1 mit den übrigen Charakteristiken der Austrittsgeschwindigkeit in Beziehung gesetzt.

## 5.2 Massenbit

Das Massenbit beschreibt die pro Puls ablatierte Masse Treibstoff und wird nach der in Kapitel 4 beschriebenen Methode gemessen. Es besteht aus Kohlenstoff-Fluor Verbindungen, die aus dem PTFE dissoziiert und teilweise ionisiert werden. Der ionisierte Teil des Treibstoffs wird durch die Lorentzkraft beschleunigt. Die Neutralteilchen werden durch Stöße mit den ionisierten Teilchen beschleunigt oder bleiben nahe der Treibstoffoberfläche zurück. Während eines Entladevorgangs kommt es je nach Konfiguration des Triebwerks unter Umständen zu mehreren Nulldurchgängen des Stroms, und damit zu Mehrfachablationen. Die folgenden Mechanismen führen nach derzeitigem Kenntnisstand zur Erhöhung des Massenbits:

- Eine größere vorhandene Treibstoffoberfläche [90],



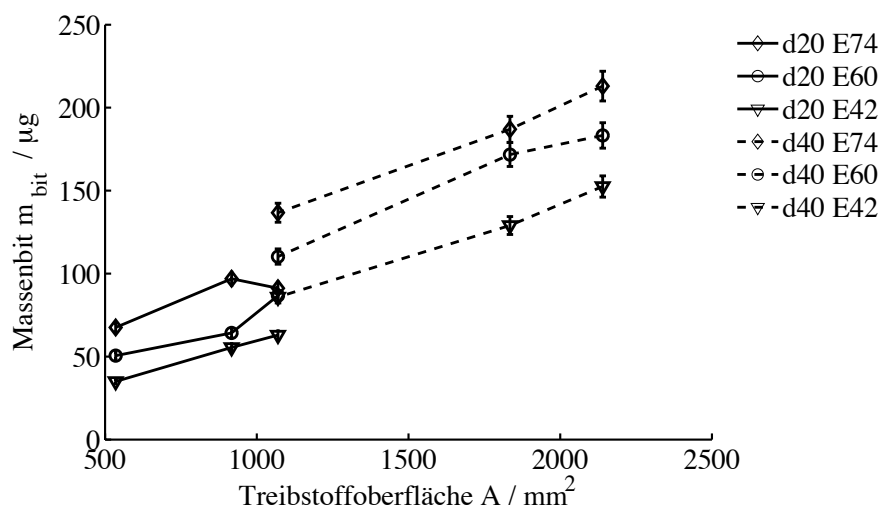
- mehr zur Verfügung stehende Anfangsenergie  $E_0$  [12],
- eine höhere Stromdichte, insbesondere für Plasmapositionen nahe an der Treibstoffoberfläche [94],
- eine höhere Grundtemperatur des Treibstoffs [96],

Das Massenbit wird unter Änderung geometrischer Parameter wie Elektrodenbreite, Abstand zwischen den Elektroden, Divergenzwinkel und Elektrodenform untersucht. Eine größere Ablationsfläche sowie rechteckige Elektroden erhöhen das Massenbit. Über den Divergenzwinkel gibt es im Falle der rechteckigen Elektroden einen Einbruch des Massenbits bei  $20^\circ$ . Des Weiteren wird eine Steigerung des Massenbits für eine höhere Anfangsenergie bestätigt. Eine Erhöhung der Kapazität bei gleicher Anfangsenergie bewirkt für Kapazitäten  $> 40 \mu F$  ein Absinken des Massenbits. Es ist möglich die gemessene Massenablation in einem einfachen Modell anhand der geometrischen Parameter und der Anfangsenergie anzunähern.

Unsicherheiten bei der Messung des Massenbits ergeben sich aus den in Anhang C dargelegten Überlegungen. Die Unsicherheit von 4,2 % aufgrund der Streuung der Messungen ist in den gezeigten Diagrammen dargestellt.

## Variation geometrischer Parameter

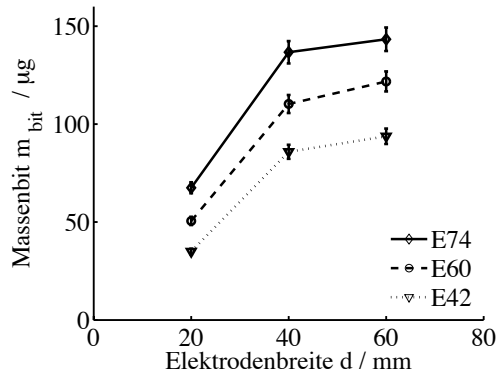
Die Oberfläche des Treibstoffs ist die Summe der beiden dem Plasma zugewandten Treibstoffflächen. Sie wird durch verschiedene Höhen und Breiten des Treibstoffs und der Elektroden variiert. Wie erwartet, führt eine Vergrößerung der zur Verfügung stehenden Treibstoffoberfläche



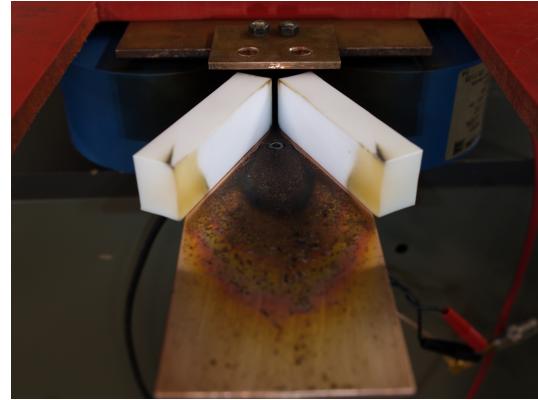
**Bild 5.5:** Massenbit über Treibstoffoberfläche für alle Energieniveaus, SIMP-LEX d20 und d40.

zu einer Steigerung des Massenbits. Eine Ausnahme dieses Trends in Abbildung 5.5 bildet die Konfiguration d20 E74 bei der höchsten Ablationsfläche. Allerdings ist für ein Energieniveau keine durchgängig lineare Entwicklung über die Breite hinweg festzustellen. Dies lässt darauf schließen, dass die Elektrodenbreite und die Höhe des Treibstoffs die Ablation unterschiedlich beeinflussen.

Wird die Änderung des Massenbits allein über der Elektrodenbreite für 21 mm Elektrodenabstand betrachtet wie in Abbildung 5.6(a), ist festzustellen, dass der Anstieg von 20 mm nach



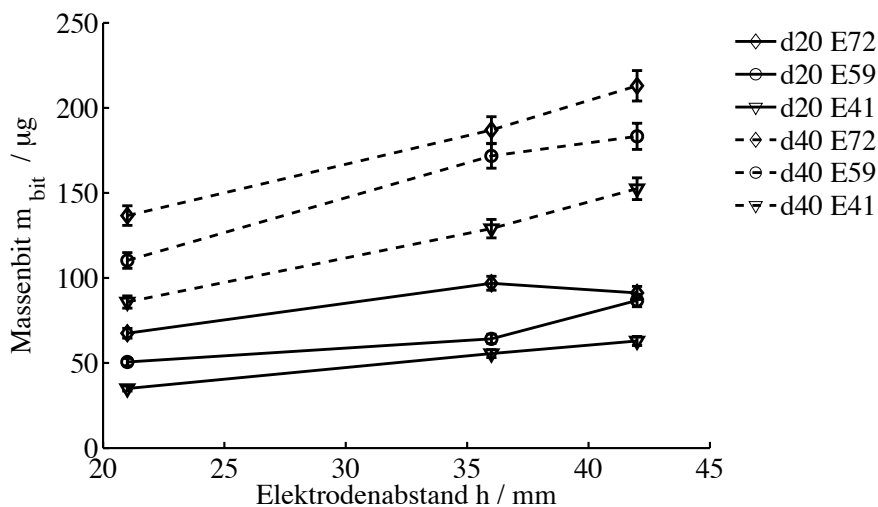
(a) Massenbit über Elektrodenbreite.



(b) Unvollständige Ablation bei 60mm Elektrodenbreite.

**Bild 5.6:** Ablationsverhalten SIMP-LEX h21

40 mm weit größer ist als der von 40 mm nach 60 mm. Wie in Abbildung 5.6(b) zu sehen, wird bei 60 mm Elektrodenbreite nicht die volle Fläche zur Ablation genutzt. In den Randbereichen findet unvollständige Ablation statt. Diese Konfiguration wäre daher für die NACHführung des Treibstoffs ungeeignet. Die unvollständige Ablation kann unter Umständen auf den Einflussbereich der Zündkerze zurückgeführt werden. Eine Änderung der Zündkerzenposition oder des Winkels zwischen den Treibstoffblöcken könnte das Abflachen des Massenbits in Abbildung 5.6(a) mindern.



**Bild 5.7:** Massenbit über Abstand zwischen Elektroden, SIMP-LEX.

Über den Abstand zwischen den Elektroden ändert sich das Massenbit typischerweise linear. Abbildung 5.7 zeigt, dass dies jedoch nicht immer der Fall ist: Bei einer Elektrodenbreite von 20 mm ist bei E59 und E72 eine deutliche Abweichung von der Linearität zu erkennen. Insgesamt ist das Massenbit für größere Breiten höher. Die Steigung der Geraden beträgt im Mittel  $\partial m_{bit} / \partial h = 2,4 \mu g / mm$ .

Das Massenbit wird in Abbildung 5.8 zusätzlich auf den Einfluss des Divergenzwinkels und auf den Einfluss von rechteckiger gegenüber zugespitzter Geometrie hin untersucht. SIMP-LEX

mit rechtwinkliger Elektrodengeometrie ablatiert bei sonst gleichen Bedingungen ein größeres Massenbit. Des weiteren zeigt das Massenbit für rechtwinklige Elektroden ein Minimum im Verlauf. Für zugespitzte Elektroden hingegen bleibt die ablatierte Masse pro Puls nahezu gleich.

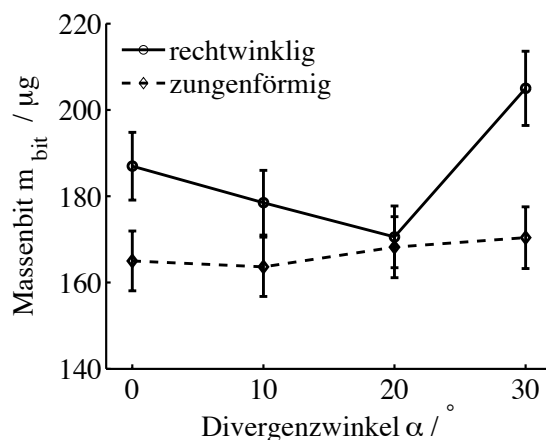


Bild 5.8: Massenbit über Divergenzwinkel, SIMP-LEX, 20° d40 h36 E69,8.

## Veränderung elektrischer Parameter

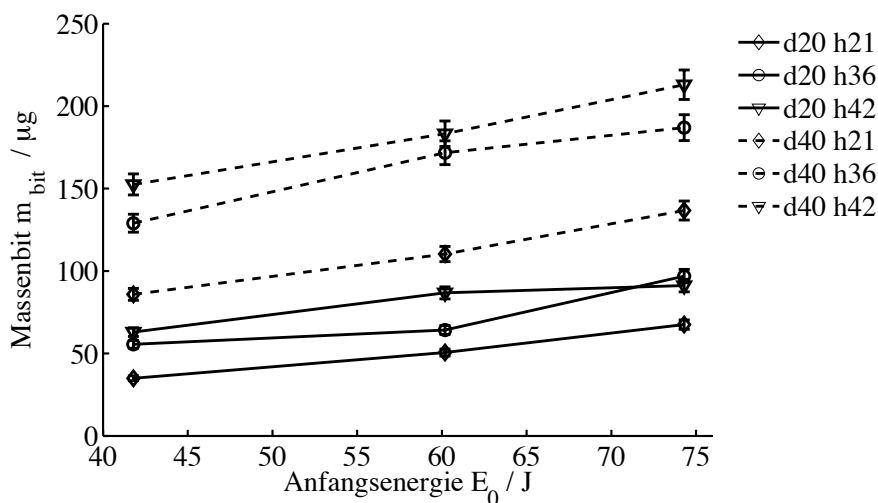
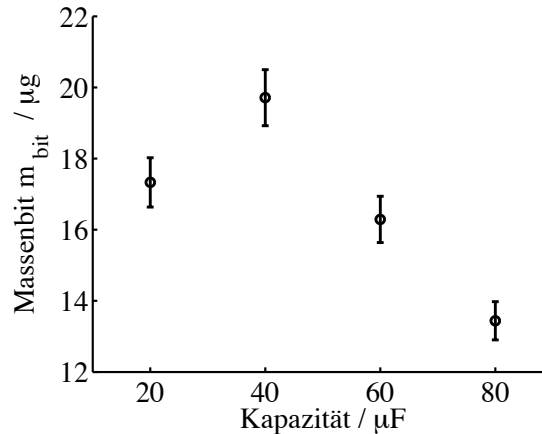


Bild 5.9: Massenbit über Anfangsenergie, SIMP-LEX.

Änderung von Anfangsenergie und Kapazität beeinflussen das Massenbit. Der gemessene Verlauf über die Anfangsenergie ist in Abbildung 5.9 für alle Abstände zwischen den Elektroden und die beiden Breiten d20 und d40 dargestellt. Wie für den Verlauf über  $h$  ist die Änderung über der Energie größtenteils linear: Die vier Punkte d20 h36 E60, d20 h36 E74, d20 h42 E60 und d20 h42 E74 bilden wie schon beim Verlauf über den Elektrodenabstand die Ausnahmen. Die durchschnittliche Steigung gemittelt über alle dargestellten Verläufe für je eine Höhe und Breite ist  $\partial m_{bit} / \partial E_0 = 1,4 \mu\text{g}/\text{J}$ . In [96] wird eine Erhöhung der in den Treibstoff abgegebenen thermische Energie von  $0,6\%/J$  für Triebwerke zwischen  $16 J$  und  $20 J$  ermittelt. Diese thermische Energie wird mit der ablatierten Masse in direkten Zusammenhang gebracht. Die mittlere

prozentuale Steigerung des Massenbits liegt bei den hier gemessenen Werten mit  $1\%/J$  etwas höher.



**Bild 5.10:** Massenbit über Kapazität, ADD SIMP-LEX, E16,9.

Bei der Veränderung der Kapazität für ein konstantes Energieniveau ergibt sich das in Abbildung 5.10 gezeigte Verhalten. Die Mechanismen des Verhaltens sind einerseits die Periodendauer, die zunächst ein Maß dafür ist, wie lange die Treibstoffoberfläche dem Strom und der davon ausgehenden Strahlung ausgesetzt ist, und andererseits die Stromstärke, die als Maß für die Intensität der Ablation verstanden werden kann.

Bei zunehmender Kapazität wird das Massenbit ab  $C = 40 \mu\text{F}$  kleiner. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass zum einen die Periodendauer des Schwingkreises durch die höhere Kapazität größer ist. Dadurch verschiebt sich, wie in [94, 7] nachgewiesen, das Maximum der Stromdichte weiter von der Treibstoffoberfläche weg und es kommt zu geringerer thermischer Nachablation. Zusätzlich nimmt das Strommaximum  $I_{max}$  für ein konstantes Energieniveau  $E_0$  mit steigender Kapazität  $C$  nach

$$I_{max} = A \exp\left(-R \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{C}{L}}\right) \quad (5.2)$$

mit der Amplitude  $A$

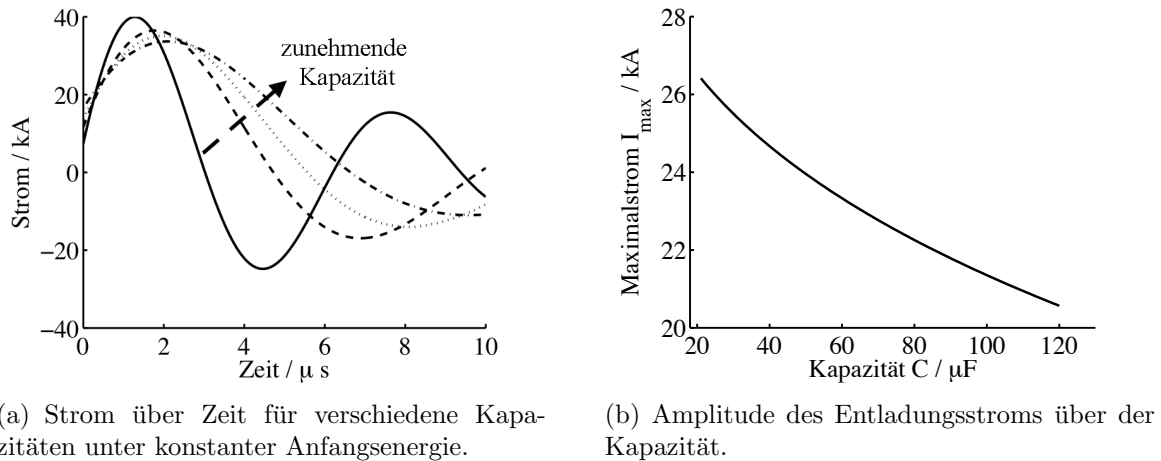
$$A = \sqrt{\frac{2E_0}{L}} \quad (5.3)$$

ab. Dabei sind  $R$  der mittlere Widerstand und  $L$  die mittlere Induktivität des Schwingkreises. Dieser Effekt ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Also ist für eine höhere Kapazität die Periodendauer zwar länger, wie in Abbildung 5.11(a) zu sehen, aber die Amplitude des Stroms nimmt nach der in Abbildung 5.11(b) gezeigten Funktion ab.

Das bei  $20 \mu\text{F}$  gegenüber  $40 \mu\text{F}$  geringere Massenbit läßt sich über die kurze Periodendauer und die dadurch geringe Verweildauer der Plasmaschicht an der Treibstoffoberfläche begründen.

## Vorhersage des Massenbits

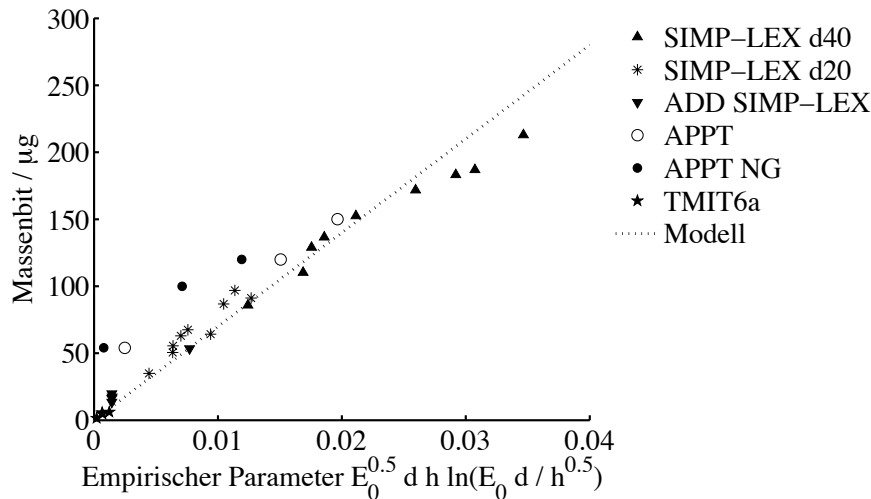
Für die Modellierung des Triebwerks ist es von Vorteil, wenn das Massenbit für eine bestimmte Konfiguration vorhergesagt werden kann. Abgesehen von der in diesem Abschnitt diskutierten



**Bild 5.11:** Untersuchung des Entladestroms bei Variation der Kapazität.

Konfiguration mit  $60\text{mm}$  Elektrodenbreite, bei der es deutlich zu unvollständiger Ablation kam, konnte aus allen getesteten SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX Variationen folgende Funktion für das Massenbit empirisch abgeleitet werden (Alle zahlen in SI Einheiten):

$$m_{bit} = |7 \cdot 10^{-6} \sqrt{E_0} dh \ln \left( \frac{E_0 d}{\sqrt{h}} \right)|. \quad (5.4)$$



**Bild 5.12:** Empirische Näherungsgerade für Massenbit als Funktion von geometrischen Parametern und der Anfangsenergie.

Gleichung 5.4 stellt den Zusammenhang zwischen dem ablatierten Massenbit und den geometrischen Parametern sowie der Anfangsenergie eines Triebwerks her. Abbildung 5.12 zeigt das gemessene Massenbit über dem Argument aus Gleichung 5.4. Die APPT Triebwerke vom RIAME/MAI sowie das TMIT6a der Tokyo Metropolitan Institute of Technology (TMIT) und das EO1 Triebwerk sind zusätzlich aufgetragen. Während die APPT Triebwerke vom RIAME durch die Gerade noch gut repräsentiert werden, liegen die APPT-NG Triebwerke, die vom RIAME/MAI unter anderem unter dem Gesichtspunkt des Massenbits optimiert werden,

höher. Sie ablatieren bei gleichem Argument mehr Masse.

Das Triebwerk TMIT6a hat eine Anfangsenergie von nur  $2 J$  und liegt deswegen nah am unteren Ende der Gerade. Obwohl für Triebwerke mit niedriger Anfangsenergie ein anderes charakteristisches Verhalten erwartet wird, werden sie hier vom Modell gut repräsentiert.

Es ist zu beachten, dass die dargestellte Gerade physikalisch einen Schwellenwert für die Energie beinhalten sollte. Dies begründet sich in einer Grundenergie, die notwendig ist, um den Treibstoff zu sublimieren, dissoziieren und ionisieren. Des weiteren sei zu beachten, dass der empirische Parameter im Logarithmus nicht dimensionslos ist. Dies könnte beispielsweise durch das einführen einer Bezugsgröße für die Anfangsenergie gelöst werden. Der Logarithmus ist hier als dimensionslos zu betrachten, wenn die Energie in  $[J]$  eingesetzt wird.

Des weiteren ist eine Abhängigkeit der ablatierten Masse von den elektrischen Parametern des Triebwerks wie Widerstand und Induktivität bekannt, da diese den Strom beeinflussen [94]. Die Genauigkeit des Modells würde durch die Berücksichtigung solcher Parameter erhöht. Allerdings würde die Gleichung dann nicht mehr als Vorhersage für die Modellierung und Auslegung des Triebwerks herangezogen werden können, da diese Werte nicht vor der Herstellung und experimentellen Vermessung des Triebwerks vorliegen. Der Korrelationskoeffizient [19] der Messpunkte bezüglich der empirischen Geraden beträgt 0,96.

### 5.3 Impulsbit

Das Impulsbit ist definiert als das Produkt aus dem Gesamtmassenbit und der effektiven Austrittsgeschwindigkeit der beschleunigten Teilchen. Ziel der Messung des Impulsbits mit dem in Kapitel 4.4 beschriebenen Pendel ist die Untersuchung des Einflusses geometrischer und elektrischer Parameter auf den vom Triebwerk generierten Impuls. Alle gezeigten Messwerte werden als Mittelwert aus 9 Einzelmessungen bestimmt. Gemessene Werte liegen zwischen  $340 \mu Ns$  und  $2030 \mu Ns$ . Dabei hat die Konfiguration mit dem höchsten Elektrodenabstand  $h = 42 mm$  und einer Elektrodenbreite von  $40 mm$  bei der höchsten Anfangsenergie  $E_0 = 74 J$  das höchste Impulsbit. Über dem Divergenzwinkel existiert ein Optimum, und die zugespitzte Elektrodenkonfiguration erzielt gegenüber der rechteckigen - trotz geringeren Massenbits - höhere Impulsbitwerte. In Abhängigkeit der Kapazität existiert ebenfalls ein Optimum bei gleicher Anfangsenergie.

Zugunsten der Übersichtlichkeit der Messergebnisse wird beim Impulsbit auf eine Darstellung der Unsicherheit verzichtet. Die maximale Streuung der Messwerte liegt bei 8,3%. Fehler aus der Kalibrierung des Pendels und aus den Triebwerkskomponenten sind im Anhang C im Einzelnen erläutert.

Obwohl die Messprinzipien zur Impulsmessung an iMPD Triebwerken gleich sind, weichen Kalibrierungsmethoden stark von einander ab. Um Einflüsse, die in bisherigen Betrachtungen nicht betrachtet werden zu bestimmen und so genauere Impulsmessungen zu ermöglichen, ist ein Vergleich zwischen den Messungen verschiedener Institutionen sinnvoll. Impulsbitwerte aus der Literatur könnten so besser verglichen werden.

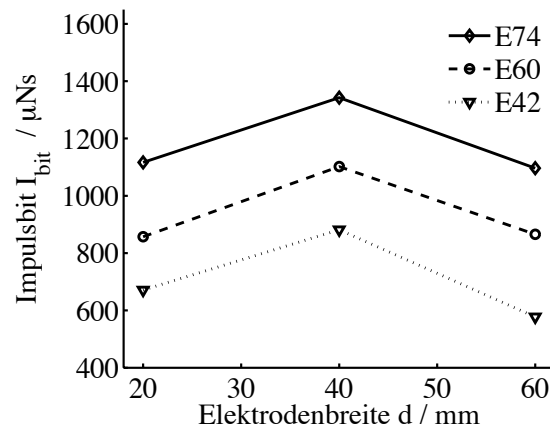


Bild 5.13: Impulsbit über Elektrodenbreite, SIMPLEX h21 L1.

## Variation geometrischer Parameter

Die systematische Variation des Abstands  $h$  zwischen den Elektroden, der Elektrodenbreite  $d$ , der Elektrodenlänge  $L$ , sowie des Divergenzwinkels  $\alpha$  erlaubt eine Aussage über den Einfluss dieser Größen auf das Impulsbit.

Der Einfluss der Elektrodenbreite ist in Abbildung 5.13 für einen Elektrodenabstand von  $21\text{ mm}$  bei allen drei Kondensatorenergien aufgetragen. Von  $20\text{ mm}$  auf  $40\text{ mm}$  steigt das Impulsbit für alle drei Energien um  $20\%$  –  $43\%$  an. Die größere zur Verfügung stehende Ablationsfläche bewirkt ein um bis zu  $130\%$  erhöhtes Massenbit, die effektive Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffs sinkt.

Von  $40\text{ mm}$  auf  $60\text{ mm}$  Elektrodenbreite sinkt das Impulsbit allerdings wieder um  $50\%$ . Die Energie, die in die Randbereiche fließt, reicht einerseits für eine Ablation dort nicht aus, scheint aber die restliche zur Verfügung stehende Energie so zu verringern, dass insgesamt weniger Impuls generiert wird als für die geringere Breite. Dies geht mit dem in den Abbildung 5.6 beobachteten Phänomen der unvollständigen Ablation einher.

Der Einfluss des Elektrodenabstandes ist in Abbildungen 5.14 und 5.15 für beide Elektrodenlängen zu sehen. Ein größerer Abstand bewirkt für die ursprüngliche Elektrodenlänge  $L1$  ein höheres Impulsbit. Hierbei ist der Zugewinn des Impulsbits meist höher für größere Elektrodenabstände. Dieser Effekt ist für beide Elektrodenbreiten erkennbar, scheint aber für  $d20$  verstärkt. Für gekürzte Elektroden  $L2$  steigt das Impulsbit nur zwischen  $20\text{ mm}$  und  $36\text{ mm}$  für alle Konfigurationen. Das Impulsbit der  $20\text{ mm}$  breiten Elektroden ist höher gegenüber den  $40\text{ mm}$  breiten. Dadurch liegt das höchste Impulsbit der  $20\text{ mm}$  breiten Elektrode für einen Elektrodenabstand von  $21\text{ mm}$  sogar über dem für  $40\text{ mm}$  Elektrodenbreite. Die Zunahme des Impulsbits in Abhängigkeit des Elektrodenabstand findet sich in der Literatur bei Triebwerken zwischen  $20 - 40\text{ J}$  bestätigt [78]. Sie kann teilweise über das für größere Abstände höhere Massenbit erklärt werden. Wie jedoch die Ausnahme  $d20\text{ E59 h42}$  mit geringerem Massenbit, sowie der größere Anstieg des Impulsbits gegenüber dem Massenbit zeigt, steigt die effektive Austrittsgeschwindigkeit ebenfalls in Abhängigkeit des Elektrodenabstands.

Um diesen Sachverhalt weiter zu beleuchten, wird in Abbildung 5.16 das Impulsbit über der zur

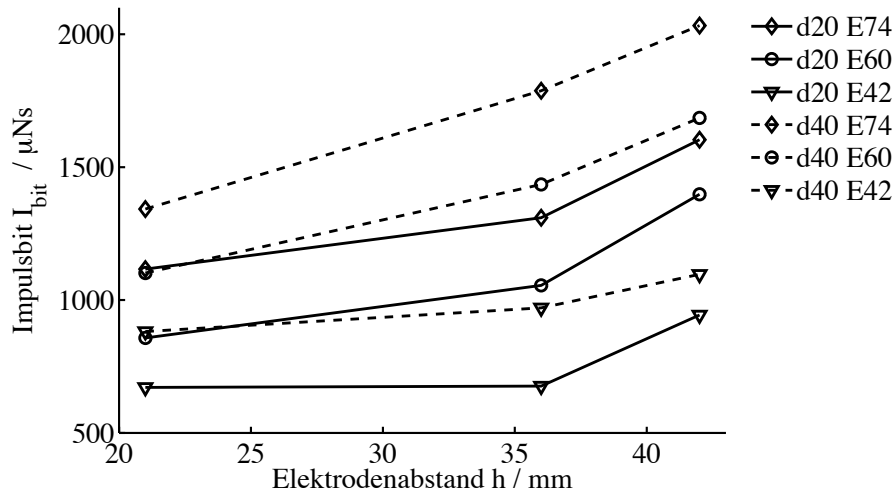


Bild 5.14: Gemessenes Impulsbit über dem Abstand zwischen den Elektroden, SIMP-LEX L1.

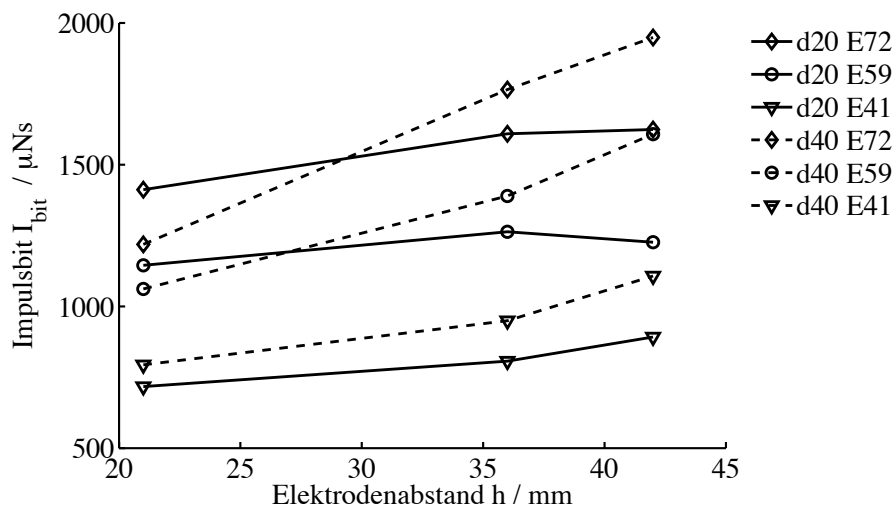
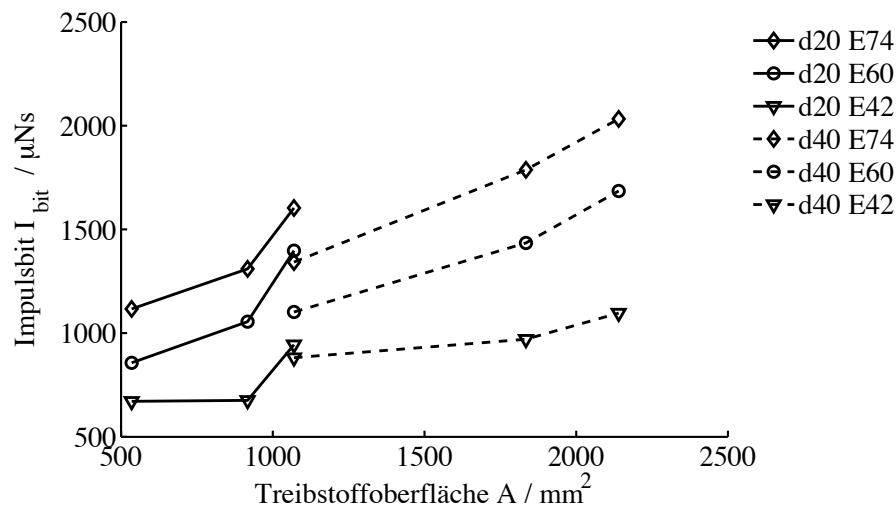
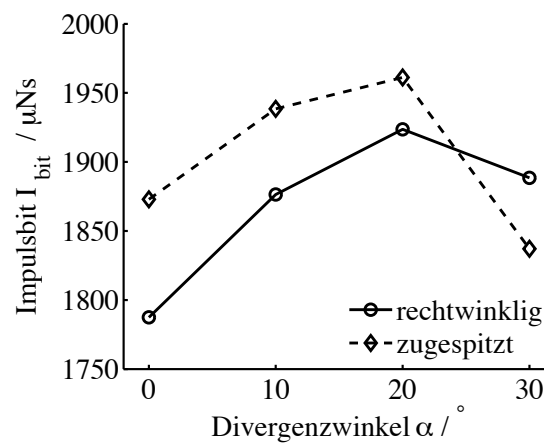


Bild 5.15: Gemessenes Impulsbit über dem Abstand zwischen den Elektroden, SIMP-LEX L2.





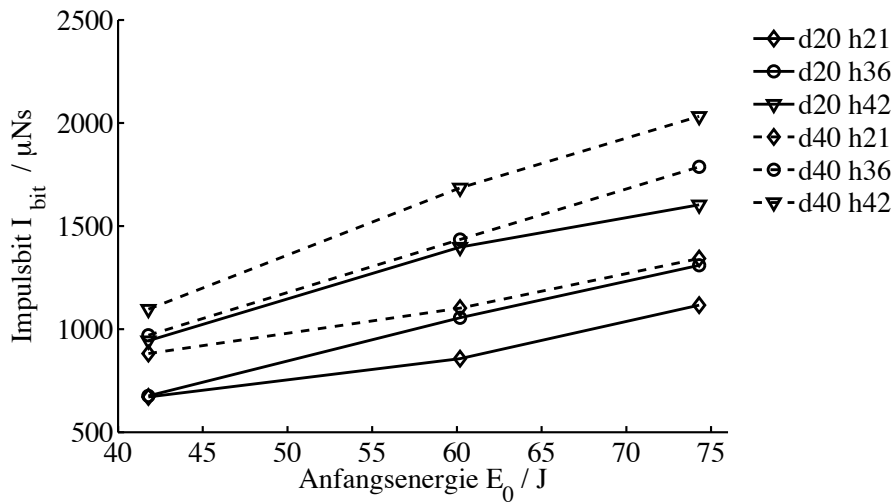
**Bild 5.16:** Gemessenes Impulsbit über der Treibstoffoberfläche, SIMP-LEX



**Bild 5.17:** Einfluss des Divergenzwinkels auf das Impulsbit für rechteckige und zugespitzte Elektroden, SIMP-LEX d40 h36

Verfügung stehenden Treibstoffoberfläche dargestellt. Das Impulsbit steigt mit der Austrittsfläche proportional an. Insbesondere für die 20 mm breiten Elektroden ergibt sich für die größte Höhe von 42 mm ein viel höheres Impulsbit. Ein Vergleich mit dem Trend des Massenbits in Abbildung 5.5 ergibt auch hier, dass hier die effektive Austrittsgeschwindigkeit überproportional hoch sein muss, da das Massenbit für diese Werte sogar niedriger ist, als aufgrund eines linearen Massenbit-Trends erwartet. Der Verlauf der 20 mm breiten Elektroden weicht von dem der 40 mm breiten ab. Das bedeutet, dass die Fläche allein nicht als Kriterium für das erwartete Impulsbit herangezogen werden kann. Der Elektrodenabstand und die Elektrodenbreite gehen separat in das Impulsbit ein.

Der Einfluss des Elektroden-Divergenzwinkels sowie der Elektrodenform wird für die Konfiguration von 2000 V Anfangsspannung und 36 mm Elektrodenabstand systematisch untersucht. Wie in Abbildung 5.17 zu sehen, kann das Impulsbit der rechtwinkligen, divergierenden Elektroden bis zu einem Winkel von 20° um maximal 8% gegenüber den parallelen Elektroden gesteigert werden. Es sei darauf hingewiesen, dass sich durch die drei untersuchten Winkel die genaue Lage des Maximums nicht bestimmen lässt. Die Änderung der Elektroden von recht-



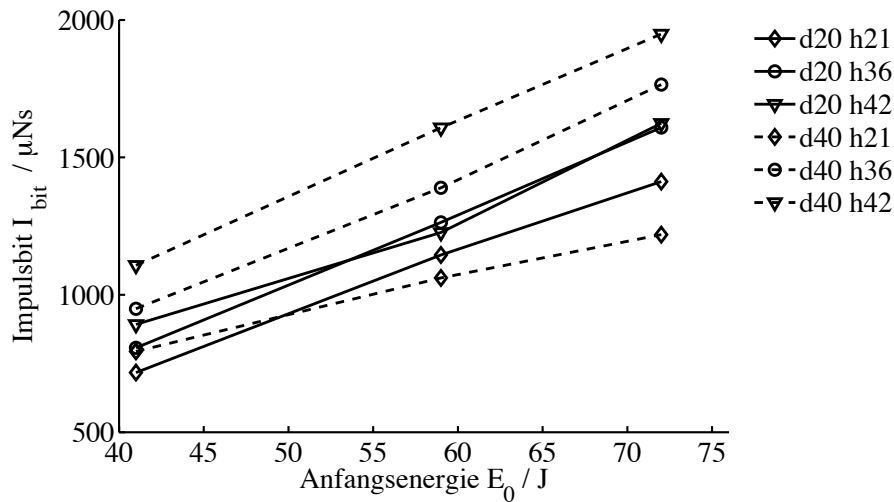
**Bild 5.18:** Gemessenes Impulsbit über der von der Kondensatorbank zur Verfügung gestellten Energie, SIMP-LEX L1.

eckig auf zugespitzt bewirkt eine zusätzliche Erhöhung des Impulsbits um maximal 5% bei  $0^\circ$  Divergenzwinkel. Die kombinierte Steigerung des Impulsbits durch einen Divergenzwinkel von  $20^\circ$  und zugespitzte Elektrodenform liegt damit bei 10%. Für Winkel größer  $20^\circ$  fällt das Impulsbit wieder ab - der Effekt ist für rechteckige Elektroden stärker als für zugespitzte. Eine Zunahme des Impulsbits bei Divergenz der Elektroden kann auf thermische sowie elektrodynamische Effekte zurückgeführt werden [20]. Die thermische Expansion des Plasmas trägt je nach Entladungscharakteristik mehr oder weniger zur Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit bei. Wie in Abschnitt 5.6 erläutert, ist die Änderung der Induktivität bei divergierenden und zugespitzten Elektroden größer, damit können potentiell größere Schubwirkungsgrade erreicht werden. Durch die Reduktion der Plasmadichte könnte die Ionisation des Plasmas und damit die Beschleunigung und Austrittsgeschwindigkeit gesteigert werden. In [78, 12] werden Impulsbiterhöhungen mit der Änderung des Divergenzwinkels von  $0^\circ$  auf  $20^\circ$  bei Triebwerken mit  $\sim 20 - 40 J$  Anfangsenergie gemessen. Auch hier wurde eine Erhöhung des Impulsbits festgestellt.

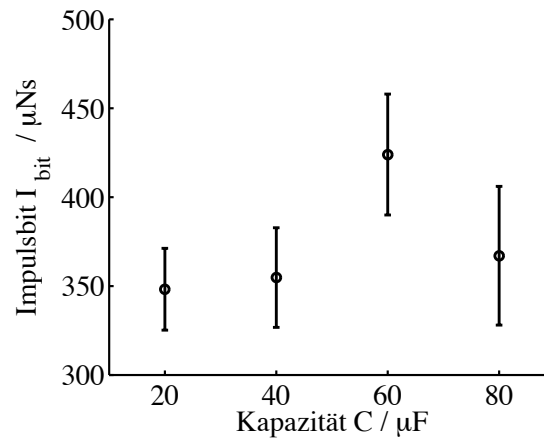
## Variation elektrischer Parameter

In Abbildungen 5.18 und 5.19 ist das Impulsbit über der Kondensatorenergie für verschiedene Elektrodenbreiten  $d$  und Abstände zwischen den Elektroden  $h$  aufgetragen. Bei beiden Längen und Breiten ist das gleiche Verhalten zu erkennen: Höhere Kondensatorenergien  $E_0$  und Abstände  $h$  bewirken ein höheres Impulsbit. Dabei liegen für L1 die Werte für  $d = 40 mm$  über denen von  $d = 20 mm$  bei gegebenem Abstand  $h$ . Bei gekürzten Elektroden ist diese Reihenfolge für die  $20 mm$  breiten Elektroden durch den starken Anstieg gegenüber der  $40 mm$  breiten nicht mehr gegeben. In [78] wird die großteils lineare Zunahme des Impulsbits mit der Anfangsenergie bestätigt.

Für eine konstante Anfangsenergie  $E_0 = 16,9 J$ , Elektrodenbreite  $d = 20 mm$  und Elektrodenabstand  $h = 21 mm$  ist das Impulsbit in Abbildung 5.20 über verschiedenen Kapazitäten aufgetragen. Diese Messkampagne wird für ADD SIMP-LEX durchgeführt. Der Bereich des gemessenen Impulses liegt zwischen  $340 \mu Ns$  und  $420 \mu Ns$ . Ein Maximalwert ist in den hier



**Bild 5.19:** Gemessenes Impulsbit über der von der Kondensatorbank zur Verfügung gestellten Energie, SIMP-LEX L2.



**Bild 5.20:** Gemessenes Impulsbit über der Kapazität, ADD SIMP-LEX E16,9

aufgenommenen Werten für  $60 \mu\text{F}$  sichtbar. Dieses Maximum spiegelt sich im Impulsbit pro Anfangsenergie wieder, das bei  $60 \mu\text{F}$  ebenfalls maximal wird. Das Impulsbit setzt sich aus Massenbit und effektiver Austrittsgeschwindigkeit zusammen. So erklärt sich auch der Verlauf in Abhängigkeit der Kapazität aus diesen beiden Größen. Das gemessene Massenbit ist wie in Kapitel 5.2 beleuchtet für  $40 \mu\text{F}$  am größten. Die effektive Austrittsgeschwindigkeit hingegen steigt mit dem in Kapitel 5.4.1 gezeigten Verlauf.

## 5.4 Austrittsgeschwindigkeit

Die Plasmageschwindigkeit des instationären Triebwerks variiert sowohl räumlich als auch zeitlich gesehen. Je nach Triebwerkskonfiguration entstehen zwei bis drei Plasmaschichten, die sich nahe der Treibstoffoberfläche formen und entlang der Elektroden beschleunigt werden [89]. Im Folgenden wird die Auswirkung der Triebwerkskonfiguration auf eine aus Impuls- und Massenbit ermittelte effektive Austrittsgeschwindigkeit dargestellt. Des weiteren wird der Ge-

schwindigkeitsverlauf der ersten Plasmaschicht entlang der Elektroden mithilfe der in Kapitel 4 beschriebenen Flugzeitsonde und Hochgeschwindigkeitskamera untersucht.

### 5.4.1 Effektive Austrittsgeschwindigkeit

Eine effektive Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  wird über das Impulsbit und das Massenbit nach Kapitel 2.4 definiert. Diese spiegelt nicht den Geschwindigkeitsverlauf einzelner Plasmaschichten wieder, ist aber eine zur Charakterisierung des Triebwerks sowie für die Planung einer Satellitenmission wichtige Größe.

Die effektive Austrittsgeschwindigkeit ist höher, wenn die am gesamten Massenbit angreifende Lorentzkraft größer ist, länger an der Plasmaschicht angreifen kann oder die zu beschleunigende Masse der Plasmaschicht kleiner ist. Die Lorentzkraft, die an allen ionisierten Teilchen angreift, ist durch die Stromstärke, die durch die Plasmaschicht fließt, bestimmt. Die effektive Austrittsgeschwindigkeit hängt jedoch von der mittleren Beschleunigung  $\bar{a}$  ab:

$$\bar{a} = \frac{\frac{1}{T} \int \frac{1}{2} L_1 I^2 dt}{m_{bit}}. \quad (5.5)$$

Der Quotient aus der über die Entladungszeit  $T$  gemittelten Lorentzkraft nach dem Kolbenmodell und dem Massenbit verdeutlicht diese Idee. Fließt mehr Strom  $I = jA$  kann dieser in der Plasmaschicht durch eine höhere Stromdichte  $j$  und durch eine größere Fläche  $A$  umgesetzt werden. Eine höhere Stromdichte wird bei höherer mittlerer Temperatur des Plasmas und dem damit einhergehenden höheren Anteil an ionisierten Teilchen erreicht. Die von Strom durchsetzte Fläche ist bei gleicher Stromdichte hingegen größer, wenn mehr Masse ablatiert wird. In Wirklichkeit ist bei einer Erhöhung des Maximalstroms mit einer Kombination aus den beiden Mechanismen zu rechnen.

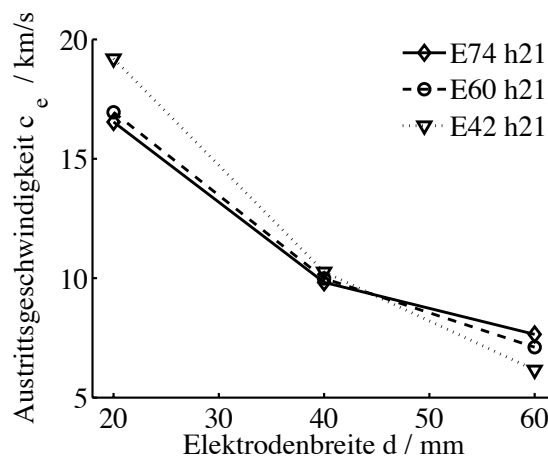
Es sei angemerkt, dass bei diesem einfachen Modell zur Beurteilung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit vom Gleichgewicht im Plasma sowie einer einzigen beschleunigten Plasmaschicht ausgegangen wird. Ferner wird bei der Massenablation davon ausgegangen, dass diese Zeitgleich mit Formen der Plasmaschicht stattfindet. Wie in Kapitel 5.2 näher beschrieben kommt es jedoch in Wirklichkeit durchaus zu Ablation aufgrund der von der stromdurchflossenen Plasmaschicht emittierten ultravioletten Strahlung [5]. Ferner entstehen während eines Pulses mehrere Plasmaschichten, von denen weder die Geschwindigkeitsverteilung noch die Massenverteilung bekannt ist. Das Schwingungsverhalten des Spannungsverlaufs ist für alle an SIMP-LEX untersuchten Konfigurationen gleich. Obwohl nicht bei allen Konfigurationen Kameraaufnahmen gemacht wurden wird daher aufgrund der Entladungscharakteristik von 2 – 3 Plasmaschichten ausgegangen. Es wird ausserdem davon ausgegangen, dass die zur Ionisation aufgewandte Energie gegenüber der geänderten Kondensatorenergie zu vernachlässigen ist. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben wird der Anteil der Ionisation mit  $< 4\%$  abgeschätzt.

Die Triebwerkskonfiguration mit der kleinsten Treibstoffoberfläche und dem höchsten Energieniveau besitzt die höchste Austrittsgeschwindigkeit. Zusätzlich kann diese durch einen Divergenzwinkel von  $20^\circ$  und zugespitzte Elektroden angehoben werden. Ein Kürzen der Elektroden führt in fast allen untersuchten Fällen zu einer Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit. Generell ist ein Maximum in Abhängigkeit der Länge zu erwarten, wenn die Länge mit dem Beschleunigungsweg der Plasmaschicht übereinstimmt.

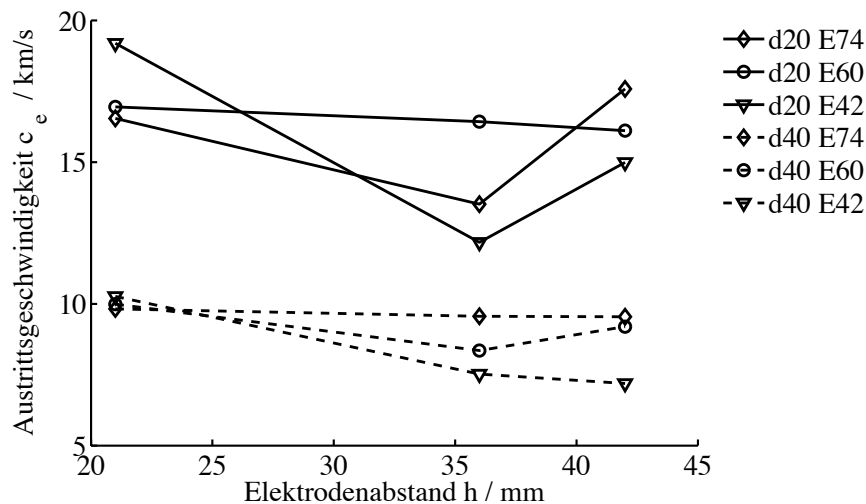
Die Messunsicherheiten ergeben sich aus der in Anhang C gezeigten Fehlerfortpflanzung von Massenbit und Impulsbit. Sie liegen je nach Konfiguration bei bis zu 9 %.

## Variation geometrischer Parameter

Der Quotient des Impuls- und Massenbits sinkt mit zunehmender Breite der Elektroden im Mittel um 60% wie in Abbildung 5.21 zu sehen. Dies gilt für alle untersuchten Anfangsenergien. Ein weiterer Anstieg der Austrittsgeschwindigkeit mit geringerer Elektrodenbreite ist wegen der dadurch höheren Stromdichte zu erwarten, muss jedoch gegenüber dem geringeren Impulsbit für jede Mission, wie unter anderem für BW1, abgewogen werden.

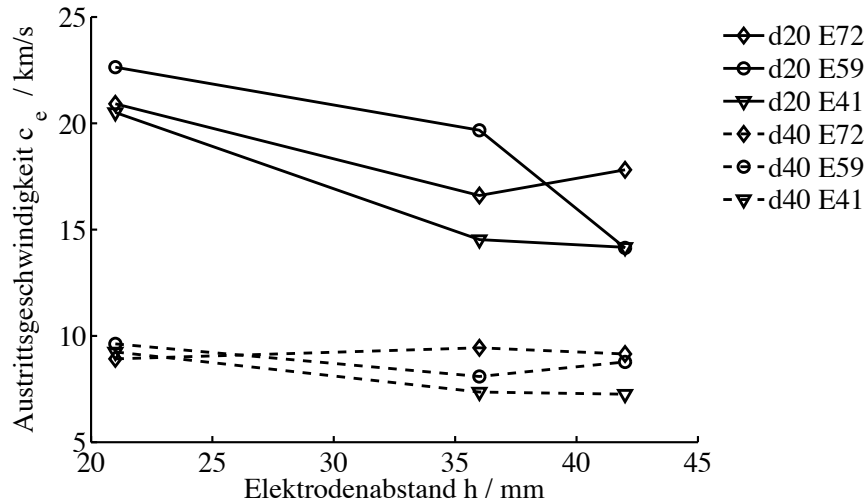


**Bild 5.21:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über der Elektrodenbreite, SIMP-LEX h21 L1.



**Bild 5.22:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über dem Abstand zwischen den Elektroden, SIMP-LEX L1.

Abbildungen 5.22 und 5.23 zeigen die effektive Austrittsgeschwindigkeit  $c_e$  gegen den Abstand der Elektroden  $h$ . Die Werte liegen zwischen  $7 \text{ km/s}$  und  $20 \text{ km/s}$  für L1 und  $7,3 \text{ km/s}$  und  $22,6 \text{ km/s}$  für L2. Die drei Kurven mit niedriger Austrittsgeschwindigkeit sind aus den Daten für eine Elektrodenbreite von  $40 \text{ mm}$  entstanden, die oberen drei für  $20 \text{ mm}$ . Es wird deutlich,

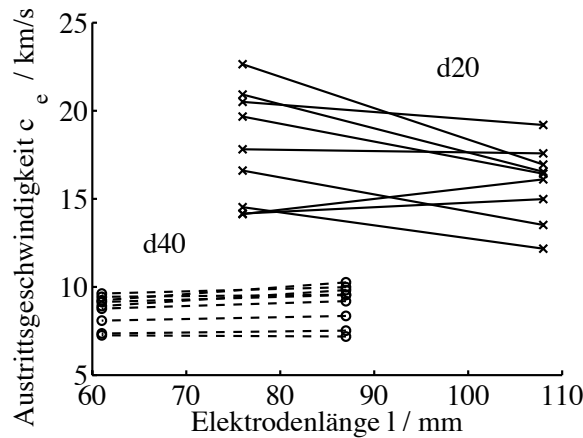


**Bild 5.23:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über dem Abstand zwischen den Elektroden, SIMP-LEX L2.

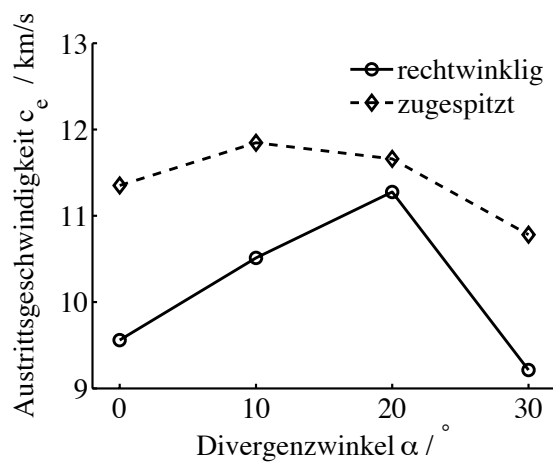
dass - unabhängig vom Niveau der Anfangsenergie - die Austrittsgeschwindigkeit für  $20\text{ mm}$  breite Elektroden über der von  $40\text{ mm}$  liegt. Insgesamt tendiert die Austrittsgeschwindigkeit dazu, mit größerem Abstand zwischen den Elektroden abzunehmen. Drei Kurven in Abbildung 5.22 fallen aus diesem Schema: Für  $20\text{ mm}$  Breite und  $74\text{ J}$  beziehungsweise  $42\text{ J}$  sowie für  $40\text{ mm}$  Breite und  $60\text{ J}$ . Diese Messreihen zeigen über den Abstand der Elektroden hinweg einen Tiefpunkt. Im Vergleich dazu ist in Abbildung 5.23 bei den entsprechenden Verläufen entweder kein Minimum zu sehen, oder dieses ist weniger ausgeprägt. Vor allem für die beiden niedrigeren Elektrodenabstände ergibt sich eine Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit um  $20 - 35\%$ . Hier stehen nur drei Messpunkte zur Interpretation zur Verfügung, die eine definitive Aussage nicht zulassen. Da das Massenbit für beide Längen gleich angenommen wird, könnte diese Steigerung auf geringere Verluste innerhalb des Beschleunigungskanals zurückzuführen sein. Diese entstehen, wenn die Plasmaschicht nach der Beschleunigungsphase noch im Kanal ist, wo sie kinetische Energie abbaut, bevor sie die Elektroden verlässt. Unterschiede der im Kondensator zurückbleibenden Restenergie konnten beim Vergleich der beiden Längen nicht festgestellt werden.

Der Einfluss der Elektrodenlänge wird untersucht, um Geschwindigkeitsverluste aufgrund einer zu hohen Elektrodenlänge zu vermeiden. Abbildung 5.24 zeigt das Ergebnis für alle Energien und Elektrodenabstände. Alle hier dargestellten Ergebnisse sind in den übrigen Abbildungen dieses Abschnitts weiter beleuchtet. Diese Abbildung soll den Einfluss der Elektrodenkürzung verdeutlichen. Erwartet wurde eine leicht höhere effektive Austrittsgeschwindigkeit für kürzere Elektroden. Allerdings sind teilweise widersprüchliche Trends zu erkennen. Bei  $40\text{ mm}$  Elektrodenbreite bleibt die Austrittsgeschwindigkeit mit dem Kürzen der Elektrodenlänge fast konstant. Bei  $20\text{ mm}$  Elektrodenbreite steigt die Austrittsgeschwindigkeit hingegen mit abnehmender Elektrodenlänge bei fast allen Konfigurationen um bis zu  $33\%$  an. In zwei Fällen sinkt sie um  $6\%$  und  $13\%$ . Zur Klärung dieses Phänomens bedarf es weiterer Studien. Eine Korrelation mit Flugzeitsondenmessungen wäre von Vorteil.

Jedoch wird aus Abbildung 5.24 deutlich, dass für das vorliegende Triebwerk durch Kürzen der Elektroden von der ursprünglichen Länge auf  $75\%$  eine höhere Austrittsgeschwindigkeit gewonnen werden kann. Für die hier gezeigten Ergebnisse ist zu beachten, dass die Anfangsenergie  $E_0$  für kürzere Elektrodenlängen aufgrund der beobachteten Kondensatordegradation im Mittel sogar kleiner ist. Da die effektive Austrittsgeschwindigkeit proportional zur Anfangs-



**Bild 5.24:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über der Elektrodenlänge, SIMP-LEX d20 und d40



**Bild 5.25:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über dem Divergenzwinkel zwischen den Elektroden, SIMP-LEX d40 h36, E69,8

energie im Kondensator ist, wäre  $c_e$  in diesen Fällen noch größer, siehe Anhang C. Bei der Konfiguration mit Elektrodenabstand  $21\text{ mm}$  und Elektrodenbreite  $20\text{ mm}$  wird für die kürzere Elektrodenlänge die höchste Austrittsgeschwindigkeit von  $22,6\text{ km/s}$  gemessen.

In der Literatur wird dieser Trend von [39] bestätigt. Andere Quellen [78, 11, 89] berichten von einer Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit mit steigender Elektrodenlänge. Für kürzere Elektroden wird außerdem eine höhere Elektrodenerosion beobachtet [88]. Allerdings bewegen sich die in [88] untersuchten Elektrodenlängen im Bereich von  $2 - 4\text{ cm}$ . Von einem Optimum hinsichtlich der Elektrodenlänge ist auszugehen. Weder zu kurze, noch sehr lange Elektroden sind der Austrittsgeschwindigkeit zuträglich.

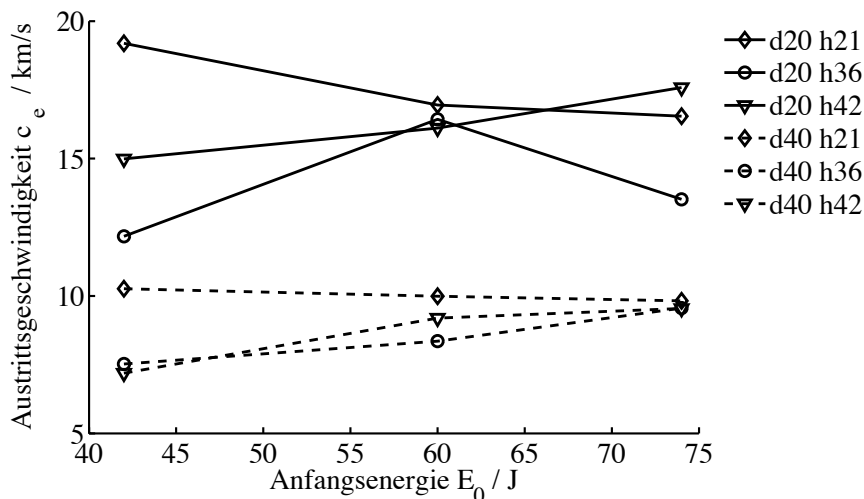
Abbildung 5.25 zeigt den Einfluss des Divergenzwinkels und der Zuspitzung auf die effektive Austrittsgeschwindigkeit für eine Konfiguration mit  $40\text{ mm}$  breiten Elektroden und einem Elektrodenabstand von  $36\text{ mm}$ . Die Werte liegen zwischen  $9,5\text{ km/s}$  und  $11\text{ km/s}$  für rechteckige Elektrodenpaare und zwischen  $11\text{ km/s}$  und  $12\text{ km/s}$  für zugespitzte Elektrodenpaare. Insgesamt liegen die Austrittsgeschwindigkeiten für zugespitzte Elektroden über denen der rechtwinkligen. Maximal ist ein prozentualer Zugewinn von  $19\%$  von rechtwinkligen zu zugespitzten bei  $0^\circ$  zu verzeichnen. Bei beiden Konfigurationen ist ein Maximum für die Austrittsgeschwindigkeit über dem Divergenzwinkel zu erkennen: Bei rechteckigen Elektroden bei  $20^\circ$ , bei zugespitzten

bei  $10^\circ$ . Der maximale prozentuale Zugewinn liegt bei 18 % aufgrund der Elektrodendivergenz bei rechtwinkliger Form. Ein derartiges Maximum für die Austrittsgeschwindigkeit wurde von [90] für seitlich zugeführten Treibstoff bei  $20^\circ$  bestätigt.

## Variation elektrischer Parameter

Abbildungen 5.26 und 5.27 verdeutlichen die aus vorangegangenen Abbildungen gewonnene Erkenntnis, dass 20 mm breite Elektroden zu höheren Austrittsgeschwindigkeiten führen als Elektroden mit 40 mm Breite. Allerdings läßt sich anhand der gezeigten Verläufe kein einheitlicher Trend in Abhängigkeit der Kondensatorenergie erkennen:  $c_e$  kann mit der Kondensatorenergie zunehmen, abnehmen oder gleich bleiben. Es kommt sehr auf die untersuchte Konfiguration an. Bei einer Breite von 40 mm steigt die Austrittsgeschwindigkeit beim Elektrodenabstand  $h_{42}$  und  $h_{36}$  vom niedrigsten zum höchsten Energieniveau um etwa 30 %. Bei  $h_{21}$  hingegen fällt  $c_e$ . Für  $d_{20}$  steigt die Austrittsgeschwindigkeit für einen Elektrodenabstand von 42 mm, sinkt für einen Elektrodenabstand von 21 mm und hat ein Maximum bei mittlerem Energieniveau bei 36 mm Elektrodenabstand. Während für 40 mm breite Elektroden die Kürzung keinen großen Einfluss hat, ändert sich insbesondere für die Konfiguration  $d_{20} h_{21}$  der Verlauf von fallendem Trend zu einem mit einem Maximum bei mittlerer Energie.

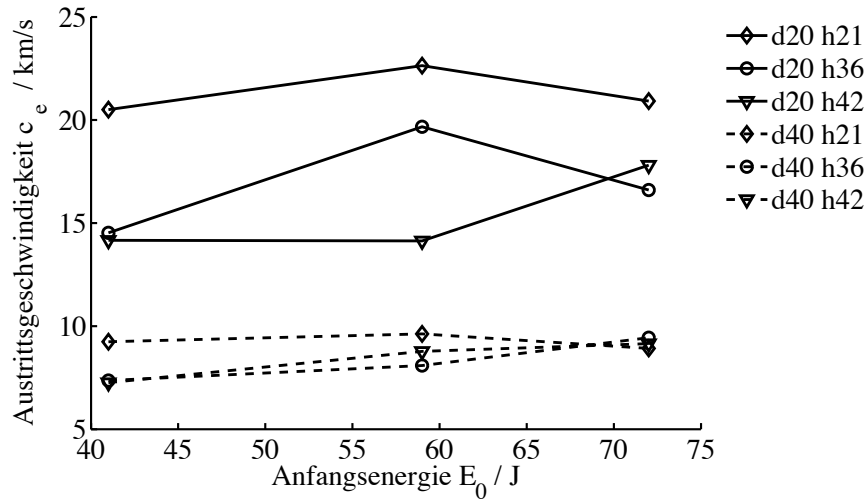
Da mit einer höheren Anfangsenergie eine größere Anfangsspannung und ein höherer Maximalstrom einhergeht, wäre aufgrund der größeren Lorentzkraft eine höhere effektive Austrittsgeschwindigkeit zu erwarten. Die Ergebnisse lassen sich interpretieren, wenn man den Mechanismus der Energieumsetzung in dem zu Anfang dieses Abschnitts 5.4.1 eingeführten einfachen Modell betrachtet: Die durch die größere Spannung am Kondensator hervorgerufene höhere Stromstärke kann von der Plasmaschicht durch eine größere vom Strom durchsetzte Fläche und/oder eine höhere Stromdichte umgesetzt werden. Eine größere Fläche geht bei gleicher Stromdichte mit einem größeren zu beschleunigenden Massenbit einher und damit einer Abnahme der mittleren Beschleunigung. Eine höhere Stromdichte bei konstanter stromdurchsetzter Fläche wiederum steigert die Lorentzkraft und damit die mittlere Beschleunigung.



**Bild 5.26:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über Anfangsenergie, SIMP-LEX L1.

Ob die effektive Austrittsgeschwindigkeit mit dem Strom und der Energie steigt, hängt also davon ab, ob die Stromdichte in der Plasmaschicht - und damit ihre Beschleunigung - in ihrer





**Bild 5.27:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über Anfangsenergie, Änderung der Kondensatorspannung, SIMP-LEX, L2.

Auswirkung stärker anwächst als das Massenbit. Eine größere Stromdichte geht mit mehr zur Verfügung stehenden Elektronen einher, die durch eine Erhöhung des Anteils der ionisierten Teilchen innerhalb der ablatierten Schicht oder Mehrfachionisation verursacht werden kann.

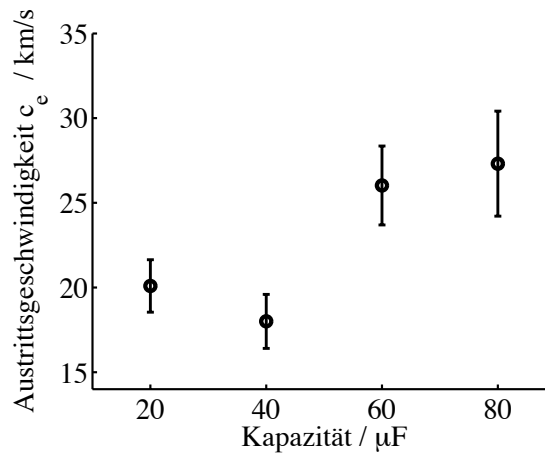
Die Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit für d40 h36 und d40 h42 lässt also darauf schließen, dass die Energieerhöhung in die Ionisation der Plasmaschicht fließen kann. Ein Vergleich mit Abbildungen 5.9 und 5.18 zeigt, dass das Massenbit und das Impulsbit für diese Konfiguration mit der Anfangsenergie ansteigen. Die Änderung des Impulsbits in Abhängigkeit der Anfangsenergie ist hierbei größer als die des Massenbits. Beim geringsten Elektrodenabstand hingegen sinkt die effektive Austrittsgeschwindigkeit. Es scheint also, als wäre in diesem Fall das Verhältnis zwischen Massenablation und Stromstärke so, dass der Einfluss des höheren Massenbits überwiegt.

Bei den d20 Konfigurationen führt eine Energieerhöhung nur bei h42 durchgängig zu einer höheren Austrittsgeschwindigkeit. Hier überwiegt scheinbar der Mechanismus der die größere Stromstärke in höhere Ionisation umsetzt. Bei h36 und h21 ist dieser Effekt nur vom unteren zum mittleren Niveau zu beobachten. Zwischen dem mittleren und oberen Energieniveau fällt die Austrittsgeschwindigkeit wieder. Ein Vergleich mit dem Impuls- und Massenbit bestätigt die Vermutung: Während das Impulsbit vom mittleren zum hohen Energieniveau linear weitersteigt, wird hier überproportional mehr Masse ablatiert.

Eine systematische Korrelation zwischen Stromstärke, Energieniveau, Massenbit und Austrittsgeschwindigkeit wäre hilfreich, um dieses Modell zu bestätigen. Vor allem die Untersuchung des Terms  $\int I^2 dt / m_{bit}$  aus Gleichung 5.5 wäre hier interessant. Eine solche systematische Analyse konnte hier aufgrund fehlender Verfügbarkeit des Stromsensors noch nicht durchgeführt werden.

Über der Kapazität sind in Abbildung 5.28 gegensätzliche Effekte aufgrund der durch die Maximalstromabnahme bedingten Geschwindigkeitssenkung und der durch die Periodendauerzunahme verbesserten Massenbitnutzung zu beobachten. Von einer Abnahme des Maximalstroms ist aufgrund der in Abbildung 5.2(a) beobachteten Spannungsverläufe auszugehen. Bei der maximalen hier untersuchten Kapazität von  $80 \mu F$  kommt es hierbei scheinbar zu einer Abflachung der Austrittsgeschwindigkeit. Möglich ist auch, dass sich das Maximum zwischen  $60 \mu F$  und  $80 \mu F$  befindet. Ein Einfluss der Kapazität bei gleicher Energie ist jedoch deutlich und bewirkt

eine Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit von bis zu 50 %.



**Bild 5.28:** Effektive Austrittsgeschwindigkeit über Kapazität, ADD SIMP-LEX E16,9.

Die in Kapitel 5.1.1 registrierte Abnahme der mittleren Induktivität mit steigender Kapazität und die hieraus abgeleitete These, dass die vom Plasma zurückgelegte Wegstrecke abnimmt, scheinen der Zunahme der mittleren Geschwindigkeit keinen Abbruch zu tun. Unter der Annahme, dass die Form der Plasmaschicht in diesem Zusammenhang keinen nennenswerten Einfluss auf die Induktivität hat, lässt sich dieser Zusammenhang aus der damit einhergehenden Zunahme des Anteils der beschleunigten Masse erklären: Die mittlere Induktivität berechnet sich aus dem Spannungsverlauf. Dieser ergibt sich allein aus dem beschleunigten Teil des Massenbits. Die effektive Geschwindigkeit  $c_e$  berechnet sich hingegen aus dem gesamten Massenbit. Aus der Annahme eines auf die Geschwindigkeit  $c_{e,b}$  beschleunigten Teils des Massenbits  $m_b$  und eines mit  $c_{e,V} = 0$  nicht beschleunigten Verlustanteils  $m_V$  zu:

$$c_e = \frac{m_b c_{e,b} + m_V c_{e,V}}{m_{bit}} = \frac{m_b}{m_{bit}} c_{e,b}. \quad (5.6)$$

Nimmt der beschleunigte Massenanteil, wie in [95] dargestellt, mit der Periodendauer zu, erhöht sich die effektive Austrittsgeschwindigkeit - selbst wenn die Geschwindigkeit der Plasmaschicht  $c_{e,b}$  gleich bleibt. Die effektive Austrittsgeschwindigkeit nähert sich also mit höherer Kapazität der erreichten Geschwindigkeit  $c_{e,b}$  der Plasmaschicht an und Verluste werden minimiert. Die über eine Halbperiode übertragene Kraft nimmt nach Kapitel 2 bis zum Optimum bei  $C = 60 \mu\text{F}$  zu. Gleichzeitig nimmt die Periodendauer zu und erlaubt eine längere Beschleunigung. Das Plasma kann also nur dann in der Beschleunigungsphase weniger Weg zurücklegen, wenn die beschleunigte Masse zunimmt. Dies ist trotz einer Abnahme des Gesamtmassenbits über den beschleunigten Anteil möglich.

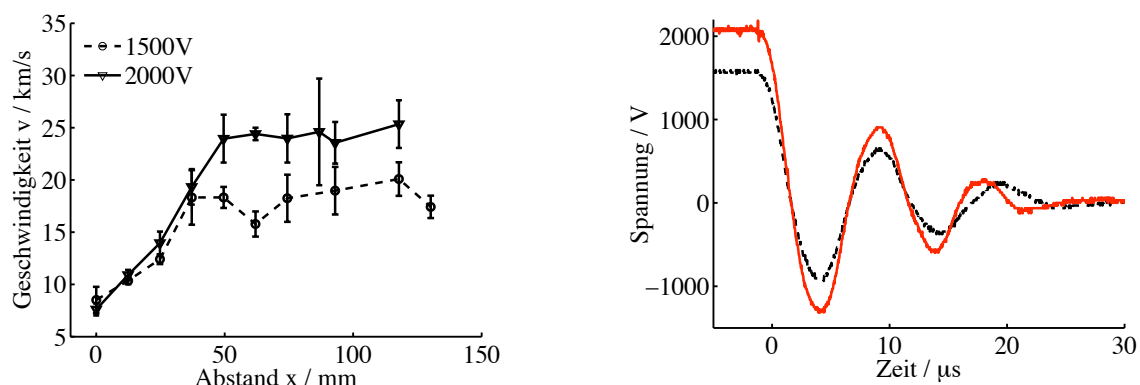
## 5.4.2 Flugzeitsonde

Mithilfe der in Kapitel 4 beschriebenen Flugzeitsonde wird der Verlauf der Geschwindigkeit entlang des Beschleunigungskanals zwischen den Elektroden ermittelt. Die Experimente werden mit  $40 \text{ mm}$  breiten Elektroden bei einem Abstand von  $36 \text{ mm}$  durchgeführt; die Kapazität beträgt  $37,15 \mu\text{F}$ . Das Massenbit beträgt  $187 \mu\text{g}$  und  $129 \mu\text{g}$  für  $74 \text{ J}$  beziehungsweise  $42 \text{ J}$ .

Die Messposition befindet sich in der Mitte zwischen den Triebwerkselektroden, nach Abbildung 4.17(a). Messwerte werden entlang der Elektrodenachse je im Abstand von  $\sim 12\text{ mm}$  aufgenommen. Zwischen den Treibstoffblöcken verändert sich das Messsignal, so dass keine Geschwindigkeiten abgeleitet werden können. Der erste Messpunkt befindet sich daher in der Austrittsebene der Treibstoffblöcke. Die Kondensatorspannung beträgt  $1500\text{ V}$  und  $2000\text{ V}$ . Zu jedem Messpunkt wird über mindestens drei Messungen gemittelt.

Abbildung 5.29(a) zeigt den ermittelten Geschwindigkeitsverlauf für  $1500\text{ V}$  und  $2000\text{ V}$  Kondensatorspannung über der vom Plasma zurückgelegten Strecke. Beide Geschwindigkeiten steigen mit zunehmender Entfernung vom Treibstoff an. Wie erwartet, sind die Geschwindigkeiten bei  $2000\text{ V}$  Kondensatorspannung höher als bei  $1500\text{ V}$ . Bemerkenswert ist, dass die Beschleunigung bei höherer Kondensatorspannung über eine längere Strecke stattfindet. Die Spannungssignale der beiden Verläufe sind in Abbildung 5.29(b) zu sehen. Die Periodendauer der Schwingung ändert sich aufgrund der Anfangsspannung nicht, was auf gleiche Beschleunigungszeiten der Plasmawelle schließen lässt. Demzufolge erreicht die Plasmawelle in der gleichen Zeit bei  $2000\text{ V}$  eine höhere Geschwindigkeit und legt einen weiteren Weg zurück. Deutlich ist zu sehen, dass in beiden Fällen eine Endgeschwindigkeit erreicht wird. Bei  $1500\text{ V}$  geschieht dies nach  $37\text{ mm}$  auf  $\sim 19000\text{ m/s}$  und bei  $2000\text{ V}$  nach  $50\text{ mm}$  auf  $\sim 24000\text{ m/s}$ . Die im Diagramm aufgetragenen Fehlerbalken haben einen Maximalwert von  $\pm 21\%$  bei  $2000\text{ V} / 87\text{ mm}$  und ergeben sich aus den Standardabweichungen des Mittelwerts.

Die vom Sensor registrierten Spannungsverläufe, wie in Abbildung 4.9(b) sind nach Gleichung 4.12 von der Elektronentemperatur abhängig. Demnach sollte die Zeit zwischen zwei Nulldurchgängen des Signals mit der Dicke der Plasmaschicht korrelierbar sein. Eine Ableitung der Plasmaschichtdicke aus dieser Zeit und der oben ermittelten Geschwindigkeit ergibt jedoch Schichtdicken im Bereich von  $10 - 20\text{ cm}$ . Dies ist nicht realistisch. Das Ergebnis kann durch zu hohe Geschwindigkeiten oder abgelesene Zeiten verursacht werden. Da die von der Flugzeisonde registrierten Geschwindigkeiten wie in Kapitel 5.4.4 gezeigt, gut mit denen der Hochgeschwindigkeitskamera übereinstimmen, ist es wahrscheinlich, dass die Zeit zwischen zwei Nulldurchgängen zu groß ist und die Plasmaschicht nicht repräsentiert. Gründe hierfür können im Lade- und Entladeverhalten der Sensorspitzen gegenüber dem Plasma liegen. Zudem beschreibt Gleichung 4.12 den Potentialabfall zwischen Plasma und Sondenelektrode. Gemessen wird jedoch der Abfall zwischen Sondenelektrode und elektrischer Erde des Oszilloskops. Dies



(a) Geschwindigkeit entlang der Elektroden für  $2000\text{ V}$  (E74) und  $1500\text{ V}$  (E42), d40 h36, L1.

(b) Spannungsverläufe für  $2000\text{ V}$  und  $1500\text{ V}$ , d40 h36, L1.

**Bild 5.29:** Ergebnis der Flugzeitsondenmessungen und Spannungssignal der Entladung.

führt scheinbar zu zeitlich verzögerten Reaktionen im SONDENSIGNAL, da sonst ein negativer Spannungswert im Signal - wie nach dem Nulldurchgang der ersten Schicht häufig registriert - nicht erklärbar ist.

### 5.4.3 Hochgeschwindigkeitskamera

Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera dienen der Untersuchung der Plasmaform sowie dem besseren Verständnis des Entladeprozesses. Des Weiteren kann eine Abschätzung der Plasmageschwindigkeit durchgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden weiterhin Aufnahmen von parallelen/rechteckigen Elektroden mit denen von divergierenden/ zugespitzten Elektroden verglichen.

Durch die Beobachtung der Plasmabewegung über einen Puls hinweg können drei charakteristische Teilbereiche erkannt werden: Die erste Plasmafront, die sich zügig über die Elektroden hinweg bewegt, gefolgt von der zweiten Plasmafront, die langsamer voranschreitet und einer dritten Front, die sich allerdings nicht bewegt, sondern lediglich zwischen den Elektroden verglimmt. Bei jedem Übergang zu einer neuen Front ist eine Verringerung der Intensität des Plasmas zu erkennen. Die Beobachtung mehrerer Teilbereiche und Plasmafronten stimmt gut mit denen in [67, 89, 112] überein. Die erste und zweite Front tragen zum Impuls des Triebwerks bei, der dritte Teilbereich der Entladung korreliert mit der thermischen Nachablation. Da bei dieser Masse ablatiert, ohne für den Impuls genutzt werden zu können, ist diese so gering wie möglich zu halten. Bei den ersten beiden Fronten erscheint das kathodenseitige Plasma stets heller als das an der jeweiligen Anode, wie in Abbildung 5.30 bei  $t = 2,9\mu s$  und  $t = 7,8\mu s$ . Weiterhin verläuft die Plasmaschicht nicht senkrecht zu den Elektroden. Bei der ersten und zweiten Front eilt das Plasma an der ursprünglichen Kathode (oben) dem der unteren Elektrode voraus. Dies ist vor allem bei der parallelen/rechteckigen Konfiguration erkennbar. Entsprechende Aufnahmen bei divergierenden/zugespitzten Elektroden zeigen dieses Phänomen nur bedingt. Die divergierende Elektrodenform scheint einen ausgleichenden Effekt auf die Symmetrie des Plasmas zu haben. Interessanterweise ändert sich die Richtung des Winkels nach der Stromumkehr jedoch nicht. Dieses Phänomen ist nicht erklärt. Messungen in Kapitel 5.7 bestätigen eine höhere Stromdichte an der Kathode, die mit einer höheren Lorentzkraft in Verbindung gebracht werden kann. Des Weiteren scheint der Lichtbogen an der Kathode gebündelt zu sein, wohingegen an der Anode ein diffuser Ansatz herrscht. Dieses Phänomen stimmt mit dem in quasistationären MPD Triebwerken beobachteten überein [69]. Der Grund hierfür liegt in der Bildung von Kathodenbrennflecken, wie bei kalten Kathoden üblich [13]. Dabei konzentriert sich der Entladungsstrom kurzzeitig auf eine kleine Fläche der Kathode, um so genügend Elektronen zur Verfügung zu stellen. Dieses Phänomen geht mit einer hohen Stromdichte und hohen Temperaturen einher und erklärt so auch das sichtbar hellere Plasma an der Kathodenseite. Bei Begutachtung der Kathode in Bild 5.34 bestätigt das fleckenartige Muster auf der Kathodenseite diesen Zusammenhang. Die Plasmaschicht selbst hat bei beiden Konfigurationen diffuse Konturen, erscheint jedoch im Fall der divergierenden/zugespitzten Elektroden besser abgegrenzt. Kurz vor  $t = 5,1\mu s$ , wenn der Strom die Richtung wechselt, sind charakteristische leuchtende Flecke auf der Elektrodenoberfläche, vornehmlich der ursprünglichen Anode, zu erkennen. Es ist zu vermuten, dass diese mit dem induzierten elektrischen Feld in Zusammenhang stehen, wie später in Abbildung 5.54 aufgezeigt. Dieses entsteht durch die Stromänderung im Schwingkreis, welche ein elektrisches Feld um die y-Achse erzeugt [89]. Dieses elektrische Feld verursacht einen Strom durch die auf der Elektrodenoberfläche befindliche leitende Kohlenstoffschicht und könnte so das erkennbare Glühen der Kohlenstoffpartikel auch an Positionen

verursachen, die von der Plasmaschicht entfernt zu sein scheinen.

Der Vergleich zwischen den beiden untersuchten Elektrodenkonfigurationen zeigt, dass der Entladungsprozess ähnlich verläuft. Dies findet auch in Abbildung 5.31 Bestätigung - die beiden Spannungskurven verlaufen bis zur ersten Periode fast gleich. Die Dämpfung scheint im Falle der divergierenden/zugespitzten Elektrode etwas größer, dies kann mit dem größeren Abstand zwischen den Elektroden und dem daraus verursachten höheren Widerstand im Plasma zusammen hängen. Des weiteren erscheint die Plasmaschicht für die parallelen/rechteckigen Elektroden weiter über den Entladungskanal gestreckt.

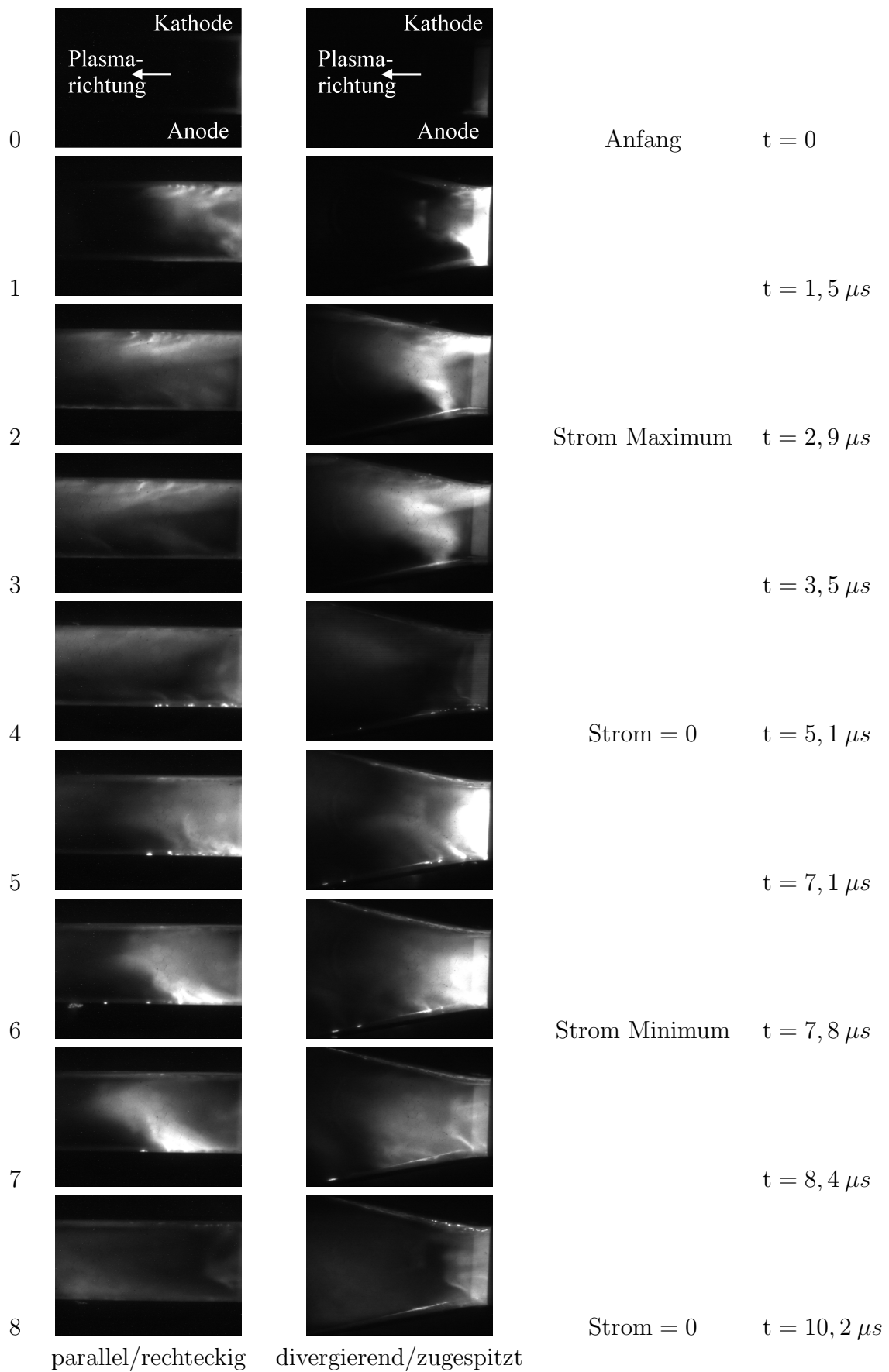
Werden diese Aufnahmen mit ihrem Spannungsverlauf wie in Abbildung 5.31 korreliert, ist im Falle der parallelen/rechteckigen Konfiguration zu erkennen, dass die zweite Plasmaschicht schon zum Zeitpunkt  $t = 5,1 \mu s$ , an dem der Entladungsstrom null ist, sichtbar wird. Ebenso ist zum Zeitpunkt  $t = 10,2 \mu s$  thermische Ablation nahe des Treibstoffs zu erkennen.

Es ist zu beachten, dass der Verstärkungsfaktor der Kamera bei den beiden Messreihen nicht gleich ist. Darüber hinaus musste in beiden Fällen ab  $t = 5,1 \mu s$  der Verstärkungsfaktor erhöht werden um die Plasmaform weiterhin erkennen zu können. Quantitative Aussagen können anhand der Aufnahmen demnach nicht getroffen werden.

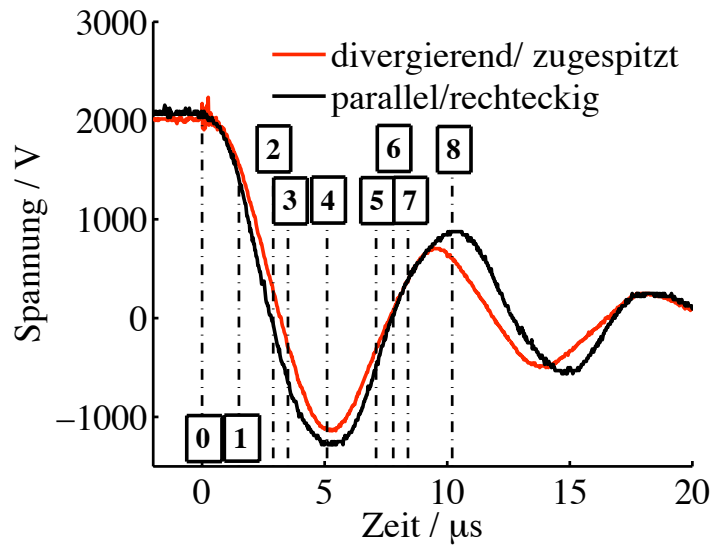
Da der Verstärkungsfaktor für die erste Plasmafront nicht verändert werden musste, ist es möglich, nach der in Kapitel 4.6 erläuterten Methode eine Weg-Zeit Korrelation durchzuführen. Die Ergebnisse der hierfür notwendigen Plasmafronterkennung sind in Abbildung 5.32 dargestellt. Offensichtlich stimmt die automatisch ausgewertete Plasmafront mit der mit dem bloßen Auge erkennbaren gut überein. Die Abbildungen verdeutlichen allerdings, dass diese Auswertungsmethode keine absolute Aussage über die Position der Plasmafront erlaubt. Die erkannte Front hängt maßgeblich mit dem Verstärkungsfaktor der Kamera sowie dem eingestellten Schwellenwert des Auswertalgorithmus zusammen. Allerdings können für einen festen Verstärkungsfaktor und Schwellenwert relative Aussagen getroffen werden. Die so erhaltenen Positionen des Plasmas in Abhängigkeit der Zeit und der z-Position zwischen den Platten können analysiert werden und sind in Abbildung 5.33 für fünf z-Positionen nahe der Kathode zu sehen. Nahe der Kathode ist das Signal stärker und die Bewegungsrichtung entlang der Elektrode herrscht vor, so dass die Ergebnisse wenig voneinander abweichen. Um daraus eine mittlere Geschwindigkeit zu erhalten, gehen die Positionen zu den Zeitpunkten  $T_0$  am Anfang der Beschleunigung und  $T_1 > T_0$  am Ende der ersten Plasmafront nach  $v = \frac{x(T_1) - x(T_0)}{T_1 - T_0}$  ein. Der gerade Verlauf zwischen  $1,25 \mu s$  und  $2,25 \mu s$  lässt darauf schließen, dass die Geschwindigkeit innerhalb des beobachteten Abschnitts der Plasmabewegung im Rahmen dieser Messung konstant ist; von den Aufnahmen kann keine Beschleunigung registriert werden. Der hier aufgetragene Weg bezieht sich, wie bei den mit der Flugzeitsonde aufgenommenen Geschwindigkeiten, auf den Abstand von der Treibstoffaustrittsebene. Bis etwa  $50 \text{ mm}$  ist mit einer Beschleunigung zu rechnen. Aufgrund des ungenauen Verfahrens ist dies jedoch in den Aufnahmen nicht zu erkennen.

Es ist jedoch möglich, eine mittlere Geschwindigkeit für die drei untersuchten Triebwerks Konfigurationen zu berechnen. Tabelle 5.1 zeigt die Ergebnisse. Die mittlere Geschwindigkeit steigt mit zunehmender Kondensatorenergie. Auch durch Reduktion des Elektrodenabstandes bei gleichbleibender Kondensatorenergie wird der Betrag der Geschwindigkeit gesteigert.

Aufschlüsse über die Gleichförmigkeit der Entladung könnten in Zukunft durch Kameraaufnahmen von vorne erlangt werden. Des weiteren wäre ein Vergleich zwischen plan und seitlich zugeführtem Treibstoff interessant.



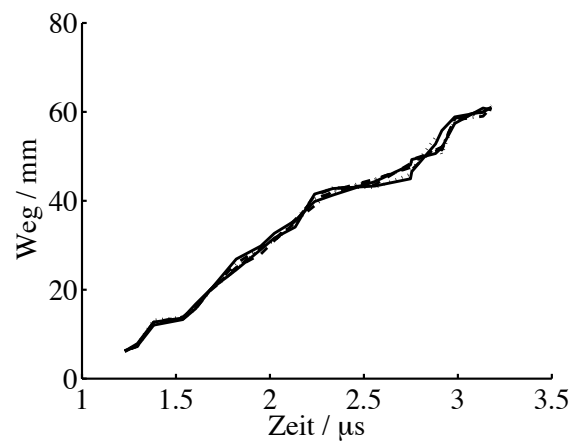
**Bild 5.30:** Vergleich der Kameraaufnahmen mit verschiedenen Elektrodenformen, SIMP-LEX d40 h36 E74. Die Polarisierung der Elektroden wie in der Beschriftung gilt für den Beginn und wechselt im Verlauf der Entladung.



**Bild 5.31:** Spannungsverlauf für verschiedene Elektrodenformen, SIMP-LEX h36 d40 E74.



**Bild 5.32:** Erkennung des Plasmarands für verschiedene Schwellenwerte im Auswertalgorithmus.



**Bild 5.33:** Weg entlang der Elektroden über Zeit aus Kameramessung für vier verschiedene Pixelreihen ausgewertet, SIMP-LEX h36 d40 E74.

Spannung / V	Elektrodenabstand / mm	Geschwindigkeit / km/s
1500	46	19,5
2000	46	25,0
2000	36	28,0

**Tabelle 5.1:** Ergebnisse aus Kameramessung der mittleren Geschwindigkeit, SIMP-LEX d40.

#### 5.4.4 Vergleich der Messungen

Die Geschwindigkeitsergebnisse aus den vorangegangenen Kapiteln 5.4.2 und ?? können verglichen werden. Das Ergebnis aus den Kameraaufnahmen von  $28 \text{ km/s}$  für  $2000 \text{ V}$  Kondensatorspannung und  $36 \text{ mm}$  Elektrodenabstand vergleicht sich mit den mit der Flugzeitsonde gemessenen  $24 \text{ km/s}$  bei gleicher Konfiguration im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeiten gut. Diese Geschwindigkeiten beziehen sich auf die erste Plasmaschicht, nicht auf die effektive Austrittsgeschwindigkeit.

Im Folgenden soll daher ein Zusammenhang zwischen erster Plasmafront und Gesamtimpuls hergestellt werden. Der Gesamtimpuls aus  $m_{bit}c_e$  ist aus Messungen bekannt. Es wird angenommen, dass zwei Plasmaschichten entstehen: Die erste mit der aus den Flugzeitsondenmessungen bestimmten Geschwindigkeit  $c_{e,b} = c_{e,FZS}$  und der Masse  $m_b$ , und die zweite mit Geschwindigkeit Null, die den Anteil der Masse enthält, der durch thermische Nachablation und andere Verlustmechanismen nicht genutzt wird. Ein ähnliches Modell wird in Kapitel 5.4.1 bereits zur Erklärung der Geschwindigkeitsänderung über die Kapazität verwendet. In den beiden mit der Flugzeitsonde vermessenen Fällen ergibt sich der Anteil der beschleunigten Masse nach Gleichung 5.6 zu:

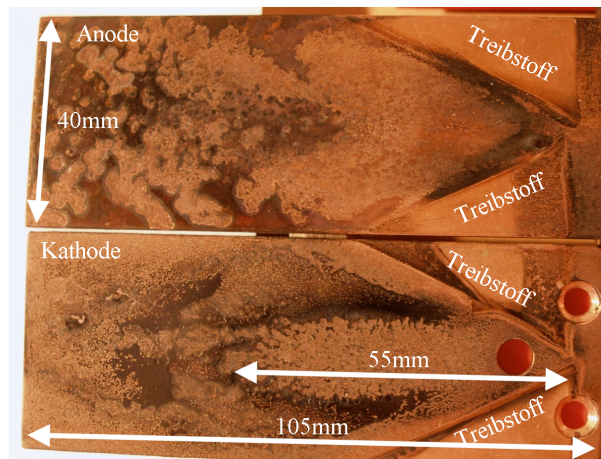
$$\frac{m_b}{m_{bit}} = \frac{c_e}{c_{e,FZS}} = 0,4. \quad (5.7)$$

Es werden also minimal 40 % der Masse beschleunigt, unter der Annahme, dass die zweite und dritte Plasmaschicht nicht zum Impulsbit beiträgt. Dies ist in Realität nicht der Fall. Deswegen bilden die 40 % eine Untergrenze.

In [105] wird der Plasmastrahl des  $20 \text{ J}$  XPPT-1 (baulich ähnlich dem LES8/9) auf Aluminiumplatten aufgefangen. Eine Analyse der Ablagerungen zeigt, dass 40 % des aufgefangenen Massenbits einen Partikeldurchmesser von  $> 25 \mu\text{m}$  hat und damit weniger als 1 % zum Impulsbit beiträgt. Der Verlust von 40 % bezieht sich also nur auf die Partikel, die trotzdem beschleunigt werden und auf die Aluminiumplatten auftreffen, nicht auf Massenteile, die ohne Geschwindigkeit sublimieren. Ein Vergleich zwischen den beiden Triebwerken ist aufgrund dessen sowie der unterschiedlichen Anfangsenergie also nur bedingt möglich.

Ein weiterer Hinweis dafür, dass das Plasma innerhalb einer über die Anfangsenergie und die Elektrodenkonfiguration definierte Strecke beschleunigt wird (Kapitel 5.4.2), sowie dafür, dass der Ansatz an der Anode flächiger ist als an der Kathode (Kapitel 5.4.3) findet sich in Abbildung 5.34. Das hier gezeigte Elektrodenpaar ist Resultat einer Messkampagne von 50 000 Pulsen. Weil mehrere Plasmaschichten zum beobachteten Muster führen ist eine Beurteilung des zu erkennenden Musters nicht eindeutig durchführbar. Die Elektroden wurden bei einem Elektrodenabstand von  $42 \text{ mm}$  und einer Anfangsenergie von  $80 \text{ J}$  eingesetzt. Trotz dieser leicht anderen Bedingungen können Vermutungen über den Beschleunigungsweg der ersten Plasmaschicht getroffen werden, da auf diese der größte Energieanteil abfällt und sie dadurch vermutlich am weitesten im Kanal beschleunigt wird. Die Markierungen auf der Elektrode sind





**Bild 5.34:** Elektrodenoberfläche nach 50 000 Pulsen, SIMP-LEX d40 h42 E80. Die Polarisierung der Elektroden wie in der Beschriftung gilt für den Beginn und wechselt im Verlauf der Entladung.

deutlich zu erkennen. Bis etwa  $20\text{ mm}$  hinter der Treibstoff-Austritts Ebene scheint die Plasmaschicht an der Kathode den Strom zu tragen. An der Anode scheint dies fast bündig mit der Austrittsebene abzuschließen. Während die Markierungen an der Kathode auf die Elektrodenmitte zentriert sind, sind sie an der Anode gleichmäßiger verteilt. Dies könnte aus dem flächigeren Ansatz an der Anode resultieren. Weitere interessante Phänomene sind Form der Kohlenstoffablagerungen, Unterschied und Ursprung der Muster zwischen Kathode und Anode und eventuelle Rückschlüsse auf Treibstoffablation und Interaktion zwischen Plasma und Elektroden.

## 5.5 Schubwirkungsgrad

Der Schubwirkungsgrad beschreibt, wie in Kapitel 2 dargestellt, welcher Anteil der zur Verfügung stehenden Energie in gerichteten Schub umgesetzt werden kann. Unabhängig vom Missionsziel stellt er einen Optimierungsparameter für das Triebwerk selbst dar.

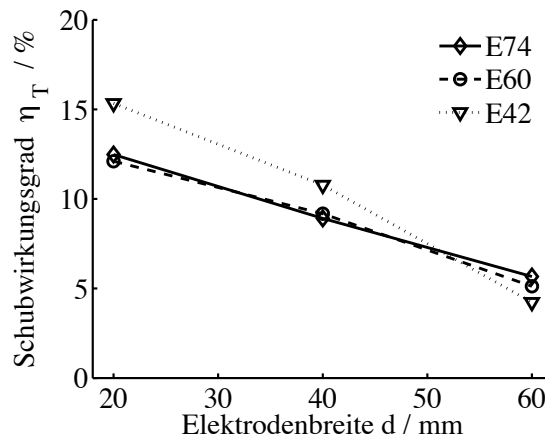
Der Schubwirkungsgrad wird nach Gleichung 2.39 aus Massenbit und Impulsbitmessungen berechnet. Den Variationsmessungen mit  $L$ ,  $h$ ,  $d$  und  $E_0$  zufolge ergibt sich für gekürzte Elektrodenlänge,  $20\text{ mm}$  Elektrodenbreite und  $21\text{ mm}$  Elektrodenabstand der höchste Wirkungsgrad von  $20\%$  bei paralleler, rechteckiger Elektrodenform von SIMP-LEX. Darüber hinaus haben ein Divergenzwinkel von  $10^\circ - 20^\circ$  sowie zugespitzte Elektroden positive Auswirkungen auf den Schubwirkungsgrad. Ein Einfluss der Kapazität ist aus den Messungen mit ADD SIMP-LEX offensichtlich. Hier ergibt sich ein maximaler Wirkungsgrad von  $32,7\%$  bei einer Kapazität von  $60\ \mu\text{F}$ . Dieser vergleicht sich mit den am RIAME/MAI ebenfalls nach Optimierung der elektrischen Parameter erzielten Schubwirkungsgraden.

Unsicherheiten ergeben sich aus der im Anhang C erklärten Fehlerfortpflanzung der gemessenen Werte  $I_{bit}$  und  $m_{bit}$ .

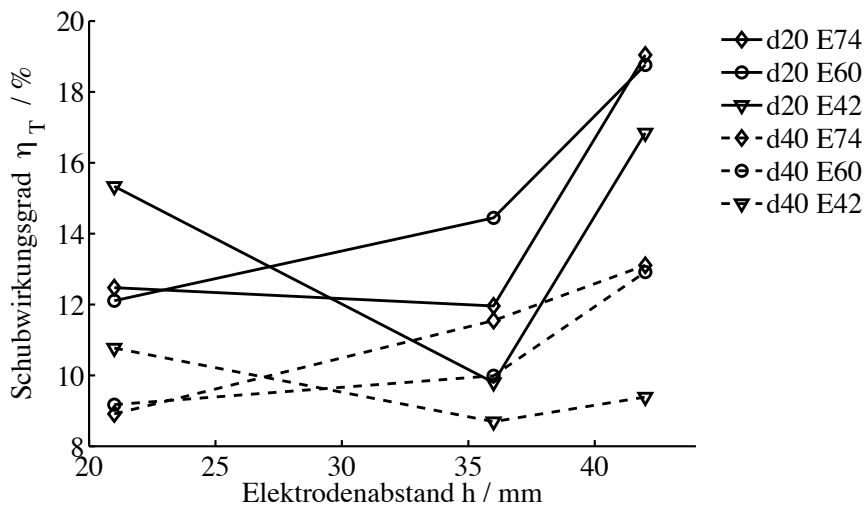
## Variation geometrischer Parameter

Abbildung 5.35 zeigt eine klare Abnahme des Schubwirkungsgrads über der Elektrodenbreite. Der Trend folgt dem der Austrittsgeschwindigkeit trotz einer leichten Steigerung des Massenbits.

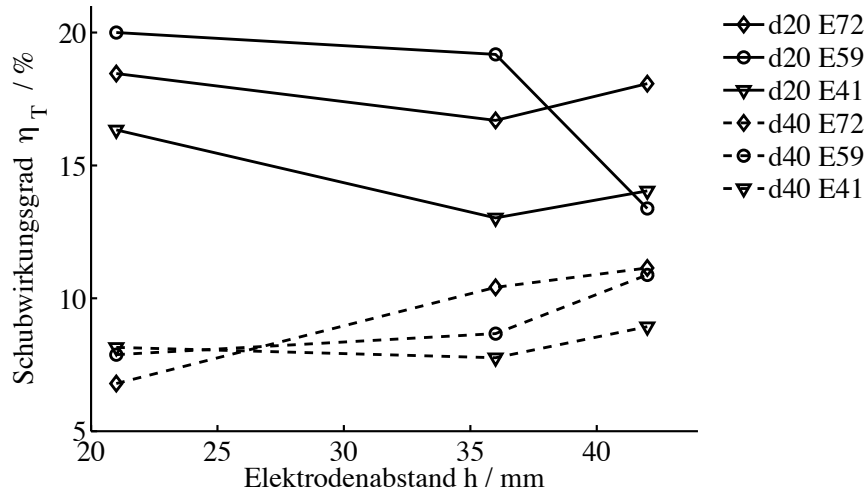
Eine Variation des Elektrodenabstands wird für beide Elektrodenlängen separat betrachtet. Für längere Elektroden in Abbildung 5.36 wird ein maximaler Wert von 17.6% bei der Konfiguration mit dem größten Elektrodenabstand und der kleinsten Elektrodenbreite d20 h42 E74 erreicht. Grundsätzlich liegen die Werte für 40 mm breite Elektroden bei gleicher Anfangsenergie unter denen mit 20 mm. Während bei einer Elektrodenbreite von 40 mm der Verlauf über den Elektrodenabstand fast konstant ist, bricht bei 20 mm breiten Elektroden der Schubwirkungsgrad bei 36 mm Elektrodenabstand bis auf das Niveau der 40 mm breiten Elektroden ein. Im Vergleich dazu ist bei gekürzten Elektroden in Abbildung 5.37 kein Einbruch zu erkennen. Zusätzlich steigt der Schubwirkungsgrad für d20 an, was eine deutlichere Trennung in den Verläufen der beiden Elektrodenbreiten bewirkt. Der höchste Wert liegt bei 20 % bei der Konfiguration d20 h21 E59. Der Wirkungsgrad der Konfiguration d20 h42, die für die größere Elektrodenlänge



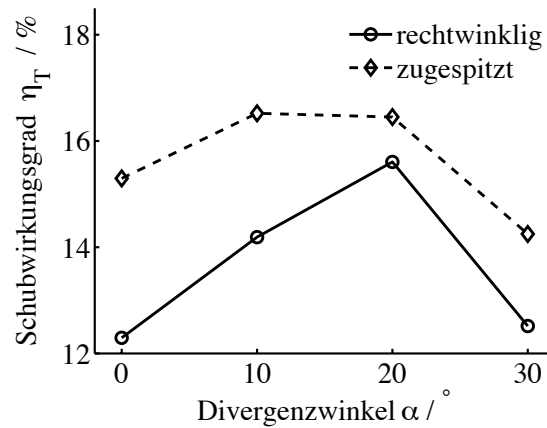
**Bild 5.35:** Schubwirkungsgrad über Elektrodenbreite, SIMP-LEX h21 L1.



**Bild 5.36:** Schubwirkungsgrad über Elektrodenabstand, SIMP-LEX L1



**Bild 5.37:** Schubwirkungsgrad über Elektrodenabstand, SIMP-LEX L2.



**Bild 5.38:** Schubwirkungsgrad über Divergenzwinkel, SIMP-LEX d40 h36 E69,8.

den höchsten Schubwirkungsgrad erzielt, liegt jetzt bei 18 %. Auffällig ist der Einbruch für die Konfiguration d20 E59 von 36 mm auf 42 mm Elektrodenabstand. Unter Umständen ist die Elektrodenlänge in diesem Fall aufgrund der niedrigeren Austrittsgeschwindigkeiten noch zu lang, um einen Effekt zu sehen. Aufgrund des leichten Abfalls der effektiven Austrittsgeschwindigkeit bei gleichzeitig ansteigendem Massenbit verhält sich der Schubwirkungsgrad von 21 mm nach 36 mm für alle drei Energieniveaus fast konstant.

Wie schon bei der Austrittsgeschwindigkeit und dem Impulsbit zu beobachten, hat auch der Schubwirkungsgrad über dem Divergenzwinkel ein Maximum zwischen 10° und 20°. Außerdem bestätigen sich die durchgehend höheren Leistungswerte der zugespitzten Elektroden gegenüber den rechteckigen. In der Literatur wird eine Steigerung des Schubwirkungsgrades von rechteckigen auf zugespitzte Elektroden von [8] bestätigt. Durch den Einsatz divergierender Elektroden kommt es zu einer Leistungssteigerung [8, 78, 12] bei systematischer Untersuchung des Divergenzwinkels kann ein Maximum bei  $\sim 20^\circ$  bestätigt werden [90].

## Variation elektrischer Parameter

Der Schubwirkungsgrad ist in Abbildungen 5.39 und 5.40 für lange und gekürzte Elektroden jeweils über der Anfangsenergie aufgetragen. Das Verhalten der d40 Konfiguration ist im Vergleich zu d20 in beiden Abbildungen fast konstant bei etwa 8 – 12 %. Der Einfluss der Elektrodenkürzung ist in diesen Fällen klein. Für 20 mm breite Elektroden hingegen bewirkt die Kürzung durchgängig eine Steigerung des Schubwirkungsgrads. Dadurch erhöht sich der Wirkungsgrad der d20 h21 E59 Konfiguration von 11 % auf 20 %. Über die Energie verhalten sich die Konfigurationen d20 h21 und d20 h36 ähnlich mit einem Maximum bei mittlerem Energieniveau. Diese Verläufe sind schon bei der effektiven Austrittsgeschwindigkeit in Abbildung 5.27 zu beobachten. In [78] wird ebenfalls eine Steigerung des Schubwirkungsgrads über der Energie von 20 – 40 J bei einem Elektrodenabstand von 25,4 mm festgestellt.

Der Schubwirkungsgrad weist bezüglich der Kapazität ein Maximum auf, wie in Abbildung 5.41(a) zu sehen. Mit zunehmender Kapazität nimmt das Massenbit für  $C \geq 40\mu F$  ab. Die abla-

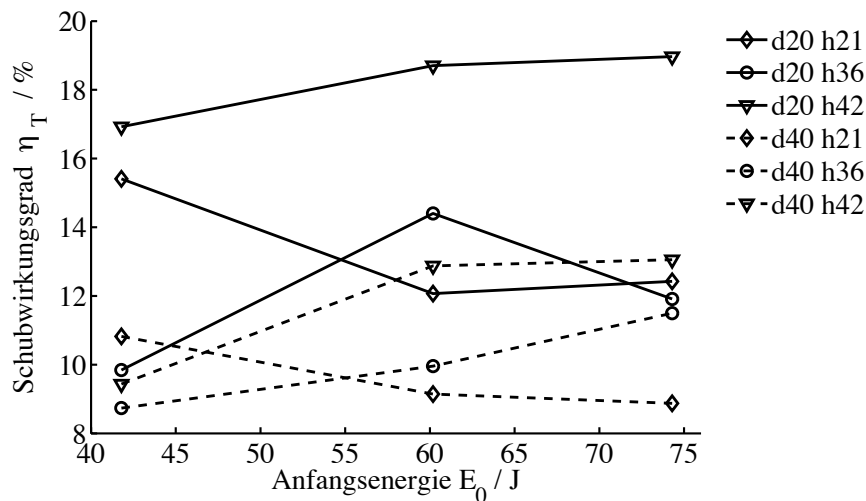


Bild 5.39: Schubwirkungsgrad über Anfangsenergie, SIMP-LEX L1.

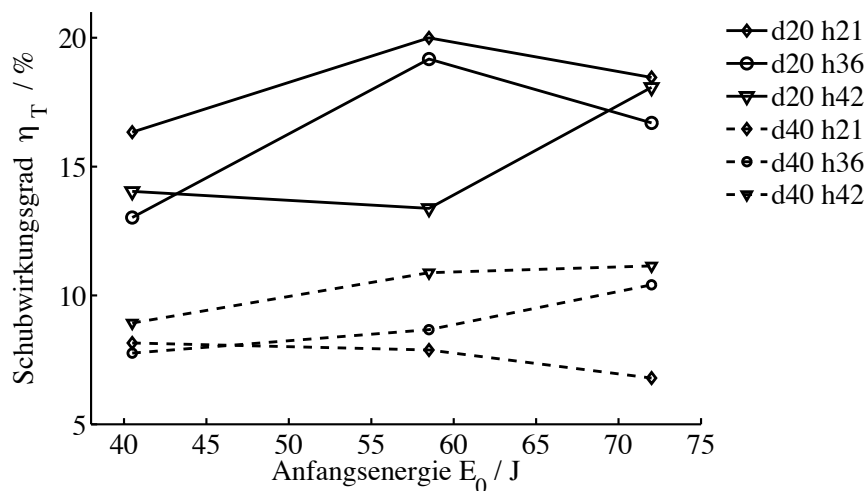
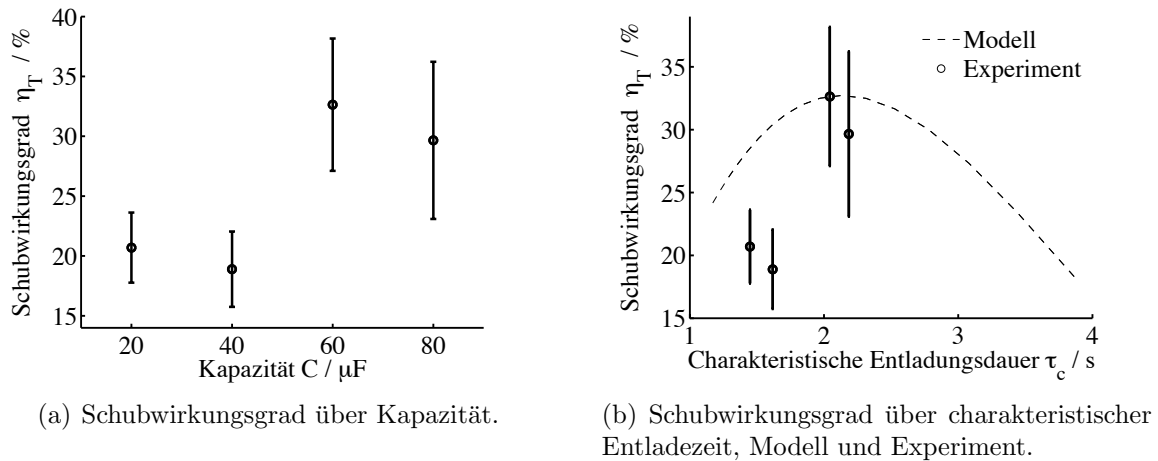


Bild 5.40: Schubwirkungsgrad über Anfangsenergie, SIMP-LEX L2.



**Bild 5.41:** Schubwirkungsgrad bei Änderung der Kapazität, ADD SIMP-LEX E16,9.

tierte Masse kann dadurch durchschnittlich zu höheren Austrittsgeschwindigkeiten beschleunigt werden, obwohl wie in Kapitel 5.2 beschrieben die Stromstärke abnimmt.

Unter Berechnung der Induktivitäten aus dem Entladungssignal kann der Schubwirkungsgrad für die Messungen mit ADD SIMP-LEX über  $\tau_c$  aufgetragen werden, wie in Abbildung 5.41(b) zu sehen. Der Maximalwert der 4 Messpunkte befindet sich bei etwa  $2,2 \mu\text{s}$  und vergleicht sich gut mit dem am RIAME/MAI gefundenen Ergebnis [94] bei etwa  $2,3 \mu\text{s}$ . Das entspricht der Konfiguration mit  $C = 60 \mu\text{F}$  und führt zu einer mittleren Induktivität von  $\bar{L} = 70 \text{ nH}$ . Der Unterschied in  $\tau_c$  ist beim Übergang von zwei auf drei Kondensatoren größer, da der zusätzliche Kondensator in Elektrodenrichtung hinter den anderen platziert wird. Der Abstand zur Plasmaschicht und damit der Induktivitätsbeitrag ist so größer.

In Abbildung 5.41(b) ist zusätzlich der über die in Kapitel 2.5 beschriebene Gleichung bestimmte Verlauf des Schubwirkungsgrads über der charakteristischen Entladungsdauer dargestellt. Mit der aus dem Experiment abgeleiteten mittleren Induktivität von  $\bar{L} = 70 \text{ nH}$  und einer Anfangsenergie  $E_0 = 16,9 \text{ J}$  ergibt sich der gezeigte Verlauf für eine Induktivitätsänderung von  $L_1 = 1 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$ , einem mittleren Widerstand von  $R = 23 \text{ m}\Omega$  und einem Maximalstrom von  $I_0 = 32 \cdot 100 \text{ A}$ . Da  $L_1$ ,  $R$  und  $I_0$  nicht als Messwerte zur Verfügung stehen, wurden diese so variiert, dass das Maximum des Verlaufs zwischen den Messwerten für  $60 \mu\text{F}$  und  $80 \mu\text{F}$  liegt, und der Messwert für  $60 \mu\text{F}$  getroffen wird. Außer über  $L$  kann die Position des Maximums in Abhängigkeit von  $\tau_c$  nur über  $R$  beeinflusst werden. Der Betrag des Maximums hingegen wird sowohl von  $I_0$  als auch  $L_1$  beeinflusst.

Die Messwerte in Abbildung 5.41(b) werden durch das Modell nicht gut wiedergegeben. Insbesondere scheint der aus dem Modell bestimmte Verlauf nicht genügend sensitiv gegenüber der charakteristischen Entladungszeit  $\tau_c$  zu sein, was zu einer breiteren Kurve führt. Es ist jedoch möglich, qualitative Schlüsse aus dem Modell zu ziehen. Wenn in Zukunft ein Messwert für die maximale Stromstärke zur Verfügung steht, können neben  $R$  weiterhin vergleichende Aussagen über  $L_1$  getroffen werden.

### 5.5.1 Vergleich mit Theorie

Das in Abschnitt 2.5 beschriebene analytische Modell des Schubwirkungsgrads sagt ein Maximum über der charakteristischen Entladungszeit  $\tau_c$  in Abhängigkeit der Induktivität wie in Abbildung 2.13(a) voraus. Das Auftreten eines Maximums über der charakteristischen Entladungszeit kann mit den vorliegenden Ergebnissen bestätigt werden.

Während dieser Effekt im Fall des Modells jedoch allein auf einer Optimierung des Integrals über das Stromquadrat bei konstantem Massenbit beruht, spielen im Experiment mehrere Faktoren innerhalb des Ablations- und Beschleunigungsprozesses eine Rolle. Wie in [94] gezeigt, bewegt sich bei elektrotechnisch nicht optimierten Triebwerken die stromführende Plasmaschicht nicht weit von der Treibstoffoberfläche weg. Aufgrund dessen wird während der Entladung mehr Masse ablatiert, diese jedoch nicht beschleunigt. Bei elektrotechnisch optimierten Triebwerken hingegen wird die Plasmaschicht entlang der Elektroden hinausgetragen, so dass weniger thermische Nachablation stattfindet. Aufgrund des niedrigeren Massenbits wird ein höherer Anteil der in der ablatierten Schicht ionisierten Teilchen vermutet. Eine entsprechende Studie des Integrals des Stromquadrats pro Massenbit würde über die Gewichtung des Einflusses von höherer Ionisierung und niedrigerer Nachablation Auskunft geben. Im Rahmen dieser Arbeit war dies leider nicht möglich, da der Stromsensor erst spät und nicht für die Messung an ADD SIMP-LEX zur Verfügung stand.

## 5.6 Modellergebnisse

Um für das Kolbenmodell die Änderung der Induktivität zu berechnen, werden die in Kapitel 2 beschriebenen Methoden zur Bestimmung des Magnetfelds untersucht und verglichen. Auf Basis dieser modellierten Induktivitätsverläufe kann eine Aussage über den Einfluss der Elektrodengeometrie getroffen werden.

Über die Messung des Stroms könnte die Änderung der Induktivität abgeleitet werden. Hierzu wird Gleichung 2.12 zu einer Differentialgleichung der Variablen  $L$  umgeformt:

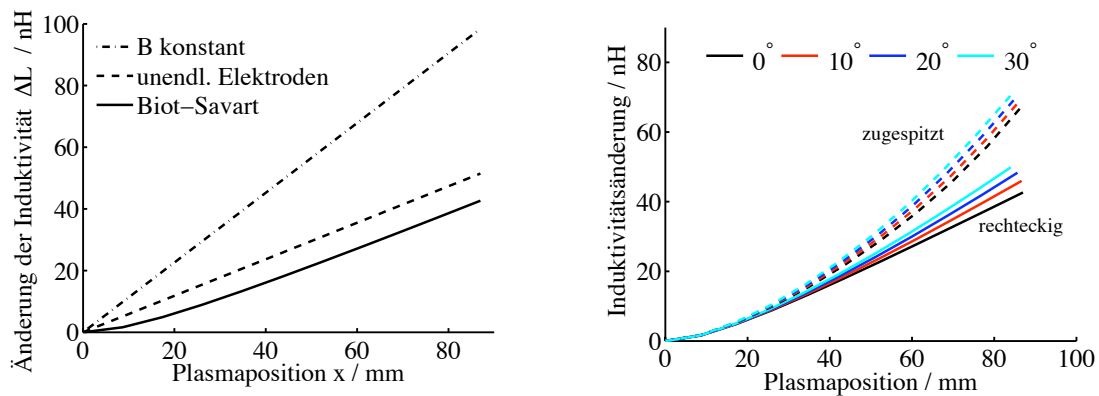
$$\frac{Q}{C} - R\dot{Q} = L\ddot{Q} + \dot{L}\dot{Q}. \quad (5.8)$$

Unter der Annahme eines konstanten Widerstands  $R$  und den Messgrößen  $U_C = Q/C$  und  $I = \dot{Q}$  lässt sich diese Gleichung zu einer parametrischen Gleichung nach  $L(t_{i+1})$  umformen:

$$L(t_{i+1}) = \left( \frac{Q(t_i)}{C} - R\dot{Q}(t_i) - L(t_i) \ddot{Q}(t_i) \right) \frac{\Delta t}{\dot{Q}(t_i)} + L(t_i). \quad (5.9)$$

Mit der Anfangsbedingung  $L(t_0) = L_0$  lässt sich so der Verlauf der Induktivität bestimmen. Die Herausforderung bei dieser Methode liegt in der Bestimmung von zuverlässigen Werten für  $Q$ ,  $\dot{Q}$  und  $\ddot{Q}$  aus den Messwerten von Strom und Spannung. Diese Methode wurde im Rahmen dieser Arbeit angedacht, konnte jedoch aus Zeitgründen nicht abgeschlossen werden.

Die Ergebnisse aus dem nach Kapitel 2.3.2 erweiterten Kolbenmodell werden in diesem Abschnitt mit den experimentell bestimmten Impuls- und Massenbitwerten, sowie den daraus abgeleiteten Größen verglichen. Für alle parallelen Konfigurationen wird der Induktivitätsverlauf



(a) Induktivitätsverläufe nach den in Kapitel 2 beschriebenen Methoden.

(b) Induktivitätsverläufe für verschiedene Elektrodenkonfigurationen nach Biot-Savart.

**Bild 5.42:** Vergleich der Induktivitätsverläufe über der Plasmalage, d40 h36

nach Biot-Savart unter Berücksichtigung der Plasmaschicht berechnet. Für divergierende und zugespitzte Elektrodenkonfigurationen kann die Plasmaschicht im Modell derzeit noch nicht berücksichtigt werden.

### 5.6.1 Induktivität

Im folgenden wird auf die Bestimmung des Induktivitätsverlaufs aus den in Kapitel 2 beschriebenen Methoden der Magnetfeldberechnung eingegangen. Vom Standpunkt der Triebwerksoptimierung ist eine hohe Änderung der Induktivität pro Weglänge zu favorisieren.

#### Einfluss der Methode

Die Berechnung des Magnetfelds wurde in der Literatur bisher unter Annahme eines konstanten Betrags innerhalb des Stromkreises durchgeführt [47]. Diese Methode wird im Hinblick auf die für die Modellierung der Zielparameter wichtige Größe der Induktivitätsänderung mit den zwei in Kapitel 2.3.1 und 2.3.2 beschriebenen genaueren Formen der Magnetfeldberechnung verglichen. In Abbildung 5.42(a) sind die aus diesen Methoden gewonnenen Induktivitätsverläufe in Abhängigkeit der Plasmalage gezeigt. Pro Schritt entlang der  $x$ -Achse ändert sich die Induktivität nach dem in Kapitel 2.2 dargestellten Modell konstanten Magnetfelds am stärksten. Der Ansatz nach Biot-Savart aus Kapitel 2.3.2 ist jedoch der physikalisch genaueste. Wie zu erkennen, folgt aus der Annahme eines konstanten Magnetfelds  $B$  eine zu hohe Induktivität. Auch unter Annahme unendlicher Elektroden wird im Sinne der hier vorliegenden Verläufe ein wesentlich genaueres Ergebnis erzielt. Die in Kapitel 2.3.1 beschriebene Methode der Magnetfeldberechnung berücksichtigt die Magnetfeldverteilung zwischen den Elektroden, die aus der Abnahme des Magnetfelds senkrecht zum stromführenden Leiter stammt. Zum Vergleich der Messergebnisse mit dem Modell wird die Induktivität im folgenden aus der Berechnung des Magnetfelds nach Biot-Savart abgeleitet.

## Einfluss der Elektrodengeometrie

Auf Basis der aus dem Biot-Savart Modell bestimmten Induktivitätsänderung kann der Einfluss verschiedener Elektrodengeometrien bestimmt werden. In Abbildung 5.42(b) werden die Induktivitätsverläufe für zugespitzte und rechteckige Elektroden bei verschiedenen Divergenzwinkeln mit *d40h36* verglichen. Für parallele und divergierende Elektrodenform besitzt jeweils die zugespitzte Variante eine höhere Induktivität für eine bestimmte Plasmalage. Divergierende, zugespitzte Elektroden erreichen die maximale Induktivitätsänderung und scheinen demnach für einen hohen Wirkungsgrad am vielversprechendsten. Magnetohydrodynamische Effekte, die zu einer frühzeitigen Ablösung und Verschlechterung des Wirkungsgrads führen können fließen hier nicht ein.

### 5.6.2 Kolbenmodell und Vergleich mit Messungen

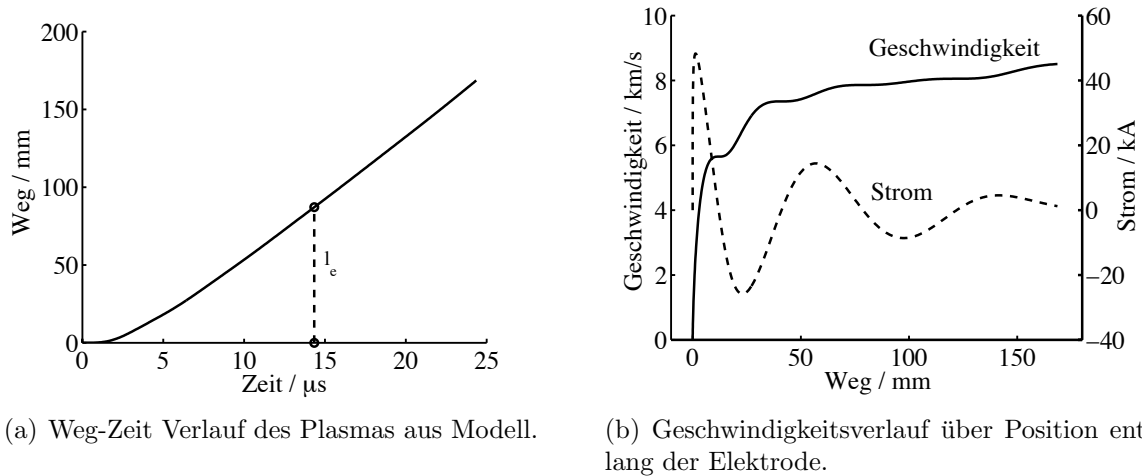
Für den Vergleich des Modells mit den Messungen wird die Grundkonfiguration SIMP-LEX d40 h36 2000V gewählt. Im Modell werden Weg-Zeit und Geschwindigkeits-Zeit Verläufe berechnet. Das Massenbit wird im Modell aus dem Experiment vorgegeben. Die Austrittsgeschwindigkeit eignet sich daher am besten für den Vergleich mit den Messdaten, da die übrigen Zielgrößen  $I_{bit}$  und  $\eta_T$  lediglich eine Zusammensetzung von  $c_e$  mit  $m_{bit}$  darstellen. Die beim Verlassen der Elektroden erreichte Geschwindigkeit des Plasmas bildet die vom Modell angegebene Austrittsgeschwindigkeit. Die im Modell verwendeten Triebwerksparameter Anfangsinduktivität  $L_0$ , mittlerer Widerstand  $\bar{R}_0$  Plasmaschichtdicke  $a$  und Elektrodenlänge  $l_e$  sind in Tabelle 5.2 für SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX zusammengefasst.

	SIMP-LEX	ADD SIMP-LEX
$L_0 / nH$	40	20
$\bar{R} / m\Omega$	10	8
$a / mm$	3 / -	-
$l_e / mm$	87	76
$C / \mu F$	37,15	variabel
$U / V$	2000	variabel
$E_0 / J$	74	16,9

**Tabelle 5.2:** Im Modell verwendete Parameter.  $L_0$ -Anfangsinduktivität,  $\bar{R}$ -mittlerer Widerstand,  $a$  Plasmaschichtdicke (nur für SIMP-LEX mit parallelen, rechteckigen Elektroden),  $l_e$  - Elektrodenlänge,  $C$  - Kapazität.

Grundsätzlich muss beachtet werden, dass einerseits der im Modell simulierte Ablauf die physikalische Realität stark vereinfacht, und dass andererseits die Geschwindigkeitsmessung aus den Flugzeitsonden die schnellsten Teilchen registriert. Insbesondere gelten für das Modell die in Kapitel 2.2 aufgezeigten Annahmen. Die Annahme eines zwischen den Elektroden konstanten Magnetfeldes, konnte die durch die Implementierung der Magnetfeldberechnung nach Biot-Savart aufgehoben werden. Weil das gesamte Massenbit auf einmal beschleunigt wird, ergeben sich aus der Modellberechnung kleinere Austrittsgeschwindigkeiten, auch wenn Stromverlauf und Induktionsänderung mit dem Experiment übereinstimmen. Wegen der prinzipiell unendlich langen Elektroden ist die Wahl des Elektrodenendes für die angegebene Austrittsgeschwindigkeit bedeutsam.

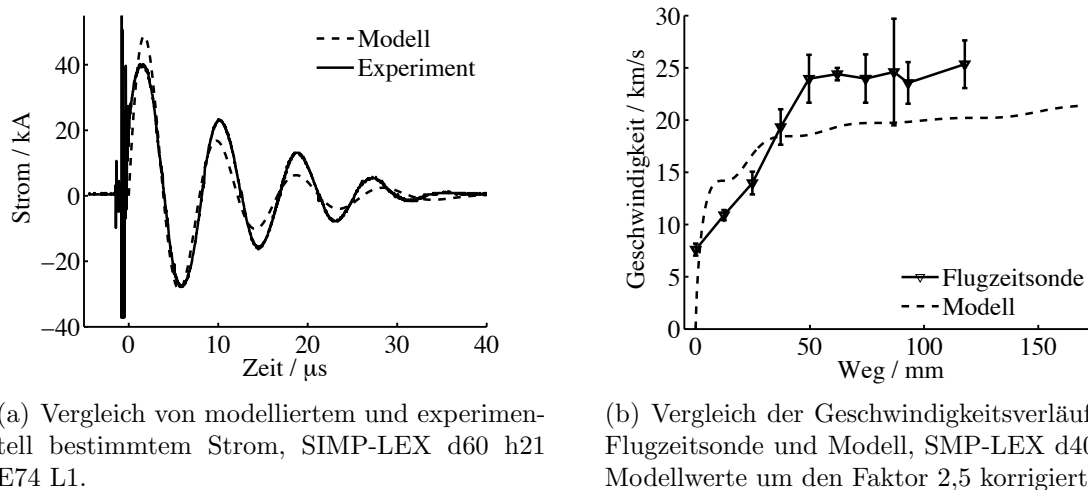




(a) Weg-Zeit Verlauf des Plasmas aus Modell.

(b) Geschwindigkeitsverlauf über Position entlang der Elektrode.

**Bild 5.43:** Bewegung der Plasmaschicht entlang der Elektroden aus Modellierung, SIMP-LEX d40 h36 E74,  $m_{bit} = 187 \mu\text{g}$ .



(a) Vergleich von modelliertem und experimentell bestimmtem Strom, SIMP-LEX d60 h21 E74 L1.

(b) Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe von Flugzeitssonde und Modell, SMP-LEX d40 h36. Modellwerte um den Faktor 2,5 korrigiert.

**Bild 5.44:** Vergleich zwischen Modell und Messung: Strom und Geschwindigkeitserlauf.

Aus dem Kolbenmodell läßt sich die Bewegung der Plasmaschicht modellieren. Der Weg-Zeit Verlauf ist in Abbildung 5.43(a) zu sehen. Nach fast  $15 \mu\text{s}$  hat das Plasma das Ende der Elektroden erreicht. Der am Anfang parabelähnliche Verlauf wird in Abbildung 5.43(b) durch eine annähernd lineare Geschwindigkeit ab  $50 \text{ mm}$  bestätigt. In der Abbildung ist sowohl die Geschwindigkeit als auch der Stromverlauf über der Plasmaposition aufgetragen. Vor der Position  $x = 50 \text{ mm}$  kann der Verlauf durch zwei Geraden abnehmender Steigung beschrieben werden. Die Beschleunigung läßt nach Gleichung 2.11 nach, wenn der Strom kleiner wird. Die beiden Steigungen gehören demnach zu den beiden ersten Halbperioden des Stroms.

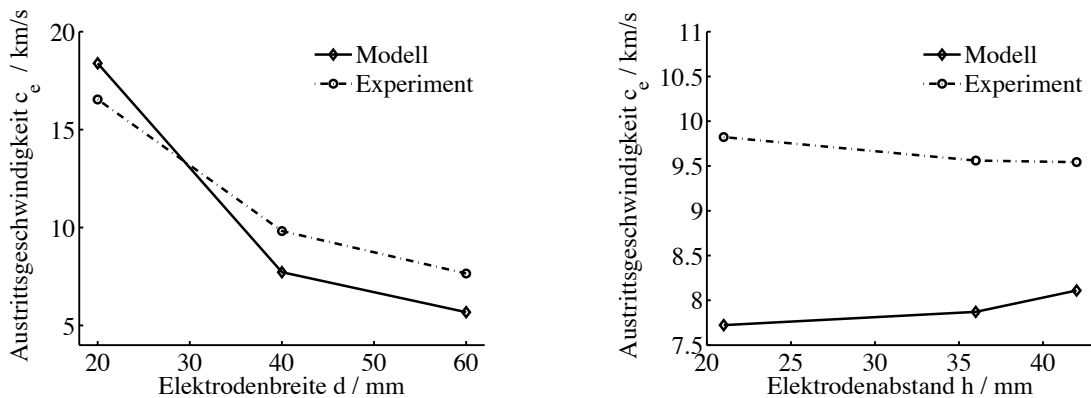
Die Stromverläufe aus Modell und Experiment sind in Abbildung 5.44(a) im Vergleich zu sehen. Die Abweichung in der ersten Amplitude des Modells beträgt 25 %. Die Periodendauer ist im Modell ab der 3. Halbperiode zu klein, was darauf schließen läßt, dass die Änderung der Induktivität im Modell nicht groß genug ist. Die Dämpfung der Schwingung mit  $R = 10 \text{ m}\Omega$  ist demnach zu groß.

Die Maximalströme der untersuchten Konfigurationen liegen bei  $42 - 49 \text{ kA}$  und vergleichen

sich gut mit den am Triebwerk gemessenen.

Abbildung 5.44(b) zeigt den Verlauf der Plasmageschwindigkeit für das Modell im Vergleich zu den mit der Flugzeitsonde gemessenen Werten. Wie in Kapitel 5.4.4 erläutert, wird bei der untersuchten Konfiguration SIMP-LEX d40 h36  $> 40\%$  der ablatierten Masse in der ersten Plasmaschicht beschleunigt. Die Geschwindigkeit aus dem Modell wird in Abbildung 5.44(b) daher um den Faktor 2,5 erhöht. So können die beiden Verläufe miteinander verglichen werden. Die so erreichte Geschwindigkeit ist im Modell zu niedrig. Die Beschleunigungsstrecke im Modell vergleicht sich verhältnismäßig gut mit der von der Flugzeitsonde gemessenen. Das Modell geht von plan zugeführtem Treibstoff aus, während die Flugzeitsondenmessungen am Triebwerk mit seitlich zugeführtem Treibstoff stattgefunden haben, und daher an der Position  $0\text{ mm}$  schon eine Geschwindigkeit besitzen.

## Variation geometrischer Parameter



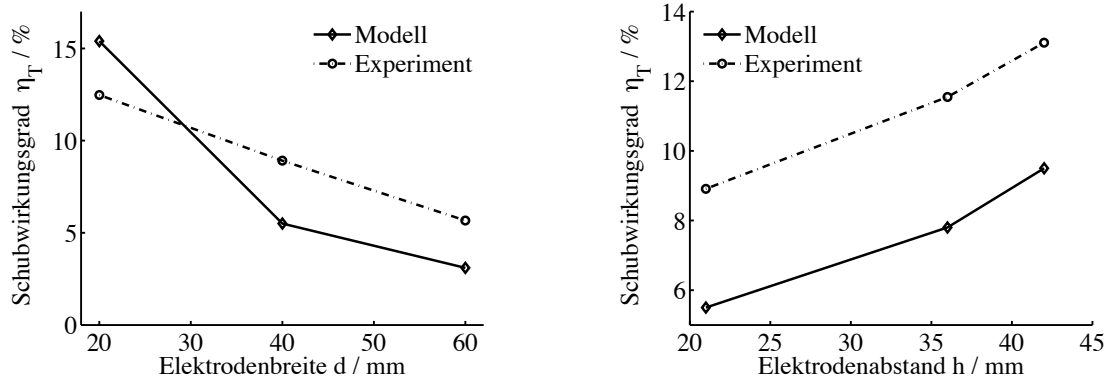
(a) Austrittsgeschwindigkeit über Elektrodenbreite für Modell und Messung.

(b) Austrittsgeschwindigkeit über Abstand der Elektroden für Modell und Messung.

**Bild 5.45:** Vergleich von Modell und Messung, SIMP-LEX E74 L1 .

Für den Verlauf über der Elektrodenbreite stimmen Modell und Experiment sehr gut überein. Dies ist unter anderem auf den Anstieg des Massenbits zurückzuführen, welches als Parameter in das Modell eingeht. Eine Berücksichtigung der unvollständigen Ausnutzung der Elektrodenbreite während der Ablation wird im Modell nicht berücksichtigt. Über dem Elektrodenabstand hingegen stimmen der Betrag und der Verlauf der Austrittsgeschwindigkeit nicht gut mit den im Experiment gemessenen Werten überein. Obwohl das Massenbit über dem Elektrodenabstand zunimmt, führt dies nicht zu der im Experiment beobachteten leichten Senkung der Austrittsgeschwindigkeit. Dies ist in den entsprechenden Induktivitätsverläufen begründet, da der steigende Trend der Austrittsgeschwindigkeit auch für konstantes Massenbit beobachtet werden kann. In beiden in Abbildung 5.45 gezeigten Fällen liegt die Austrittsgeschwindigkeit des Modells - abgesehen von  $d20\text{ h}21$ -um etwa  $20\%$  niedriger als die experimentell bestimmte. Gründe hierfür liegen in der im Modell simulierten Beschleunigung der gesamten Masse sowie in dem von der Triebwerkskonfiguration abhängigen Anteil der beschleunigten Masse.

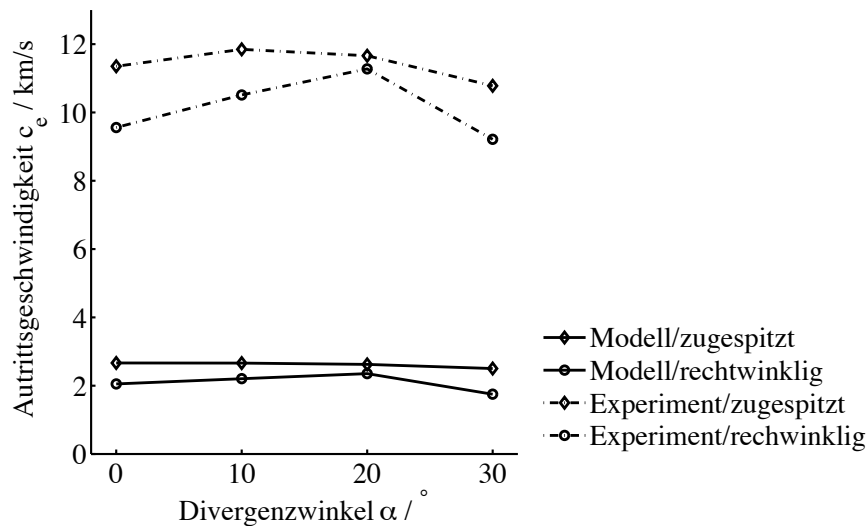
Die sich aus den Geschwindigkeiten ergebenden Schubwirkungsgrade liegen bei  $3 - 15\%$  und sind in Abbildung 5.46 dargestellt. Wie zu erwarten folgt der Verlauf des Schubwirkungsgrads dem bei der Austrittsgeschwindigkeit beobachteten. Die qualitative Übereinstimmung ist gut, die Abweichung der Werte liegt bei  $25\%$ .



(a) Schubwirkungsgrad über Elektrodenbreite, SIMP-LEX h21.

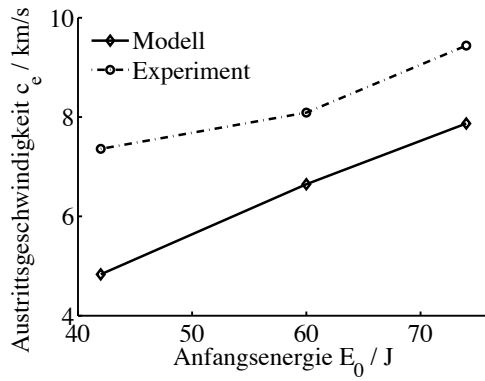
(b) Schubwirkungsgrad über Abstand der Elektroden, SIMP-LEX d40.

**Bild 5.46:** Vergleich von Modell und Messung, SIMP-LEX E74 .

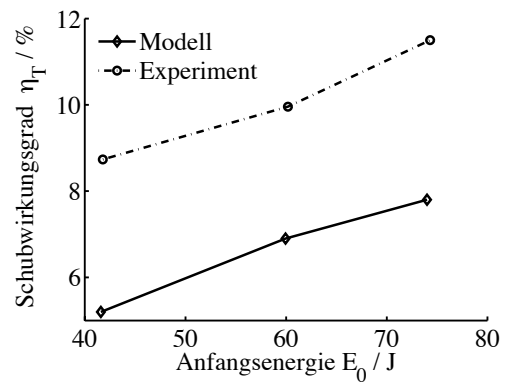


**Bild 5.47:** Austrittsgeschwindigkeit über Divergenzwinkel, SIMP-LEX d40 h36 E68,9.

Abbildung 5.47 zeigt den Verlauf der Austrittsgeschwindigkeit über dem Divergenzwinkel der Elektroden. Die deutlich niedrigeren Austrittsgeschwindigkeiten aus dem Modell sind auffällig. Die über die in Abbildung 5.45 gezeigten Abweichungen hinausgehende Diskrepanz resultiert vor allem aus der Vernachlässigung der Plasmaschicht bei der Berechnung des Induktivitätsverlaufs in Abhängigkeit der Plasmalage. Zusätzlich muss die Genauigkeit der Rechnung durch den größeren Rechenaufwand bei divergierenden/zugespitzten Elektroden um den Faktor 5 herabgesetzt werden. Die Austrittsgeschwindigkeit der zugespitzten Elektroden liegt auch im Modell über der rechteckigen. Das im Experiment beobachtete Maximum kann jedoch nicht mit dem Modell erfasst werden. Deviationen der Austrittsgeschwindigkeit im Modell sind sehr gering in Abhängigkeit des Divergenzwinkels und auf die geringen Massenbitänderung, sowie die in Abbildung 5.42(b) dargestellte Änderung des Induktivitätsverlaufs zurückzuführen. Dies bestätigt die in [88, 20] geäußerte Vermutung, dass ein Hauptteil der Austrittsgeschwindigkeitssteigerung durch divergierende Elektroden aus der thermischen Expansion heraus begründet ist.



(a) Austrittsgeschwindigkeit über Anfangsenergie, SIMP-LEX d40 h36 .



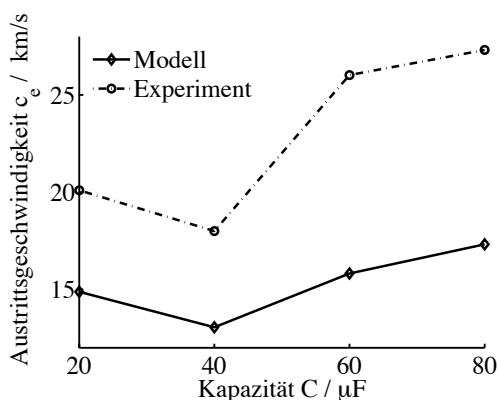
(b) Schubwirkungsgrad über Anfangsenergie, SIMP-LEX d40 h36.

**Bild 5.48:** Vergleich von Modell und Messung über Anfangsenergie, SIMP-LEX .

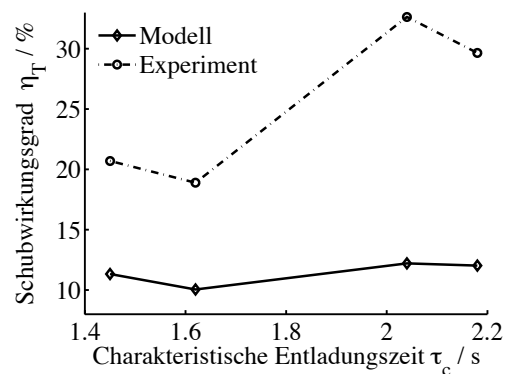
### Variation elektrischer Parameter

Die Auswirkungen der Variation der Anfangsenergie und der Kapazität am Triebwerk werden durch das Modell qualitativ gut abgebildet. In den in Abbildung 5.48 gezeigten Verläufen liegen die aus dem Modell erhaltenen Werte allerdings wiederum unter den im Experiment bestimmten.

Der Verlauf der Austrittsgeschwindigkeit bei Änderung der Kapazität ist in Abbildung 5.49 zu sehen. Der Verlauf wird qualitativ gut nachgebildet. Offensichtlich kann das in Kapitel 2.5 beschriebene Optimum des Stromintegrals die, wie in Abschnitt 5.5.1 beschriebene, komplexere Wirklichkeit gut nachempfinden. Der Maximalwert aus den Messpunkten von Schubwirkungsgrad in Abbildung 5.49(b) über der charakteristischen Entladungszeit  $\tau_c$  liegt auch für das Modell bei etwa 2,2 s. Dieser Darstellung liegen aus den Spannungsverläufen nach 2.14 bestimmte Werte der mittleren Induktivität zugrunde.



(a) Austrittsgeschwindigkeit über Kapazität.



(b) Austrittsgeschwindigkeit über charakteristischer Entladungszeit.

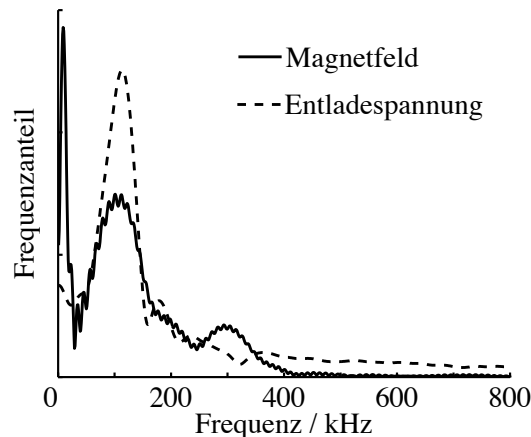
**Bild 5.49:** Vergleich von Modell und Messung, ADD SIMP-LEX E16,9.

## 5.7 Magnetfeldmessung und Vergleich mit Kolbenmodell

Im Folgenden werden der Einfluss der Anfangsspannung im Kondensator sowie der Messposition der Sonde auf das mit einer Magnetfeldsonde aufgenommene Signal untersucht. Die bei planer Treibstoffzufuhr entdeckten Entladungsphänomene werden mit den entsprechenden Messungen bei seitlicher Treibstoffzufuhr verglichen. Untersuchungen an der Plasma-Austrittsebene des Treibstoffs bei seitlicher Treibstoffzufuhr geben zusätzlich Aufschluss über den Entladungsprozess.

Die hier präsentierten Ergebnisse vergleichen sich bezüglich des Verlaufs und der Amplitude gut mit den in [67, 26, 89] zitierten.

Die Funktionsfähigkeit der Magnetfeldsonde kann durch einen Vergleich des Frequenzspektrums von Magnetfeldsignal und Entladespannung bestätigt werden. Abbildung 5.50 zeigt, dass das Frequenzspektrum des Entladeschwingkreises durch die Sonde gut nachempfunden wird. Die Reproduzierbarkeit der Induktionssignale aus mehr als 10 Aufnahmen ist als gut zu beurteilen. Jedes im folgenden dargestellte Messsignal wurde mit 3 Messungen verglichen.



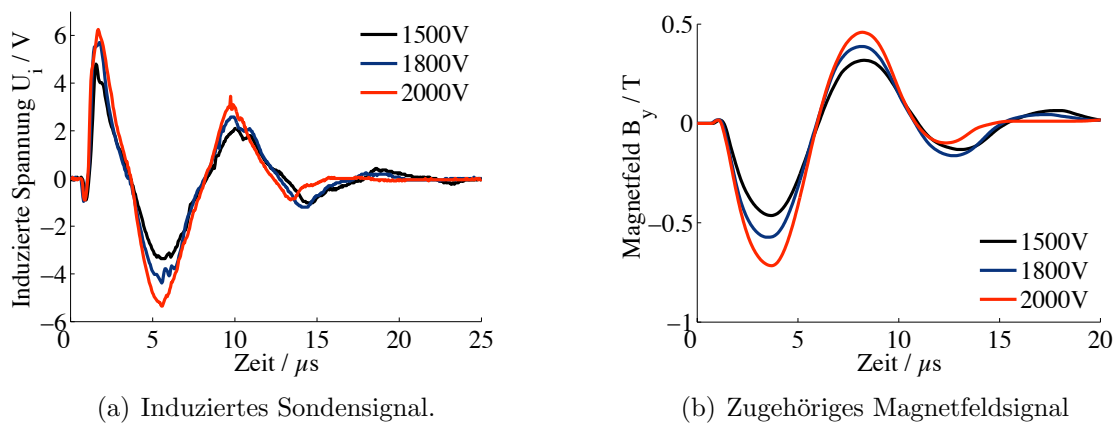
**Bild 5.50:** Frequenzspektrum der Entladespannung des Triebwerks und der zugehörigen Magnetfeldmessung.

Nach Gleichung 4.13 misst die Sonde die Änderung im Magnetfeld. Diese wird sowohl durch eine Änderung im Strom, als auch durch eine Änderung der Induktivität im Stromkreis des Triebwerks hervorgerufen. Der gemessene Wert wird somit von zwei unabhängigen Effekten beeinflusst: Dem Abstand der Sonde zur Mitte der stromführenden Plasmaschicht und dem zum Zeitpunkt der Messung herrschenden Entladestrom. Darüber hinaus spielt die Dicke der Plasmaschicht eine wichtige Rolle bei der Bewertung der Ergebnisse, da die Sonde die beiden entgegengesetzten Magnetfeldanteile von Stromfäden vor und hinter dem Messpunkt wahrnimmt.

### Treibstoffzufuhr plan

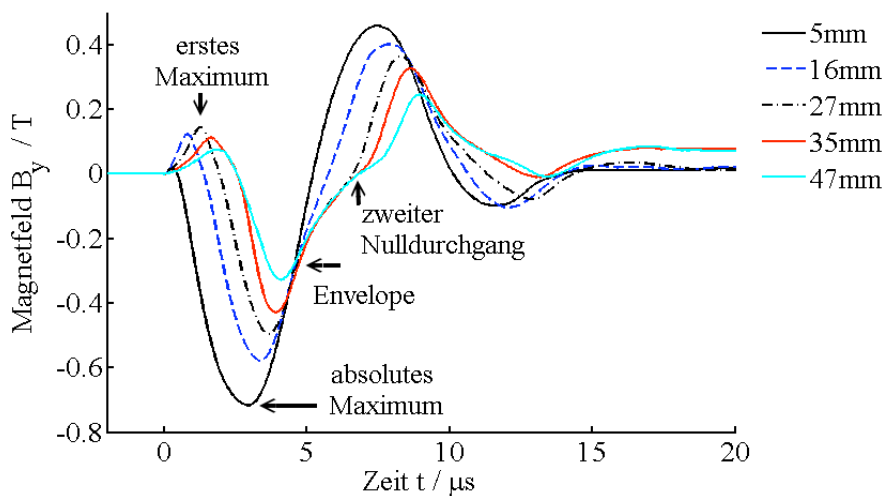
Abbildung 5.51(a) zeigt das Induktionssignal unter Variation der Anfangsspannung im Kondensator. Die Sonde befindet sich hierbei  $5\text{ mm}$  von der Treibstoffoberfläche entfernt. Das Signal zeigt keine überlagerten Störungen und das Magnetfeldsignal ist nach der Entladung wieder

Null - die elektromagnetische Schirmung der Sonde ist somit ausreichend. Die in Abbildung 5.51 gezeigten Signale reflektieren das oszillierende Verhalten des Triebwerk-Schwingkreises. Durch Integration des Induktionssignals nach Gleichung 4.13 wird das Magnetfeldsignal Abbildung 5.51(b) berechnet. Der kleine negative Ausschlag am Anfang des Signals resultiert aus dem Abstand zwischen Sondenmitte und Treibstoffoberfläche. Während sich die Plasmaschicht an der Treibstoffoberfläche formt, fließt auf  $5\text{ mm}$  ein Strom vor der Sonde und induziert ein negatives Signal, bevor die Mitte der stromführenden Schicht sich über die Sonde hinweg bewegt. Die Amplitude des Magnetfelds wächst mit der Anfangsspannung im Kondensator. Wie auch bei der Entladungsspannung am Triebwerk, ist die Periodendauer für alle drei aufgenommenen Signale gleich. Der maximale Wert des Magnetfelds für die plan zugeführte Konfiguration beträgt  $-0,7\text{ T}$  bei  $2000\text{ V}$  Anfangsspannung.



**Bild 5.51:** Sondensignal und abgeleitetes Magnetfeldsignal  $5\text{ mm}$  von der Treibstoffoberfläche, Treibstoff plan.

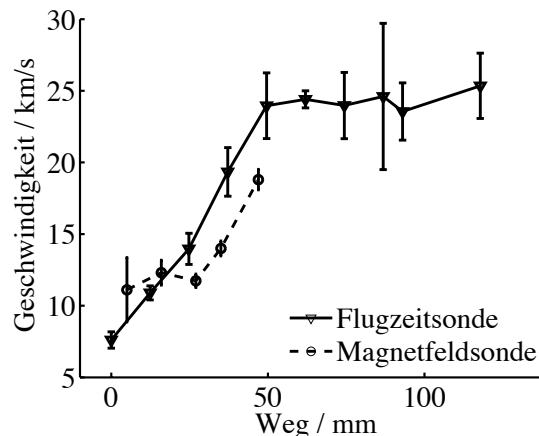
Zur Vermessung des Magnetfelds entlang der Elektrodenachse wird die Sonde  $5, 16, 27, 35$  und  $47\text{ mm}$  von der Treibstoffoberfläche positioniert, wie in Abbildung 4.17(a) schematisch gezeigt. Drei Halbperioden sind in Abbildung 5.52 an allen Positionen erkennbar. Die vier charakteristi-



**Bild 5.52:** Magnetfeldverlauf entlang der Elektrodenachse, Treibstoff plan.

schen Punkte dieses Magnetfeldsignals, die in der Abbildung gezeigt werden, sind im folgenden erläutert.

Das erste Maximum existiert für alle Sondenpositionen  $\geq 5 \text{ mm}$ . Da sich die Sonde zu diesem Zeitpunkt noch ausserhalb des Stromkreises befindet, ist der Betrag positiv. Sowohl der Zeitpunkt aus auch die Amplitude des ersten Maximums ändert sich mit der Position der Sonde. Der Betrag steigt bis  $27 \text{ mm}$  an, danach fällt er wieder ab. Das Maximum verschiebt sich für größere Entfernungen von der Treibstoffoberfläche nach hinten. Der Nulldurchgang signalisiert den Zeitpunkt, zu dem die Mitte der Plasmaschicht die Sonde überstreicht. Eine Messposition, die von der Treibstoffoberfläche weiter weg ist, erlaubt es dem Strom, einen höheren Wert zu erreichen, bevor die Plasmaschicht an der Sonde angelangt ist. So steigt der Betrag der Amplitude bis  $27 \text{ mm}$  an. Befindet sich die Sonde innerhalb der Plasmaschicht tragen Stromanteile vor- und hinter der Sonde zum Signal bei und es wird nur ein reduziertes Gesamtmagnetfeld registriert. Die Dicke der Plasmaschicht erhöht sich vermutlich während der Beschleunigung, sonst wäre ein Abfallen des Amplitudenbetrags nach diesen Prinzipien nicht nachzuvollziehen. Aus den Nulldurchgängen an den verschiedenen Messpositionen kann eine mittlere Geschwindigkeit der ersten Plasmaschicht bis zu der jeweiligen Sondenposition berechnet werden, wie in Tabelle 5.3 gezeigt. Für die Position  $5 \text{ mm}$  von der Treibstoffoberfläche ist der kurzzeitige Anstieg in der Abbildung 5.52 kaum zu erkennen. Das resultiert in einem größeren Fehler, wie auch in Abbildung 5.53 erkennbar. Die so gemessenen Geschwindigkeiten liegen im gleichen Bereich wie die aus der Flugzeitsondenmessung in Kapitel 5.4.2 bestimmten. Ein direkter Vergleich ist möglich, wie in Abbildung 5.53 zu sehen. Allerdings ist die aus dem Magnetfeldverlauf ermittelten Geschwindigkeit geringer, da für diese über der Zeit, und nicht den Weg gemittelt wird. Die Position der Mitte der stromführenden Plasmaschicht in Abhängigkeit der Zeit könnte in Zukunft über Magnetfeldsonden systematisch bestimmt werden. Dieses Verfahren könnte für das IMPD die oft diffizile und mühsame Messung und Auswertung mit Flugzeitsonden ersetzen.



**Bild 5.53:** Vergleich zwischen mit Flugzeitsonde gemessenen und aus Magnetfeldverlauf ermittelten Plasmageschwindigkeiten.

Hat die Plasmaschicht die Sonde passiert, befindet sie sich innerhalb des Stromkreises. Dies ist für die Position  $5 \text{ mm}$  fast zu Beginn der Entladung der Fall. Diese Position sieht den ungestörten Stromverlauf des Triebwerks und dient als Referenz für die übrigen Positionen.

Position / mm	Mittlere Geschwindigkeit / km/s
5	11,1
16	12,3
27	11,7
35	14,0
47	18,8

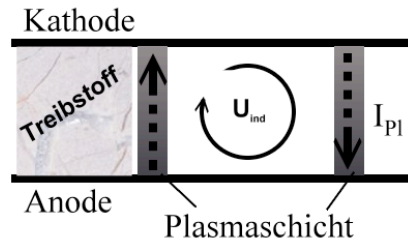
**Tabelle 5.3:** Aus Magnetfeldverläufen ermittelte mittlere Plasmageschwindigkeiten

Das absolute Maximum verringert sich mit zunehmendem Sondenabstand von der Treibstoffoberfläche, da zu diesem Zeitpunkt Teile der stromführenden Plasmaschicht noch vor der Sonde sind. Die zeitliche Verschiebung des Maximums hängt ebenfalls damit zusammen. Wäre die Sonde zum Beispiel genau in der Mitte des Plasmas zum Zeitpunkt des Maximalstroms, würde sie kein Magnetfeld registrieren. Erst, wenn sich das Zentrum der Plasmaschicht über die Sonde hinweg bewegt hat, kann das entsprechend kleinere Maximum registriert werden. Da die Sonde an der Treibstoffoberfläche zum Zeitpunkt des maximalen Stroms außerhalb der Plasmaschicht liegt, sieht sie den vollen Betrag des Magnetfelds zum Zeitpunkt des Maximalstroms.

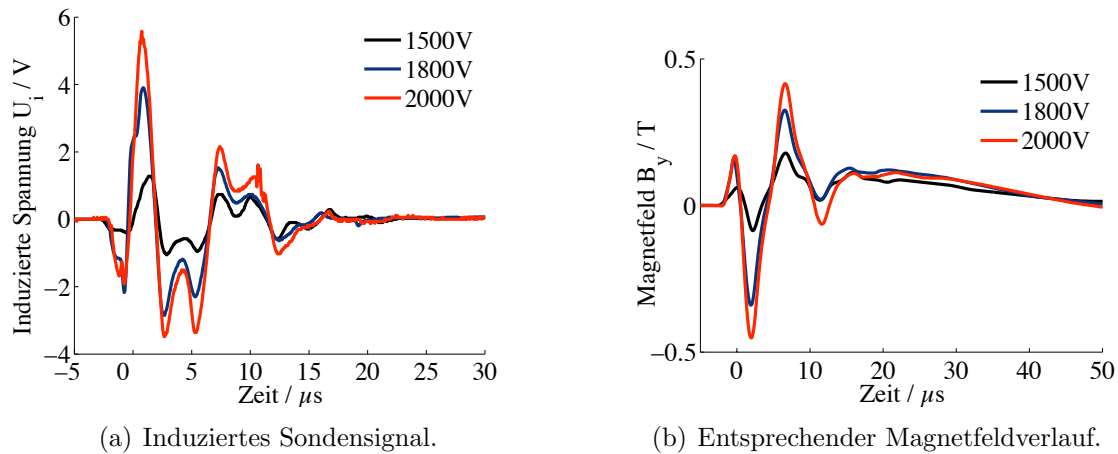
Der zweite Nulldurchgang des Magnetfeldsignals findet für verschiedene Sondenpositionen ebenfalls zeitlich versetzt statt. Ein Nulldurchgang des Magnetfelds tritt auf, wenn entweder der Entladestrom Null ist, oder sich die Beiträge der Magnetfeldanteile vor und hinter der Sonde aufheben. Für die Sondenposition  $5\text{ mm}$  ist der erste Fall ausschlaggebend. Für alle anderen muss jedoch ein zusätzlicher Effekt berücksichtigt werden: Vor allem bei Triebwerken mit niedriger Dämpfungskonstante induziert der starke Gradient des Entladungsstroms zum Zeitpunkt des Nulldurchgangs ein elektrisches Feld, welches nach Faradays Gesetz azimuthal um die Magnetfeldlinien verläuft und nach der Lenz'schen Regel den durch die Plasmaschicht fließenden Strom aufrecht erhalten will (siehe Anhang A). Wie von Palumbo [89] beschrieben wird durch diesen Effekt die zweite Plasmaschicht an der Oberfläche initiiert. Abbildung 5.54 zeigt dieses Phänomen im Schema. Der Nulldurchgang des Magnetfelds wird also für Sondenpositionen innerhalb des resultierenden Stromkreises verzögert. Die gemessenen Signale bestätigen den von Palumbo beschriebenen Effekt. Die Envelope der gemessenen Signale beschreibt das maximale Magnetfeld als Summe der Anteile beider Plasmaschichten. Die beschriebenen Phänomene wiederholen sich im Verlauf des restlichen Signals.

Die an SIMP-LEX gemessenen Signale bei planer Treibstoffzuführung vergleichen sich gut mit den von Koizumi [67] und Palumbo [89] veröffentlichten. Qualitativ sind alle drei Signale in guter Übereinstimmung. Bei einer Anfangsenergie von  $E_0 = 7,4\text{ J}$  wurde am TMIT ein Maximum von  $0,24\text{ T}$  gemessen. Dem gegenüber steht ein Maximum von  $1,65\text{ T}$  bei einer Anfangsenergie von  $81,5\text{ J}$  bei Palumbo. Der hier erhaltene Maximalwert beträgt  $0,7\text{ T}$  bei SIMP-LEX mit  $E_0 = 80\text{ J}$ . Keine der drei Werte vergleichen sich gut. Am TMIT wurden keine Messungen im Beschleunigungskanal selbst aufgenommen. Dass der Verlauf des Signals jedoch mit dem hier gemessenen qualitativ gut übereinstimmt, läßt darauf schließen, dass die intrusive Sonde auf den Entladeprozess nur minimalen Einfluss hat.





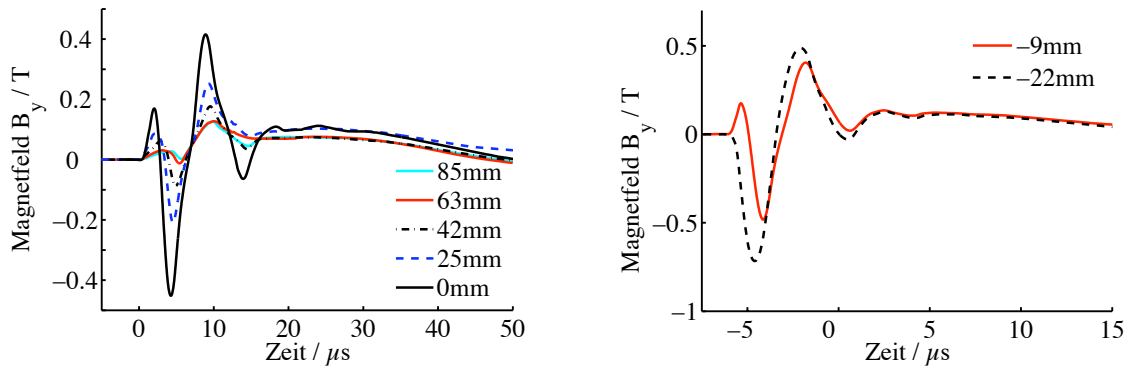
**Bild 5.54:** Schematische Darstellung: Bildung der zweiten, induzierten Plasmaschicht.



**Bild 5.55:** Sondensignal und Magnetfeldverlauf an der Ebene  $x = 0$  (vergleiche Abbildung 4.17(b)), seitlich zugeführter Treibstoff.

### Treibstoffzufuhr seitlich

Werden die Magnetfeldsignale der Anordnung mit seitlich zugeführtem Treibstoff in Abbildung 5.55(b) mit der planen Treibstoffanordnung in Abbildung 5.51 verglichen, so fällt auf, dass sich die Entladungsdauer von  $20\mu\text{s}$  auf  $45\mu\text{s}$  verlängert. Des weiteren geht in Abbildung 5.55(b) das Magnetfeldsignal nicht vollständig auf Null zurück. Scheinbar ist ein niederfrequentes Signal überlagert, welches auf Änderungen im experimentellen Aufbau zurückzuführen ist. Da der Aufbau der Sonde der gleiche bleibt, ist zu vermuten, dass es sich um eine Einkopplung über die Leitungen zur Sonde handelt. In Abbildung 5.55 ist das Sondensignal mit dem zugehörigen Magnetfeldsignal unter Variation der Anfangsspannung zu sehen. Für diese Messungen ist die Sonde mittig zwischen den Elektroden in der Ebene  $x = 0$  positioniert, wie in Abbildung 4.17(b) zu sehen. Im Vergleich zur planen Treibstoffanordnung sind hier fünf statt vier Halbperioden erkennbar. Eine Variation der Anfangsspannung führt qualitativ jedoch zu den gleichen Effekten: Je größer die Anfangsspannung desto größer die Amplitude des Magnetfeldsignals. In Abbildung 5.56 ist der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes für verschiedene Positionen der Sonde entlang der Elektrodenachse entsprechend Abbildung 5.52 gezeigt. Dabei ist die Position



(a) Magnetfeld entlang der Elektrodenachse.

(b) Magnetfeld entlang der Elektrodenachse zwischen den Treibstoffblöcken.

**Bild 5.56:** Magnetfeldverlauf entlang der Elektrodenachse außerhalb und zwischen den Treibstoffblöcken, seitlich zugeführter Treibstoff.

in der Ebene  $x = 0$  entsprechend Abbildung 4.17(b) mit  $0\text{ mm}$  bezeichnet; Positionen entlang des Beschleunigungskanals haben ein positives Vorzeichen, Signale zwischen den Treibstoffblöcken ein negatives. In Abbildung 5.55(a) sind die Signale ausserhalb der Treibstoffblöcke gezeigt. Hier hat sich die Plasmaschicht bereits geformt, was durch einen Ausschlag vor dem ersten Nulldurchgang deutlich wird. Der Nulldurchgang indiziert den Zeitpunkt, zu dem die Plasmaschicht die Treibstoffblöcke durch die Ebene  $x = 0$  verlässt. Der erste Ausschlag nimmt aufgrund des Abstandes ab für Positionen, die weiter von der Ebene entfernt liegen. Wie im Falle der planen Treibstoffanordnung konvergieren die Magnetfeldsignale in Abbildung 5.56(a) zu einer gemeinsamen Envelope vor dem zweiten Nulldurchgang. Allerdings ist die Envelope hier nicht so stark ausgeprägt ist.

Abbildung 5.56(b) zeigt das Verhalten des Magnetfelds zwischen den Treibstoffblöcken. Die bei der planen Anordnung gemessene Amplitude von  $0,7\text{ T}$  tritt bei dieser Anordnung bei  $-22\text{ mm}$  auf. Die Treibstoffoberflächen treffen bei  $-27\text{ mm}$  zusammen. Die Position bei  $x = -22\text{ mm}$  entspricht also wieder der dem Treibstoffächsten Messposition. Hier kann wieder der gesamte Plasmastrom registriert werden, da dieser sich komplett stromabwärts der Sonde befindet. Schon an der Position  $-9\text{ mm}$  wird ein deutlicher erster Ausschlag registriert, hier hat sich das Plasma bereits geformt und führt Strom, bevor es den Sondenmittelpunkt erreicht.

### Untersuchung in der Ebene $x = 0$

Dieser Abschnitt stellt die Ergebnisse der Messungen an vier Punkten in der Ebene  $x = 0$  der Treibstoffblöcke dar, wie in Abbildung 4.17(b) gezeigt. Während sich das Plasma zwischen den Treibstoffblöcken aufhält, ist es durch diese begrenzt. Hinter der Ebene steht dem Strom die gesamte Elektrodenbreite zur Verfügung.

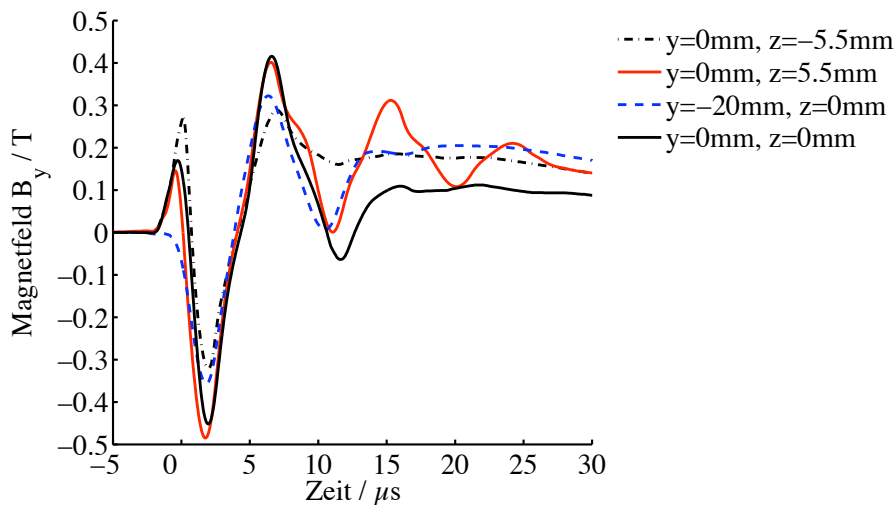
Das höchste Magnetfeld wird, wie aus Abbildung 5.57 ersichtlich, an der Position ( $y = 0, z = 5.5$ ) nahe der Kathode registriert, gefolgt von der Amplitude in der Elektrodenmitte. Das kleinste Magnetfeld wird nahe der Anode bei ( $y = 0, z = -5.5$ ) gemessen. Dieser Unterschied in der Magnetfeldamplitude zwischen Anode und Kathode beruht auf der Stromdichte - ein höheres Magnetfeld kann an Stellen mit größerer Stromdichte registriert werden. Wie in Abbildung 5.57 zu erkennen, fehlt dem Magnetfeldverlauf am Rand der Elektroden, Position ( $y = -20, z = 0$ ) der erste Ausschlag. Dies ist durch die Tatsache erklärt, dass sich die Plasmaschicht hier erst

bildet, obwohl der Entladungsprozess selbst  $\sim 2 \mu\text{s}$  früher beginnt.

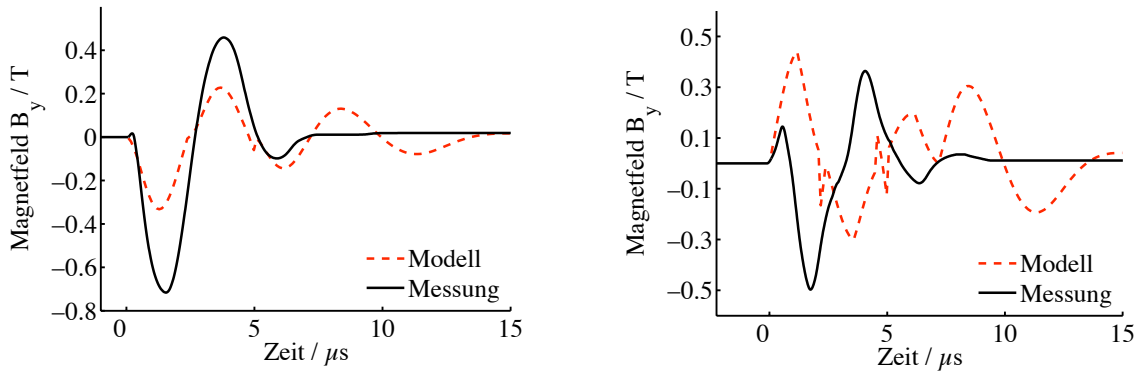
Bei genauer Betrachtung der Magnetfeldverläufe in Abbildung 5.57 ist zu erkennen, dass die ersten Nulldurchgänge der Messungen in z-Richtung - an Kathode, in der Elektrodenmitte und an der Anode - zeitlich versetzt sind. Dabei überquert die stromführende Plasmaschicht an der Kathode die Sonde etwa  $0,75 \mu\text{s}$  vor der Anode. Diese Beobachtung stimmt mit dem in Kapitel 5.4.3 beschriebenen Phänomen der schrägen Plasmaschicht überein. Das Plasma an der Kathode eilt also dem an der Anode voraus. Unter Annahme der mit Flugzeitsonden in 5.4.2 gemessenen Plasmageschwindigkeit von  $\sim 7 \text{ km/s}$  an dieser Stelle führt dies auf eine um  $\sim 1,5 \text{ mm}$  vorseilende Plasmaschicht an der Kathode. Dieser Wert scheint in den Kameraaufnahmen in Kapitel 5.4.3 größer. Ein möglicher Grund ist der Unterschied zwischen leuchtender und stromführender Plasmaschicht. So könnte die stromführende Plasmaschicht weniger ausgehnt sein, als das gesamte sich bewegende Plasma, das auch angeregte Neutralteilchen enthält. Dass die Plasmaschicht nicht senkrecht zu den Elektroden verläuft findet sich in der Literatur einstimmig bestätigt [89, 67, 75]. Allerdings eilt in [89, 75] die Anode voraus, wohingegen bei [67] und im vorliegenden Fall das Plasma an der Kathode schneller zu sein scheint. Weitere Messungen mit Magnetfeldsonden zur systematischen Untersuchung der Lage der Plasmaschicht sind in diesem Zusammenhang sinnvoll.

### 5.7.1 Vergleich zwischen Magnetfeld-Messung und -Modell

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, wird das Kolbenmodell unter anderem für den Vergleich mit den Magnetfeldmessungen durch zwei Erweiterungen angepasst: Zum einen wird das Magnetfeld an jeder Stelle zwischen den Elektroden über das Gesetz von Biot-Savart bestimmt, zum anderen trägt die Plasmaschicht selbst als stromführendes Element einer Dicke von  $3 \text{ mm}$  zum Magnetfeld bei. Dieser Ansatz geht jedoch immer noch von einer ebenen Plasmaschicht konstanter Dicke senkrecht zu den Elektroden aus. Für den Vergleich werden die Messungen mit plan zugeführtem Treibstoff herangezogen. Die geometrischen und elektrischen Größen des untersuchten Triebwerks fließen als Anfangsparameter in das Modell ein. Der Magnetfeldverlauf hängt von der Position des Plasmas und dem Strom ab, die beide innerhalb des Kolbenmodells generiert werden.



**Bild 5.57:** Magnetfeldverlauf in der Ebene  $x = 0$ , Positionen wie in Abbildung 4.17(b).



(a) Magnetfeldverlauf 5 mm von der Treibstoffoberfläche.

(b) Magnetfeldverteilung 27 mm von der Treibstoffoberfläche.

**Bild 5.58:** Vergleich zwischen Modell und Messung an zwei Positionen entlang der Elektrodenachse.

Ein Vergleich des berechneten Magnetfelds mit den gemessenen Daten ist in Abbildung 5.58 an den Position 5 mm und 27 mm entlang der Elektrodenachse zu sehen. Die Verläufe in Abbildung 5.58(a) zeigen eine gute Übereinstimmung der Frequenz bis etwa  $5 \mu\text{s}$ . Die Amplitude des Modells ist jedoch um einen Faktor 2 geringer. Nach  $5 \mu\text{s}$  stimmen Modell und Messung nicht mehr überein: Während das Modell dem gedämpften Verlauf folgt, registriert die Sonde zu diesem Zeitpunkt eine viel höhere Dämpfung. Dies hängt mit dem Anstieg des ohm'schen Widerstandes im Endladungsstromkreis zusammen, der vom Modell nicht nachempfunden wird. Die Unstetigkeiten bei  $5 \mu\text{s}$  und  $10 \mu\text{s}$  sind im Modell begründet. Um die Bewegung entlang der Elektroden besser nachzuempfinden und den Magnetfeldanteil mehrerer Plasmaschichten zu berücksichtigen, wird in dieser Arbeit das in [82] beschriebene Modell mehrerer Plasmaschichten verwendet. Bei jedem Nulldurchgang des Stroms wird eine neue Plasmaschicht von der Treibstoffoberfläche aus beschleunigt.

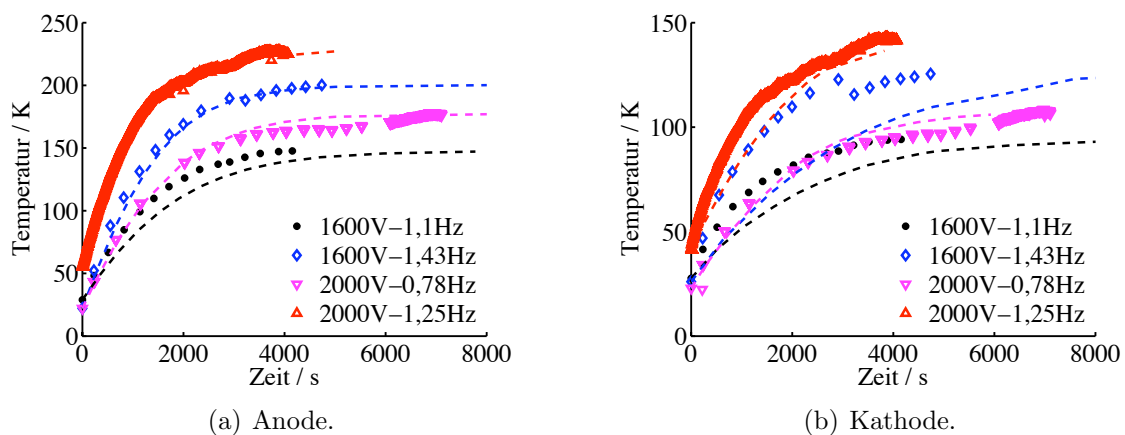
Die Vorhersagen des Magnetfeldverlaufs in Abbildung 5.58(b) stimmen mit den gemessenen Signalen hingegen schlecht überein. Die Plasmaschicht hält sich im Modell zu lange vor der Sonde auf, so dass der Strom in dieser Zeit auf einen höheren Wert ansteigt. Weiterhin sind die Nulldurchgänge im Modell verzögert. Dies deutet unter Berücksichtigung der in Abbildung 5.44(a) dargestellten guten Übereinstimmung des modellierten und gemessenen Stromverlaufs darauf hin, dass die Position der Plasmaschicht nicht ausreichend nachempfunden wird. Weitere Annahmen der Modellierung sind die konstante Plasmaschichtdicke und eine senkrechte Plasmaschicht. Beide beeinflussen das Modellierungsergebnis stark.

Um bessere Ergebnisse erzielen zu können, ist es sinnvoll die Plasmaschichtdicke und deren Lage im Experiment zu untersuchen und entsprechend im Modell zu implementieren. Ein Vergleich der über elektrostatische oder optische Sonden bestimmten Plasmalage mit der im Modell errechneten gibt Aufschluss über die genaue Fehlerquelle. Des weiteren verspricht eine Modellierung des Plasmawiderstands eine Verbesserung des Modells.

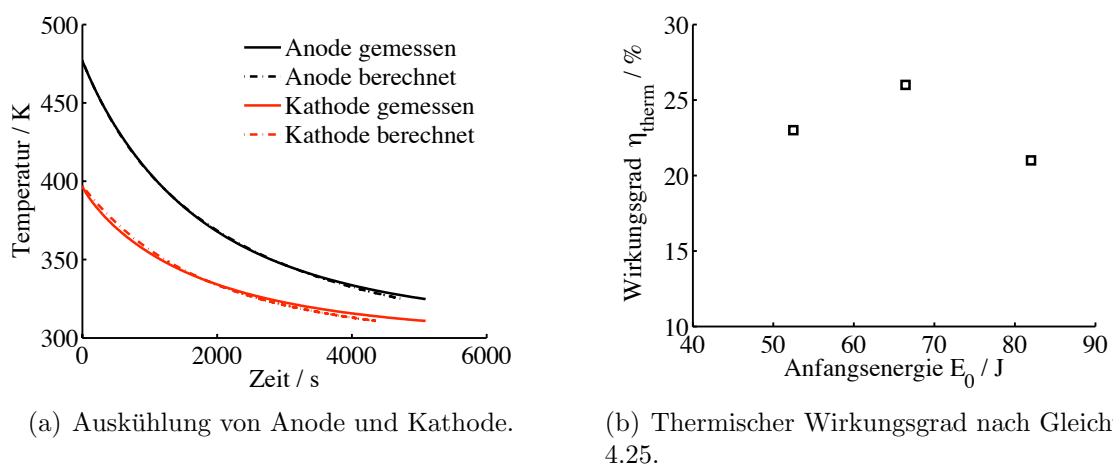
## 5.8 Thermische Untersuchung

Ziel der thermischen Untersuchung am Triebwerk ist es, die Wärmeströme auf Kathode und Anode zu bestimmen, sowie damit den transienten Temperaturverlauf analytisch nachbilden zu können. Wie in [54] festgestellt, ist auch im Rahmen der Ergebnisse dieser Arbeit die Anode das Bauteil mit der höchsten Temperatur. Da PTFE ab  $260^{\circ}\text{C}$  sublimiert, spielt die maximal erreichte Temperatur als begrenzendes Kriterium für die mittlere Triebwerksleistung eine wichtige Rolle.

Die Temperaturverläufe an Anode und Kathode sind für verschiedene Pulsfrequenzen und Kondensatorspannungen in Abbildung 5.59(a) und 5.59(b) dargestellt. Wie in Kapitel 4.8 erläutert, wird hierzu aus dem thermischen Gleichgewicht der in die Elektroden fließende Wärmefluss bestimmt und aus diesem der transiente Temperaturverlauf errechnet. Eine Abschätzung des Anodenfalls nach Gleichung 5.10 erfolgt hieraus am Ende dieses Abschnitts. Für  $2000\text{ V} - 1,25\text{ Hz}$  und am Ende der Messung bei  $2000\text{ V} - 0,78\text{ Hz}$  stehen mehr Messpunkte zur Verfügung, weil hier mit maximaler Messfrequenz aufgenommen



**Bild 5.59:** Vergleich von transienter Temperaturmessung und Berechnung an SIMP-0.



**Bild 5.60:** Modellierung der Auskühlkurven zur Berechnung von  $\epsilon$  und der thermische Wirkungsgrad, SIMP-0 d50 h18.

werden konnte. Die höchste stationäre Temperatur liegt mit  $245^\circ\text{C}$  für die Konfiguration  $2000\text{ V} - 1,25\text{ Hz}$  unter der maximalen Betriebstemperatur von PTFE [100]. Erwartungsgemäß nimmt die stationäre Temperatur bei höherer Frequenz und Kondensatorspannung zu. Für die Berechnung des Temperaturverlaufs werden die in Tabelle 5.4 für die verschiedenen Konfigurationen aufgelisteten Wärmeströme auf die Elektroden angenommen. Diese werden nach den in Kapitel 4.8 aufgezeigten Methoden berechnet. Für Anode und Kathode ist die Übereinstimmung gut. Im Falle der Anode besteht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Trends für alle Konfigurationen. Für die Kathode ist dies nur für die Konfigurationen  $2000\text{ V} - 1,25\text{ Hz}$  und  $2000\text{ V} - 0,78\text{ Hz}$  gegeben. Bei den anderen beiden Konfigurationen könnten zusätzliche Effekte eine Rolle spielen, oder die Messung scheint nicht genau genug zu sein. Weil jedoch der qualitative Verlauf der Messpunkte mit dem der anderen Messungen übereinstimmt und die Rechnung für die anderen beiden Fälle eine gute Approximation ist, scheinen beide Begründungen unwahrscheinlich. Dieses Phänomen konnte nicht geklärt werden. Bei der Konfiguration  $1600\text{ V} - 1,43\text{ Hz}$  ist der Test bei etwa  $3000\text{ s}$  kurz unterbrochen, was zu einer Diskontinuität der Messwerte an dieser Stelle führt. Grundsätzlich liegen die Werte der Anode über denen der Kathode. Wie auch bei stationären MPD Triebwerken übertragen die Elektronen beim Auftreffen auf die Anode ihre Enthalpie und die Elektronenausstrittsarbeit und heizen diese stark auf [13, 44].

Über die Auskühlkurven wird der mittlere Wert des für die Berechnung des Temperaturanstiegs notwendigen Emmissionsgrades nach der Methode des kleinsten Fehlerquadrats ermittelt. Als Referenzfunktion dient das in Gleichung 4.18 beschriebene Modell, da bei abgeschaltetem Triebwerk  $\dot{Q}_{Pl} = 0$  gilt und die Gleichung so bis auf  $\epsilon$  bestimmt ist. Dies ergibt einen Wert von  $\epsilon = 0,46$ . In der Literatur ist für Kupferoxid eine Emissivität von  $0,87$  und für mattes Kupfer  $0,22$  bei  $38^\circ\text{C}$  zu finden. Abbildung 5.60(a) zeigt die beiden Auskühlkurven der Kathode und der Anode und deren Annäherung durch das Modell. Das Auskühlverhalten der Kathode ließ sich hierfür jedoch nicht durch das in Gleichung 4.18 beschriebene transiente Modell annähern. Erst nach Ergänzung des Modells nach Gleichung 4.18 durch zusätzlichen Term  $\dot{Q}_{\lambda,ZK}^K = Z (T_K - T_U)$  zur Beschreibung der Wärmeleitung über die Oberfläche der Zündkerze kann eine gute Übereinstimmung gefunden werden. Der Parameter  $Z$  wird hierbei so angepasst, dass Kathode und Anode nach dem oben genannten Auskühlungsmodell den gleichen Emmissionsgrad haben. Die über die Zündkerze abgeführte Wärme beträgt danach  $0.035\text{ W/K}$  und ist in den in Abbildung 5.59 gezeigten Verläufen beinhaltet. Tabelle 5.4 fasst die Messergebnisse und daraus abgeleitete Größen zusammen. Die Kondensatorspannung  $U_0$  ergibt in Kombination mit der Kapazität von  $41,5\text{ }\mu\text{F}$  die Anfangsenergie  $E_0$ . Ladeleistung  $P_L$  und Pulsfrequenz  $f$  komplettieren die von der Konfiguration gegebenen Triebwerksparameter. Die Anoden- und Kathodentemperatur  $T_A$  und  $T_K$  sind die am Triebwerk gemessenen stationären Werte. Die übrigen in der Tabelle aufgelisteten Werte sind berechnet. Die von der Kathode und Anode absorbierte Wärmeleistung  $\dot{Q}_{ab}^A$  und  $\dot{Q}_{ab}^K$  lassen auf die pro Puls aufgenommene Energie  $Q_{ab}^A$  und  $Q_{ab}^K$  schließen. Da davon ausgegangen wird, dass eine bestimmte Triebwerkskonfiguration unabhängig von der Frequenz pro Puls dieselbe Wärmemenge an die Elektroden abgibt, wird diese Energie für die drei aufgenommenen Frequenzen gemittelt, zu  $\bar{Q}_{ab}^A$  und  $\bar{Q}_{ab}^K$ . Für  $2000\text{ V}$  Anfangsspannung liegt die pro Puls abgegebene Energie für alle drei untersuchten Frequenzen nah beieinander. Bei  $1600\text{ V}$  allerdings weicht diese mittlere Energie für die drei Frequenzen mit  $\pm 2\text{ J}$  stark voneinander ab. Der Grund hierfür ist bisher nicht letztlich geklärt.

Abbildung 5.60(b) zeigt den thermischen Wirkungsgrad  $\eta_{therm}$  über der im Kondensator zur Verfügung gestellten Anfangsenergie. Hier lässt sich kein deutlicher Trend erkennen. Da der Triebwerkswirkungsgrad in der Literatur mit steigender Anfangsenergie zunimmt [78], war zu erwarten, dass der thermische Wirkungsgrad ebenfalls steigt. Allerdings ist auch in den Abbildungen 5.39 und 5.40 zu sehen, dass kein deutlicher Trend des Schubwirkungsgrades in Abhängigkeit der Anfangsenergie vorliegt. Die Werte des thermischen Wirkungsgrads liegen bei 20 – 25 %.

$U_0/V$	1600			1800	2000		
$E_0/J$	52,5			66,5	82,0		
$P_L/W$	66	90	110	90	66	90	110
$f/Hz$	1,1	1,43	1,71	1,24	0,78	1,05	1,25
$T_A/K$	421	474	518	499	451	476	501
$T_K/K$	367	399	431	419	382	399	416
$\dot{Q}_{Pl}^A/W$	6,5	11,6	17,2	14,5	9,3	11,9	15,0
$\dot{Q}_{Pl}^K/W$	3,6	5,3	7,7	6,9	4,2	5,2	6,4
$Q_{Pl}^A/J$	6,0	8,1	10,0	11,7	11,4	11,4	12,0
$\bar{Q}_{Pl}^A/J$	8,0			11,7	11,8		
$Q_{Pl}^K/J$	3,2	3,7	4,5	5,6	5,3	5,0	5,1
$\bar{Q}_{Pl}^K/J$	3,8			5,6	5,1		
$\eta_{therm}/\%$	0,23			0,26	0,21		

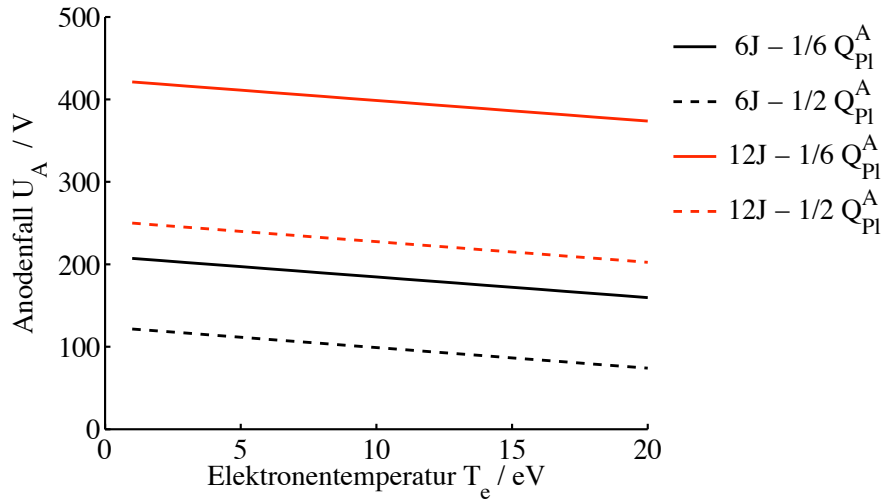
**Tabelle 5.4:** Ergebnisse der Thermische Untersuchung an SIMP-0 d50 h18.

Zur Abschätzung einer mittleren Anodenfallspannung aus den für  $\dot{Q}_{Pl}^A$  gewonnenen Daten wird die Energiegleichung des Anodenfalls nach [13] integriert:

$$\int_0^\tau \dot{Q}_A dt = \int_0^\tau U_A I dt + \left( \frac{5}{2} k_B T_e + \Phi \right) \int_0^\tau I dt + \int_0^\tau \dot{Q}_{Str+Konv} dt. \quad (5.10)$$

Die gesamte auf die Anode einfallende Energie im Zeitraum  $\tau$ ,  $\int_0^\tau \dot{Q}_A dt$ , setzt sich aus der in der Anodenschicht abfallenden Energie  $\int_0^\tau U_A I dt$ , der kinetischen Energie und Eintrittsarbeit der auftreffenden Elektronen  $\left( \frac{5}{2} k_B T_e + \Phi \right) \int_0^\tau I dt$ , und der durch Strahlung und Konvektion an die Anode übertragenen Energie zusammen. Für den Strom wird entsprechend zu Gleichung 2.14 eine gedämpfte Schwingung angesetzt. Die Elektronenaustrittsarbeit beträgt 4,31 V [68], die Boltzmannkonstante  $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} J/K$ . Da die restlichen Parameter für iMPD Triebwerke nicht feststehen, soll hier eine obere bzw. untere Grenze angegeben werden. Hierfür wird angenommen, dass die auf die Anode pro Puls auf die Anode einfallende Energie  $6 J < Q_{Pl}^A < 12 J$  (wie oben aus dem Experiment berechnet) beträgt und die Strahlungsanteil im Bereich  $1/6 Q_{Pl}^A < \dot{Q}_{Str+Konv} < 1/2 Q_{Pl}^A$  liegt. Abbildung 5.61 zeigt den so berechneten Anodenfall in Abhängigkeit der Elektronentemperatur. Nach [9] beträgt die Elektronentemperatur an einen 100 J Triebwerk zwischen 1,8 – 2,6 eV und vergleicht sich gut mit einer Modellierung [58]. Andere Messungen stellen Elektronentemperaturen zwischen 10 – 18 eV fest [34].

Hieraus ergeben sich für die Anodenfallspannung Werte zwischen 75 V und 420 V. Allerdings handelt es sich bei der Entladung des Triebwerks um einen hoch instationären Prozess. Die hier berechnete Anodenfallspannung kann deshalb lediglich als Hinweis für eine Größenordnung gelten. In Realität wird diese von der Zündung über die Dauer eines Pulses hinweg variieren.



**Bild 5.61:** Anodenfallspannung für minimale und maximale Energie vom Plasma pro Puls (6 J/12 J) sowie Anteile der Energie aus Konvektion und Strahlung ( $1/6 Q_{PI}^A / 1/2 Q_{PI}^A$ ).

## 5.9 Vergleich der Triebwerke

Im folgenden wird ein Vergleich der Triebwerke SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX bezüglich ihrer Leistungsparameter und im Hinblick auf eine Satellitenmission durchgeführt.

### 5.9.1 SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX

Die beiden Triebwerke SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX werden bei gleicher Elektrodenkonfiguration in Tabelle 5.5 verglichen. Die Triebwerke, die in Kapitel 3 genau beschrieben sind, werden in Abbildung 5.62 nochmal dargestellt. Wegen der in Kapitel 3 und Anhang C beschriebenen Degradation der MKP Kondensatoren ist die Anfangsenergie am Triebwerk SIMP-LEX um 7% geringer. Die mittlere Induktivität des Schwingkreises hängt hiervon jedoch nicht ab. Sie ist bei ADD SIMP-LEX mit  $38,9 nH$  deutlich niedriger als bei SIMP-LEX ( $60 nH < \bar{L} < 70 nH$ ) - eine direkte Auswirkung der niedrigeren vom Strom umschlossenen Fläche, wie in Abbildung 3.1 gezeigt. Das Impulsbit ist bei SIMP-LEX nur um  $117,3 \mu Ns$  höher. Auf Basis der in Kapitel 5.3 beobachteten Änderung des Impulsbits mit der Anfangsenergie ist es nicht auszuschließen, dass dies eine Auswirkung des Unterschieds von  $4,8 J$  ist. Das Massenbit hingegen ist sogar bei der Konfiguration mit höherer Anfangsenergie um 10 % kleiner. Dieser Trend bestätigt den in Kapitel 5.2 beobachteten Trend, dass das Massenbit mit steigender charakteristischen Entladungsdauer  $\tau_c$  abnimmt. Die Austrittsgeschwindigkeit und der Schubwirkungsgrad liegen aufgrund dessen bei ADD SIMP-LEX um je 20 % höher.

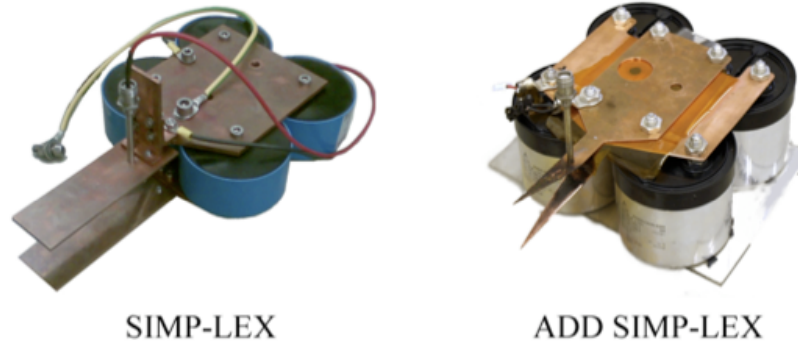
### 5.9.2 Beispielmission

Um die Charakteristiken der dargestellten Triebwerke hinsichtlich einer Anwendung auf einer Mission besser beurteilen zu können, werden nachfolgend je zwei SIMP-LEX Konfigurationen und zwei ADD SIMP-LEX Konfigurationen untereinander verglichen. Der zur Analyse dienenden fiktiven Mission liegt allein das Triebwerk mit Treibstoff zugrunde, das ohne zusätzliche



	SIMP-LEX	ADD SIMP-LEX
$E_0 / J$	62,8	67,6
$\bar{L} / nH$	61,3	38,9
$I_{bit} / \mu N s$	1261,6	1378,3
$m_{bit} / \mu g$	59,3	53,4
$c_e / km/s$	21,4	25,7
$\eta_T / \%$	21,6	26,0
$\tau_c / s$	1,39	1,76

**Tabelle 5.5:** Leistungsparameter der beiden Triebwerke SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX bei gleicher Elektrodenkonfiguration, h21 d20, 20° divergierende Elektroden, L2.



**Bild 5.62:** SIMP-LEX und ADD SIMP-LEX.

Satellitenmasse eine Geschwindigkeitsänderung von  $5 km/s$  aufbringen soll.

Es werden vier Triebwerke ausgewählt, deren Eckdaten in Tabelle 5.6 zusammengefasst sind.  $S$  steht hierbei für eine SIMP-LEX Konfiguration,  $AS$  für eine der ADD SIMP-LEX Konfigurationen. Die jeweils in einem Zielparameter stärksten Triebwerke werden verglichen: So besitzt  $S-ce/eta$  die höchste Austrittsgeschwindigkeit und den höchsten Schubwirkungsgrad hat unter den SIMP-LEX Triebwerken. Die Konfiguration  $AS-E68$  hat mit  $68 J$  eine zu den SIMP-LEX Konfigurationen vergleichbare Anfangsenergie. Neben der Elektrodenbreite  $d$ , dem Elektrodenabstand  $h$ , der Elektrodenlänge  $L$  und der Anfangsenergie  $E_0$  sind die Parameter divergierend/parallel  $D/P$  und zugespitzt/rechteckig  $Z/R$  aufgeführt.

	$d / mm$	$h / mm$	$L / mm$	$E_0 / J$	D/P	Z/R
$S - I_{bit}$	40	42	87	74	P	R
$S - ce/eta$	20	21	76	60	P	R
$AS - E68$	20	21	76	68	D	Z
$AS - eta$	20	21	76	16,9	D	Z

**Tabelle 5.6:** Betrachtete Vergleichskonfigurationen.

Tabelle 5.7 zeigt die entsprechenden gemessenen Charakteristiken und den darauf basierenden Treibstoffverbrauch des Triebwerks bei der beschriebenen Beispielmmission. Die erste Spalte entspricht dem sonst zur Beurteilung elektrischer Triebwerke üblichen Quotienten aus Schub zu Leistung: Indem beide Werte durch die Pulsdauer geteilt werden ergibt sich  $I_{bit}/E_0$ , das vom Triebwerk bereitgestellte Impulsbit pro Anfangsenergie. Die Daten zu  $I_{bit}$ ,  $c_e$ ,  $m_{bit}$  und  $\eta_T$  werden den Ergebnissen der Messungen entnommen. Zu den jeweiligen Triebwerks-Leermassen,

bei denen das gesamte Triebwerk inklusive Kondensatorbank berücksichtigt werden, kommen zur Berechnung von  $m_{TW}$  1,5 kg für die Treibstoffnachführung und die Triebwerkselektronik hinzu. Weitere für eine Mission potentiell wichtige Parameter sind die benötigte Treibstoffmasse sowie die Anzahl der Pulse und die Dauer der Mission. Die Treibstoffmasse  $m_{TS}$  ergibt sich unter Berücksichtigung der Kenndaten aus der Tsiolkovski-Gleichung. Aus dem Quotient aus Triebwerksmasse und Massenbit wird die Pulszahl berechnet. Unter Annahme einer konstanten Leistungsverorgung von 100 W läßt sich hieraus eine Abschätzung der Missionsdauer berechnen. Die genaue Dauer der Mission hängt von der gewählten Bahn sowie der Pulsfrequenz ab. Weitere Abweichungen entstehen aufgrund der gepulsten Natur des Triebwerks.

Die höchste Austrittsgeschwindigkeit wird trotz der niedrigeren Anfangsenergie vom Triebwerk *AS-eta* erreicht. Beide ADD SIMP-LEX Triebwerke sowie das SIMP-LEX Triebwerk *S-ce/eta* erreichen jedoch ähnlich hohe Austrittsgeschwindigkeiten. Auch der höchste Schubwirkungsgrad wird von *AS-eta* erreicht, der niedrigste von *S-Ibit*.

	$I_{bit}/E_0$ [ $\mu N s/J$ ]	$c_e$ [ $km/s$ ]	$m_{bit}$ [ $\mu g$ ]	$I_{bit}$ [ $\mu N s$ ]	$\eta_T$ [%]	$m_{TW}$ [ $kg$ ]	$m_{TS}$ [ $kg$ ]	Pulszahl $\cdot 10^6$	Dauer [ $d$ ]
<i>S – Ibit</i>	27,4	9,5	213	2032,6	13,1	7,5	5,2	24	209
<i>S – ce/eta</i>	19,0	22,6	50,6	1144,8	21,5	7,5	1,9	37	255
<i>AS – E68</i>	20,4	25,7	53,9	1378,3	26,3	11,3	2,4	46	358
<i>AS – eta</i>	25,4	26,1	16,3	423,9	32,2	10	2,1	130	250

**Tabelle 5.7:** Charakteristiken der verglichenen Triebwerks-Konfigurationen.

Das Triebwerk *S-Ibit* erreicht das höchste Impulsbit pro zur Verfügung stehender Anfangsenergie, *S-ce* das niedrigste. Allerdings ist diese Größe nicht wie sonst üblich als Vergleichsgröße für den mittleren vom Triebwerk generierten Schub zu verstehen. Bei den hier untersuchten gepulsten Triebwerken spielt hierfür die Pulsfrequenz eine maßgebliche Rolle.

Das SIMP-LEX Triebwerk *S-ce/eta* benötigt ferner die niedrigste Treibstoffmasse für die Mission, gefolgt vom ADD SIMP-LEX Triebwerk *AS-eta*. Für *S-ce/eta* folgt dies aus der Tsiolkovski Gleichung durch die gegenüber den anderen Triebwerken geringen Triebwerksmasse bei einer Austrittsgeschwindigkeit im mittleren Bereich. Je geringer die Treibstoffmasse, desto mehr Nutzlast kann für die Mission eingeplant werden. Zwei Faktoren spielen hier die Hauptrolle: Eine niedrige Triebwerksleermasse sowie eine hohe effektive Austrittsgeschwindigkeit. Entsprechend schneidet die Konfiguration *S-Ibit* mit der niedrigsten Austrittsgeschwindigkeit trotz geringer Triebwerksmasse am schlechtesten ab.

Die insgesamt benötigte Pulszahl sollte aus Gründen der erforderlichen Triebwerkslebensdauer insbesondere im Hinblick auf die Zündkerze so gering wie möglich gehalten werden. Je nach Wahl der Komponenten und Spielraum bezüglich der Lebensdauer fällt dieses Kriterium mehr oder weniger ins Gewicht. Die Konfiguration *S-Ibit* scheidet hier aufgrund des hohen Massenbits am besten ab. Für das Triebwerk *AS-eta* ist die erforderliche Pulszahl wegen des sehr niedrigen Massenbits um eine Größenordnung höher.

Trotz der wesentlich höheren Austrittsgeschwindigkeit und der damit einhergehenden Nutzlastoptimierung ist die maximale Dauer je nach Mission oft begrenzt. Das Triebwerk mit dem höchsten Impulsbit benötigt am wenigsten Zeit, das Missionsziel zu erreichen. Interessanterweise folgt an zweiter Stelle *AS-eta*, das Triebwerk mit der geringsten Energie. Dies kann erklärt werden durch die Tatsache, dass die zur Verfügung stehende Leistung bei dieser Rechnung konstant gehalten wird und dieses Triebwerk dadurch mit fast 6 Hz gepulst werden kann.

Insgesamt ist die Beurteilung eines Triebwerks stark von den Anforderungen der Mission

abhängig. Beispiele für diese Kriterien sind eine geringe Missionsdauer, eine hohe Nutzlast oder eine geringe Belastung der Komponenten und damit eine geringe Pulszahl. Je nach Gewicht dieser Kriterien ist ein anderes der vorgestellten Triebwerke zu bevorzugen.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein iMPD Triebwerk aufgebaut, charakterisiert und optimiert<sup>1</sup>. Dieser Entwicklungs- und Verbesserungsprozess vom Labormodell zum 1. und 2. Ingenieurmodell erfolgte unter Berücksichtigung geometrischer, elektrischer und komponentenbedingter Aspekte. Eine systematische Charakterisierung des Ingenieurmodells unter Berücksichtigung der Triebwerksgeometrie, der Elektrodengeometrie und der Anfangsenergie im Kondensator wurde durchgeführt. Die hinsichtlich des Schubwirkungsgrads beste Konfiguration wurde beim 2. Ingenieurmodell verwendet und durch eine Optimierung des elektrischen Schwingkreises ergänzt.

Zur Charakterisierung der Triebwerke wurden entsprechende Messverfahren und Sensoren entwickelt und verwendet. Zur Bestimmung des vom Triebwerk übertragenen Impulses wurde ein Pendel aufgebaut. Aufgrund dessen Auslenkung konnte mithilfe der analytischen Beschreibung der Bewegung auf das Impulsbit rückgeschlossen werden. Mithilfe des Pendels konnten Impulse zwischen  $\sim 350 \mu Ns$  und  $\sim 2030 \mu Ns$  mit einer Standardabweichung von maximal  $\pm 8.3 \%$  gemessen werden. Das Pendel ist bis zu einem Triebwerksgewicht von bis zu  $27 kg$  geeignet. Das Massenbit wurde gemessen, indem aus  $300 - 1000$  Pulsen ein Mittelwert gebildet wurde. Die Kenntnis von Massenbit und Impulsbit erlaubten die Bestimmung der effektiven Austrittsgeschwindigkeit sowie des Schubwirkungsgrads. Diese Zielgrößen erlauben den Vergleich zwischen Triebwerkskonfigurationen und sind insbesondere für die Nutzung des Triebwerks auf dem Satelliten von großer Bedeutung. Eine weitere für die Integration in den Satelliten wichtige Größe ist das thermische Verhalten des iMPD. Hier konnte nachgewiesen werden, dass das verwendete analytische Modell den Temperaturverlauf in Abhängigkeit der Pulsfrequenz und Anfangsenergie des Triebwerks gut nachbildet.

Weitere Messaufbauten und Sensoren wurden für die Untersuchung der Beschleunigungsbewegung sowie das physikalische Verständnis der Vorgänge im Triebwerk in Betrieb genommen. So kam eine Flugzeitsonde zur Vermessung der lokalen Geschwindigkeit der ersten Plasmaschicht bei seitlicher Treibstoffzufuhr zum Einsatz. Ein Geschwindigkeitsanstieg von  $7 km/s$  an der Ebene  $x = 0$  (siehe Abbildung 4.17(b)) auf  $19 km/s$  bei  $42 J$  beziehungsweise  $24 km/s$  bei  $74 J$  wurde für die erste Plasmaschicht registriert. Des Weiteren war festzustellen, dass die Beschleunigung der Plasmaschicht bis maximal  $50 mm$  nach der Ebene  $x = 0$  für die höhere Anfangsenergie stattfindet. Die so gemessenen Geschwindigkeiten vergleichen sich gut mit den aufgrund der Auswertung von Hochgeschwindigkeitskammermessungen berechneten. Die Aufnahmen zeigten weiterhin eine Schrägstellung der Plasmaschicht, die im analytischen Modell des Triebwerks bisher so nicht verwirklicht wird. Bei divergierenden Elektroden war die sichtbare Plasmaschicht symmetrisch. Eine charakteristische physikalische Größe ist das während der Entladung herrschende Magnetfeld. Dieses wurde mit einer dafür entwickelten und kalibrierten Sonde im Beschleunigungskanal vermessen. Es war möglich, Unterschiede in der Plasmaentwicklung zwischen plan- und seitlich zugeführtem Treibstoff zu erkennen. Des

---

<sup>1</sup>Die Worte *Optimierung*, *optimieren* werden hier wie in [3] im Sinne von *optimal gestalten* verwendet. Sie beschreiben so den Prozess zur Erreichung des Optimums. Das *Optimum* ist nach [3] *höchstes erreichbares Maß, höchster erreichbarer Wert*.

weiteren konnte die Initiierung der zweiten Plasmaschicht durch die induzierten elektrischen Felder bestätigt werden.

Im Rahmen der geometrischen Optimierung des Triebwerks wurden die Elektrodenbreite, der Abstand zwischen den Elektroden, die Elektrodenlänge und der Divergenzwinkel zwischen den Elektroden variiert. Zusätzlich wurde zwischen rechteckigen und zugespitzten Elektroden unterschieden. Die Untersuchung ergab, dass ein größerer Abstand zwischen den Elektroden, sowie eine zugespitzte Elektrodenform einem hohen Impulsbit zuträglich sind. Bezüglich des Divergenzwinkels existierte ein Maximum bei circa  $20^\circ$ . Bei der Austrittsgeschwindigkeit wurden ebenfalls höhere Werte für zugespitzte Elektroden und ein Optimum bezüglich des Divergenzwinkels festgestellt. Weiterhin schienen kürzere Elektroden in den meisten Fällen einer höheren Austrittsgeschwindigkeit zu dienen. Die Auswirkung der elektrischen Parameter Anfangsenergie und Kapazität wurden zusätzlich untersucht. Im Fall der Anfangsenergie lässt sich jedoch kein klarer Trend erkennen, hier kommt es stark auf die jeweilige geometrische Konfiguration an. Es war möglich, durch Variation der Kapazität den Spannungsverlauf dem aperiodischen Grenzfall anzunähern. Dies bewirkt die Verbesserung aller Zielgrößen (Impulsbit, Austrittsgeschwindigkeit und Schubwirkungsgrad). Bei  $60 \mu F$  zeigt sich im vorliegenden Fall der höchste Schubwirkungsgrad von 32 %.

Das Verhalten des Triebwerks wurde mit einem durch die Magnetfeldberechnung nach Biot-Savart erweiterten analytischen Modell, dem Kolbenmodell, nachgebildet. Des Weiteren konnte, basierend auf diesem Modell, die Existenz eines Optimums im Schubwirkungsgrad vorhergesagt werden.

Im Hinblick auf den Einsatz innerhalb der Mondmission BW1 steht eine Auswahl geometrisch systematisch untersuchter und elektrisch optimierter Triebwerkskonfigurationen zur Verfügung. Letztlich spielen die Missionsbedingungen und die Bahn eine entscheidende Rolle bei der Wahl des Triebwerks. Ferner sind bei dieser Entscheidung die Lebensdauer der Triebwerkskomponenten von großer Bedeutung. Studien diesbezüglich finden derzeit statt. Ausserdem sind die in dieser Arbeit vorgestellten Messmethoden und -aufbauten für weitere iMPD Studien vorhanden.

In Zukunft ist es sinnvoll, in zwei Richtungen zu entwickeln und weiterzuforschen: In Bezug auf die Mondmission muss parallel zur Entscheidung hinsichtlich der besten Triebwerkskonfiguration die Integration in den Satelliten erfolgen. Dies beinhaltet unter anderem Thermaltests an der ADD SIMP-LEX Triebwerkskonfiguration, sowie Qualifikationstests zur Bestimmung der Lebensdauer von Zündkerze und Kondensator. Des Weiteren ist die systematische Untersuchung der Elektrodenerosion im Hinblick auf die Lebensdauer des Triebwerks von hohem Interesse. Die zweite Richtung besteht in der Fortführung von Experimenten und Analysen, die dem Verständnis der physikalischen Vorgänge dienen. In diesem Zusammenhang sind systematische Strommessungen interessant, um die in dieser Arbeit in Kapitel 5.2 beobachteten Zusammenhänge zwischen Massenbit und Stromstärke zu stützen. Die erarbeitete Methode der Magnetfeldmessungen kann im weiteren dazu eingesetzt werden, das Phänomen der schrägen Plasmaschicht zu untersuchen. Dieses Verständnis führt potentiell zu weiteren Optimierungsmöglichkeiten des Triebwerks. Im Hinblick auf das analytische Modell verspricht eine Verwendung der gemessenen Stromverläufe innerhalb des Differentialgleichungssystems Aufschluss über Größen wie Induktivität oder Widerstand.

Das so entwickelte iMPD Triebwerkssystem eignet sich für den Einsatz auf Langzeitmissionen, sowie für den Lage- / Bahnregelungsbedarf auf Satelliten hervorragend.

# Summary

Within the scope of this thesis an iMPD thruster was designed, characterized and optimized. The development from a laboratory model to an engineering model and onward to a flight model was undertaken regarding geometric and electric aspects as well as considering the requirements for each component. A systematic characterization of the iMPD engineering model SIMP-LEX with respect to the thruster geometry, the electrode geometry and the bank energy was performed. The configuration which emerged from this study with the highest thrust efficiency was further developed into a flight model, and its RLC circuit was optimized. To characterize the thruster measurement systems and sensors designed for this purpose were developed and installed. In order to quantify the impulse bit delivered by the thruster, a pendulum was built and calibrated analytically. The pendulum is suitable for thruster weights up to  $27\text{ kg}$  and impulses between  $350\ \mu\text{Ns}$  and  $2000\ \mu\text{Ns}$ . The mass bit was measured by taking the mean of the ablated mass during 300 – 1000 shots. Knowing the mass bit and the impulse bit it is possible to derive a mean exhaust velocity of the thruster as well as its thrust efficiency. Apart from serving as performance parameters for comparison between thruster configurations, these parameters are of special importance for planning a satellite mission. The thrusters thermal behavior is important for integration into the satellite. It was possible to show that the temperature profile measured as a function of pulse rate and bank energy can be suitably modeled.

Measurement systems and sensors were built and applied in order to study the acceleration of the plasma slug as well as the thruster's physical behavior. A time of flight probe was installed to measure the local velocity of the first plasma slug. A rise in velocity from  $7\text{ km/s}$  to  $19\text{ km/s}$  or  $24\text{ km/s}$  for  $42\text{ J}$  or  $74\text{ J}$  bank energy respectively was recorded. Further, an acceleration up to  $50\text{ mm}$  behind the PTFE exit plane was registered for the higher energy configuration, this value decreasing for the lower bank energy. Final velocities measured by this method compare well to the ones derived from high speed camera pictures. These pictures however show a current sheet canting which is not taken into account in the analytic model of the thruster. The magnetic field during discharge is an important parameter to characterize the thruster. This was measured inside the discharge channel by a magnetic field probe developed and calibrated for this purpose. It was possible to compare the magnetic field development for both side-fed and breech fed propellant geometry. Furthermore, the initiation of the second plasma slug through induced electric fields could be confirmed.

To optimize the thruster's geometry, the electrode width, the distance between electrodes, the electrode length and the flare angle was varied. In addition, rectangular and tongue shaped electrodes were compared. This study showed that a greater distance between the electrodes as well as tongue shaped electrodes are beneficial for a higher impulse bit. With regard to the flare angle, a maximum of the impulse bit exists at  $20^\circ$ . The exhaust velocity also reaches higher values for the tongue shaped electrodes and an optimum across the flare angle is confirmed. Further, shorter electrodes were found to have a positive influence on the exhaust velocity. The electric parameters that were varied were the bank energy and the capacitance. For the bank energy, no clear trend could be deduced from the measurements. It seems to be

strongly dependent on the geometric configuration used. An increase in capacitance, however, can lead to an improvement of all performance parameters (impulse bit, exhaust velocity and thrust efficiency). For the configuration studied at  $60 \mu F$  a maximum of 33 % exists.

The behavior of the thruster's performance was modeled using the slug model extended by the implementation of the Biot-Savart law for the calculation of the magnetic field. Based on this model, the existence of an optimum in thrust efficiency with respect to the capacitance was predicted.

For the lunar mission BW1, a thruster optimized with regard to its geometric and electric parameters was developed. In addition, measurement methods and -systems are available for future iMPD studies.

Future studies will be continued in two directions: With regard to the lunar mission the electric and geometric integration of the thruster is the important next step. This includes thermal tests with the ADD SIMP-LEX thruster configuration as well as qualification tests and life expectancy studies paying especial attention to the igniter and the capacitor. Further, the systematic investigation of electrode erosion plays an important role when assessing the life expectancy of the thruster. The second direction for further studies includes continuing experiments and analysis enhancing the understanding of the physical processes within the thruster. In particular, systematic current measurements are of interest. It would then be possible to back the relation between mass bit and current proposed in this thesis. The magnetic field probe measurement system can be used to investigate the current sheet canting as well as serve as a time of flight probe. The deeper understanding of these processes potentially leads to further optimization of the thruster. With respect to the analytic model using the measured discharge current as an input into the system of differential equations is a promising technique to study the change in inductivity and the resistance.

An iMPD thruster reflecting these development steps is optimally suited as main propulsion system on missions requiring high  $\Delta v$  as well as for orbit- and attitude control of satellites.



# A Herleitung der induzierten Spannung bei veränderlicher Fläche und Magnetfeld

Während der Entladung des Kondensators baut sich eine induzierte Spannung innerhalb des Stromkreises auf. Dabei ändert sich sowohl die vom Strom umschlossene Fläche durch die Bewegung der Plasmaschicht entlang der Elektroden, als auch das von dieser Fläche durchsetzte Magnetfeld durch die Änderung der Stromstärke während der Entladung.

Im folgenden soll die so induzierte Spannung ausgehend vom Faradayschen Induktionsgesetz erklärt werden. Die hier aufgeführten Erläuterungen beziehen sich aus [32, 2, 109].

Das Faraday'sche Induktionsgesetz wurde von von Maxwell mathematisch beschrieben zu:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (\text{A.1})$$

Eine zeitliche Änderung der Magnetfeldstärke  $B$  bildet eine Quelle für ein elektrisches Feld  $E$ . Die daraus hervorgehende Eigenschaft, dass dieses elektrische Feld in sich geschlossen ist, ist nur induzierten elektrischen Feldern eigen.

Durch Integration über der Fläche  $A$  und Anwendung des Satzes von Stokes lässt sich diese Gleichung umformen zu:

$$\oint_{\partial A} \mathbf{E} \, ds = - \int_A \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \, d\mathbf{A}. \quad (\text{A.2})$$

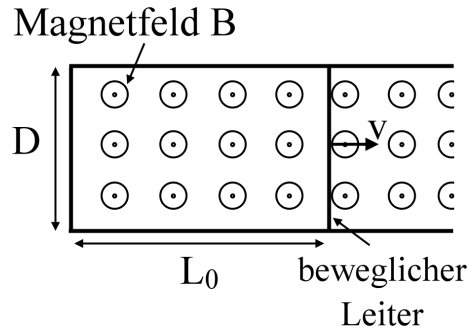
Hier ist  $\partial A$  die Kurve, die  $A$  umrandet und  $ds$  ein Wegelement auf  $\partial A$ . Im Falle, dass das Magnetfeld  $B$  und die Fläche  $A$  von der Zeit abhängen, kann Gleichung A.2 mithilfe der Regel von Leibniz umgeformt werden. Diese geht von einem Vektorfeld  $F(r, t)$  aus, das vom Ort  $r$  und der Zeit  $t$  abhängt. Des weiteren ist  $A$  eine einfach zusammenhängende Fläche, die von  $\partial A$  umrandet wird. Das Wegelement  $ds$  auf  $\partial A$  bewege sich mit der Geschwindigkeit  $v$ . Dann gilt [66]:

$$\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{F}(r, t) \, d\mathbf{A} = \int_A \left[ \frac{\partial \mathbf{F}(r, t)}{\partial t} + (\nabla \mathbf{F}(r, t))v \right] \, dA - \oint_{\partial A} (\mathbf{v} \times \mathbf{F}(r, t)) \, ds. \quad (\text{A.3})$$

Wird dieses Gesetz auf Gleichung A.2 angewandt ergibt sich:

$$\oint_{\partial A} \mathbf{E} \, ds = -\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} \, d\mathbf{A} - \oint_{\partial A} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \, ds, \quad (\text{A.4})$$

da für das Magnetfeld gilt:  $\nabla \mathbf{B} = 0$ .



**Bild A.1:** Gedankenexperiment zur Erläuterung der Anteile von Gleichung A.4.

Wird nach  $\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} = \dot{\Phi}$  aufgelöst ergibt sich:

$$-\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} = \oint_{\partial A} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) ds. \quad (\text{A.5})$$

Diese Gleichung ist folgendermaßen zu verstehen: Die Kraft auf ein geladenes Teilchen setzt sich allgemein zusammen aus dem elektrischen Feld  $E$  und dem aus der Bewegung des Teilchens im Magnetfeld resultierenden Anteil  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ . Diese wird auf der rechten Seite entlang des Stromkreises integriert. Die linke Seite der Gleichung gibt die zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte  $\Phi$  und damit die induzierte Spannung an:

$$\dot{\Phi} = \frac{d}{dt} \int \mathbf{B} d\mathbf{A}. \quad (\text{A.6})$$

Im folgenden sollen drei einfache Fälle beispielhaft erläutert werden, um den Beitrag der einzelnen Terme in Gleichung A.4 herauszuarbeiten.

### 1. Konstantes Magnetfeld, Leitergeschwindigkeit, $\mathbf{v}=\text{konstant}$

Der Aufbau in Abbildung A.1 zeigt eine Leiterschleife der Breite  $D$ , die von einem konstanten Magnetfeld  $B = B_0$  senkrecht durchsetzt wird. Der bewegliche Teil der Leiterschleife hat die konstante Geschwindigkeit  $v$ .

Über den linken Teil der Gleichung A.4 kann die induzierte Spannung berechnet werden zu:

$$-\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} = -\frac{d}{dt}(B_0 D v t) = -B_0 D v. \quad (\text{A.7})$$

Aus dem rechten Teil von Gleichung A.4 kann unter Berücksichtigung der Geschwindigkeit  $v$  ebenso abgeleitet werden:

$$\oint_{\partial A} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) ds = -v B_0 D. \quad (\text{A.8})$$

Der Beitrag von der rechten Seite der Gleichung A.4 stammt also von dem Term  $\int \mathbf{v} \times \mathbf{B} ds$ .

### 2. Zeitlich abhängiges Magnetfeld, $\mathbf{v}=0$

Das Magnetfeld in Abbildung A.1 sei jetzt  $B(t) = B_0 \sin \omega t$  die Fläche setzt sich zusammen aus der Breite  $D$  und der Länge  $L_0$ ; die Geschwindigkeit des Leiterstücks sei  $\mathbf{v} = 0$ .

Aus dem linken Teil der Gleichung A.4 lässt sich wieder ableiten:

$$-\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} = -\frac{d}{dt}(B_0 \sin(\omega t) D L_0) = -B_0 D L_0 \omega \cos(\omega t). \quad (\text{A.9})$$

Da die Geschwindigkeit  $v = 0$  ist, ist der rechte Teil der Gleichung  $\oint \mathbf{E} ds$ .

---

### 3. Zeitlich abhängiges Magnetfeld und Leitergeschwindigkeit, $v=\text{konstant}$

Die beiden beiden angeführten Fälle werden nun kombiniert: Es herrsche das Magnetfeld  $B = B_0 \sin \omega t$  und der Leiter in Abbildung A.1 habe die Geschwindigkeit  $v$ .

Aus dem linken Teil der Gleichung A.4 folgt:

$$\begin{aligned} -\frac{d}{dt} \int_A \mathbf{B} d\mathbf{A} &= -\frac{d}{dt} (B_0 \sin(\omega t) Dvt) \\ &= -B_0 Dv (\omega \cos(\omega t) t + \sin(\omega t)) \\ &= B_0 A(t) \omega \cos(\omega t) + B(t) Dv. \end{aligned}$$

Die letzte Zeile verdeutlicht die beiden Anteile aus  $\oint (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) d\mathbf{s}$ , die auf die zeitliche Variation des Magnetfelds und die Geschwindigkeit des Wegelements zurückgehen.

Die so berechnete induzierte Spannung fließt in die Kirchhoff'sche Gleichung über die Induktivität  $L$  ein, siehe Gleichung 2.12. Der Parameter  $L$  ist hierbei die Eigeninduktivität einer Spule, das heisst, die induzierte Spannung hängt von dem durch die Spule fließenden Strom selbst ab. Aus Gleichung A.6 kann die Eigeninduktivität als geometrische Größe hergeleitet werden [32].



## B Verwendete Geräte

### MKP Kondensator

Typ	MKP/2000V/GTO
Bemessungskapazität	$10 \mu F$
Höchster Stoßstrom	$8 kA$
Eigeninduktivität	$15 nH$
Serienwiderstand	$0,35 m\Omega$

### MKV Kondensator

Typ	MKP/2000V/GTO
Bemessungskapazität	$20 \mu F$
Höchster Stoßstrom	$20 kA$
Eigeninduktivität	$30 nH$
Serienwiderstand	$0,9 m\Omega$

### Netzgerät

Typ	F.u.G. MCP 350-2000, strom- und spannungsvariabel; für induktive- und kapazitive Lasten geeignet
-----	--

### Halbleiter Zündkerze

Typ	Unison 9044635-1
Außendurchmesser Kathodenseite	$0,25''$
Zündspannung	$1000 - 12000 V$
Zündenergie	$> 2 J$

### Tastkopf

Typ	Tektronix P 6013A
Hochspannungstastkopf	
Spannungsteiler	$1 : 1000$
Zündspannung	$> 1000 V$

## Optischer Wegaufnehmer

Sensortyp	Renishaw RGH25U, vakuumkompatibel
Maßband	Renishaw RGS20-S
Auflösung	50 <i>nm</i>
Sensor und Maßband sind im Abstand 0,7 <i>mm</i> voneinander zu montieren.	

# C Messfehler

Die Abweichung realer Messgrößen von fehlerfreien Ergebnisgrößen eines idealen Messprozesses wird nach DIN als Abweichung bezeichnet [19]. Bei der Angabe von Messergebnissen müssen deshalb Unsicherheiten angegeben werden. Eine physikalische Größe des Prozesses - hier das Impuls- oder Massenbit - bildet die Eingangsgröße des Sensorsystems. Der angezeigte Wert ist die Ausgangsgröße. Aus dieser muss - unter Kenntnis der Messkette - die fragliche physikalische Größe so gut wie möglich rekonstruiert werden. Im folgenden werden die statistischen Messfehler der Impuls- und Massenbitmessung, sowie ihre Auswirkung auf die daraus abgeleiteten Größen der mittleren Austrittsgeschwindigkeit und des Schubwirkungsgrads analysiert. Fehler im Prozess, also Abweichungen des Triebwerks von seiner Nominalbedingung werden dargestellt, um die Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Konfigurationen sicherzustellen. Zur Beschreibung der Streuung der Messwerte  $x_i$  um einen Mittelwert  $\bar{x}$  wird gewöhnlicherweise Standardabweichung verwendet. Der Mittelwert ist das arithmetische Mittel der Beobachtungsreihe aus  $N$  Stichproben  $x_i$  gemäß

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^{i=N} x_i. \quad (\text{C.1})$$

Die Standardabweichung  $\sigma_x$  wird beschrieben durch

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{N - 1}}. \quad (\text{C.2})$$

Die Genauigkeit des Mittelwerts der Messreihe wird durch den Standardfehler  $\sigma_{\bar{x}}$  angegeben:

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}}. \quad (\text{C.3})$$

Ist das Ergebnis  $w$  eine Funktion  $k$  Messungen  $x_i$  mit Genauigkeit  $\sigma_{x_i}$ , so ist die Unsicherheit des Ergebnisses über das Gauß'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz zu berechnen:

$$\sigma_w = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left( \frac{\partial w}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2}. \quad (\text{C.4})$$

## C.0.3 Messung der Zielparameter am Triebwerk

Hier werden die aufgrund Abweichungen im Triebwerk entstandenen Unsicherheiten der Messgrößen beleuchtet. Hierzu zählt die Anfangsspannung, die Kapazität und der Widerstand innerhalb des Entladestromkreises.

- Spannung: Die Spannung wird am Netzgerät mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,1 V$  eingestellt. Die sich dadurch ergebende Unsicherheit in der Anfangsenergie ist  $< 0,5\%$  für alle Konfigurationen.
- Kapazität: Eine systematische Untersuchung der Kapazität ergab, dass für die mit dem Triebwerk SIMP-LEX durchgeführten Versuche die Kapazität der MKP Kondensatoren exponentiell abnimmt gemäß

$$C(n) = C_0 - 4,4 \exp(9,9696 \cdot 10^{-5} (n - 39986)). \quad (C.5)$$

Die Kapazität zu Beginn der Messkampagne ist  $C_0 = 40 \mu F$ ,  $n$  beschreibt die Anzahl der durchgeführten Pulse. Für die in Tabelle C.1 dargestellten Messkampagnen wird daraus eine mittlere Kapazität und eine Standardabweichung nach Gleichung C.2 berechnet.

	<b>Triebwerk</b>	<b>Treibstoffzufuhr</b>	<b>U/V</b>	<b>d/mm</b>	<b>h/mm</b>	<b>L/%</b>	<b><math>\alpha/^\circ</math></b>	<b>zugespitzt</b>	<b><math>\bar{C}/\mu F</math></b>	<b><math>\sigma_C/\mu F</math></b>
1	SIMP		1500,	20	21					
	-LEX	seitl.	1800	40	36	100	0	nein	37,15	$\pm 0,75$
			2000	60	42					
2	SIMP		1500,	20	21					
	-LEX	seitl.	1800	40	36	75	0	nein	37,15	$\pm 1,1$
			2000		42					
3	SIMP	seitl.	2000	40	36	0, 100	10	ja	34,9	$\pm 0,8$
	-LEX						20	nein		
							30			
4	ADD		646						20	
	SIMP	seitl.	746	20	21	75	20	ja	40	$\pm 0$
	-LEX		914						60	
			1300						80	

**Tabelle C.1:** Testkampagnen mit zugehörigen Mittelwerten der Kapazität und deren Abweichung. U-Anfangsspannung, d-Elektrodenbreite, h-Elektrodenabstand, L-Elektrodenlänge,  $\alpha$ -Divergenzwinkel, C - Kapazität

Abweichungen in der Kapazität haben eine Auswirkung auf die Zielgrößen. Diese wird durch Vergleichsmessungen abgeschätzt und ist in den Folgenden Unterkapiteln für Impuls- und Massenbit jeweils dargestellt.

- Widerstand: Der Widerstand im Triebwerk kann durch Oxidation auf der Kupferoberfläche oder Unterschiede im Anzugsmoment der Schrauben entstehen. Diese Einflüsse würden sich zunächst auf den Stromverlauf auswirken. Die partielle Ableitung des Stromquadrats in Gleichung 2.54 nach dem Widerstand am Punkt des Maximalstroms ergibt für eine Stromamplitude von  $I_0 = 40000 A$ , einen mittleren Widerstand  $R = 10 m\Omega$ , eine mittlere Induktivität  $L_0 = 40 nH$  und eine Kapazität von  $C = 35 \mu F$  bei einer Abweichung des Widerstands von  $\pm 3 m\Omega$  einen Beitrag im Bereich  $< 10^{-16} A/\Omega$ . Dieser Parameter wird daher in der Fehlerbetrachtung vernachlässigt.



## C.0.4 Messgröße Massenbit

Die Standardabweichung des Messreihen für das Massenbits ergibt sich aus Gleichung C.2 und  $N = 13$  Messwerten von je 1500 Pulsen zu  $\sigma = 2,1\%$ . Während dieser Untersuchung nimmt die Kapazität um  $1,5\mu F$  ab. Diese Streuung stellt im Vergleich mit zwei anderen Messungen bei  $N = 4$  und 500 Pulsen einen Maximalwert dar. Fehlerquellen bilden beispielsweise die Sättigung des Treibstoffblocks mit Wasser nach dem Test, die Handhabung der Treibstoffblöcke zwischen Triebwerk und Waage und die Pulsfrequenz. Obwohl versucht wurde, diese Fehlerquellen systematisch zu vermeiden, wird für die Unsicherheit des Massenbits ein konservativer Wert der zweifachen Standardabweichung von  $2 \cdot \sigma_{m_{bit}}^1 = 4,2\%$  angenommen.

Die Unsicherheit im Massenbit aufgrund der Kapazität wird aus 8 Wiederholungsversuchen bei unterschiedlichen Kapazitäten zu maximal

$$\Delta m_{bit}^{\Delta C} = 9,73\% / \mu F \quad (C.6)$$

bestimmt. Eine Prozentuale Standardabweichung ergibt sich hieraus mit den in Tabelle C.1 gezeigten Abweichungen in der Kapazität für die jeweiligen Messkampagnen. Die Ergebnisse sind in Tabelle C.3 zusammengefasst.

Die Massenbits werden mit der Waage Shimadzu AUAUW220D mit einer Herstellergenauigkeit von  $0,1\mu g$  bis zu  $80g$  und  $1\mu g$  bis zu  $220g$  bestimmt.

## C.0.5 Messgröße Impulsbit

Das Impulsbit  $I_{bit}$  wird gemäß Gleichung ref: Ibit als Produkt aus der gemessenen Amplitude  $A$  und dem Kalibrierfaktor  $F$  bestimmt. Aus dieser Gleichung ergibt sich die Standardabweichung einer Messung nach der Fehlerfortpflanzung C.4 zu

$$\sigma_{I_{bit}} = \sqrt{\left(\frac{\partial I_{bit}}{\partial F}\right)^2 \sigma_F^2 + \left(\frac{\partial I_{bit}}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2} \quad (C.7)$$

Hierbei ist  $\sigma_A$  die Standardabweichung der jeweils gemessenen 10 aufgenommenen Amplitudenwerte. Der Maximalwert dieser Abweichung beträgt  $\sigma_A = 8,3\%$ . Die Abweichung des Kalibrierfaktors  $\sigma_F$  wird aus Gleichungen 4.7 und 4.10 abgeleitet:

$$\sigma_F = \left[ \left(\frac{\partial F}{\partial T_P}\right)^2 \Delta T_P^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial m}\right)^2 \Delta m^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial D}\right)^2 \Delta D^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial l_E}\right)^2 \Delta l_E^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial l_A}\right)^2 \Delta l_A^2 \right]^{0,5} \quad (C.8)$$

Tabelle C.2 zeigt die Nominalwerte und die berücksichtigten Abweichung. Die Amplitude  $A$ , die Periodendauer  $T_P$  und die Pendelmasse  $m$  variieren je nach vermessener Konfiguration. Die

Abweichung der Federkonstante  $D$  ist vom Hersteller angegeben. Der Angriffspunkt des Schubs  $l_E$  wird in der Mitte des Triebwerks angenommen.

	nominal	Abweichung
$A$	-	$\pm 8,3\%$
$T_P$	-	$\pm 1\%$
$m$	-	$\pm 50\text{ mg}$
$D$	$18,46\text{ Ncm/rad}$	$\pm 10\%$
$l_E$	$286\text{ mm}$	$\pm 5\text{ mm}$
$l_A$	$388\text{ mm}$	$\pm 1\text{ mm}$

**Tabelle C.2:** Nominalwerte und Abweichung zur Berechnung der jeweiligen Sensorunsicherheit nach Gleichung C.7

Der Unsicherheit des Senorkette überlagert sich der Fehler aus der Streuung der Kapazität. Wie für das Massenbit, wurde durch Wiederholungsmessungen mit unterschiedlicher Kapazität eine maximale prozentuale Abweichung bestimmt:

$$\Delta I_{bit}^{\Delta C} = 3,6\%/\mu F. \quad (\text{C.9})$$

In Kombination mit den in Tabelle C.1 gezeigten Abweichungen der Kapazität für die verschiedenen Messkampagnen können Unsicherheiten für die in Tabelle C.1 gezeigten Messkampagnen bestimmt werden. Eine Zusammenfassung ist in Tabelle C.3 zu sehen.

Kampagne	$\sigma_{m,\Delta c} / \%$	$\sigma_{Ibit,\Delta c} / \%$
1	7,3	2,7
2	10,7	4
3	7,8	2,9
4	0	0

**Tabelle C.3:** Prozentuale Abweichung aufgrund Streuung der Kapazität nach Tabelle C.1

## C.0.6 Messergebnisse Austrittsgeschwindigkeit und Schubwirkungsgrad

Austrittsgeschwindigkeit und Schubwirkungsgrad ergeben sich aus Impulsbit und Massenbit nach Kapitel 2.4. Entsprechend folgt aus der Fehlerfortpflanzung in Gleichung C.4:

$$\sigma_{ce} = \sqrt{\left(\frac{1}{m_{bit}}\sigma_{Ibit}\right)^2 + \left(\frac{I_{bit}}{m_{bit}^2}\sigma_{mbit}\right)^2} \quad (\text{C.10})$$

und

$$\sigma_{\eta,T} = \sqrt{\left(\frac{I_{bit}}{m_{bit}E_0}\sigma_{Ibit}\right)^2 + \left(\frac{I_{bit}^2}{2E_0m_{bit}^2}\sigma_{mbit}\right)^2 + \left(\frac{I_{bit}^2}{2m_{bit}E_0^2}\sigma_{E0}\right)^2} \quad (\text{C.11})$$

Die Unsicherheiten werden mit den jeweiligen Werten für  $m_{bit}$  und  $I_{bit}$  sowie ihren Gesamt-Standardabweichungen berechnet.

# Literaturverzeichnis

- [1] Persönliches Gespräch mit Dr. N. Antropov im Rahmen eines Besuchs am RIAME, 27.10.2007-30.10.2007.
- [2] Persönliches Gespräch mit Dr. Karrer und Dr. Graber, Eigenössische Technische Hochschule, Zürich, April 2007.
- [3] *Duden - Deutsches Universalwörterbuch, 6., überarbeitete Auflage*. Dudenverlag, Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich, 2007.
- [4] Fairchild Republic Co. Thrust stand operations manual, November 1976.
- [5] ALEXEEV, Y.A., KAZEEV, M.N., KOLOZOV, V.F. Propellantenergy flux measurements in pulsed plasma thrusters. In *28-th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, March 17-21 2003. IEPC 2003-39.
- [6] AN, S.M., WU, H.J., FENG, X.Z. Space flight test of electric thruster system MDT-2A. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 21(6):593–594, 1984.
- [7] ANTORPOV, N.N., DIAKONOV, G., ORLOV, M., POPOV, G., TYUTIN, V., YAROLEV, V., POSOKHIN, V., RAZUMOV, P., ALEXEEV, YU., KAZEEV, M., DARNON, F. High efficiency ablative pulsed plasma thruster characteristics. In *Proceedings of the 3rd International Conference on Spacecraft Propulsion, ESA SP-465*, Cannes, France, 2000.
- [8] ANTROPOV, N.N., DIAKONOV, G., ORLOV, M., POPOV, G.A., TYUTIN, V., YAROLEV, V. Development and refinement of highly efficient 150j appt. In *28th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, Marc 2003.
- [9] ANTROPOV, N.N., GOLMILKA, L., DIEKONOV, G., KRIVONOSOV, I., POPOV, G., ORLOV, M. Parameters of plosmoids injected by PPT. In *33rd Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Seattle, WA, USA, July 6-9 1997. Research Inst. of Applied Mechanics and Electrodynamics, Moscow, Russia. AIAA-1997-2921.
- [10] ANTROPOV, N.N., POPOV, G.A., KAZEEV, M.N., KHODENKO, V.P. Appt for leo applications. In *ESASP.555E.77A, Proceedings of the 4th International Spacecraft Propulsion Conference*, Sardinia, Italy, October 2004.
- [11] ARRINGTON, L.A., HAAG, T.W. Multi-axis thrust measurement of the EO-1 pulsed plasma thrusters. Aiaa-99-2290,tech. report, NASA, September 1999. NASA/TM-1999-2-9396.
- [12] ARRINGTON, L.A., HAAG, T.W., PENCIL, E.J., MECKEL, N.J. A performance comparison of pulsed plasma electrode configuratios. Tech. report, NASA, September 1997. NASA/TM-1997-206305,IEPC-97-127.
- [13] AUWETER-KURTZ, M. *Lichtbogenantriebe für Weltraumaufgaben*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [14] BAUDER, A. Thermaluntersuchungen am instationär gepulsten Triebwerk SIMP-0. IRS-06-S33, Studienarbeit, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2006.

- [15] BENSON, S.W., ARRINGTON, L.A., HOSKINS, W.A., MECKEL, N., J. Development of a PPT for the EO-1 spacecraft. Technical Report TMÑ2000-210340, NASA, 2000.
- [16] BOCK, D. Untersuchung eines thermischen Lichtbogentriebwerks für die Lunar Mission BW1. noch nicht veröffentlicht.
- [17] BOCK, D., SCHÖNHERR, T., LAU, M., RÖSER, H.-P. Electric propulsion technology for small satellite missions. In *5th International Space Propulsion Conference*, Heraklion, Crete, Greece, 2008.
- [18] BOLDER, P. Auslegung des Treibstoffzufuhrsystems für das gepulste Triebwerk SIMPLEX der Mondmission BW1. Studienarbeit, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, Mai 2006.
- [19] BRONSTEIN, I.N., SEMENDJAJEW, K.A., MUSIOL, G., MÜHLIG, H. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 2005.
- [20] BURTON, R.L., TURCHI, P.J. Pulsed plasma thruster. *Journal of Propulsion and Power*, 14(5):716–735, 1998. 0748-4658.
- [21] CAMERO-CASTANO, M., HURBY, V., MARTINEZ-SANCHEZ, M. A torsional balance for the characterization of micronewton thrusters. *Review of Scientific Instruments*, 74(10):4509–4514, Oct. 2003.
- [22] CHOEIRI, E., MARKUSIC, T., BERKERY, J., COOLEY, J. Physics and dynamics of current sheets in pulsed plasma thrusters. Final report, Electric Propulsion and Plasma Dynamics Lab (EPPDyL), Applied Physics Group, MAE Dept., Princeton University, 2000.
- [23] CHOEIRI, E.Y., KELLY, A., JAHN, R.G. Mass savings domain of plasma propulsion for leo and geo transfer. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 30(6):749–754, November-December 1993.
- [24] CHOEIRI, E. A critical history of electric propulsion: The first 50 years (1906-1956). *Journal of Propulsion and Power*, 10(2):193–203, March-April 2004.
- [25] COOLEY, J.E., CHOEIRI, E.Y. Ir-assisted discharge initiation in pulsed plasma thrusters. In *Joint Propulsion Conference*, Indianapolis, IN, USA, July 7-10 2002.
- [26] DAWBARN, R., MCGUIRE, R. L., STEELY, S. L., AND PIPES, J. G. Operating characteristics of an ablative pulsed plasma engine. Technical Report AEDC-TR-82-9, AFRPL-TR-82-17, Arnold Engineering Development Center, Arnold Air Force Station, Tennessee, July 1982.
- [27] DEMTRÖDER, W. *Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik*. Springer Verlag, 2004. Band 2,3. Auflage, ISBN 3-540-20210-2.
- [28] DETHLEFSEN, R., ENNIS, J. Capacitors for pulsed electric propulsion. In *IEPC-88-125, 20th International Electric Propulsion Conference*, Gamisch-Patenkirchen, Germany, October 1988.
- [29] ECKMAN, R., BYRNE, L., GATSONIS, N.A., PENCIL, E.J. Triple langmuir probe measurements in the plume of a pulsed plasma thruster. *Journal of Propulsion and Power*, 17(4):762–771, July-August 2001.
- [30] ECKMAN, R.F. Langmuir probe measurements in the plume of a pulsed plasma thruster. Masters thesis, Worcester Polytechnic Institute, 1999.

- [31] ENNIS, J.B., HASKELL, D.K., SEVIGNY, J.A. Development of energy storage/ pulse discharge capacitors. In *34th International Power Sources Symposium*, Cherry Hill, USA, June 1990.
- [32] FEYNMAN, R.P., LEIGHTON, R.B., SANDS, M.L. *Lectures on Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1989. Volume II.
- [33] FRUCHTMAN, A. Limits on the efficiency of several electric thruster configurations. *Physics of Plasmas*, 10(5), 2003.
- [34] GATSONIS, N.A., ZWAHLEN, J., WHEELOCK, A., PENCIL, E.J., KAMHAWI, H. Pulsed plasma thruster plume investigation using a current-mode quadruple probe method. *Journal of propulsion and power*, 20(2):243–254, 2004.
- [35] GEORGE SCHMIDT. *Physics of High Temperature Plasmas - an Introduction*. Academic Press Inc., New York and London, 1966.
- [36] GLUSHKO, V.P. *Methods in Rocket Engineering*. Academy of Sciences, USSR, 1977.
- [37] GUMAN, W. J. BEGUN, M. Exhaust plume studies of a pulsed plasma thruster. In *AIAA-78-704, 13th International Electric Propulsion Conference*, San Diego, CA, USA, 1978.
- [38] GUMAN, W.J., PALUMBO, D. J. Pulsed plasma propulsion system for north south stationkeeping. In *AIAA International Electric Propulsion Conference*, Key Biscayne, USA, November 14-17 1976.
- [39] GUMAN, W.J., PEKO, P.E. Solid propellant pulsed plasma microthruster studies. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 5:732–733, 1968.
- [40] HAAG, T.W. Thrust stand for pulsed plasma thrusters. *Review of Scientific Instruments*, 68(5):2060–2067, May 1997.
- [41] HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M., FERTIG, M., NAWAZ, A., PETKOW, D. Mhd flow control for plasma technology applications. *Vacuum*, 80(11-12):1167–1173, 2006.
- [42] HIRATA, M., MURAKAMI, H. Impulse measurements of a pulsed plasma engine on Engineering Test Satellite IV. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 21(6):553–557, 1984.
- [43] HOSKINS, W.A., RAYBURN, C., SARMIENTO, C. Pulsed plasma thruster electromagnetic compatibility: History, theory, and the flight validation on eo-1. In *AIAA-2003-5016, Joint Propulsion Conference and Exhibit*, Huntsville, Alabama, USA, July 2003.
- [44] HÜGEL, H. *Zur Funktionsweise der Anode im Eigenfeldbeschleuniger*. DFVLR-FB 80-20, Köln, 1980.
- [45] IGARASHI, M., KUMAGI, N., SATO, K., TAMURA, K., TAKEGAHARA, H. Performance improvement of pulsed plasma thruster for micro satellite. In *International Electric Propulsion Conference*, number IEPC-01-152, Pasadena, CA, USA, Oct. 15-19 2001.
- [46] IGARASHI, M., SATO, K. KUMAGAI, N., TAMURA, K., TAKEGAHARA, H. Research and development of pulsed plasma thruster for  $\mu$ -Lab Sat II - performance evaluation of BBM thruster. In *Space Transportation Symposium*, Japan, Feb 1-2 2001.
- [47] JAHN, R.G. *Physics of Electric Propulsion*. McGraw-Hill Series in Missile And Space Technology, New York, 1968.
- [48] JAMISON, A.J., KETSDEVER, A.D., MUNTZ, E.P. Accurate measurement of nano-newton thrust for micropropulsion system characterization. In *IEPC-01-236 International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, California, Oct. 2001.

- [49] JAN LUNZE. *Regelungstechnik 1*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1999. ISBN 3-540-65847-5.
- [50] KADEN, M. Thermaluntersuchungen am instationär gepulsten Triebwerk SIMP-0. Irs-06-s33, studienarbeit, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart, 2006.
- [51] KAMEOKA, M., TAKEGAHARA, H., SHIMIZU, Y., TOKI, K. Single impulse measurement of a coaxial pulsed plasma thruster. In *IEPC-03-0093, International Electric Propulsion Conference*, Oct. 2003.
- [52] KAMHAWI, H., PENCIL, E., HAAG, T. High thrust-to-power rectangular pulsed plasma thruster. In *AIAA-2002-3975, Joint Propulsion Conference*, Indianapolis, USA, 2002.
- [53] KAMHAWI, H. TURCHI, P.J., LEIWEKE, R.J., MYERS, R.M. Design and operation of a laboratory benchmark PPT. In *AIAA Paper 96-2729*, 1996.
- [54] KAMHAWI, H. TURCHI, P.J., LEIWEKE, R.J., MYERS, R.M. PPT thermal management. In *Proceedings of the 25th International Electric Propulsion Conference*, Worthington, OH, USA, 1998.
- [55] KARRER, N., HOFER-NOSER, P., HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M. Isolated current probe for continuous monitoring of ac currents of high amplitude and high frequency. In *10th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE)*, Toulouse, Frankreich, 2003.
- [56] KAWAHARA, K., KUMAGAI, N., SATO, K., TAMURA, K., KOIDE, T., HARIMA, K., FUKUSHIMA, T., TAKEGAHARA, H. . Study on plume characteristics of pulsed plasma thruster. In *IEPC-03-0160, International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, Frankreich, 2003.
- [57] KEIDAR, M., BOYD, I.D., ANTONSEN, E. AND SPANJERS, G. Electromagnetic effects in the near-field plume exhaust of a Micro-Pulsed-Plasma Thruster. *Journal Propulsion and Power*, 20(6):961–969, 2004.
- [58] KEIDAR, M., BOYD, I.D., BEILIS. Discharge in the Teflon cavity of a pulsed plasma thruster. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 28(2):376–385, 2000.
- [59] KEIDAR, M., BOYD, I.D., BEILIS, I.I. On the model of teflon ablation in an ablation-controlled discharge. *Journal of Physics D.:Appl.Phys.*, 34:1675–1677, 2001.
- [60] KEIDAR, M., BOYD, I.D., BEILIS, I.I. Ionization and ablation phenomena in an ablative plasma accelerator. *Journal of Applied Physics*, 96(10):5420–5428, 2004.
- [61] KEIDAR, M., BOYD, I.D., SIMON, D., CYBYK, B. Modeling of a micro-machined pulsed plasma thruster. In *IEPC-05-043, International Electric Propulsion Conference*, Princeton University, 2005.
- [62] KEIDAR, M., FAN, J., BOYD, I.D., BEILIS, I. Vaporization of heated materials into plasma discharge. *Journal of Applied Physics*, 89(6):3095–3098, 2001.
- [63] KEUDELL, A. *Plasma-Oberflächen-Wechselwirkung*. Ruhr Universität Bochum, 2008. Vorlesungsskript.
- [64] KIES, W. Experimentelle parameterstudien am plasmafokus. Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 1977.
- [65] KNOEPFEL, H.E. *Pulsed High Magnetic Fields*. North Holland Publishing Company, 1970.

- [66] KNOEPFEL, H.E. *Magnetic Fields: A comprehensive Theoretical Treatise for Practical Use*. Wiley Interscience Publication, May 15, 2000. ISBN-10: 0471322059.
- [67] KOIZUMI, K., RYOSUKE, N., KOMURASAKI, K., ARAKAWA, Y. Plasma acceleration processes in an ablative pulsed plasma thruster. *Physics of Plasmas*, 14(033506), 2007.
- [68] KUCHLING, H. *Taschenbuch der Physik*. Fachbuchverlag Leipzig, 2001.
- [69] KURTZ, H.L., AUWETER-KURTZ, M., SCHRADER, H.O. Experiments with a quasi-steady coaxial ablation mpd thruster. In *18th International Electric Propulsion Conference; Alexandria, VA*, Sep. 30 - Oct. 2 1985.
- [70] LAPERRIERE, D.D. Electromechanical modeling and open-loop control of parallel-plate pulsed plasma microthrusters with applied magnetic fields. Master's thesis, Mechanical Engineering Department, Worcester Polytechnic Institute, 2005.
- [71] LAU, M. Elektromagnetische Analyse und Vermessungen an dem Ingenieurmodell des instationär gepulsten Triebwerks SIMP-LEX. Studienarbeit, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2007. IRS-07-S18.
- [72] LAU, M., NAWAZ, A. Flugzeitsondenmessungen mit Elektrostatischen Sonden am instationär gepulsten Triebwerk SIMP-LEX. Technical report, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2007.
- [73] LAUFER, R. Lunar mission bw1: Scientific objectives and small satellite concept. Noch nicht veröffentlicht.
- [74] LIU, F., NIE, Z., XU, X., ZHOU, Q., LI, L. AND LIANG, R. Measurement of electron density by Stark broadening in an ablative pulsed plasma thruster. *Applied Physics Letters*, 93(11), Sep. 2008.
- [75] MARKUSIC, T.E., CHOUEIRI, E.Y. Phenomenological model of current sheet canting in pulsed electromagnetic accelerators. In *IEPC-2003-0293, 28th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, Frankreich, 2003.
- [76] MARKUSIC, T.E., SPORES, R.A. Spectroscopic emission measurements of a pulsed plasma thruster plume. In *Joint Propulsion Conference*, Jul. 1997.
- [77] MCGUIRE, M.L., MYERS, R.M. Pulsed plasma thruster technology for small satellite missions. Final Contractor Report NAS3-27186, Lewis Research Center, 1995.
- [78] MECKEL, N.J., HOSKINS, W.A., CASSDY, R.J., MYERS, R.M., OLESON, S.R., MCGUIRE, M.L. Improved pulsed plasma thruster systems for satellite propulsion. In *32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, Lake Buena Vista, USA, July 1996.
- [79] MILSAPS, K., POHLHAUSEN, K. The linear acceleration of metal plasmas. Technical report 60-11, Air Force Missile Defense Center, 1960.
- [80] MOSTOV, P.M., NEURINGER, J.L., RIGNEY, D.S. Electromagnetic acceleration of a plasma slug. *The Physics of Fluids*, 4(9):1097–1104, 1961.
- [81] NAWAZ, A., ALBERTONI, R., HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M. Thrust efficiency optimization of SIMP-LEX. In *26th International Symposium on Space Technology and Science (ISTS)*, Hamamatsu, Japan, 2008.
- [82] NAWAZ, A., AUWETER-KURTZ, M., HERDRICH, G., KURTZ, H. Impulse measurements and thermal investigation of SIMP-LEX. In *Joint Propulsion Conference*, Sacramento, CA, USA, 2006.

- [83] NAWAZ, A., BAUDER, U., BÖHRK, H., HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M. Electrostatic probe and camera measurements for modeling the iMPD SIMP-LEX. In *Joint Propulsion Conference AIAA-2007-75328*, Cincinnati, OH, USA, July 2007.
- [84] NAWAZ, A., HERDRICH, G., KURTZ, H.L., SCHÖNHERR, T., AUWETER-KURTZ, M. SIMP-LEX:systematic geometry variation using thrust balance measurements. In *30th IEPC*, Florence, Italy, September 2007.
- [85] NAWAZ, A., SCHLIPF, M., HERDRICH, G. AUWETER-KURTZ, M. Deutsche Patentanmeldung *A 60 668 g Festtreibstoffelement, insbesondere für Kleinsatelliten* vom 14.11.2008, Anmelde­nummer de 10 2008 058 722. Deutsches Patent- und Markenamt.
- [86] NAWAZ, A., SCHLIPF, M., HERDRICH, G. AUWETER-KURTZ, M. Deutsche Patentanmeldung *A 60 676 g Antriebssysteme, insbesondere für Kleinsatelliten* vom 14.11.2008, Anmelde­nummer de 10 2008 058 723. Deutsches Patent- und Markenamt.
- [87] NAWAZ, A., LAU, M., HERDRICH, G., AUWETER-KURTZ, M. Investigation of the magnetic field in a pulsed plasma thruster. *AIAA Journal, to be published*, 2008.
- [88] PALUMBO, D.J. Solid propellant pulsed plasma propulsion for n-s station keeping. In *AIAA Paper 79-2097*, 1979.
- [89] PALUMBO, D.J., BEGUN, M. Plasma acceleration in pulsed ablative arc discharges. Final report period 1974-1977, Fairchild Industries Inc., 1977.
- [90] PALUMBO, D.J., GUMAN, W.J. Effects of propellant and electrode geometry on pulsed ablative plasma thruster performance. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 13:163–167, 1976.
- [91] PALUMERI, S. Initial start-up and investigation of a modular ablative pulsed magnetoplasma dynamic thruster. Diplomarbeit, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 2004.
- [92] PETER, G. Eichung von Magnetfeldsonden im Frequenzbereich von 50Hz bis 65MHz mit Helmholtzspulen. Diplomarbeit, Institut für Plasmaforschung, Universität Stuttgart, 1972.
- [93] PHILLIPS, R.C., TURNER, E.B. Construction and calibration techniques of high frequency magnetic probes. *Review of Scientific Instruments*, 36(12):1822–1825, 1965.
- [94] POPOV, G.A., ANTROPOV, N.N. Ablative ppt. new quality, new perspectives. *Acta Astronautica*, 59:175–180, 2006.
- [95] POPOV, G.A., ANTROPOV, N.N. Development of next generation appt at riame. In *IEPC-2007-134, 30th International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, 2007.
- [96] POPOV, G.A., ANTROPOV, N.N., JAKOLEV, V.N., TYUTIN, W.K., KAZEEV, M.N., KOZLOV, V.F. Appt heat fluxes measurement and calculation. In *IEPC-2007-132, 30th International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, 2007.
- [97] POPOV, G.A., ANTROPOV, N.N., KAZEEV, M.N., KHODNENKO, V.P. DUBROVINSKYI, Y.V. Pulsed plasma thruster propulsion technology for small satellite. In *28th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France, 2003.
- [98] POTTINGER, S., SCHARLEMANN, C. Micro pulsed plasma thruster development. In *IEPC-2007-125, 30th International Electric Propulsion Conference*, Florence, Italy, Sept. 2007.



- [99] RAYBURN, C., CAMPBELL, M., HOSKINS, W.A., CASSADY, R.J. Development of a micro pulsed plasma thruster for the dawgstar nanosatellite. In *AIAA-2000-3256, 36th Joint Propulsion Conference*, Huntsville, Alabama, USA, 2001.
- [100] SCHLIPF, M., SCHUSTER, M. *Konstruieren mit PTFE*. Verlag Moderne Industrie, Bibliothek der Technik, München, 2 edition, 2007.
- [101] SCHÖNHERR, T., NAWAZ, A., 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*, to be published, 2008.
- [102] SHAW, P., LAPPAS, V.J. Mathematical modeling of high efficiency pulsed plasma thrusters for microsatellites. In *IAC-06-C4.P.4.4., 57th International Astronautical Congress*, Valencia, Spain, October 2006.
- [103] SOLBES, A., VONDRA, R.J. Development of a solid fuel-pulsed electric microthruster. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 10(6), 1973.
- [104] SOMMERFELD, A. *Vorlesungen über Theoretische Physik*. Verlag Harri Deutsch, 2001. Band III, Elektrodynamik.
- [105] SPANJERS, G.G., LOTSPEICH, J.S., MCFALL, K.A., SPORES, R.A. Propellant losses because of particulate emission in a pulsed plasma thruster. *Journal of Propulsion and Power*, 14(4), 1998.
- [106] SPANJERS, G.G., MALAK, J.B., LEIWEKE, R.J., SPORES, R.A. The effect of propellant temperature on efficiency in a pulsed plasma thruster. In *AIAA Paper 97-2920*, 1997.
- [107] SPANJERS, G.G., MCFALL, K.A., GULCZINSKI, F.S., SPORES, R.A. Investigation of propellant inefficiencies in a pulsed plasma thruster. In *IEPC-2003-292, International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, Frankreich, 2003.
- [108] STARK, K.W., DENIS, T., MCHUGH, D., WILLIAMS, T. Design and development of a micropound extended range thrust stand (MERTS). Nasa tn d-7029, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, 1971.
- [109] TANKERSLEY, L.L., MOSCA, E.P. Introducing faraday's laws. Note, United States Naval Academy, Annapolis, MD, July 2005.
- [110] THOMASSEN, K. I., VONDRA, R. J. Exhaust velocity studies of a solid teflon pulsed plasma thruster. *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 9(1):61–64, 1972.
- [111] UEZU, J., IIO, J. Study on pulsed plasma thruster configuration to expand impulse bit range. In *IEPC-2005-234, International Electric Propulsion Conference*, 2005.
- [112] VONDRA, R., THOMASSEN, K., SOLBES, A. A pulsed electric thruster for satellite control. In *Proceedings of the IEEE*, Feb. 1971.
- [113] VONDRA, R.J. The MIT Lincoln Laboratory pulsed plasma thrusters. In *AIAA-76-998, International Electric Propulsion Conference*, Key Biscayne, Florida, 1976.
- [114] VONDRA, R.J. One millipound pulsed plasma thruster development. New Orleans, Louisiana, USA, 1982.
- [115] VONDRA, R.J., SOLBES, K.A. Analysis of solid teflon pulsed plasma thruster. *Journal of Spacecraft*, 7(12), 1970.

- [116] ZHURIN, V.V., POROTNIKOV, A.A., SHADOV, V.P. Electric propulsion research and development in the USSR. In *AIAA-76-1073, International Electric Propulsion Conference*, Key Biscayne, Florida, 1976.
- [117] ZIEMER, J.K. Performance measurements using a sub-micronewton resolution thrust stand. In *IEPC-01-238, 27th International Electric Propulsion Conference*, Pasadena, California, Oct. 2001.
- [118] ZIEMER, J.K. *Performance Scaling of Gas-Fed Pulsed Plasma Thrusters*. Dissertation, Princeton University, 2001.
- [119] ZIEMER, J.K., CHOUEIRI, E.Y. Dimensionless performance model for gas-fed pulsed plasma thrusters. In *AIAA-98-3661, 34th Joint Propulsion Conference*, Cleveland, USA, 1998.
- [120] ZIEMER, J.K., CHOUEIRI, E.Y., JAHN, R.G. Scaling laws for pulsed electric propulsion with application to the Pluto Express Mission. In *24th International Electric Propulsion Conference*, Moscow, Russia, 1995.
- [121] ZIEMER, J.K., MARKUSIC, T.E., CHOUEIRI, E.Y., BIRX, D. Effects of ignition on discharge symmetry in gas fed pulsed plasma thrusters. In *AIAA-98-3803, Joint Propulsion Conference*, Cleveland, USA, 1998.

# Lebenslauf

Geboren am 25. Juni 1978 in Biberach an der Riß.

## Ausbildung

1984-1988	Grundschule Neulingen/Bauschlott
1988-1997	Keplergymnasium Pforzheim
1997-2003	Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart
6/2002-12/2002	Studienarbeit, Institut für Raumfahrtsysteme: <i>Designoptimierung eines induktiv beheizten Plasmagenerators</i>
2/2003-8/2003	Diplomarbeit, Institut für Regelungstechnik: <i>The Sensor System for Fine Guiding the SNAP Satellite, University of California, Berkeley, California, U.S.A</i>
10/2003	Abschluss: Diplom-Ingenieurin Luft- und Raumfahrttechnik

## Berufliche Tätigkeiten

1998-1999	Tutorin Experimentalphysik, Physikalisches Institut, Universität Stuttgart
1999	Wissenschaftliche Hilfskraft am ...Boston, Massachusetts, USA
2000-2002	Tutorin am Institut für Mechanik, Universität Stuttgart
2001-2002	Wissenschaftliche Hilfskraft, Institut für Raumfahrtsysteme, Universität Stuttgart
10/2003-2/2008	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Institut für Raumfahrtsysteme, Arbeit innerhalb des vom Deutschen Zentrum für Luft und Raumfahrt geförderten Projektes <i>Entwicklung, Realisierung und Qualifikation eines instationär gepulsten MPD Triebwerks für den Primärantrieb und die Lageregelung eines Kleinsatelliten, technische Projektleitung</i>

## Auszeichnungen

2007	DuPont Plunkett Award für die Neuartige Verwendung von Teflon <sup>R</sup>
2005	Amelia Earhart Preis