

Dissertation

Entwicklung, Erprobung und Vergleich verschiedener Diagnostiken zur sub-mN-Schubmessung von elektrischen Raumfahrtantrieben

Steffen Scharmann

Dez 2022

Dissertation

**Entwicklung, Erprobung und
Vergleich verschiedener Diagnostiken
zur sub-mN-Schubmessung von
elektrischen Raumfahrtantrieben**

zur Erlangung des akademischen Grades
Dr. rer. nat.

an der

**Justus-Liebig-Universität Gießen
I. Physikalisches Institut**

12. Oktober 2023

vorgelegt von:	Steffen Scharmann
im:	Dez 2022
Erstgutachter:	Prof. Dr. Peter J. Klar
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Markus Thoma

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Ich stimme einer evtl. Überprüfung meiner Dissertation durch eine Antiplagiat-Software zu. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten.

Abstract

The aim of this PhD thesis is to develop and validate different approaches for determining the thrust of electric thrusters. For this purpose, a thrust balance based on the principle of an inverse pendulum was used for direct thrust measurements. On the other hand, a thrust pendulum in combination with a Faraday-array for indirect thrust measurement was developed and tested. Furthermore, the thrust was additionally determined indirectly via a beam profile and energy measurement and compared with the results of the other approaches. The advantages of indirect thrust measurement are that disturbances due to supply lines of the engine can be completely avoided. In addition, the indirect thrust measurement can be performed independently of the thruster weight and can thus be used for a wide range of thruster sizes. The disadvantage of this method is that it is not possible to measure the thrust of thrusters with a very divergent beam without affecting the thrusters performance, since the measurement would have to be made directly in front of the engine. For this reason, exact thrust determination for thrusters such as HET-thrusters or ECR-thrusters is only possible using direct measurement methods via thrust balances. To demonstrate the functionality of the thrust balance and indirect thrust measurements, an ACFT from Airbus in Friedrichshafen was measured using the thrust balance from Friedrichshafen and JLU. The comparison of the results shows good agreement .

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	11
Tabellenverzeichnis	17
Abkürzungsverzeichnis	19
1 Einleitung	21
2 Was ist Schub?	23
2.1 Schuberzeugung bei chemischen Triebwerken	25
2.2 Schuberzeugung bei verschiedenen elektrischen Triebwerken	27
3 Methoden zur Schubbestimmung	31
3.1 Direkte Schubmessung mit Hilfe von Schubwaagen	31
3.1.1 Hängendes Pendel	33
3.1.2 Inverses Pendel	35
3.1.3 Torsionspendel	36
3.2 Indirekte Schubbestimmung	37
3.2.1 Schubpendel	37
3.2.2 Schubberechnung aus dem Strahlprofil und der Strahlenergie	42
4 Apparativer Aufbau: Testanlage, Schubwaagen und Schubpendelaufbau	47
4.1 Vakuum-Testanlage BigMac-Evo	47
4.2 Vakuum-Testanlage Jumbo	48
4.3 Aufbau der verwendeten Schubwaage	50
4.4 Aufbau des verwendeten Schubpendels	54
4.5 Aufbau der verwendeten Strahldiagnostik	60
4.5.1 Faraday-Zeile	60
4.5.2 Parallel-Platten-Analysator (PPA)	61
5 Messungen mit den entwickelten Messmethoden zur Schubbestimmung	63
5.1 Schubbestimmung mittels der Schubwaage	63
5.1.1 Kaltgastriebwerk	63
5.1.2 HEMP-Triebwerk	67
5.1.3 EZR-Triebwerk	69
5.1.4 Advanced Cusp Field Thruster	72
5.1.5 RIT 4	74

5.2 Schubbestimmung mittels des Schubpendels	75
6 Fazit und Zusammenfassung	79
Literatur	85

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schuberzeugung durch das Rückstoßprinzip	24
2.2	Schematische Darstellung eines chemischen Triebwerks mit flüssigen Treibstoff.	26
2.3	Die am meist verbreiteten elektrischen Triebwerke in schematischer Darstellung: a) resistojet b) arcjet c) Hall Triebwerk d) HEMP Triebwerk e) EZR-Triebwerk f) RIT g) electron bombardment Triebwerk h) FEEP [4] .	28
2.4	Dieses Schema zeigt ein RIT mit seinem Extraktionssystem bestehend aus drei Gittern. G1 ist das sogenannte „Screen grid“, welches auf einem hohen positiven Potential Φ_{scr} liegt, G2 wird als Beschleunigungsgitter bezeichnet und liegt auf einem hohen negativen Potential Φ_{acc} und das dritte Gitter G3 ist meistens mit dem Triebwerkskörper verbunden und liegt auf $\Phi_0 = 0$ V. Außerdem besteht das Triebwerk aus einem zylindrischen oder sphärischen Entladungsgefäß aus Quarzglas oder einer Keramik wie Bornitrid oder Aluminiumoxid in dessen Mitte ein Gaseinlass für die Gasversorgung eingelassen ist. Um dieses herum ist eine Kupferspule gewickelt, über die das Hochfrequenz-Signal ins Innere des Entladungsgefäß einkoppelt wird.	29
3.1	Kräfte-Diagramm eines Triebwerks am hängenden Pendel. Das Drehmoment durch den Schub $M_T = T(t)l_p \cos \Theta$	33
3.2	Schematische Darstellung einer Schubwaage mit zwei baugleichen hängenden Pendel, a) Dämpfungsgewicht, b) Drehlager, c) Auslenkungssensor, d) Pendelarm, e) das zu testende Triebwerk bzw. der Dummy [25]	34
3.3	a) Einfaches inverses Pendel, b) inverses Doppelpendel mit der Möglichkeit durch Gegengewichte im unteren Bereich der Waage das System zu stabilisieren	35
3.4	Torsionswaage, bei der die Torsion des senkrecht gespannten Drahtes ein Drehmoment bewirkt, das dem des Schubes entgegenwirkt.	36
3.5	Schematische Darstellung der Kraftsonde im Triebwerksstrahl und eine CAD-Zeichnung von dem Messteil der Sonde ohne das komplette Stativ. .	38
3.6	Schematische Darstellung der Divergenzwinkelherleitung für ein elektrisches Triebwerk. Der Divergenzwinkel α_{div} ist definiert als der Winkel zur Strahlachse, dessen Kegelmantel 95,4 % des Strahls, was dem gaußschen Strahlprofil der 4σ -Umgebung entspricht, einschließt. Der Abstand l beschreibt hier den Abstand zwischen dem Gittersystem des Triebwerks und der Detektionsebene.	39

3.7	a) Darstellung einer Faraday-Zeile, welche die Faraday-Becher in einer geraden Ebene angeordnet hat und mittels 2-Achsenverfahrenheit 3D-Profilen aufzeichnen kann.	43
3.8	RPA Detektor mit 3 Gittern auf der linken Seite. Auf der rechten Seite ist der Stromverlauf gegenüber des Gegenpotentials (rot) für ein RIT aufgetragen, außerdem ist die Ableitung des Stromverlaufs nach dem Gegenpotential (blau) zu sehen.[43]	44
3.9	PPA Detektor Zwischenelektroden, um ein homogeneres E-Feld zu erzeugen, mit E-Feldlinien in blau und dem Strahlverlauf der Ionen im Inneren des Detektors. Die Simulation wurde mit SIMION durchgeführt. Auf der rechten Seite ist der zur Verwendung des Detektors nötige Schaltplan dargestellt	46
4.1	Testanlage BigMac-Evo mit Pumpenkonfiguration	48
4.2	Testanlage Jumbo mit seiner Pumpenkonfiguration	49
4.3	Vergleich zwischen der alten Schubwaagenversion (links) und dem neuen Setup (rechts). Hier wurde der kapazitive Abstandssensor durch ein hochpräzises Interferometer von attocube (gelb) ersetzt. Die Voice Coil zur Kalibrierung wurde durch einen Kondensator (blau) ersetzt, mit dem die Schubwaage elektrostatisch kalibriert werden kann. Außerdem wurde noch eine Vorrichtung ergänzt, die es ermöglicht, mit Kalibriergewichten die Schubwaage zu kalibrieren (orangene Faden). Um hochfrequente Störungen zu dämpfen, wurde eine Wirbelstrombremse installiert (lila).	51
4.4	Schematische Darstellung des überarbeiteten und verwendeten Setups mit einem montierten Triebwerk.	52
4.5	Kalibrierungen im Vergleich	53
4.6	Schematische Darstellung der Anordnung von der Spiegelposition, an der die Auslenkung bestimmt wird (x_0), der Position der Kalibrierspule (L_2) und der Position, an der die Kraft an der Sonde angreift (L_1).	56
4.7	Auf der linken Seite ist in dem Graph der Kalibrierungsverlauf der Spule zu sehen, die später zur Kalibrierung der Schubsonde verwendet wird. Dabei ist die aus dem Tauchspulenstrom resultierende Kraft gegen den Tauchspulenstrom aufgetragen. Die Messung wurde mit verschiedenen Schrittweiten durchgeführt. Der Mittelwert der Steigung und die Messunsicherheit aus der maximalen Abweichung betragen $(0,4585 \pm 0,0035) \frac{\text{mN}}{\text{mA}}$. Auf der rechten Seite ist der Kalibrierungsverlauf der Schubsonde mittels der im linken Bild kalibrierten Spule aufgetragen. Hierbei ist die wirkende Kalibrierkraft auf die Sonde gegen die Auslenkung dieser aufgetragen worden. Die Steigung beträgt $(0,0410 \pm 0,0020) \frac{\text{mN}}{\mu\text{m}}$	57
4.8	Die durch die verwendete Voice Coil erzeugte Kraft aufgetragen gegen den über die Spule fließenden Strom. Hierbei wurde die Eintauchtiefe der Spule in den Permanentmagneten von 0 mm (schwarze Quadrate), über 1,5 mm, bis zu 3 mm variiert.	58

- 4.9 a) Technische Zeichnung der verwendeten Faraday-Zeile auf einer xy -Linearverfahreinheit. Mit diesem Aufbau können 3D-Strahlprofile aufgenommen werden. Zur besseren örtlichen Auflösung sind in der Mitte der Zeile die Abstände der Faraday-Becher dichter als außen an den Rändern.
 b) Ein Intensitäts-Strahlprofil-Plot aufgenommen an dem verwendeten RIT-4. 60
- 4.10 Links ist eine Skizze eines PPA's inkl. elektrischem Feld und in diesem abgelenkten Ionenstrahl dargestellt. Auf der rechten Seite ist der Vergleich zwischen einer mit dem PPA aufgenommenen experimentellen Kurve (rot) und dem Ergebnis der Simulation mittels SIMION (schwarz) dargestellt . . 61
- 5.1 Skizze eines Kaltgastriebwerkes mit verblockter Strömung im Inneren. Zu dieser kommt es, wenn für die Drücke p_1 und p_2 die Bedingungen aus Tabelle 5.1 erfüllt sind. 63
- 5.2 In dem linken Graphen ist die gemessene Schubkurve (orangene Quadrate) und der abgeschätzte Schub (grüne Linie) erzeugt durch Stickstoff als Treibstoff dargestellt. Das Verhältnis beider Steigungen zueinander beträgt 1,61. Der rechte Graph zeigt das Gleiche mit Argon als Treibstoff. Das Verhältnis beträgt 1,69. Die Messunsicherheit wurde bei beiden Messungen aus dem Fehler der linearen Regression bestimmt. Es scheint sich um eine systematische Abweichung zu handeln. 65
- 5.3 Kalibrierungen für die Messung mit dem Kaltgastriebwerk. Zum einen die elektrostatische Kalibrierung (orangene Kreise) und zum anderen die Kalibrierung mit den definierten Massen (graue Quadrate). Die Messunsicherheiten ergeben sich für die Massen aus der maximalen Abweichung von der Geraden und für die elektrostatische Kalibrierung aus der Fehlerfortpflanzung der fehlerbehafteten Größen 65
- 5.4 Hier wird die Schubmessung mit Stickstoff (orangene Kreise) und mit Argon (graue Quadrate) verglichen. Hierzu wurde der jeweilige lineare Verlauf der Messpunkte mit einer Geraden gefittet, um das Verhältnis zwischen den Steigungen vergleichen zu können. Die Messunsicherheit wurde jeweils aus der Unsicherheit der Kalibriergeraden bestimmt. . . . 66

- 5.5 Der gemessene Schub (orangene Kreise) im Vergleich mit erwarteten Schubabschätzungen mit einer Beschleunigungsspannung von 300 V und verschiedenen Ladungszuständen der Ionen im Plasma. Geht man davon aus, dass nur Xe^+ extrahiert werden erhält man die grüne Gerade. Würden nur Ionen mit $q = \text{Xe}^{2+}$ extrahiert werden, würde man die schwarze Linie erhalten. Versucht man den abgeschätzten Schub dem gemessenen auf diese Weise anzunähern, erhält man mit einem Anteil von 63 % an Xe^{2+} -Ionen eine gute Übereinstimmung. Allerdings erscheint das etwas viel und es ist zu vermuten, dass die Beschleunigungsspannung durch das E-Feld im Plasma deutlich über den an der Anode angelegten 300 V liegt. Außerdem ist bei der Abschätzung keine Strahldivergenz berücksichtigt. Deshalb lassen die dargestellten Kurven lediglich vermuten, dass es einen nennenswerten Anteil an doppelt geladenen Ionen an dem Ionenstrahl gibt. 68
- 5.6 Schema eines Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Triebwerks (EZR-T). Es besteht im wesentlichen aus einem Hohlzylinder durch dessen Mitte eine Antenne von außen in die Plasmakammer ragt. Über diese Antenne wird eine Mikrowelle mit 2,45 GHz in das Triebwerk geleitet. Rund um diese Antenne sind die Gaseinlässe angeordnet durch die der Treibstoff in das Triebwerk eingelassen wird. Mit dem Permanentmagnet hinter dem Triebwerk wird ein divergentes Magnetfeld in der Plasmakammer erzeugt. Dieses erzwingt eine Zyklotronfrequenz der Elektronen von 2,45 GHz, die auf die Mikrowelle abgestimmt ist. Dadurch werden die Elektronen in dieser Zone effektiv geheizt und können somit den Treibstoff ionisieren. Über das divergente Magnetfeld und die ambipolare Diffusion werden die Ladungsträger, positive wie negative, aus dem Triebwerk heraus beschleunigt. 69
- 5.7 Man sieht ein ECR-200-PM5-v4 mit dem Hohlraumresonatoren für die Mikrowellenversorgung, auf der Schubwaage montiert. 70
- 5.8 Links: Schub eines ECR-200-PM5 mit bis zu 200 W eingekoppelter Mikrowellenleistung gegen die Leistung und den Massenfluss aufgetragen
Rechts: Schubmessungen mit einem ECR-200-PM5 aufgetragen gegen den Hintergrunddruck in der Testkammer 71
- 5.9 ACFT aus Friedrichshafen auf der Schubwaage von Friedrichshafen gemessen (orangene Kreise) und auf der Schubwaage der JLU gemessen (grüne Dreiecke). Die Fehler der Schubwaage aus Friedrichshafen wurden mit 4 % angegeben, die der JLU ergeben sich aus der größten Abweichung zum Mittelwert eines Messwertes. Die maximale Abweichung zwischen den Messwerten ist 10 % bei $U_{\text{Anode}} = 700 \text{ V}$ und $I_{\text{Anode}} = 110 \text{ mA}$ 73

- 5.10 a) Diese drei Messungen stehen exemplarisch für die 2D-Messungen an dem verwendeten RIT 4 und zeigen, dass der Divergenzwinkel kaum von dem extrahierten Strahlstrom beeinflusst wird. Außerdem ist noch eine Gauss-Kurve eingefügt, mit der die Strahlstromverläufe angefittet wurden, um den Divergenzwinkel von $\alpha = 16^\circ \pm 0,5^\circ$ zu bestimmen.
- b) Der Schub eines RIT 4 gemessen mit der in der JLU entwickelten Schubwaage (orangene Kreise), verglichen mit dem Schub bestimmt aus dem Strom am Screen-Grid I_{screen} und dessen Spannung $U_{\text{tot}} = 1045\text{V}$ unter Berücksichtigung eines Divergenzwinkels von $\alpha = 16^\circ$, der sich aus den 2D-Strahlprofilen ergibt (grüne Gerade). 74
- 5.11 a) Die Gewichtskraft der Kalibriermassen aufgetragen gegen die effektive Auslenkung des Schubpendels s_{eff} ergeben einen linearen Zusammenhang, der mit Gleichung 5.5 beschrieben werden kann.
- b) Die Kraft und die Auslenkung aufgetragen gegen den Strom der geladenen Teilchen, die auf das Target I_{target} des Schubpendels treffen. Es wurde wie in Kapitel 4.4 ein poröses Graphittarget verwendet. Zum Vergleich wurden zwei verschiedene Treibstoffe bei ähnlichen Strahl- und Targetströmen getestet. Zum einen kam Xenon zum Einsatz (orangene Kreise) und zum anderen wurde Krypton eingesetzt (graue Quadrate). Die Fehler ergeben sich aus der Fehlerfortpflanzung durch die Unsicherheit aus der Kalibriergeraden. 75
- 5.12 a) Der Schub ist gegen den Strahlstrom aus dem Triebwerk aufgetragen. Zum einen ist der Schub über die Messung des Schubpendels via Schubdichte auf das Target mittels Formel 3.14 bestimmt worden (orangene Kreise), zum anderen ist der Schub aus der Messung mit dem Schubpendel über die Formel 3.17 und die Stromdichte auf das Target ohne Berücksichtigung der CEX bestimmt worden (graue Quadrate). Außerdem wurde der Schub aus dem I_{scr} und U_{scr} unter Berücksichtigung des Divergenzwinkels α bestimmt worden (grüne Linie).
- b) Neutralgasdichte aus der Messung mit dem Schubpendel unter Verwendung von Formel 3.18 bestimmt 77
- 6.1 Vergleich der Schubwaagenmessung (blaue Kreise) und der Schubmessung via Schubpendel (schwarze Dreiecke) mit dem Schub berechnet aus der Strahlprofilmessung und Strahlenergiemessung (grüne Gerade) 81

Tabellenverzeichnis

2.1	Vergleich der wesentlichen charakteristischen Merkmale von elektrischen und chemischen Triebwerken die für verschiedene Missionen entwickelt wurden. Die Daten stammen aus [4, 18, 19, 20]	25
2.2	Vergleich der wichtigsten Kenndaten verschiedener elektrischer Triebwerkstypen [4]	28
4.1	Simulation des verwendeten PPAs mittels „SIMION“ , um die praktisch bestimmte Spektrometerkonstante k verifizieren zu können. Hierzu wurden für zwei verschiedene Ionenenergien die nötigen Ablenkspannungen bestimmt und daraus die Spektrometerkonstante berechnet.	62
5.1	Isentropenexponent κ , Verhältnis der Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstanter Volumen und Verhältnis von kritischem Druck p^* zu dem Eingangsdruck p [49]	64
6.1	Verschiedene Triebwerke und ihre Schub zu Gewichtsverhältnisse	79

Abkürzungsverzeichnis

ESA	European Space Agency
JLU	Justus-Liebig-Universität
GEO	Geostationary Earth Orbit
MPDT	Magnetoplasmdynamics thruster
EZR-T	Elektron-Zyklotron-Resonanz-Triebwerk
HET	Hall-Effekt-Triebwerk
HEMPT	Hoch-Effizientes-Mehrstufiges-Plasma-Triebwerk
GIT	Gitter-Ionen-Triebwerk
RIT	Radiofrequenz-Ionen-Triebwerk
DGL	Differentialgleichung
SRIM	Stopping and Range of Ions in Matter-Software
RPA	Retarding-Potential-Analyser
PPA	Parallelplatten-Analysator
HTPB	Hydroxyl-terminiertes Polybutadien
LOX	flüssiger Sauerstoff
LH2	flüssiger Wasserstoff
NH3	flüssiger Wasserstoff
Xe	Xenon
Kr	Krypton
Ar	Argon
I2	molekulares Jod
N2	molekularer Stickstoff
H2	molekularer Wasserstoff

1 Einleitung

Seit 1961 der Russe Yuri Gagarin als erster Mensch mit dem Raumschiff „Wostock 1“ in das Weltall gelangte [1], hat sich die Raumfahrt rasant weiterentwickelt. Mit „Telstar 1“ wurde ein Jahr später der erste Kommunikationssatellit in das All befördert [2]. Heute ist es für die allermeisten Menschen selbstverständlich, die Vorteile solcher Satelliten zu nutzen, wie zum Beispiel beim Empfang von TV-Programmen, der Navigation über das Smartphone via Satellit oder auch bei der Telekommunikation. Die meisten dieser Satelliten befinden sich in dem GEO (Geostationary Earth Orbit). Dieser zeichnet sich dadurch aus, dass Satelliten in diesem Orbit einmal pro Tag die Erde umlaufen, d.h. sich im Idealfall immer über derselben Stelle auf der Erdoberfläche befinden. Der GEO erstreckt sich von 35800 km Entfernung zum Äquator bis zu 41700 km zu weiter entfernten Teilen der Erdoberfläche. Um in dieser Entfernung einmal um die Erde kreisen zu können, benötigen Satelliten eine Geschwindigkeit von rund 3 km/s [3]. Durch verschiedene Kräfte, wie Reibung und Gravitation, kommen Satelliten von der gewünschten Bahn ab. Diese Reibungseffekte müssen durch den Schub von Triebwerken zur Bahn- und Lageregelung kompensiert werden, damit die Satelliten nicht aus der Bahn geraten. Hierzu werden kleinere Triebwerke benötigt, die über die Eigenschaft verfügen, kleine Schübe gezielt erzeugen zu können. Zunächst wurden diese durch chemische Triebwerke realisiert, mittlerweile werden auf diesem Gebiet vermehrt elektrische Triebwerke eingesetzt [4].

Elektrische Triebwerke kommen auch immer mehr als Haupttriebwerke zum Einsatz, zum Beispiel bei interplanetarischen Missionen wie BepiColombo [4]. Insbesondere bei wissenschaftlichen Missionen wie bei LISA Pathfinder, bei der es auf sehr präzise Lageregelung und somit auch sehr genau dosierbare Schübe ankommt, können elektrische Triebwerke ihre Stärken hervorbringen. Bei all diesen Einsatzmöglichkeiten zeigt sich immer wieder, dass der Schub eine der wichtigsten Kenngrößen eines Triebwerks ist, egal ob elektrisches oder chemisches Triebwerk. Am Ende entscheidet der Schub bzw. der Schubbereich darüber, ob ein Triebwerk für einen bestimmten Zweck einsetzbar ist. Elektrische Triebwerke zeichnen sich durch einen hohen spezifischen Impuls aus, können aber im Vergleich zu chemischen Triebwerken nur einen geringen Schub liefern. Der Schub chemischer Triebwerke ist groß genug, um mit Kraftmesszellen gemessen werden zu können. Der Schub elektrischer Triebwerke ist deutlich geringer und muss mit wesentlich empfindlicheren Messmethoden, wie z.B. Schubwaagen gemessen werden.

Ziel dieser Arbeit war es, eine solche Schubwaage zur Messung von elektrischen Triebwerken im Schubbereich von 1 mN – 20 mN zu entwickeln, anschließend in Betrieb zu nehmen und ihre Funktionalität zu zeigen. Hierzu wurden vergleichende Messungen mit einem Triebwerk auf der entwickelten Schubwaage und einer externen Schubwaage durchgeführt, welche bereits von der ESA validiert wurde und auf die sich Kunden wie Airbus verlassen [5]. Bei Schubwaagen handelt es sich typischerweise um Pendelstrukturen, da es bei dieser

Bauweise möglich ist, den Schubvektor und den Schwerkraftvektor zu unterscheiden [6], d. h. die beiden Effekte zu trennen. Es gibt drei Hauptkonzepte solcher Schubwaagen, die auf einem konventionellen, einem inversen bzw. einem Torsionspendel basieren [7]. Das Triebwerk ist im Allgemeinen am Ende des Pendelarms angebracht und lenkt diesen durch den erzeugten Schub aus. Misst man nun diese Auslenkung, kann man darüber den Schub des Triebwerkes bestimmen. Später werden die unterschiedlichen Konzepte noch genauer erläutert.

Die Messung kleiner Schubkräfte ist schwierig und kann leicht durch Störfaktoren beeinflusst werden, beispielsweise durch die von dem Pumpsystem verursachten Schwingungen der Prüfkammerwand, die Erwärmung der Elektronik und der Biegeelemente der Waage während des Betriebs des Triebwerkes, die Steifigkeit der elektrischen Leitungen oder der Treibstoffzufuhr u.s.w.

Es gibt aber auch Möglichkeiten, den von elektrischen Triebwerken erzeugten Schub indirekt zu bestimmen, hierzu wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Konzepte entwickelt und verwendet, deren Ergebnisse -in späteren Kapiteln vorgestellt und mit den Ergebnissen der Schubwaage verglichen- eine gute Übereinstimmung zeigen.

2 Was ist Schub?

Der Schub ist eine Kraft, also ein Impulsübertrag pro Zeit. Nach dem Rückstoßprinzip, welches durch Newtons 3. Axiom beschrieben wird, wirkt auf ein System, wenn dieses gerichtet Masse ausstößt, eine solche Impulsänderung pro Zeit, solange Masse ausgestoßen wird. Als Schub bezeichnet man die Kraft, die durch die ausgestoßene Masse auf die Rakete wirkt. Diese ist entgegengesetzt der Richtung des Massenausstoßes ausgerichtet und sorgt so für die Beschleunigung einer Rakete oder eines Flugzeugs. Speziell bei Raketen- und Strahltriebwerken wird mit dem Schub als Kenngröße die Leistungsfähigkeit des jeweiligen Triebwerks beschrieben. Unter der Annahme, dass keine äußeren Kräfte auf die Rakete und den ausgestoßenen Treibstoff wirken, bleibt der Gesamtimpuls erhalten. Die Treibstoffteilchen verlassen das Triebwerk mit einer Geschwindigkeit \vec{u} relativ zur Rakete, der sogenannten Austrittsgeschwindigkeit. Zum Zeitpunkt t hat die Rakete die Masse m_R und die Geschwindigkeit \vec{v}_R , [8]. Um nun den Schub T_R berechnen zu können, betrachtet man die Impulsänderung der Rakete im Bezugssystem der Rakete zum Zeitpunkt $t + \Delta t$, denn dann gilt [9, 10]:

$$\Delta \vec{p}_R = -\vec{u} \cdot \Delta m, \quad (2.1)$$

wobei Δm die Masse des ausgestoßenen Treibstoff im Zeitintervall Δt beschreibt. Im Grenzwert $\Delta t \Rightarrow 0$ erhält man daraus

$$\frac{dp_R}{dt} = -\vec{u} \cdot \frac{dm}{dt}, \quad (2.2)$$

als Kraft, die die Rakete nach vorne antreibt. Diese Kraft wird auch Schub genannt. $\frac{dm}{dt}$ wird auch als \dot{m} bezeichnet und steht für den Treibstoffausstoß pro Zeit der auch Massenstrom genannt wird. Also gilt für den Schub T_R

$$\vec{T}_R = \frac{d\vec{p}_R}{dt} = -\vec{u} \cdot \dot{m}. \quad (2.3)$$

Um die maximale Geschwindigkeit einer Rakete bestimmen zu können, muss die Anfangsgeschwindigkeit v_R und Startmasse m_R der Rakete mitberücksichtigt werden. Daraus ergibt sich für die Impulsänderung der Rakete zum Zeitpunkt dt

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = m_R \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} - dm \cdot \vec{u}, \quad (2.4)$$

wobei \vec{u} als parallel zu \vec{v}_R gerichtet definiert ist, sodass in Gleichung 2.4 ein negatives Vorzeichen erscheint. Durch die Impulserhaltung gilt für den Gesamtimpuls $\frac{d\vec{p}}{dt} = 0$ und somit erhält man durch Variablentrennung

$$d\vec{v} = \vec{u} \frac{dm}{m_R} \cdot dt. \quad (2.5)$$

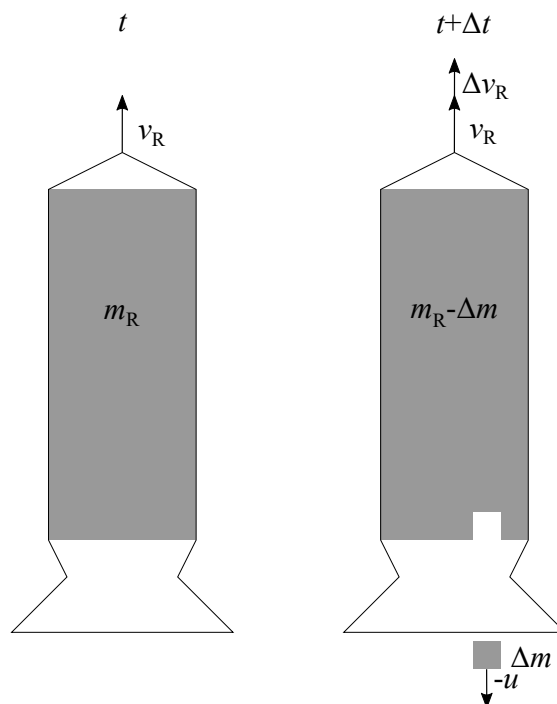


Abbildung 2.1: Schuberzeugung durch das Rückstoßprinzip

Für die Integration gilt, dass \vec{v} in den Grenzen \vec{v}_R als Anfangsgeschwindigkeit und \vec{v}_{\max} als Endgeschwindigkeit und die Masse in den Grenzen m_R als Startmasse und m_E als Endmasse vorgenommen werden soll. Daraus ergibt sich für die maximale Endgeschwindigkeit

$$\vec{v}_{\max} = \vec{u} \ln \left(\frac{m_R}{m_E} \right) + \vec{v}_R . \quad (2.6)$$

Beim Start einer Rakete, entscheidet zunächst der erzeugte Schub der Triebwerke darüber, ob die Rakete abheben kann. Hier muss der Schub größer sein als die Gewichtskraft der Rakete m_R . Ist dies gelungen, entscheidet die Endgeschwindigkeit der Rakete \vec{v}_{\max} darüber, ob die Rakete das Schwerefeld der Erde verlassen kann. Denn nur wenn diese größer ist als die sogenannte Fluchtgeschwindigkeit der Erde mit ungefähr $v_{\text{Flucht}} = 11,2 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ kann das Raumfahrzeug das Schwerefeld der Erde verlassen. Um die Masse einer Rakete auf diese Geschwindigkeit zu beschleunigen, werden große Schübe benötigt. Je weiter man sich nun von der Erde entfernt, desto schwächer wirkt die Erdanziehung auf die Rakete so dass anschließend mit kleineren Schüben gearbeitet werden kann. Zum Erreichen bestimmter Erdumlaufbahnen können nach Verlassen der Erdatmosphäre auch elektrische Triebwerke eingesetzt werden und dort auch die Lage regeln.

Gleichung 2.3 zeigt, dass große Schübe entweder durch den Einsatz von viel Treibstoff oder durch hohe Austrittsgeschwindigkeiten erreicht werden können. Da jede Rakete Nutzlast transportieren soll und die Gesamtmasse begrenzt ist, soll so wenig Treibstoff wie möglich eingesetzt werden. Deshalb ist es umso wichtiger, mit möglichst wenig Treibstoff

Tabelle 2.1: Vergleich der wesentlichen charakteristischen Merkmale von elektrischen und chemischen Triebwerken die für verschiedene Missionen entwickelt wurden. Die Daten stammen aus [4, 18, 19, 20]

	Art des Triebwerks	Name des Triebwerks	Leermasse	Treibstoffmasse	Schub	spez. Impuls	Brennzeit
Ariane 5 ECA	Feststoff-Booster	P-241	3,8 t	240 t (HTPB)	7000 kN	275 s	130 s
	Kryogene-Hauptstufe	Vulcain 2	14,7 t	146,2 t (LOX)	1390 kN	432 s	540 s
				23,8 t (LH2)			
	Kryogene Oberstufe	HM7B	4,5 t	12,8 t (LOX) 2,1 t (LH2)	67 kN	446 s	945 s
Triebwerk zur Lageregelung SERT-1 (1964 erste EP-Test)	chemisches Triebwerk	100 mN-Triebwerk		H2O2	100 mN	125 s	600 s
	Ionentriebwerk	N/A		Cs	5,6 mN	8050 s	
	Ionentriebwerk			Hg	28 mN	4900 s	
Artemis (2001)	gridded ion thruster (GIT)	RIT-10		Xe	15 mN	3370 s	
		Kaufmann		Xe	18 mN	3370 s	
Lisa-Pathfinder (2015)	Colloid-Emitter			Cs	0,0001-0,15 mN	240 s	

eine hohe Impuls- und somit Schubänderung zu erreichen. Um verschiedene Triebwerke miteinander vergleichen zu können, wurde deshalb der spezifische Impuls I_{sp} eingeführt. Dieser beschreibt die Impulsänderung pro ausgestoßener Treibstoffmenge wie folgt [11]

$$I_{sp} = \frac{dp}{dm} = \frac{T}{\dot{m}}, \quad (2.7)$$

wobei T für den Schub des Triebwerks und \dot{m} für den ausgestoßenen Treibstoffstrom zur Erzeugung des Schubes T stehen. Zusammen mit Gleichung 2.3 wird klar, dass der I_{sp} die effektive Austrittsgeschwindigkeit eines Triebwerks beschreibt. Ebenfalls gebräuchlich ist die Angabe des I_{sp}/g_0 , wobei $g_0 = 9,81 \frac{m}{s^2}$ die Standarderdbeschleunigung ist.

Vergleicht man nun chemische Triebwerke mit elektrischen Triebwerken wird deutlich, dass chemische Triebwerke mit rund 330 s [11] in der Regel einen geringeren I_{sp} haben als elektrische Triebwerke mit 4000 s und mehr [12], siehe auch Tabelle 2.1. Der hohe spezifische Impuls der elektrischen Triebwerke zeigt, dass diese effektiver den genutzten Treibstoff in Schub umwandeln. Allerdings arbeiten elektrische Triebwerke nur in einem Schubbereich von wenigen Mikro-Newton [13] bis hin zu einigen Newton [14], während chemische Triebwerke in einem Schubbereich von einigen hundert Mikro-Newton [15] bis hin zu einigen Mega-Newton [16] Schübe erzeugen können. Dazu werden große Mengen Treibstoff benötigt, bei der Ariane 5 zum Beispiel macht der Treibstoff bis zu 60 % (rund 480 t) der Gesamtmasse aus [17].

2.1 Schuberzeugung bei chemischen Triebwerken

In Triebwerken wird der Schub immer nach dem zuvor erläuterten Prinzip erzeugt, Treibstoff wird vom Raumfahrzeug weg beschleunigt und ausgestoßen. Die entgegenwirkende Kraft auf das Raumfahrzeug ist nach dem 3. Newtonschen Axiom der Schub. Man unterscheidet chemische Triebwerke, die Energie für diese Beschleunigung aus chemischen Reaktionen gewinnen, von elektrischen Triebwerken, die ihren Treibstoff mittels elektrischer Energie beschleunigen. Chemische Triebwerke arbeiten meistens mit einem Brennstoff und einem Oxidationsmittel. Sie können noch weiter klassifiziert werden in solche mit festen Treibstoffen und solche mit flüssigen Treibstoffen. In beiden Fällen wird der Treibstoff in einer Brennkammer verbrannt. Durch die Verbrennung steigt

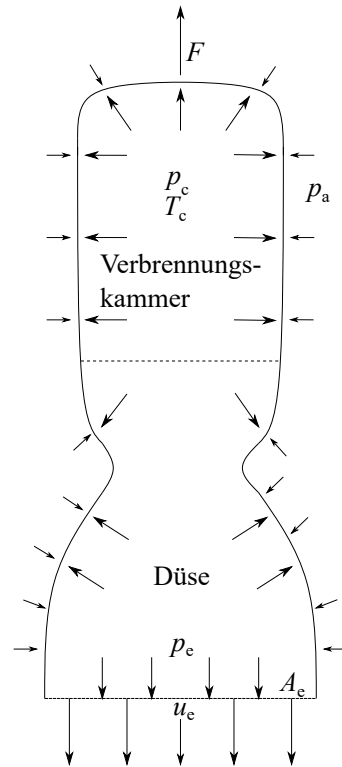


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines chemischen Triebwerks mit flüssigen Treibstoff.

der Druck in der Brennkammer an und der Treibstoff wird über eine Düse aus dem Triebwerk heraus beschleunigt. Durch die richtige Wahl der Düsengeometrie kann die Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffs optimiert werden [21]. Im Allgemeinen kann der so erzeugte Schub am Austritt der Düse berechnet werden als:

$$F_p = p_e A_e , \quad (2.8)$$

wenn für den Druck, der von außen auf das Triebwerk wirkt, $p_a = 0$ gilt. F_p steht für den Schub der aus dem Druck auf die Austrittsfläche A_e resultiert. p_e beschreibt den statischen Treibstoffdruck in der Düse. Betrachtet man nun ein chemisches Triebwerk, welches nicht im Vakuum $p_a \neq 0$ betrieben wird, gilt für F_p folgender Zusammenhang:

$$F_p = (p_e - p_a) A_e . \quad (2.9)$$

Der Gesamtschub eines chemischen Triebwerks setzt sich zusammen aus F_p und dem Schub, der durch den ausgestoßenen Treibstoffstrom mit der Masse \dot{m} und der Geschwindigkeit u_e erzeugt wird. Es gilt folglich:

$$F = \dot{m} u_e + (p_e - p_a) A_e . \quad (2.10)$$

Definiert man die effektive Austrittsgeschwindigkeit u_{eq} als

$$u_{\text{eq}} = u_e + \frac{(p_e - p_a)}{\dot{m}} A_e, \quad (2.11)$$

ergibt sich für den Gesamtschub der Ausdruck wie in Gleichung 2.3 angegeben

$$F = \dot{m} u_{\text{eq}}. \quad (2.12)$$

2.2 Schuberzeugung bei verschiedenen elektrischen Triebwerken

Elektrische Triebwerke nutzen zur Beschleunigung des Treibstoffs elektrische Energie. Ein Überblick über verschiedene elektrische Triebwerkstypen und ihre Eigenschaften ist in Tabelle 2.2 gegeben.

Im Wesentlichen werden diese nach drei verschiedenen Beschleunigungsmethoden unterschieden. Einmal gibt es die elektrothermischen Triebwerke, bei diesen wird der Treibstoff durch eine Widerstandsheizung (Resistojets) oder durch einen Lichtbogen (Arcjets), siehe Abb. 2.3] erhitzt. Das heiße Gas wird anschließend wie bei einem chemischen Triebwerk durch eine Düse beschleunigt. Als Treibstoffe kommen bei dieser Art von Triebwerk überwiegend Wasserstoff und Ammoniak zum Einsatz. Bei einem I_{sp} von bis zu 3000 s können nur kleine Schübe von bis zu 100 mN erreicht werden [22, 23].

Außerdem gibt es noch elektromagnetische Antriebe. Diese ionisieren den Treibstoff in einer Entladungskammer. Anschließend wird dieser nicht durch eine Düse thermodynamisch beschleunigt, sondern die geladenen Teilchen werden in einem Magnetfeld durch die Lorentzkraft aus dem Triebwerk heraus beschleunigt. Zu diesen gehören unter anderem die Magneto-Plasma-Dynamik-Triebwerke (MPD). Diese funktionieren ähnlich wie ein Arcjet. Durch einen Lichtbogen wird der Treibstoff ionisiert, anschließend aber durch die Lorentzkraft beschleunigt. Das Elektronen-Zyklotron-Resonanz (EZR) Triebwerk kann ebenso den elektromagnetischen Triebwerken zugeordnet werden, da das Triebwerk über eine Magnetdüse verfügt und keine Beschleunigungselektrode besitzt. Der Schub wird in diesem Triebwerk durch das Zusammenspiel von verschiedenen Prozessen im Plasma und die Wechselwirkung mit verschiedenen Magnetfeldern erzeugt. Diese komplexen Zusammenhänge sind bis heute nicht endgültig verstanden [24].

Die dritte Art elektrischer Triebwerke beschleunigt geladene Teilchen elektrostatisch. Zu diesen Triebwerken zählen unter anderem Hall-Effekt-Triebwerk (HET) und Hoch-Effizienz-Mehrstufen-Plasma-Triebwerk (HEMP-T). Diese benötigen beide zum Betrieb einen Neutralisator der freie Elektronen bereitstellt. Die Elektronen werden von der Anode im Entladungsgefäß des Triebwerks angezogen. Rund um das Entladungsgefäß sind Magnete angeordnet. Das Zusammenspiel von Magnetfeld und elektrischem Feld beschleunigt die Elektronen auf Kreisbahnen, wobei sie mit den neutralen Treibstoffteilchen kollidieren und das Plasma per Elektronenstoßionisierung zünden. Die so erzeugten positiv geladenen Ionen werden elektrostatisch durch das positive Potential an der Anode aus dem Triebwerk beschleunigt, weshalb diese Triebwerkstypen zur Gruppe der elektrostatischen Triebwerken gehören. Bei allen bisher beschriebenen Triebwerken ist es schwierig, den Schub abzuschätzen, da der Ionenstrom, sowie die Austrittsgeschwindigkeit schwer zu bestimmen

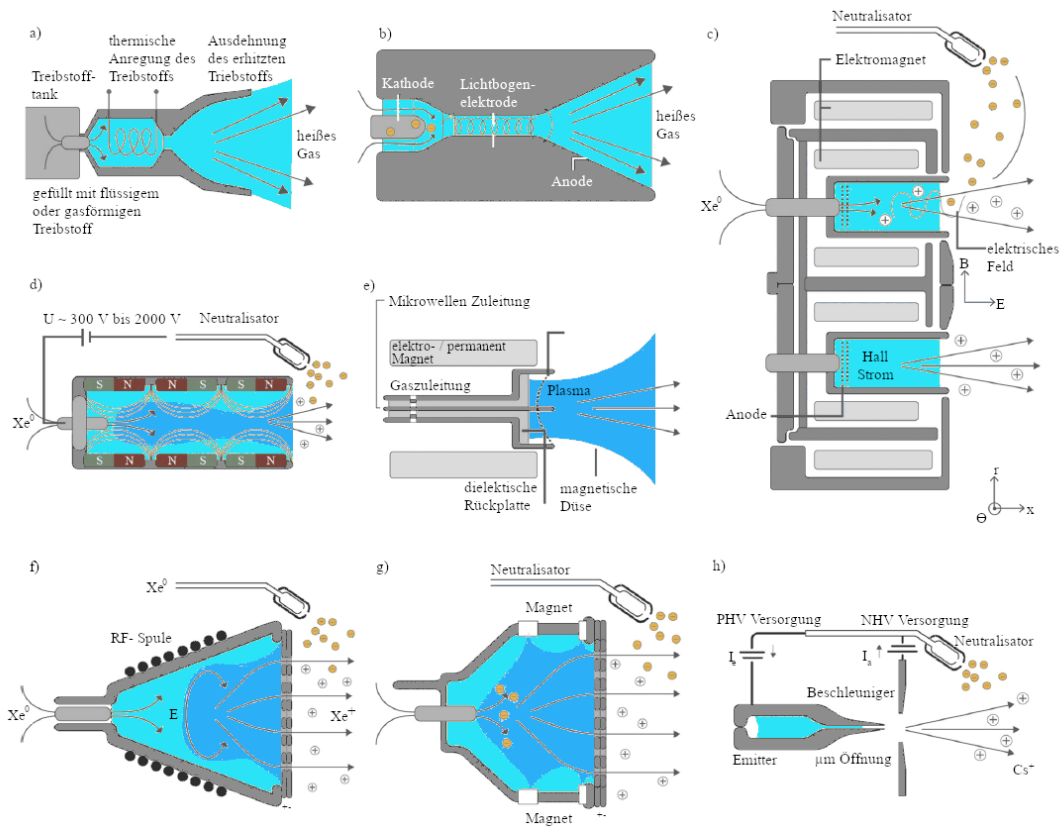


Abbildung 2.3: Die am meist verbreiteten elektrischen Triebwerke in schematischer Darstellung: a) Resistojet b) Arcjet c) Hall Triebwerk d) HEMP Triebwerk e) EZR-Triebwerk f) RIT g) electron bombardment Triebwerk h) FEED [4]

Tabelle 2.2: Vergleich der wichtigsten Kenndaten verschiedener elektrischer Triebwerkstypen [4]

	Resistojet	Arcjet	GIT	HEMP-T	MPD/EZR
Beschleunigungs Art	elektrothermisch	elektrothermisch	elektrostatisch	elektrostatisch	elektromagnetisch
Schubbereich (mN)	0,5 - 6000	50 - 6800	0,01 - 750	0,01 - 2000	0,001 - 2000
I_{SP} (s)	150 - 850	130 - 2200	1500 - 10000	600 - 3000	200 - 3200
elektrischer Wirkungsgrad (%)	30 - 110	25 - 60	30 - 90	20 - 70	20 - 70
Operationsdauer	Monate	Monate	Jahre	Monate	Wochen
Treibstoffe	NH ₃ , Hydrazine, H ₂ , Xe und N ₂	NH ₃ , Hydrazine, H ₂ und N ₂	Xe, Kr, Ar, Bi I ₂ und H ₂ O	Xe, Kr, Ar und I ₂	Ar, Xe, H ₂ und Li
Vorteile	einfache Bauweise	hoher Schub	Hoher ISP und hohe Effizienz	hohes Energie zu Schubverhältnis	Hoher Isp und hoher Schub
Nachteile	kleiner Isp	niedrige Effizienz	geringe Schubdichte und komplexe PPU	Sehr divergenter Strahl und hohe Erosionsraten der Entladungskammer	geringe Lebensdauer und hoher Leistungsbedarf

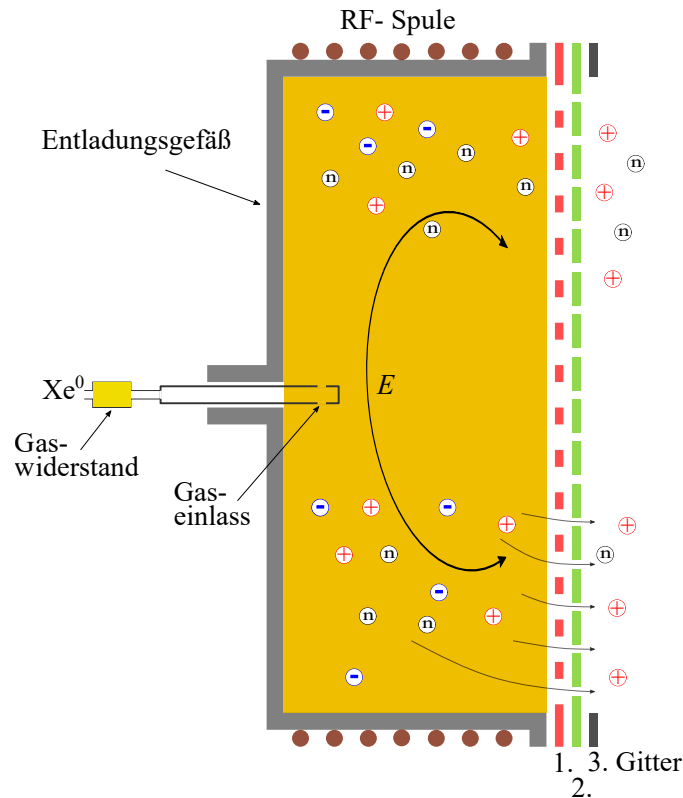


Abbildung 2.4: Dieses Schema zeigt ein RIT mit seinem Extraktionssystem bestehend aus drei Gittern. G1 ist das sogenannte „Screen grid“, welches auf einem hohen positiven Potential Φ_{scr} liegt, G2 wird als Beschleunigungsgitter bezeichnet und liegt auf einem hohen negativen Potential Φ_{acc} und das dritte Gitter G3 ist meistens mit dem Triebwerkskörper verbunden und liegt auf $\Phi_0 = 0$ V. Außerdem besteht das Triebwerk aus einem zylindrischen oder sphärischen Entladungsgefäß aus Quarzglas oder einer Keramik wie Bornitrid oder Aluminiumoxid in dessen Mitte ein Gaseinlass für die Gasversorgung eingelassen ist. Um dieses herum ist eine Kupferspule gewickelt, über die das Hochfrequenz-Signal ins Innere des Entladungsgefäß einkoppelt wird.

sind. Eine weitere Untergruppe der elektrostatischen Triebwerke sind die Gitter-Ionen-Triebwerk (GIT), welche ihren Schub ebenfalls elektrostatisch erzeugen, indem sie die geladenen Teilchen aus dem Plasma durch ein Gittersystem über verschiedene Potentiale beschleunigen. Zu ihnen gehören unter anderem das Radiofrequenz-Ionen-Triebwerk (RIT). RITs erzeugen das Plasma durch die Einkopplung eines Radiofrequenzsignals über eine Spule. Durch dieses Signal beginnen die Elektronen sich auf Kreisbahnen zu bewegen und stoßen dabei mit den Treibstoffteilchen. Hierbei kommt es ebenfalls zur Elektronenstoßionisation, wodurch das Plasma aufrecht erhalten wird. Anders als bei dem HEMP-T oder dem HET benötigt das RIT im geerdeten Betrieb in einer Testkammer keine Elektronenquelle, um das Plasma zu erzeugen. In der Regel besteht das Gittersystem eines RITs aus 3 Gittern, das 1. Gitter ist direkt dem Plasma zugewandt und wird auch „Screen grid“ genannt, dieses liegt auf einem hohen positiven Potential Φ_{scr} . Das zweite Gitter wird als Beschleunigungsgitter bezeichnet, an diesem wird ein negatives

Potential Φ_{acc} angelegt, um die Ionen aus dem Plasma heraus zu beschleunigen. Das dritte Gitter ist bei den meisten Konfigurationen mit dem Triebwerkskörper verbunden und kann während des Betriebs in einer Vakuumkammer sogar geerdet $\Phi_0 = 0$ werden. Es dient dazu sogenannte „charge exchange ions“ (CEX Ionen) vor der Rückströmung zurück in das Triebwerk abzuhalten. Diese CEX Ionen entstehen, wenn geladene Teilchen aus dem Ionenstrahl auf ungeladene Treibstoffteilchen treffen und es dabei zu einem Ladungsaustausch der beiden Teilchen kommt. Dabei wird das ursprüngliche Ion zu einem schnellen neutralen Teilchen und das neutrale Teilchen zu einem langsamen Ion. Die hierbei außerhalb des Gittersystems entstehenden CEX Ionen bewegen sich zunächst mit der thermischen Geschwindigkeit, die das neutrale Teilchen zuvor hatte, weiter. Dadurch wäre es möglich, dass diese von dem negativen Potential an dem zweiten Gitter angezogen werden, wenn das dritte Gitter nicht wäre. Bei dieser Art Triebwerk ist es möglich, direkt über das Potential U_{scr} am ersten Gitter und den darüber fließenden Strom I_{scr} den Schub abzuschätzen.

Unter der Annahme, dass ausschließlich ein Strom I_{beam} aus einfach positiv geladene Ionen mit der Masse m_p in dem Schub erzeugenden Ionenstrahl enthalten ist, lässt sich der Schub abschätzen mit [10]

$$T_{\text{ideal}} \approx I_{\text{beam}} \sqrt{\frac{2m_p U_{\text{scr}}}{e}}. \quad (2.13)$$

Die Geschwindigkeit der Ionen wird primär von der am ersten Gitter angelegten Spannung U_{scr} bestimmt. Bei genauerer Betrachtung muss man einerseits noch das Plasma- und Floatingpotential berücksichtigen und andererseits beachten, dass der Hochspannungskonverter selbst zumeist elektrisch floatend ausgeführt ist. Bezogen auf die Umgebung des Satelliten ist die Spannung am Gitter dann etwas kleiner als die vom Netzteil generierte Spannung. e steht für die Elementarladung. Gleichung 2.13 ist eine gute Näherung für Triebwerke mit sehr gerade gerichtetem Triebwerksstrahl, der überwiegend aus einfach geladenen Ionen gleicher Energie besteht, denn Divergenzverluste, sowie verschiedene Ladungszustände der Ionen in dem Strahl werden nicht berücksichtigt. Für RITs, gelten die Annahmen, die in Gleichung 2.13 gemacht werden, gut. Der Ionenstrom I kann direkt von dem Netzteil abgelesen werden $I = I_{\text{scr}}$. So ist es möglich, den Schub dieser Triebwerke relativ genau abzuschätzen.

Da die Bestimmung von Divergenzwinkel, Ladungszuständen und der Anteil an neutral ausgestoßenen Teilchen aufwendig und mit Messunsicherheiten behaftet ist, setzt man zur Schubbestimmung oft Schubwaagen ein, die direkt den Gesamtschub des Triebwerkes messen können, ohne vorher den Divergenzwinkel, den Ladungszustand oder den Anteil an neutralen ausgestoßenen Teilchen bestimmen zu müssen.

3 Methoden zur Schubbestimmung

Der Schub eines Raumfahrtantriebes kann auf verschiedene Arten direkt gemessen werden. Welche Methode zum Einsatz kommt, hängt im Wesentlichen von dem Triebwerkstyp und dem Schub zu Gewichtsverhältnis (T/W) ab. Je größer dieses Verhältnis ist, desto einfacher lässt sich die erzeugte Kraft direkt bestimmen. Für Triebwerke mit einem größerem T/W nimmt der störende Einfluss der Triebwerksmasse als rückstellende Kraft ab, außerdem sind solche Triebwerke in der Lage sich selbst anzuheben.

Zum einen kann über Kraftmessdosen der Schub bestimmt werden. Hierbei wird das Triebwerk so montiert, dass der gesamte erzeugte Schub senkrecht auf die Kraftmessdose drückt. Dadurch ist es möglich, die von dem Triebwerk erzeugte Kraft zu ermitteln. Diese Methode kommt meistens bei großen Schüben, wie sie von chemischen Triebwerken erzeugt werden, bei denen das Schub zu Gewichtsverhältnis größer 1 ist, zum Einsatz. Elektrische Triebwerke weisen in der Regel ein T/W von kleiner 1 auf, deshalb werden empfindlichere Messmethoden für die Schubmessung benötigt. Typischerweise sind solche Schubwaagen als hängendes, inverses oder als Torsionspendel designt. Mithilfe solcher Schubmesswaagen lässt sich der Schub eines Raumfahrtantriebes direkt bestimmen. Außerdem besteht die Möglichkeit, den Schub indirekt zu messen. Zum Beispiel kann man die Austrittsgeschwindigkeit des Treibstoffs und den Treibstoffausstoß pro Zeit bestimmen und damit den Schub wie in Gleichung 2.3 beschrieben ermitteln.

3.1 Direkte Schubmessung mit Hilfe von Schubwaagen

Um den Schub eines elektrischen Raumfahrtantriebs zu messen, kommen wie oben erwähnt meistens Pendelsysteme zum Einsatz. Diese Pendel können in verschiedensten Ausführungen eingesetzt werden, zum Beispiel als geregeltes System, bei dem die Position des Pendels aktiv geregelt wird und der Schub über die regelnde Kraft bestimmt wird oder als ungeregeltes System, bei dem die Auslenkung des Pendels zur Schubbestimmung dient. Dann gilt $T = k \cdot \Delta x$, wobei k die Federkonstante und Δx die Auslenkung des Pendels beschreiben. Aktiv geregelte Schubwaagen haben den Vorteil, dass die Störungen durch die Zuleitungen ebenfalls minimiert werden, denn diese werden im Idealfall ebenfalls nicht ausgelenkt.

Ebenso gibt es verschiedene Möglichkeiten, die äußeren Störeffekte, wie z.B. externe Schwingungen auf das System, zu dämpfen oder diese extra zu vermessen und vom Messergebnis abzuziehen [25], genauso, wie es verschiedene Konzepte gibt, das Triebwerk auf der Schubwaage mit Strom und Gas zu versorgen. Zum einen werden diese Versorgungsleitungen einfach als sogenannte „Waterfall lines“ verlegt [26], das heißt, dass extra lange und flexible Leitungen senkrecht von oben an das Triebwerk herangeführt werden. Durch die Länge der Zuleitungen wird die Übertragung äußerer Störungen über die

Leitungen minimiert. Außerdem lassen sich die langen Leitungen leichter bewegen, wenn dies nötig ist. Diese Art der Zuleitung macht vor allem bei aktiv geregelten Systemen Sinn, die sich im Idealfall nicht bewegen und bei denen es hauptsächlich darum geht, die Weiterleitung von äußeren Schwingungen auf die Schubwaage zu minimieren. Eine weitere Möglichkeit, das Triebwerk elektrisch zu versorgen, besteht darin, die metallischen Biegelager der Schubwaage als Versorgungsleitung einzusetzen [27]. Dadurch wird die Beweglichkeit des Pendels, nicht durch zusätzliche Kabel behindert. Das ist besonders wichtig für unregelmäßige Schubwaagen, bei denen der Schub über die Auslenkung des Pendels bestimmt wird. Die Gaszuleitung muss aber auch hier über einen zusätzlichen Gasschlauch gewährleistet werden. Die Gaszuleitung wird in den meisten Fällen mit einem flexiblen Silikonschlauch realisiert.

Es gibt noch eine weitere Möglichkeit, das Triebwerk an der Schubwaage reibungslos elektrisch zu versorgen. Hierbei werden sogenannte „contacting pools“ eingesetzt [28], welche mit einer leitenden Flüssigkeit niedrigen Dampfdruckes gefüllt sind. In der Arbeit von Polzin [28] wird Galium (Ga) eingesetzt. Das Prinzip beruht darauf, dass ein Kontakt der Zuleitung in einen solchen „Pool“ eingetaucht wird und ein weiterer Kontakt ebenfalls in denselben „Pool“ eingetaucht wird, der sich dann ansatzweise reibungslos in diesem bewegen kann und das Triebwerk versorgt.

Eine theoretische Beschreibung der Pendelsysteme ist mit der Differentialgleichung (DGL) für gedämpfte Schwingungen möglich [9, 29, 30],

$$I\ddot{\Theta} + \beta\dot{\Theta} + k\Theta = 0, \quad (3.1)$$

wobei I für das Trägheitsmoment des Systems in Richtung der Pendelbewegung, β für die Dämpfungskonstante, k für die effektive Federkonstante und Θ für den Winkel der Auslenkung stehen. Wenn das Triebwerk auf der Schubwaage im Abstand l vom Drehpunkt einen Schub T erzeugt, wirkt ein Drehmoment auf das Pendelsystem. Daraus folgt die inhomogene DGL

$$I\ddot{\Theta} + \beta\dot{\Theta} + k\Theta = T(t)l_P. \quad (3.2)$$

Die allgemeine Lösung der inhomogenen Differentialgleichung erhält man, indem man zu einer speziellen Lösung der inhomogenen Differentialgleichung die allgemeine Lösung der homogenen Differentialgleichung hinzuaddiert. Eine solche spezielle Lösung Θ_{spez} ist die konstante Auslenkung:

$$\Theta_{\text{spez}} = \frac{Tl_P}{k}, \quad (3.3)$$

damit erhält man als komplette Lösung,

$$\Theta_{\text{Lös}} = \Theta_{\text{hom}} + \Theta_{\text{spez}} = \Theta_{\text{hom}} + \frac{Tl_P}{k}. \quad (3.4)$$

Anhand der Gleichung 3.4 erkennt man, dass der zusätzliche konstante Schub bzw. das zugehörige Drehmoment lediglich eine Verschiebung der ursprünglichen Ruhelage bewirkt. Die Ruhelage des Systems ist um einen bestimmten Winkel, der proportional zum Schub ist, verschoben. Diese Auslenkung wird bei unregelmäßigen Schubwaagen zur Schubbestimmung herangezogen.

Um Winkelabhängigkeiten des Messaufbaus zu eliminieren, die sonst die Messergebnisse verfälschen würden, setzt man auf aktiv geregelte Schubwaagen. Dabei wird die Schubwaage mit einem Aktuator versehen, der in der Lage ist, eine Gegenkraft bzw. Gegendrehmoment aufzubringen, dass die Wirkung des Schubes auf die Waage kompensiert. Dadurch wird das Pendel in der Ruhelage gehalten und die Messgenauigkeit erhöht.

3.1.1 Hängendes Pendel

Bei dem hängenden Pendel wie in Abb. 3.1.1 handelt es sich um die einfachste Konfiguration einer Schubwaage, welche gegenüber äußeren Einflüssen am unempfindlichsten ist. Die Auflösung steigt mit der Länge des Pendelarms, deshalb ist dieser Aufbau in der Regel nur für große Testanlagen sinnvoll und wird überwiegend für Triebwerke mit höherem T/W eingesetzt [6, 31, 32].

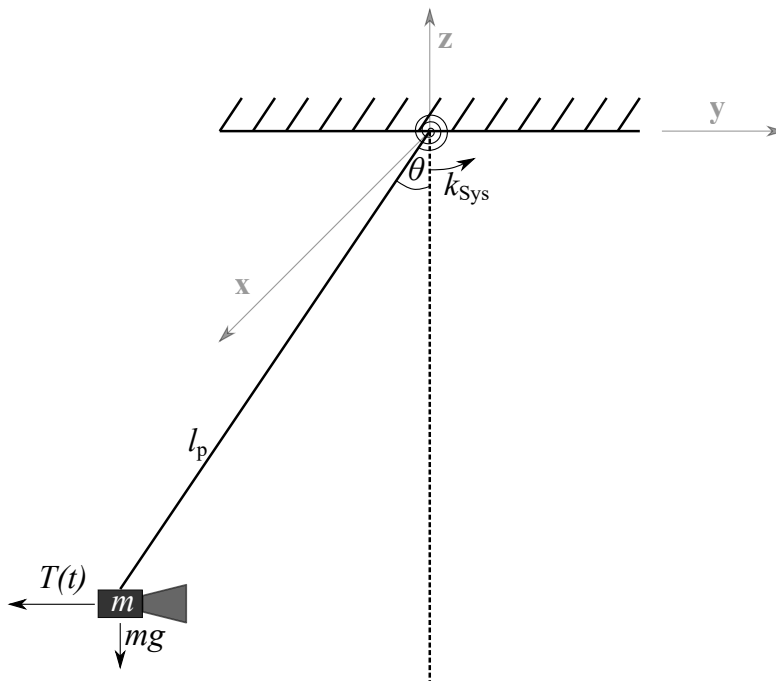


Abbildung 3.1: Kräfte-Diagramm eines Triebwerks am hängenden Pendel. Das Drehmoment durch den Schub $M_T = T(t)l_p \cos \Theta$.

Denn besonders bei hängenden Pendeln stellt die tangentielle Komponente der Gewichtskraft des Triebwerks und Pendelarms für kleine Auslenkungen eine rücktreibende Kraft gegenüber dem Schub dar. Das von ihr erzeugte Drehmoment kann beschrieben werden als

$$M_g = mgl_p \sin \Theta \simeq mgl_p \Theta , \quad (3.5)$$

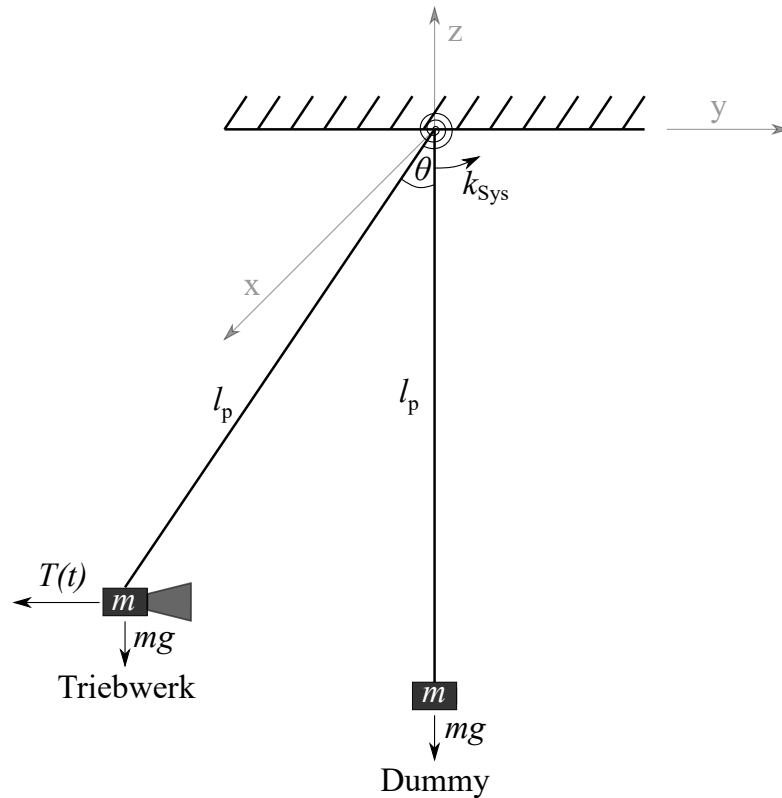


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einer Schubwaage mit zwei baugleichen hängenden Pendel, a) Dämpfungsgewicht, b) Drehlager, c) Auslenkungssensor, d) Pendelarm, e) das zu testende Triebwerk bzw. der Dummy [25]

wobei m die Masse des Triebwerks und des Pendelarms, g die Erdbeschleunigung, l_p die Länge vom Schwerpunkt des Pendels bis zu dessen Lager und Θ den Winkel beschreibt, um den das Pendel ausgelenkt wird. Dieses Drehmoment M_g ist proportional zur Auslenkung des Pendels. Daraus ergibt sich die effektive Federkonstante k als Summe der systembedingten Federkonstante k_{Sys} und dem Term für die Gewichtskraft

$$k = k_{\text{Sys}} + mgl_p . \quad (3.6)$$

Jedoch haben es, wie eingangs erwähnt, einige Arbeitsgruppen geschafft, das System so weiterzuentwickeln, dass es möglich ist, damit im μN -Bereich Schubmessungen durchzuführen [25]. Hierzu können zum Beispiel zwei baugleiche hängende Pendel wie in Abb. 3.2 direkt nebeneinander eingesetzt werden. An dem einen Pendel hängt das zu vermessende Triebwerk, an dem anderen Pendel ein Dummy mit demselben Gewicht und Schwerpunkt wie das Triebwerk. Im Betrieb wird permanent die Auslenkung beider Pendel gemessen, wobei nur das Pendel, an dem das Triebwerk hängt, durch dessen Schub zusätzlich ausgelenkt wird. Die Bewegung des anderen Pendels, an dem der Triebwerksdummy hängt, wird lediglich durch äußere Störeffekte wie Triebwerkszuleitungen, Kammerschwingungen,

die entweder über die Zuleitungen oder über die Anbindung des Pendels an die Kammer erzeugt werden, hervorgerufen. Zieht man die Auslenkung des Pendels mit dem Dummy von der Auslenkung des Pendels mit dem Triebwerk ab, erhält man die reine Auslenkung durch das Triebwerk [25].

3.1.2 Inverses Pendel

Inverse Pendel wie in Abb. 3.3 sind weniger stabil in ihrer Lage, dafür sind sie sensitiver als hängende Pendel [29, 26]. Im Falle solcher Pendel muss die Federkonstante k_{Sys} stets größer sein als das Drehmoment, das durch die Gewichtskraft hervorgerufen wird, ansonsten ist ein solches System instabil. Es gilt,

$$k = k_{\text{Sys}} - mgl_p \quad (3.7)$$

für inverse Pendel. Eine weitere Möglichkeit ist es, diese Pendel aktiv zu regeln und sie somit aktiv an einem konstanten Punkt zu halten. Hierzu muss eine Kraft auf das Pendel übertragen werden, die dem erzeugten Schub entgegenwirkt. Diese Kraft kann auf unterschiedliche Weisen realisiert werden, so ist es zum Beispiel möglich, die Kraft über Tauchspulen reibungsfrei auf den Pendelarm zu übertragen.

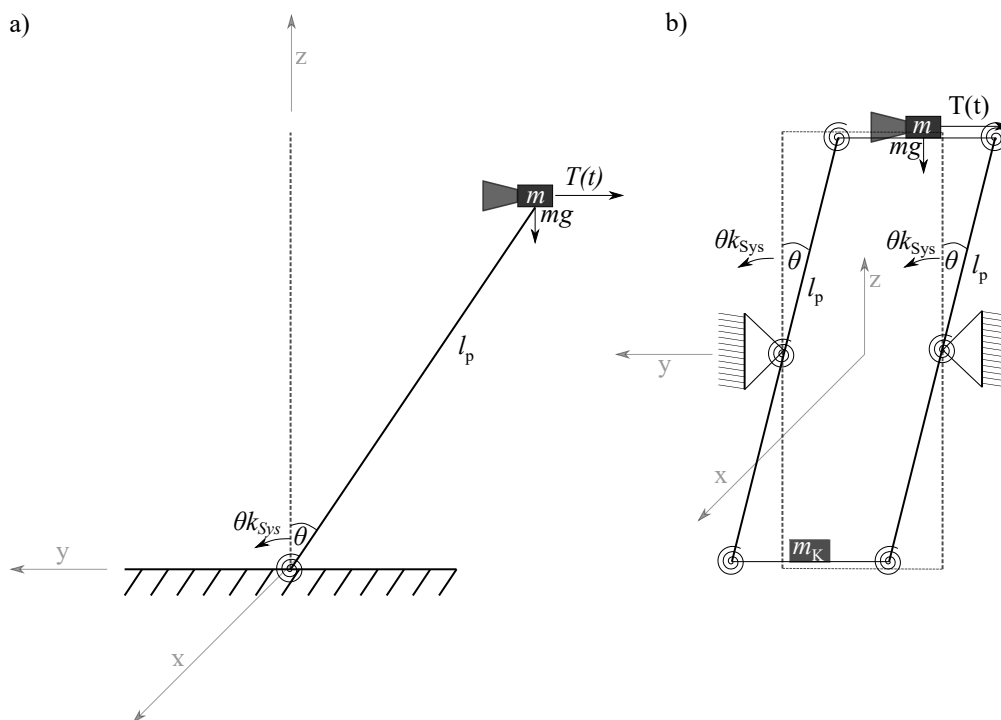


Abbildung 3.3: a) Einfaches inverses Pendel, b) inverses Doppelpendel mit der Möglichkeit durch Gegenwichte im unteren Bereich der Waage das System zu stabilisieren

Die höhere Empfindlichkeit dieser Pendelart ermöglicht es, solche Systeme sehr kompakt aufzubauen, wodurch sie auch in kleineren Testanlagen gut verwendet werden können. Durch den Austausch der Biegeelemente ist es möglich, den Schub über einen breiten T/W Bereich zu messen. Die Stabilität der Schubwaage ist abhängig von der Federkonstante k des kompletten Systems. Diese kann sich während der Messung ändern, z.B. durch Wärme oder Ähnliches. Mit Hilfe weiterer Gewichte am unteren Ende des inversen Pendels ist es möglich, die Stabilität dieser Systeme zu erhöhen. Eine weitere Möglichkeit, um das inverse Pendel stabiler auszulegen, ist es, es mit einer Parallelogrammstruktur zu versehen, auf der das Triebwerk befestigt wird. Bei dieser Bauweise ist es möglich, Gewichte zur Dämpfung auf den unteren Teil der Parallelogrammkonstruktion aufzulegen. Außerdem kann das Pendel so nur noch senkrecht zum Schub ausgelenkt werden (Abb. 3.3b))[33].

3.1.3 Torsionspendel

Beim Torsionspendel in Abb. 3.4 bewirkt der Schub des Triebwerks eine Drehung des Systems um die z -Achse (die Achse, an der das Triebwerk mit einem Hebel aufgehängt ist). Bei diesen Systemen kommt es zu keiner Überlagerung zwischen dem Drehmoment durch die Gewichtskraft und dem durch den Schub, womit die Schubmessung unabhängig von der Masse des Triebwerks wird [34, 35, 36].

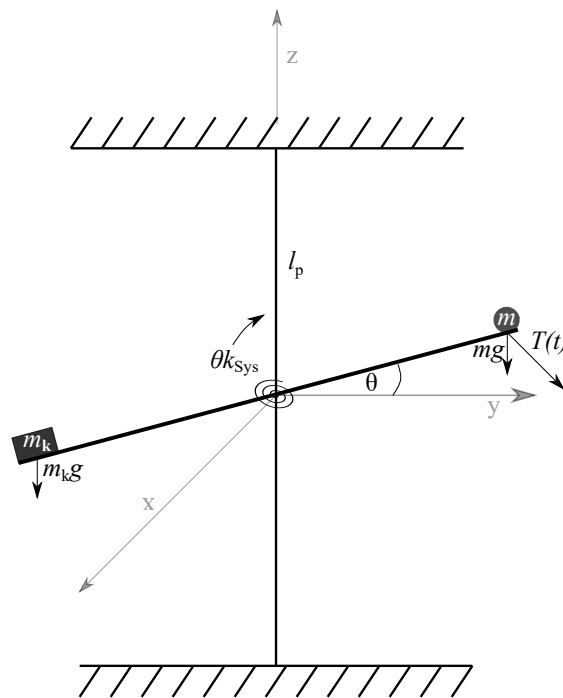


Abbildung 3.4: Torsionswaage, bei der die Torsion des senkrecht gespannten Drahtes ein Drehmoment bewirkt, das dem des Schubes entgegenwirkt.

Bei den meisten Systemen wird wegen der Statik das Drehmoment durch die Gewichtskraft auf den Pendelarm mit einem Gegengewicht ausgeglichen (siehe Abb. 3.4). Dadurch kann eine höhere Auflösung als bei den anderen beiden Konfigurationen erreicht werden. Jedoch muss der Pendelarm, der das Triebwerk trägt, und der Halter, an dem dieser befestigt ist, sehr stabil ausgelegt sein. Damit das Drehmoment durch die Gewichtskraft von Triebwerk und Gegengewicht getragen werden kann. Deshalb werden solche Pendelsysteme meistens nur zur Vermessung von leichteren Triebwerken mit sehr kleinen Schüben eingesetzt.

3.2 Indirekte Schubbestimmung

3.2.1 Schubpendel

Bei Schubpendeln, die auch häufig als Kraftsonden bezeichnet werden, handelt es sich im Wesentlichen um ein Pendel, bestehend aus einem Keramikstab, an dessen Ende eine Scheibe („Target“) befestigt ist, siehe Abbildung 3.5. Bringt man eine solche Sonde in einen Triebwerksstrahl, dann wird das Target durch die Impulsübertragung der darauf treffenden Strahlteilchen ausgelenkt. Diese Auslenkung wird gemessen und als Maß für den Schub auf das Target herangezogen. Über einen Draht, der durch den hohlen Keramikstab geführt wird, ist es zusätzlich möglich, den Strom auf das Target I_{target} zu messen und gleichzeitig eine Aufladung des Targets zu vermeiden. Wesentliche Vorteile gegenüber der Schubmessung mittels Schubwaagen sind unter anderem, dass man keinen Einfluss mehr durch Triebwerkszuleitungen auf die Schubmessung zu befürchten hat und dass diese Methode unabhängig von der Gewichtskraft eines Triebwerks, sowie von dessen Schub ist. Aus diesen Gründen stellen diese Sonden eine interessante Alternative gegenüber der Schubmessung mittels Schubwaagen [37, 38], dar. Der Vorteil dieser Methode gegenüber anderen Methoden zur indirekten Schubbestimmung ist, dass ebenfalls der Impulsübertrag durch nicht ionisierte neutrale Treibstoffteilchen, wie in Gleichung 3.23 beschrieben, berücksichtigt wird. Je nach Ausführung des Schubpendels wird so entweder der Gesamtschub des Triebwerks T_{tot} abgebildet oder ein lokales Schubinkrement. Erstes gilt, wenn die Targetfläche A_{target} gleich oder größer als die Triebwerksstrahlfläche A_{beam} im Messabstand l ist. Denn nur dann ist gewährleistet, dass alle Teilchen, die aus dem Triebwerk heraus beschleunigt werden und somit zum Schub beitragen, von der Sonde erfasst werden. Bei der Schubinkrementmessung ist das Target so klein zu wählen, dass $A_{\text{target}} \ll A_{\text{beam}}$ gilt. Dadurch ist es prinzipiell möglich, den Schub im Triebwerksstrahl orts aufgelöst zu vermessen. Dies hat jedoch den Nachteil, dass man nur noch ein Schubinkrement T_{target} auf das Target aufnimmt. Möchte man so dennoch T_{tot} bestimmen können, gibt es zwei Möglichkeiten. Zum einen kann man die gesamte Strahlfläche A_{beam} mit der Sonde abrastern und über die so aufgenommene Schubverteilung T_{tot} ermitteln. Zum anderen ist es möglich, die inkrementelle Schubmessung mit der Messung eines 2D-Strahlprofils zu kombinieren und dann aus dem Schubinkrement und dem Strahlprofil den Gesamtschub zu extrapolieren. In Kapitel 2.2 wurde bereits erläutert, dass der Triebwerksstrahl eines elektrischen Triebwerks nicht perfekt parallel

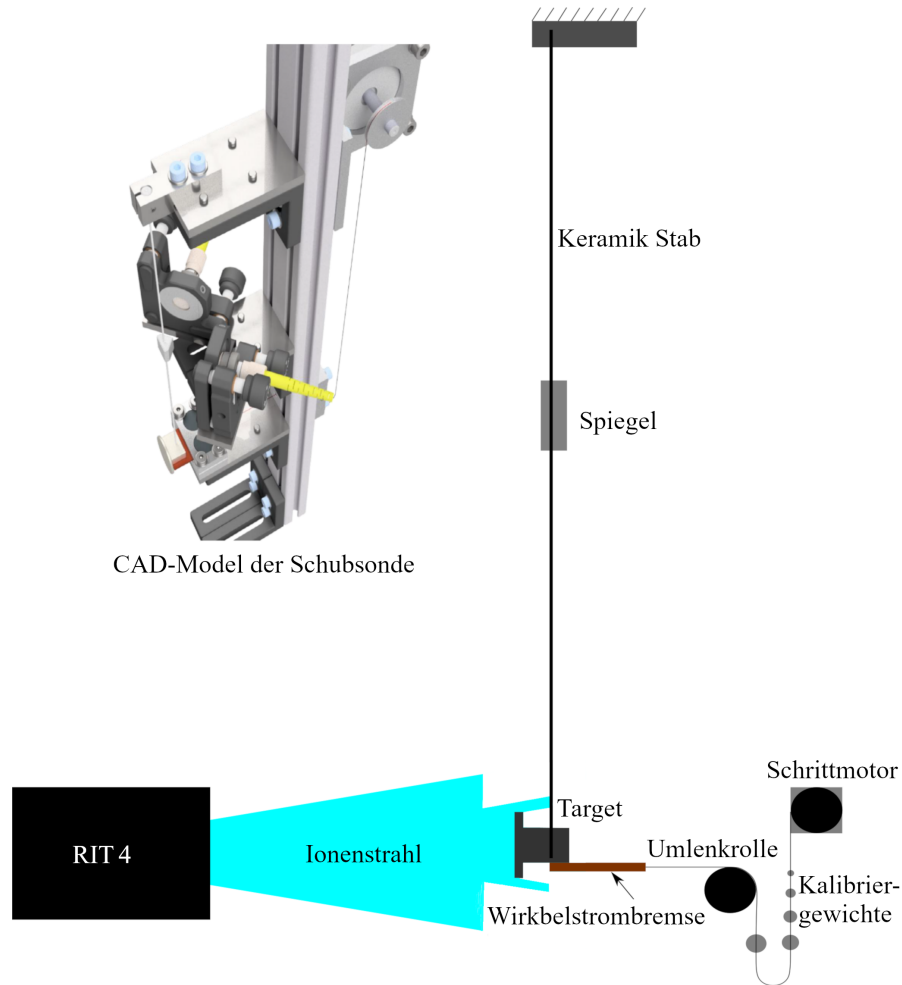


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Kraftsonde im Triebwerksstrahl und eine CAD-Zeichnung von dem Messteil der Sonde ohne das komplette Stativ.

verläuft, sondern sich mit einem bestimmten Divergenzwinkel α_{div} aufweitet. Der radial symmetrische Strahlverlauf von elektrischen Triebwerken kann gut durch eine Gaussche Glockenkurve

$$\Phi(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3.8)$$

beschrieben werden. Hier sind r der Abstand in Zylinderkoordinaten von der Strahlachse und σ ein Maß für die Standardabweichung der Verteilung. Der Divergenzwinkel α_{div} ist definiert als der Winkel zur Strahlachse, dessen Kegelmantel ausgehend von einer Punktquelle in dem Abstand L zu einer Detektionsebene 95,4 % des Strahls, das entspricht der 4σ -Umgebung des Strahlprofils, einschließt. Somit ist $\alpha_{\text{div}} = \arctan\left(\frac{2\sigma}{L}\right)$. Abbildung 3.6 zeigt den Zusammenhang für ein Triebwerk mit einem Abstand l zwischen dem

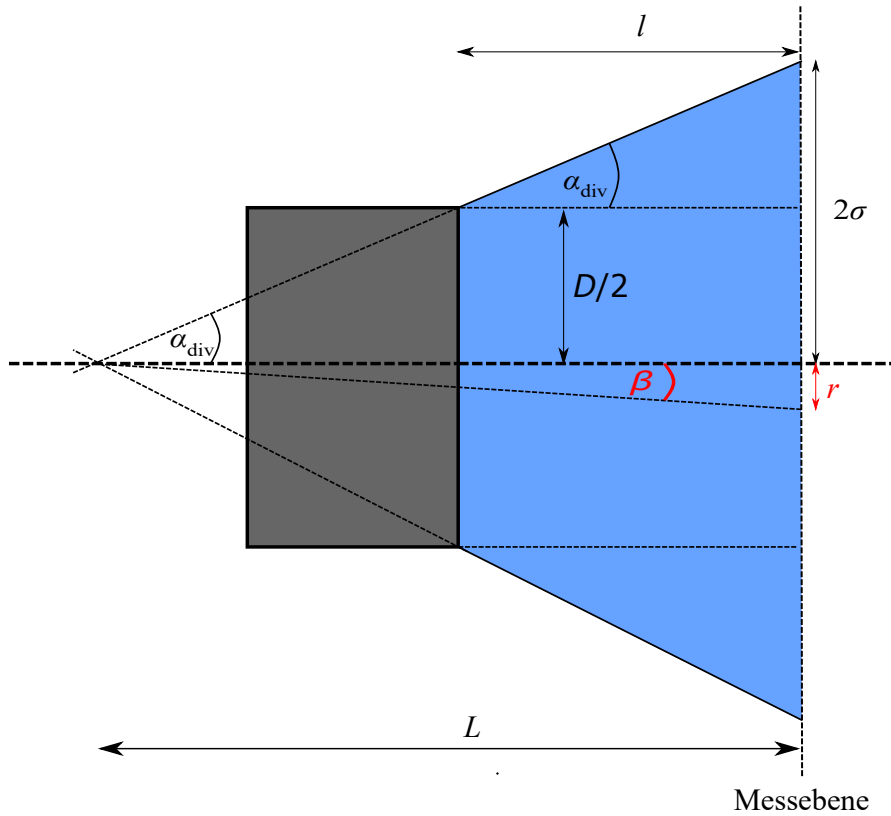


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Divergenzwinkelerleitung für ein elektrisches Triebwerk. Der Divergenzwinkel α_{div} ist definiert als der Winkel zur Strahlachse, dessen Kegelmantel 95,4 % des Strahls, was dem gaußschen Strahlprofil der 4 σ -Umgebung entspricht, einschließt. Der Abstand l beschreibt hier den Abstand zwischen dem Gittersystem des Triebwerks und der Detektionsebene.

Gittersystem des Triebwerks und der Detektionsebene:

$$\alpha_{\text{div}} = \arctan\left(\frac{2\sigma - \frac{D}{2}}{l}\right), \quad (3.9)$$

wobei D den Durchmesser des Triebwerks bezeichnet. Aus dem Strahlprofil ergibt sich eine radiale Stromdichteverteilung

$$j(r) = j(0) \cdot \Phi(r), \quad (3.10)$$

wobei für die Stromdichte bei $r = 0$ gilt, dass

$$j(0) = \frac{I_{\text{target}}}{A_{\text{target}}}. \quad (3.11)$$

Aus der Schubsondenmessung kennt man außerdem den Schub pro Strom an der Stelle $r = 0$ bestimmen mit

$$\rho(0) = \frac{dT/dA}{dI/dA} = \frac{dT}{dI} = \frac{T_{\text{target}}}{I_{\text{target}}}. \quad (3.12)$$

Unter Berücksichtigung der Strahldivergenz, Schubdichte und Stromdichte ergibt sich eine globale Schubverteilung

$$\rho(r) = \rho(0) \cdot \beta(r) , \quad (3.13)$$

wobei für $\beta(r) = \arctan\left(\frac{r}{L}\right)$ gilt. Der Gesamtschub ergibt sich nun als

$$\begin{aligned} T_{\text{tot}} &= \int_0^\infty 2\pi r \cdot \rho(r) \cdot j(r) dr \\ &= \int_0^\infty 2\pi r \cdot \rho(0) \cdot \cos \beta(r) \cdot j(0) \cdot \Phi(r) dr \\ &= j(0) \cdot \rho(0) \cdot \int_0^\infty 2\pi r \cdot \cos \beta(r) \cdot \Phi(r) dr \\ &\approx \frac{T_{\text{target}}}{A_{\text{target}}} \cdot \int_0^{2\sigma} 2\pi r \cdot \cos \beta(r) \cdot \Phi(r) dr . \end{aligned} \quad (3.14)$$

Bestimmt man den Schub, wie oben beschrieben, aus der gemessenen Schubdichte $\frac{T_{\text{target}}}{A_{\text{target}}}$ auf das Target, dann müssen keine CEX-Effekte entlang des Strahlverlaufs durch die Kammer berücksichtigt werden, solange man davon ausgeht, dass die durch CEX-Effekte erzeugten neutralen Teilchen den selben Impulsübertrag zum Schub auf das Target T_{target} beitragen, wie es die vor dem CEX-Effekt geladenen Treibstoffteilchen beigetragen hätten. Es besteht aber auch noch die Möglichkeit, die Stromdichte bei $r = 0$ aus der Normierungsbedingung im Targetabstand l zu bestimmen. Dann gilt

$$\begin{aligned} I_{\text{beam}}(z = l) &= \int_0^\infty 2\pi r \cdot j(0) \cdot \Phi(r) dr = j(0) \cdot \int_0^\infty 2\pi \Phi(r) dr \\ \Rightarrow j(0) &= \frac{I_{\text{beam}}(z = l)}{\int_0^\infty 2\pi \Phi(r) dr} . \end{aligned} \quad (3.15)$$

Bei der Messung des Stroms der Ionen auf das Target I_{target} muss jedoch berücksichtigt werden, dass es entlang der Strahlstrecke von dem Triebwerk bis zu dem Schubpendel zu CEX-Effekten kommen kann. Was, wie oben bereits angenommen, dazu führt, dass der gemessene Strom I_{target} kleiner wird. Daraus ergibt sich, dass der gesamte Strahlstrom $I_{\text{beam}}(z = 0)$, der aus dem Triebwerk austritt, und der integrierte Strahlstrom im Abstand $z = l$, der aus dem Strahlprofil bestimmt wird, voneinander abweichen. Die Teilchen tragen dennoch mit ihrem vollen Impuls zu T_{target} bei. Dies kann mit folgendem Zusammenhang für den Strahlstrom berücksichtigt werden

$$I_{\text{beam}}(z) = I_{\text{beam}}(z = 0) \exp(-\sigma_{\text{CEX}} n_{\text{g}} z) , \quad (3.16)$$

wobei σ_{CEX} den Wirkungsquerschnitt für CEX-Effekte und n_{g} die Neutralgasdichte im Ionenstrahl beschreibt. Dadurch ergibt sich für den Gesamtschub

$$\begin{aligned} T_{\text{tot}} &= j(0) \cdot \rho(0) \cdot \int_0^\infty 2\pi r \cdot \rho(r) \cdot \Phi(r) dr \\ &= \frac{I_{\text{beam}}(z = l)}{\int_0^\infty 2\pi \Phi(r) dr} \cdot \rho(0) \int_0^\infty 2\pi r \cdot \rho(r) \cdot \Phi(r) dr \\ &\approx \frac{I_{\text{beam}}(z = 0) \exp(-\sigma_{\text{CEX}} n_{\text{g}} l)}{\int_0^\infty 2\pi \Phi(r) dr} \frac{T_{\text{target}}}{I_{\text{target}}} \int_0^\infty 2\pi r \cdot \rho(r) \cdot \Phi(r) dr . \end{aligned} \quad (3.17)$$

Speziell bei Triebwerken wie GITs, wie in Kapitel 2.2 schon beschrieben, ist $I_{\text{beam}}(z = 0) = I_{\text{screen}}$ gut bekannt. Das bietet die Möglichkeit, aus dem Vergleich von Gleichung 3.14 und der Gleichung 3.17 die Neutralgasdichte im Triebwerksstrahl mit dem Ansatz

$$n_g \approx -\frac{1}{\sigma_{\text{CEX}} l} \ln \left(\frac{I_{\text{target}}}{A_{\text{target}} I_{\text{target}}(z = 0)} \int_0^{2\sigma} 2\pi r \Phi(r) dr \right), \quad (3.18)$$

zu bestimmen.

Wie zu Beginn des Abschnittes erwähnt, dient die Auslenkung des Pendels als Maß für die Schubwirkung auf das Schubpendel. Diese Auslenkung kann entweder mit einem oder zwei Sensoren gemessen werden [37]. Zwei Sensoren ermöglichen es, transversal auf das Pendel wirkende Kräfte korrigieren zu können, so dass sich für die tatsächlich wirkende senkrechte Komponente der Auslenkung

$$s_{\text{eff}} = \sqrt{(x_0 - x_{\text{dis}})^2 + (y_0 - y_{\text{dis}})^2} \quad (3.19)$$

ergibt. Hierbei stehen x_0 und y_0 für den Abstand der Spiegel zum Sensor vor einer Auslenkung durch den Triebwerksstrahl. Während x_{dis} und y_{dis} diesen Abstand nach der Auslenkung durch den Triebwerksstrahl beschreiben.

Bisher sind wir davon ausgegangen, dass alle Teilchen, die das Target treffen, einfach ihren kompletten Impuls auf dieses transferieren. Bei dieser Annahme handelt es sich um den idealen Fall, der nicht immer gilt. Es können speziell bei Kraftsonden noch folgende Effekte bei der Schubmessung eine Rolle spielen:

1. Ionen mit dem Impuls p , werden im Inneren des Targets oder seines Porensystems absorbiert. Dadurch kommt es zu einem vollständigen Impulstransfer vom auftreffenden Ion auf das Target.
2. Ionen, werden vom Target reflektiert. Da die mikroporöse Oberfläche des Targets nicht atomar flach ist, werden die reflektierten Ionen unter verschiedenen Winkeln reflektiert. Bei einem senkrechten Einfall zur Targetoberfläche beträgt der maximale Impulsübertrag bei der Reflexion $2p$. Deshalb ist die Wahl des richtigen Targetmaterials von entscheidender Bedeutung. Es muss möglichst porös sein, um die eintreffenden Teilchen einzufangen und ihren Impuls so voll, zu absorbieren. Simulationen mit der Software SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) zeigen, dass die Reflexion von Ionen bei der Verwendung von Graphit vernachlässigbar klein ist, was durch frühere Arbeiten bestätigt wird [39].
3. Ionen mit dem Impuls p sputtern Atome vom Target ab. Hierbei handelt es sich um einen sehr komplexen Prozess, der sich für verschiedene Treibstoffe und Targetmaterialien sowie Strahlenergien auch noch unterscheidet. Aus diesen Gründen sind auch die Sputterausbeuten für typische Treibstoffe von elektischen Triebwerken wie Xenon (Xe) und Krypton (Kr) unterschiedlich. Für Ionen mit Ionenenergien $E < 1 \text{ keV}$ gilt [40]

$$Y = \frac{3}{4\pi^2} \frac{4m_t \cdot m_p}{(m_t + m_p)^2} \cdot \beta \cdot \frac{E}{U_0}. \quad (3.20)$$

Dabei bezeichnet m_t die Masse der Targetatome, m_p die Masse der Treibstoffatome, β ist eine Funktion von $(\frac{m_t}{m_p})$ und U_0 ist die Oberflächenbindungsenergie. Unter der Annahme, dass β konstant ist, ergibt die Gleichung $Y_{Xe}/Y_{Kr} \approx 0.7$, was zeigt, dass die Sputterausbeute von Xe bei Graphit größer ist als die von Krypton.

4. Neutrale Treibstoffteilchen mit thermischer Geschwindigkeit treffen auf das Target und tragen wie in Gleichung 3.23 zum Gesamtschub bzw. dem Schubinkrement bei. Außerdem treffen, wie zuvor beschrieben, auch neutrale Teilchen aus CEX-Effekten mit dem Impuls der zuvor geladenen Teilchen auf das Target.

3.2.2 Schubrechnung aus dem Strahlprofil und der Strahlenergie

Eine weitere Möglichkeit, den Schub indirekt bestimmen zu können, ist ihn aus dem Strahlprofil und der Strahlenergie zu berechnen. Das Strahlprofil eines elektrischen Triebwerks wird in der Regel mit einer Zeile aus Faraday-Bechern aufgenommen. Hierbei gibt es im wesentlichen zwei verschiedene Bauarten solcher Zeilen. Zum einen kann die Zeile in Form eines C-Scanners aufgebaut sein. Hierbei soll gewährleistet werden, dass alle Faraday-Becher senkrecht und in gleichem Abstand zu einer Punktquelle im Zentrum des Scanners stehen. Dieser wird azimuthal um diese Punktquelle bewegt, sodass mindestens 180° abgebildet werden können [41]. Zum anderen kann eine solche Zeile aber auch in einer geraden Achse angeordnet sein. Bei dieser Bauweise ist es sinnvoll, die Zeile mittels zwei-Achsen-Verfahreinheit vor dem Triebwerk nicht nur nach rechts und links fahren zu können, sondern auch den Abstand zum Triebwerk selbst variieren zu können und somit theoretisch ein 3D-Strahlprofil aufnehmen zu können [4]. Da die Becher bei dieser Bauart nur direkt vor dem Triebwerk senkrecht zu diesem stehen, fallen Ionen außerhalb der Strahlmitte nicht mehr sicher auf die Dektektionsfläche des Bechers, sondern treffen immer wahrscheinlicher die Wand des Bechers. Man kann also sagen, die effektiven Detektionsflächen der Becher werden, je weiter sich die Zeile aus der Mitte des Strahls entfernt, immer kleiner für die Ionen. Somit sinkt auch die Wahrscheinlichkeit, dass die Ionen des Triebwerksstrahls noch in die Becher gelangen. Um dieser Tatsache entgegenwirken zu können, muss eine Winkelkorrektur in Abhängigkeit vom Abstand der Zeile zum Triebwerk gemacht werden [42]. Mit Hilfe einer solchen Faraday-Zeile kann also unabhängig von der Bauart orts aufgelöst die Stromdichte $j(\vec{x})$ gemessen werden. Wenn die Strahlenergie bekannt ist, kann daraus der Betrag des effektiven Schubes berechnet werden als [10]

$$T = \int_A \int f(\vec{x}, U) j(\vec{x}) \cos(\Phi(\vec{x})) \sqrt{\frac{2m_p U}{q_p}} dU dA. \quad (3.21)$$

Der Vektor \vec{x} ist der Ortsvektor, der den jeweiligen Punkt in der Messebene beschreibt, in der die Stromdichte und Energieverteilung orts aufgelöst gemessen worden sind. $\Phi(\vec{x})$ beschreibt den Winkel zwischen der Triebwerksachse, die senkrecht auf der Austrittsfläche des Ionenstrahls steht, und dem Punkt, der durch \vec{x} beschrieben wird. Die Gleichung 3.21 gilt nur für Triebwerke, bei denen die Ionen im Ionenstrahl den selben Ladungszustand haben. Um verschieden geladene Ionen unterscheiden zu können, wird ein Messinstrument benötigt, welches das Ladungs- zu Masseverhältnis bestimmen kann. Derartige

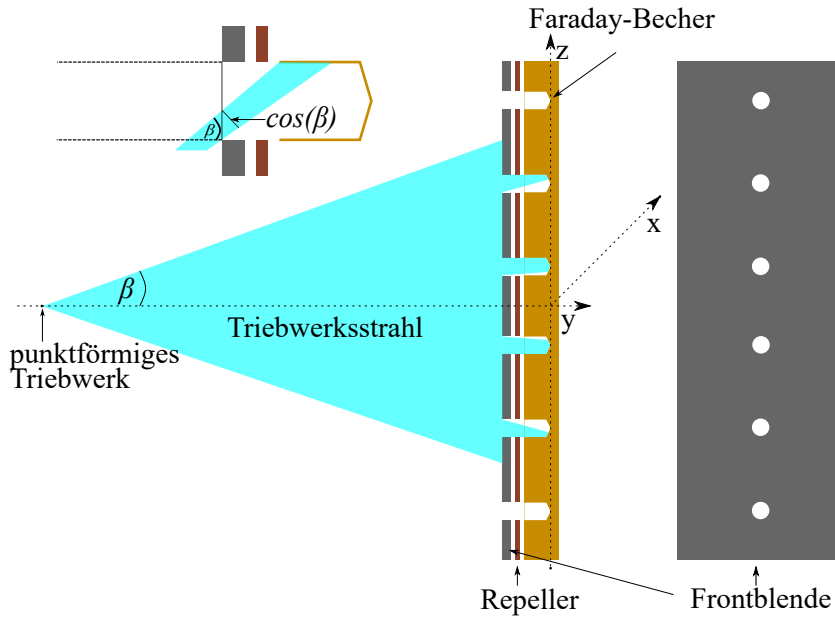


Abbildung 3.7: a) Darstellung einer Faraday-Zeile, welche die Faraday-Becher in einer geraden Ebene angeordnet hat und mittels 2-Achsenverfahren 3D-Profile aufzeichnen kann.

Messinstrumente sind aufwendig und meistens zu groß, um diese zur orts aufgelösten Messung im Ionenstrahl zu verwenden, ohne diesen dabei zu beeinflussen. Für GIT gibt die Formel jedoch bereits eine gute Näherung des tatsächlichen Schubes an, da diese über einen relativ fokussierten Strahl mit geringem Divergenzwinkel verfügen und überwiegend einfach geladene Ionen erzeugen, die alle die gleiche Beschleunigungsspannung durchlaufen und somit auch fast die selbe Energie besitzen, siehe Abbildung 3.2.2. Dies gilt nicht für HET oder HEMP-T. Hier lässt sich die Formel nicht direkt zur Abschätzung des Schubes anwenden, da die Ionen im Strahl eine breitere Energieverteilung besitzen und außerdem divergentere Ionenstrahlen ausgestoßen werden. Es gibt aber noch andere Effekte, die für alle drei oben genannten Triebwerkstypen zur indirekten Bestimmung des Schubes aus dem Strahlstrom und der Strahlenergie berücksichtigt werden müssen:

- In dem Plasma eines elektrischen Triebwerks gibt es verschiedene Ladungszustände Z der Ionen. Diese führen bei gleicher Beschleunigungsspannung zu verschiedenen Austrittsgeschwindigkeiten und somit zu unterschiedlichen Teilschüben, deren Summe den Gesamtschub ergibt. Es ergibt sich mit dem Strom der Ionen I_{Z+} im Ladungszustand Z ein Gesamtschub von

$$F = \sum_{Z=1}^n I_{Z+} \cdot \sqrt{\frac{2m_p U}{Ze}}. \quad (3.22)$$

Um diese verschiedenen Teilschübe abschätzen zu können, muss aber zunächst bekannt sein, wie groß die einzelnen Teilströme sind. Um diese zu bestimmen, wird weitere Diagnostik wie beispielsweise eine $E \times B$ -Sonde benötigt.

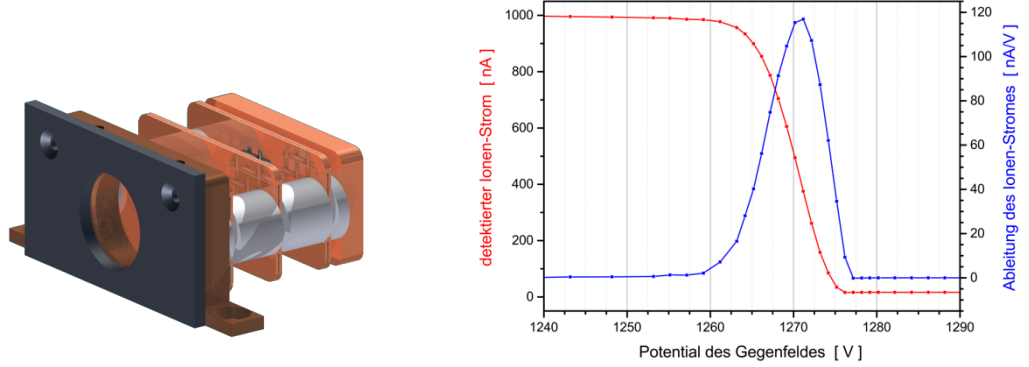


Abbildung 3.8: RPA Detektor mit 3 Gittern auf der linken Seite. Auf der rechten Seite ist der Stromverlauf gegenüber des Gegenpotentials (rot) für ein RIT aufgetragen, außerdem ist die Ableitung des Stromverlaufs nach dem Gegenpotential (blau) zu sehen.[43]

- Da nicht alle Treibstoffteilchen ionisiert werden, verlassen auch neutrale Teilchen elektrische Triebwerke. Diese Neutralgasteilchen werden beim Durchlaufen der elektrischen Felder nicht beschleunigt und verlassen deshalb das Triebwerk nur mit thermischer Geschwindigkeit. Den Schub, der durch diese Teilchen erzeugt wird, nennt man Neutralgasschub T_N . Er kann für molekulare Strömungen der Neutralgasteilchen beschrieben werden als [44],

$$T_N = \frac{1}{4} n_g \langle v_{\text{therm}}^2 \rangle A_g m_p, \quad (3.23)$$

wobei n_g die Neutralgasdichte, $\langle v_{\text{therm}}^2 \rangle = \frac{3k_b T_0}{m_p}$ das mittlere Quadrat der Geschwindigkeit der neutralen Teilchen, A_g die effektive Ausströmfläche, über die das Neutralgas entweichen kann, und m_p die Masse der Treibstoffteilchen beschreibt. k_b ist die Boltzmann-Konstante.

- Des Weiteren kann man das Plasma eines elektrischen Triebwerks noch genauer unterteilen in das Vorschichtplasma, das Hauptplasma und das Randschichtplasma. Zwischen dem Übergang vom Vorschichtplasma in das Randschichtplasma und das Hauptplasma verursacht das Plasmapotential einen Spannungsabfall. Das Plasmapotential beschleunigt die Ionen, die es durchlaufen, auf die Bohmgeschwindigkeit und kann beschrieben werden als [45]:

$$\Phi_P = \frac{k_B T_e}{2e} \quad (3.24)$$

mit T_e der Elektronentemperatur im Plasma.

Um zu gewährleisten, dass der Fluss von Elektronen und Ionen auf die Wand des Entladungsgefäßes gleich groß ist, stellt sich ein weiterer Spannungsabfall zwischen dem Übergang von dem Vorschichtplasma zu der Plasmarandschicht und der Wand des Entladungsgefäßes ein. Dies ist das Floatingpotential Φ_f . Bezogen auf den Übergang zwischen Vorschichtplasma und Randschichtplasma, unter Verwendung der

Boltzmann-Statistik und unter der Annahme, dass die Ionen- und Elektronenflüsse auf die Wand gleich sind, ergibt sich für das Floatingpotential [45]:

$$\Phi_f = -\frac{k_b T_e}{2e} \ln \left(\frac{m_p}{2\pi m_e} \right). \quad (3.25)$$

Da die Beschleunigungsspannung U_{acc} in Gleichung 2.13 sich auf das Triebwerksgehäuse bezieht, tragen beim RIT das Floatingpotential Φ_f und das Plasmapotential Φ_P ebenfalls zur Beschleunigung der Ionen bei und erhöhen die Beschleunigungsspannung, die auf die Ionen wirkt zu

$$U_{\text{tot}} = U_{\text{scr}} + \frac{k_b T_e}{2e} \left(1 + \ln \frac{m_p}{2\pi m_e} \right). \quad (3.26)$$

Um die tatsächliche Strahlenergie bestimmen zu können, werden energiewahlweise Diagnostiken benötigt. Die wohl am häufigsten eingesetzten Geräte hierzu sind sogenannte Gegenfeldanalysatoren (engl. „retarding potential analyzer“ RPA). Bei diesen Sensoren werden die Ionen durch ein Gittersystem gelenkt, welches zumeist aus 3 oder 4 Gittern besteht [4, 43]. Am Ende des Sensors befindet sich ein Detektor, der den Strom der einfallenden Ionen misst. An das erste Gitter von dem Triebwerk aus gesehen, das Repeller-Gitter, wird ein konstantes negatives Potential angelegt, um Elektronen, die in dem Tank und im Strahl sein könnten, von dem Detektor fern zu halten. An das zweite Gitter das Retarding-Gitter wird eine Spannung angelegt, die von 0 V bis zu der Strahlenergie durchgeföhren wird, dadurch werden die einfallenden Ionen abgebremst und, wenn das Gegenpotential groß genug ist, können diese nicht mehr zum Detektor gelangen und somit auch nicht mehr detektiert werden. An das dritte Gitter wird wieder ein negatives Potential angelegt, um Sekundärelektronen, die von den Ionen, welche den Detektor durchfliegen und in der Detektorebene einschlagen, ausgelöst werden, in die Detektorebene zurück zu pressen. Dieses Gitter wird Supressor-Gitter genannt. Leitet man nun diesen so gewonnenen Strom-Gegenfeldspannungsverlauf nach der Gegenfeldspannung ab, erhält man die Energieverteilung des Ionenstrahls.

Eine andere Methode zur Energiebestimmung ist zum Beispiel die Messung mit einem Parallel-Platten-Analysator (PPA) [4]. Hierbei handelt es sich um einen Sensor, der aus zwei parallelen Platten besteht. In einer der beiden Platten befinden sich zwei Löcher, eine Eintrittsöffnung, in die die Ionen einfallen können, und eine Austrittsöffnung, durch die die Ionen in einen Faraday-Becher oder ähnlichem gemessen werden können. Der Sensor wird in der Regel um 45° verdreht in den Ionenstrahl eingebracht. Die Ionen treffen in die Eintrittsöffnung und werden durch eine positive Potential an der parallel gegenüber liegenden Platte abgelenkt. Die Trajektorie der Ionen im Sensor hängt von deren Geschwindigkeit und der anliegenden Ablenkspannung ab. Nur für bestimmte Spannungen können die Ionen diesen Sensor passieren. Für solche Sensoren kann eine sensortypische Spektrometerkonstante bestimmt werden, mit deren Hilfe aus der Ablenkspannung direkt die Energie der passierenden Teilchen bestimmt werden kann. Bei der Spektrometerkonstante handelt es sich um eine rein geometrische Größe

$$k_{\text{PPA}} = \frac{L_{\text{PPA}}}{2d_{\text{PPA}}}, \quad (3.27)$$

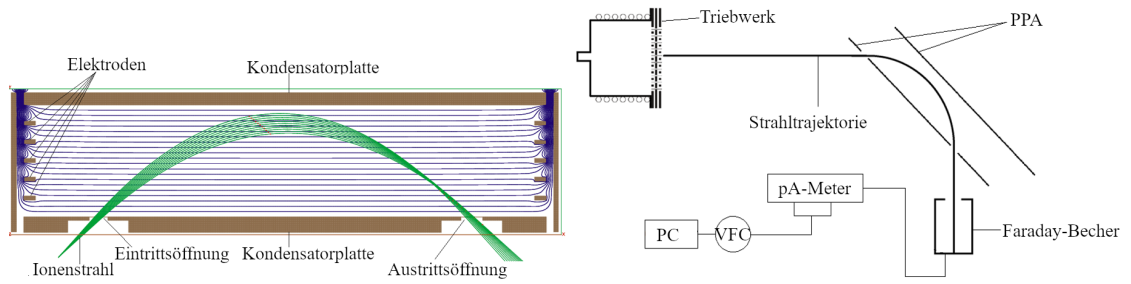


Abbildung 3.9: PPA Detektor Zwischenelektroden, um ein homogeneres E-Feld zu erzeugen, mit E-Feldlinien in blau und dem Strahlverlauf der Ionen im Inneren des Detektors. Die Simulation wurde mit SIMION durchgeführt. Auf der rechten Seite ist der zur Verwendung des Detektors nötige Schaltplan dargestellt

wobei L_{PPA} für den Abstand zwischen den Öffnungen und d_{PPA} für den Abstand zwischen den äußeren Elektroden steht. Kennt man die Spektrometerkonstante, kann man als Ergebnis direkt die Energieverteilung des Triebwerksstrahls bestimmen.

Hat man die Energie der Teilchen bestimmt, kann man diese direkt für U_{tot} in Gleichung 3.21 einsetzen.

Da in dieser Arbeit der Schub auf diese Art und Weise nur für RITs bestimmt wurde und bei diesen der Neutralgasschub zu vernachlässigen ist und nahezu alle Ionen nur einfach geladen sind, wird an dieser Stelle darauf verzichtet, im Detail zu erklären, wie eine Neutralgassonde oder eine $E \times B$ -Sonde zur Bestimmung der neutralen Teilchen bzw. der verschiedenen Ladungszustände funktionieren.

4 Apparativer Aufbau: Testanlage, Schubwaagen und Schubpendelaufbau

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem genauen Aufbau der verwendeten Diagnostiken und Testanlagen, die zur Anfertigung dieser Dissertation zum Einsatz kamen. Auch wenn im vorangegangenen Kapitel schon viele Arten von Diagnostiken beschrieben wurden, sind die Testanlagen, die die nötige Testumgebung bereitstellen, bisher noch nicht diskutiert worden.

Eine weitere Besonderheit der meisten elektrischen Triebwerken gegenüber chemischen Triebwerken ist nämlich, dass sie nicht an Atmosphäre betrieben werden können, weshalb sie stets in einer Vakuumtestkammer oder auch Weltraumsimulationsanlage getestet werden müssen. Um eine Testumgebung zu schaffen, die dem Vakuum des Weltalls nahe kommt, handelt es sich hierbei meistens um große Vakuumtanks. Durch ihre ausladende Dimensionierung sollen unter anderem Interaktionen zwischen dem Triebwerksstrahl und der Kammerwand minimiert werden. Außerdem müssen diese Anlagen einen möglichst konstanten Druck auch während des Betriebs des Triebwerks gewährleisten. Hierzu ist je nach eingesetztem Triebwerk ein leistungsfähiges Vakuumpumpensystem von Nöten. Da die für diese Arbeit eingesetzten Diagnostiken doch eher groß sind, konnten die Test nur in den zwei großen Testanlagen an der Justus-Liebig-Universität, der Testanlage „BigMac-Evo“ und der größten Testanlage der Universität „Jumbo“, durchgeführt werden.

4.1 Vakuum-Testanlage BigMac-Evo

Bei der Vakuum-Testanlage BigMac-Evo handelt es sich um einen 3,2 m langen Tank mit einem Durchmesser von 1,6 m und einem Volumen von 6,2 m³. Das Vakuum wird mit einer Vorpumpe (UniDry 50 von der Pfeiffer Vacuum GmbH) mit einem Saugvermögen von 50 m³/h und einer Turbomolekularpumpe (ATH2303M von der Pfeiffer Vacuum GmbH) mit einem Saugvermögen von 2150 l/s für Stickstoff N₂ erzeugt. Mit diesen Pumpen wird der Tank zunächst auf einen Basisdruck von $9 \cdot 10^{-7}$ mbar abgepumpt. Wird dann während des Betriebes eines Triebwerks temporär mehr Saugleistung benötigt, können zusätzlich zwei weitere Kryopumpen (Coolpower 140T mit Coolpack 6000 von Leybold GmbH) mit einem Saugvermögen von 35000 l/s für Xenon, eingesetzt werden. Damit kann dann ein Basisdruck von $3 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht werden. Der Druck in dieser Kammer wird mit einer Druckmessröhre gemessen, die sowohl über eine Pirani-Sonde sowie eine Kaltkathode verfügt. Dadurch ist es möglich, den Druck über einen Bereich von 1000 mbar bis zu $5 \cdot 10^{-9}$ mbar zu messen. Um zu verhindern, dass die Kammerwand, auf die der Ionenstrahl des Triebwerks trifft, zu heiß wird bzw. von dort Stahlpartikel abgesputtert werden, wird diese durch einen sogenannten „Beam-Dump“ aus Graphit

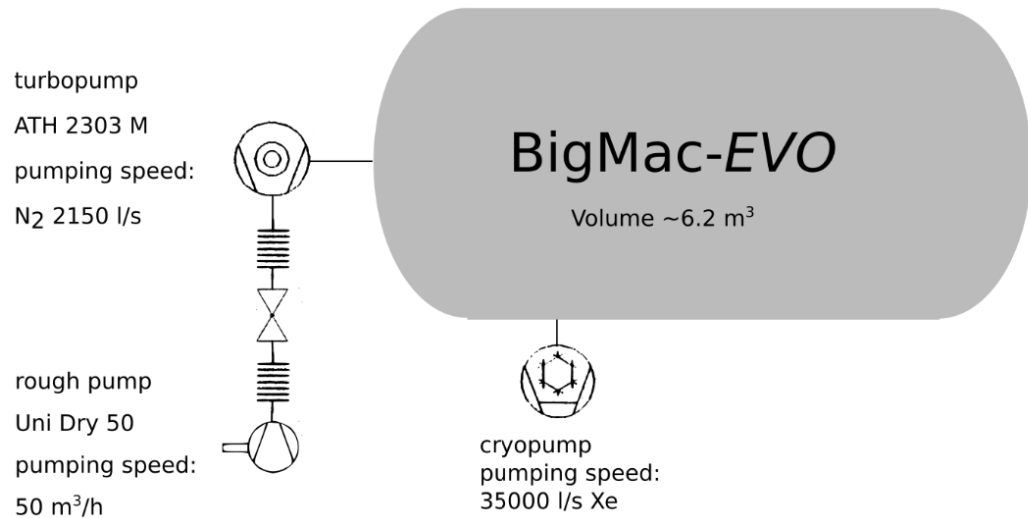


Abbildung 4.1: Testanlage BigMac-Evo mit Pumpenkonfiguration

geschützt. Dieser ist in einer Chevron-Geometrie angeordnet, um zu verhindern, dass die auftreffenden Teilchen direkt in das Triebwerk reflektiert werden. Durch diese Geometrie werden die auftreffenden Teilchen nach außen an die Kammerwand abgelenkt. Bei dem Einsatz besonders leistungsstarker Triebwerke kann der mittlere Teil des „Beam-Dumps“ auch mit Wasser gekühlt werden, um die durch den Triebwerksstrahl ins Beam-Dump eingetragene Energie abführen zu können.

In diesem Tank können kleine bis mittlere Triebwerke wie das RIT-10 vermessen werden. Hierbei muss bei einem RIT-10 bereits mit einem schlechteren Arbeitsdruck in der Testanlage gerechnet werden muss, da die Pumpenkonfiguration bei dem benötigten Gasfluss eines solchen Triebwerks an seine Grenzen stößt. Die Testanlage ist aber ideal geeignet, um Triebwerke mit weniger Gasfluss zu testen, wie zum Beispiel das RIT 4. Bei solchen Triebwerken hat diese relativ kompakte Tankanlage den Vorteil, dass sie schnell abgepumpt und auch schnell wieder belüftet werden kann, was gerade für Aufbauten von Diagnostik oder für den Test von Triebwerksprototypen, die auf ihre Funktion getestet werden sollen, ideal ist.

4.2 Vakuum-Testanlage Jumbo

Für den Test von großen Triebwerken mit mehr Leistung und mit mehr Massenfluss gibt es noch eine größere Vakuum-Testanlage an der Justus-Liebig-Universität in Gießen, den Jumbo. Diese Anlage hat einen Durchmesser von 2,6 m, eine Länge von 6 m und ein Volumen von rund 30 m³. Um die Leistung des Triebwerksstrahls von großen Triebwerken aus dem Tank abführen zu können und um die Kammerrückwand vor unnötigem

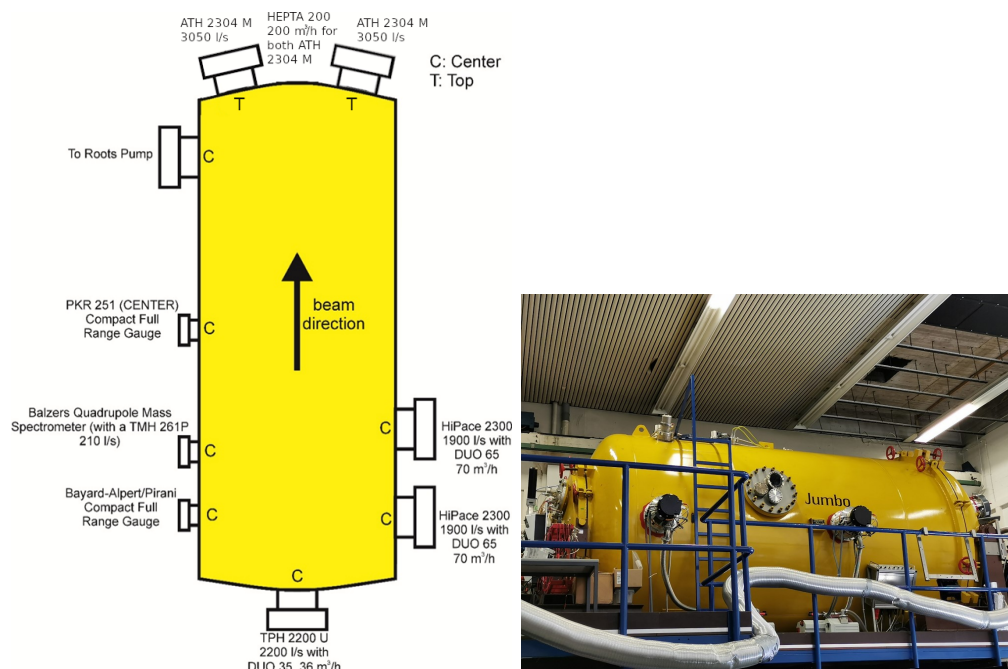


Abbildung 4.2: Testanlage Jumbo mit seiner Pumpenkonfiguration

Absputtern zu schützen, ist diese mit einem wassergekühlten Graphit-Beam-Dump in Chevron-Anordnung abgeschirmt. Durch die Wasserkühlung ist es möglich, 25 kW für fokussierte Triebwerksstrahlen, die nur in die Mitte des Beam-Dumps treffen, abzuführen. Trifft der Strahl auf den gesamten Beam Dump, ist es sogar möglich bis zu 50 kW Strahlleistung abzuführen. Das Pumpsystem besteht aus einer Schraubepumpe mit einem Saugvermögen von $200 \text{ m}^3/\text{h}$ (Pfeiffer Vacuum GmbH, Hepta200), zwei Drehschieberpumpen mit einer Pumpleistung von jeweils $70 \text{ m}^3/\text{h}$ (Pfeiffer Vacuum GmbH, DUO65), einer Drehschieberpumpe mit einer Pumpleistung von ca. $240 \text{ m}^3/\text{h}$ (Leybold, SogevaSV300) und einer Wälzkolbenpumpe (Heraus, BA2000) mit einer Pumpleistung von $2000 \text{ m}^3/\text{h}$, die für das Vorvakuum sorgen. Durch dieses große Saugvermögen im Vorvakuumbereich ist es möglich, innerhalb von 30 min einen Druck von 1 mbar zu erreichen.

Um dann einen Basisdruck von $8 \cdot 10^{-7}$ mbar zu erreichen, kommen noch zwei Turbopumpen (Pfeiffer Vacuum GmbH, HighPace 2300) mit einem Saugvermögen von 1900 l/s und zwei weitere Turbopumpen (Pfeiffer Vacuum GmbH, ATH 2304M) mit einem Saugvermögen von 3050 l/s für Stickstoff zum Einsatz. Während des Triebwerksbetriebs kann das Saugvermögen noch mit weiteren 8 Kryopumpen (Leybold Coolpack 6000 mit Coolpower 140T) mit einem Saugvermögen von insgesamt 160000 l/s für Xenon erweitert werden. Gemessen wird der Druck im Inneren an drei verschiedenen Orten. Zum einen in der Mitte des Tanks, zum anderen am Tor des Tanks, mit jeweils einem Full-Range-Sensor von der

Pfeiffer Vacuum GmbH, der aus einer Kombination von Kaltkathode und Pirani-Sensor besteht. Außerdem kommt in der Nähe des Triebwerks noch eine Bayart-Alpert Sonde kombiniert mit einer Pirani-Sonde zum Einsatz. Dies ermöglicht, im Druckbereich von 1000 mbar bis zu $5 \cdot 10^{-9}$ mbar zu messen.

4.3 Aufbau der verwendeten Schubwaage

Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, werden Schubwaagen in der Regel nach drei verschiedenen Konzepten konstruiert. Der in dieser Arbeit verwendeten Schubwaage liegt das Konzept eines zweiarmigen inversen Pendels zugrunde. Hierbei bilden die beiden Arme des Pendels zusammen mit der Plattform, auf der das Triebwerk befestigt wird, und einer Plattform am unteren Ende der Arme, ein Parallelogramm, wie es in Abb.4.4 zu sehen ist. Das Parallelogramm sorgt dafür, dass sich das Pendel nur in Richtung des Schubvektors bewegen kann und transversal wirkende Kräfte die Messung nicht beeinflussen können. Außerdem ist es möglich, die untere Plattform des Parallelogramms mit Gewichten zu balastieren, wodurch die Lage des Systems insgesamt stabilisiert wird. Während des Betriebs der Schubwaage wird das Pendel der Waage aktiv in seiner Nulllage gehalten. Zu diesem Zweck wird die Auslenkung des Pendelarms durch einen interferometrischen Sensor (IDS 3010 von Attocube) erfasst. Sollte sich der Pendelarm durch den Betrieb des Triebwerks in Bewegung setzen, wird das entsprechende Signal an einen Proportional-Integral-Differential (PID)-Regler weitergeleitet, der ein Netzteil (ADCMT 6156) zur Versorgung der Tauchspule (AVM19-5 von TDS Precision Products GmbH) steuert. Die Tauchspule erzeugt eine Kraft, die dann der Auslenkung des Pendelarms entgegen wirkt und das ohne die Auslenkung durch Reibungskräfte zu beeinflussen. Hierzu wird der Permanentmagnet der Schwingspule am Pendelteil (d.h. an der Parallelogrammstruktur, die das Triebwerk trägt) der Schubwaage befestigt und die Spule der Tauchspule wird am lasttragenden Teil (d.h. dem Waagenkörper) befestigt, der sich nicht bewegt. Der benötigte Strom I_{vc} , um die Waage in ihrer Nullstellung zu halten, ist proportional zur Kraft, die das Triebwerk auf die Waage ausübt, d.h. proportional zum Schub des Triebwerks. Damit der Spulenstrom bzw. die auf das Pendel wirkende Kraft durch die elektromagnetischen Felder der darauf getesteten elektrischen Triebwerke nicht gestört wird, wurde die gesamte Schubwaage mit μ Metall eingehaust. Die maximale Empfindlichkeit dieser Methode hängt stark von der Stabilität des Messsystems ab. Deshalb ist es wichtig, dass das System so stabil wie möglich gegenüber äußeren Einflüssen ist. Um die Stabilität zu verbessern, kann die Waage zum einen -wie oben beschrieben- mit Gegengewichten belastet werden, die das System stabilisieren, und zum anderen wird eine Wirbelstrombremse zur passiven Dämpfung von hochfrequenten Schwingungen eingesetzt. Um den Tauchspulenstrom I_{vc} der Schubkraft zuordnen zu können, muss das System kalibriert werden. Für die Erzeugung von Kalibrierkräften stehen mehrere Optionen zur Verfügung. Hierbei ist es wichtig, dass dies „in-situ“ also jederzeit während der Messung möglich ist. Denn bei diesem Schubwaagenkonzept ändert sich der Umrechnungsfaktor von Tauchspulenstrom in Schubkraft schon durch eine Änderung der Ausrichtung der Waage, durch eine Gewichtsänderung des Triebwerks oder der Gegengewichte und sogar

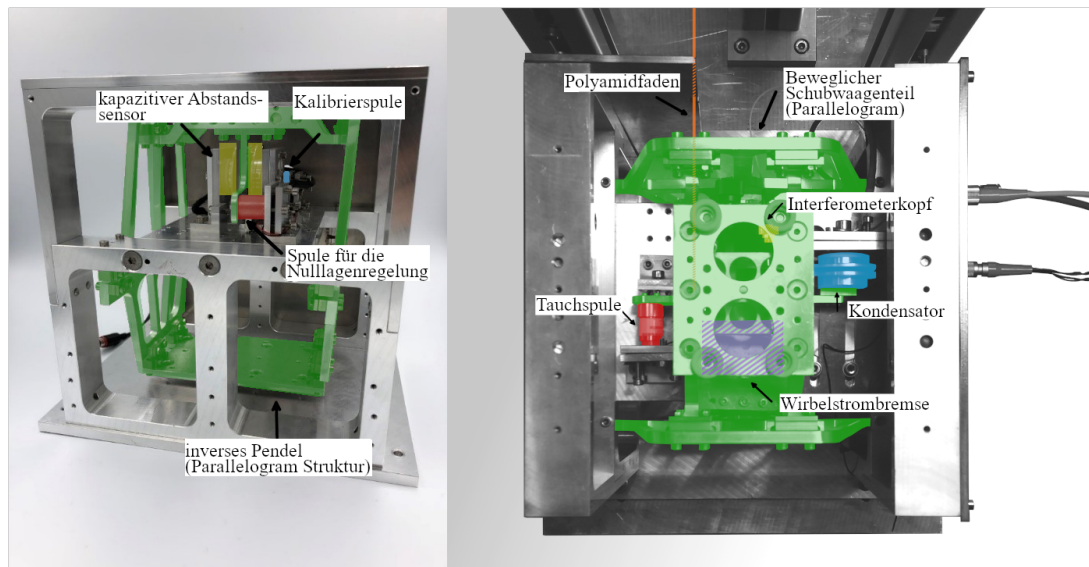


Abbildung 4.3: Vergleich zwischen der alten Schubwaagenversion (links) und dem neuen Setup (rechts). Hier wurde der kapazitive Abstandssensor durch ein hochpräzises Interferometer von attocube (gelb) ersetzt. Die Voice Coil zur Kalibrierung wurde durch einen Kondensator (blau) ersetzt, mit dem die Schubwaage elektrostatisch kalibriert werden kann. Außerdem wurde noch eine Vorrichtung ergänzt, die es ermöglicht, mit Kalibriergewichten die Schubwaage zu kalibrieren (orangene Fäden). Um hochfrequente Störungen zu dämpfen, wurde eine Wirbelstrombremse installiert (lila).

durch die Änderung der Nullposition des Pendels. Deswegen kommen bei der verwendeten Schubwaage gleich zwei verschiedene Kalibrierverfahren zum Einsatz.

Im einfachsten Fall können kalibrierte Massen verwendet werden. Diese können an einem Faden befestigt werden, der durch Rollen umgelenkt wird. Eine schematische Zeichnung dieser Methode ist in Abb. 4.4 auf der linken Seite dargestellt. Wenn verschiedene Massestücke in einem bestimmten Abstand auf dem Faden befestigt werden, können leicht unterschiedliche Kräfte zur Kalibrierung erzeugt werden. Dazu muss der Faden hinter der Umlenkrolle eine offene Bucht bilden. Die Massestücke auf der Seite der Umlenkrolle wirken mit einer Kraft auf die Schubwaage, die gleich ihrer Gewichtskraft ist. Die Gewichte auf der anderen Seite der Bucht wirken nur auf die Aufhängung. Verwendet man als Aufhängung einen Schrittmotor, ist es möglich, durch Verlängern oder Verkürzen des Fadens die Anzahl der Massestücke auf der Seite der Umlenkrolle zu verändern und dementsprechend unterschiedliche Kräfte auf die Schubwaage wirken zu lassen. Die so aufgenommenen Punkte haben einen linearen Zusammenhang, siehe die schwarzen Quadrate Abb. 4.5. Dieser ermöglicht es, den Tauchspulen Strom I_{vc} wie folgt in eine Kraft umzurechnen:

$$F(I_{vc}) = m_{cal} \cdot I_{vc} + I_0, \quad (4.1)$$

wobei I_0 der Tauchspulenstrom ist, der benötigt wird, um das Pendel ohne Betrieb des Triebwerks in der Nulllage zu halten. Der Vorteil dieses Aufbaus ist die relativ einfache Konstruktion und die Tatsache, dass sich die Masse und somit auch die Gewichtskraft der Massestücke gut bestimmen lässt und konstant bleibt. Allerdings gibt es einige Nachteile.

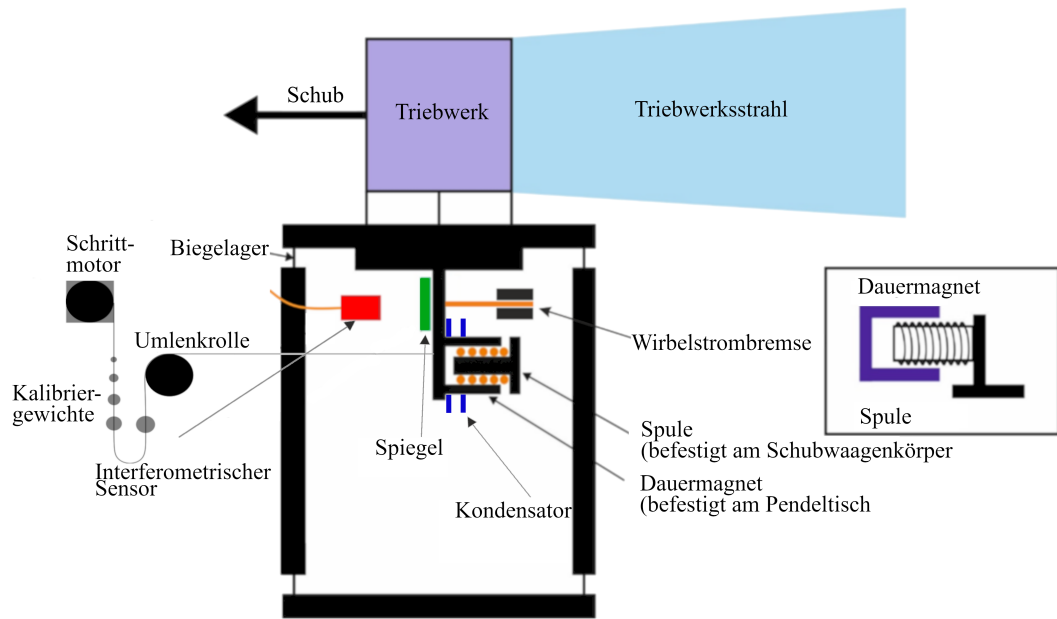


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des überarbeiteten und verwendeten Setups mit einem montierten Triebwerk.

Die Anzahl der Punkte für die Erstellung einer Kalibrierkurve ist durch die Anzahl der angebrachten Massestücke begrenzt. Mit Massestücken können in unserem Fall die Kräfte nur in Schritten von mindestens ca. 0,50 mN variiert werden, da die Steifigkeit des Fadens bei kleineren Kräften die Richtung der Kraftvektoren bestimmt. Das heißt, die Gewichte hängen nicht mehr senkrecht an der Umlenkrolle nach unten, sondern werden durch die Fadensteifigkeit umgelenkt, was die wirksamen Kräfte beeinflusst. Je nach Anwendung kann jedoch eine feinere Auflösung wünschenswert sein. Außerdem ist die Reibung der Umlenkrolle eine Quelle für systematische Fehler. Eine exakte Messung der auftretenden Reibungskräfte ist schwierig. Die Reibung führt jedoch dazu, dass die Schubkraft der Triebwerke im Prinzip um den Betrag der Reibungskraft überschätzt wird. Da sich die Größe der systematischen Fehler durch die Rollenreibung und Fadensteifigkeit nur schwer abschätzen lassen, wird der Steigungsfehler über die maximale Abweichung eines Messpunktes zur Fitgeraden wie folgt bestimmt:

$$\Delta m = m \frac{2\Delta x}{x_2 - x_1}. \quad (4.2)$$

Hier stehen m und Δm für die Steigung bzw. die Messunsicherheit der Steigung, Δx beschreibt die maximale Abweichung eines Messpunktes zur Ausgleichsgeraden, x_1 und x_2 stehen für die x-Werte zweier Messpunkte auf der Ausgleichsgeraden, die möglichst weit auseinander liegen sollten.

Zur Kontrolle der Kalibrierung ist bei der verwendeten Schubwaage noch eine weitere Kalibriereinheit montiert, so können beide Kalibriermethoden gegeneinander abgeglichen

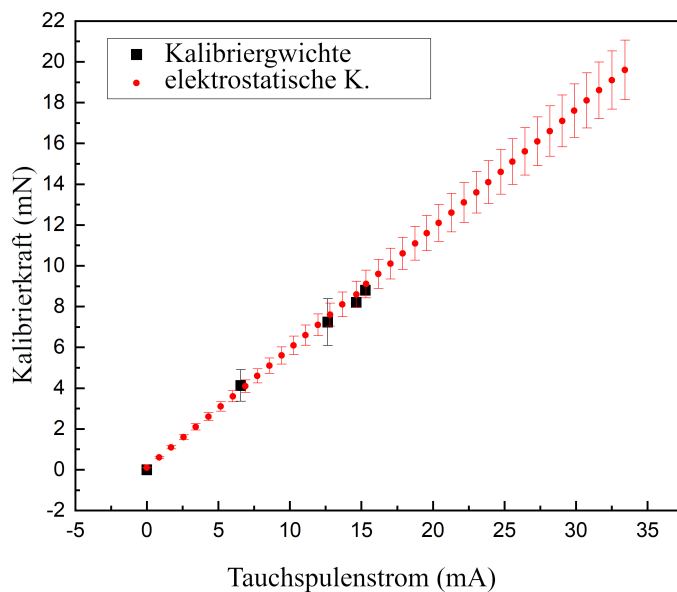


Abbildung 4.5: Kalibrierungen im Vergleich

werden. Diese besteht aus zwei runden leitenden Platten. Die eine ist an dem Pendel (dem beweglichen Teil), die andere am Fundament des Pendels (dem starren Teil) befestigt. Die beiden Platten bilden zusammen einen Plattenkondensator. Die von diesem erzeugte Kraft beruht auf dem Prinzip der elektrostatischen Anziehung. Die Spannung zwischen den Platten wird variiert, um verschiedene Kräfte zu erzeugen. So ist es möglich, mit diesem Verfahren Kräfte zwischen $1 \mu\text{N}$ und 200 mN auf das Pendel wirken zu lassen, wobei die obere Grenze lediglich durch die Spannungsquelle bzw. durch Überschläge zwischen den Platten begrenzt ist. Die so erzeugte anziehende Kraft zwischen den Platten lässt sich mit der Formel

$$F_{\text{Kond}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \pi r_{\text{Kond}}^2 \frac{U_{\text{Kond}}^2}{d_{\text{Kond}}^2} \quad (4.3)$$

berechnen, wobei ϵ_r die relative Permeavitat, r_{Kond} den Radius der Kondensatorplatten, d_{Kond} den Abstand der Kondensatorplatten zueinander und U_{Kond} die Spannung zwischen den Kondensatorplatten beschreibt. Die mit diesem Verfahren erzeugten Messpunkte sind ebenfalls in der Abbildung 4.5 (rote Punkte) zu sehen. Auch bei diesem Verfahren gibt es Messunsicherheiten, wie die Spannung an den Kondensatorplatten, die Messung des Plattenabstands, der Durchmesser der Kondensatorplatten, sowie die relative Permittivität. Aus allen Fehlerquellen zusammen folgt durch die Fehlerfortpflanzung eine

effektive Messunsicherheit für die tatsächlich wirkende Kraft von

$$\begin{aligned}\Delta F &= \left| \frac{\partial F}{\partial \epsilon_r} \right| \Delta \epsilon_r + \left| \frac{\partial F}{\partial r_{\text{Kond}}} \right| \Delta r_{\text{Kond}} + \left| \frac{\partial F}{\partial U_{\text{Kond}}} \right| \Delta U_{\text{Kond}} + \left| \frac{\partial F}{\partial d_{\text{Kond}}} \right| \Delta d_{\text{Kond}} \\ \Delta F &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \pi r_{\text{Kond}}^2 \frac{U_{\text{Kond}}^2}{d_{\text{Kond}}^2} \Delta \epsilon_r + \epsilon_0 \epsilon_r \pi r_{\text{Kond}} \frac{U_{\text{Kond}}^2}{d_{\text{Kond}}^2} \Delta r_{\text{Kond}} \\ &\quad + \epsilon_0 \epsilon_r \pi r_{\text{Kond}}^2 \frac{U_{\text{Kond}}}{d_{\text{Kond}}^2} \Delta U_{\text{Kond}} + \epsilon_0 \epsilon_r \pi r_{\text{Kond}}^2 \frac{U_{\text{Kond}}^2}{d_{\text{Kond}}^3} \Delta d_{\text{Kond}} .\end{aligned}\tag{4.4}$$

Anhand von Gleichung 4.4 wird deutlich, dass für die Genauigkeit der Kalibrierung eine sehr genaue Bestimmung des Plattenabstands von zentraler Bedeutung ist. Hierzu wird eine Distanzplatte zwischen die beiden Kondensatorplatten gebracht und diese zusammengeschoben bis beide an der Distanzplatte anliegen, so ist es möglich, den Abstand zwischen den beiden Kondensatorplatten mit einer Genauigkeit von $\Delta d_{\text{Kond}} = \pm 50 \mu\text{m}$ zu ermitteln. Der Plattenradius kann mit einer Genauigkeit von $\Delta r_{\text{Kond}} = \pm 0,025 \text{ mm}$ mittels Messschieber bestimmt werden, die Spannung an den Kondensatorplatten kann mit $\Delta U_{\text{Kond}} = \pm 0,1 \text{ V}$ geregelt werden und für die relative Permeabilität gilt per Definition, dass sie im idealen Vakuum 1 [46] ist. An Luft wird sie jedoch mit 1,000593 [47] angegeben. Auch wenn dieser Wert während des Schubwaagenbetriebs im Anlagenvakuum, wieder näher gegen 1 gehen sollte, gehen wir sicherheitshalber von einem $\Delta \epsilon_r = \pm 0,0006$ aus. Mit diesen Fehlerabschätzungen ergeben sich die in Abbildung 4.5 gezeigten Fehlerbalken für die elektrostatische Kalibrierung. Die Abbildung zeigt außerdem, dass beide Kalibriermethoden im Rahmen der Messunsicherheiten, zu dem gleichen Ergebnis führen.

4.4 Aufbau des verwendeten Schubpendels

Die verwendete Kraftsonde basiert auf dem in Ref. [38] beschriebenen Konzept. Eine schematische Zeichnung des Aufbaus ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Die Kraftsonde besteht aus einem 1 mm dicken und 250 mm langen Keramikstab, der mit seinem oberen Ende am Gehäuserahmen befestigt ist. Um eine Drehung zu verhindern, ist der Stab zusätzlich festgeklemmt. Am unteren Ende des Keramikstabes ist ein kreisförmiges Target mit 20 mm Durchmesser und einer Targetfläche $A_{\text{target}} = 315 \text{ mm}^2$ angebracht. Bei externer Krafteinwirkung auf das Target durch den Ionenstrahl wird dieses aus seiner Gleichgewichtslage bewegt. Für eine genaue Schubmessung ist es wichtig, dass der Impuls p der auftreffenden Teilchen vollständig auf das Target übertragen wird und insbesondere, dass eine Reflexion der auftreffenden Teilchen vermieden wird, da dies zu einer größeren Impulsübertragung (bis zu $2p$) führen kann. Die Verwendung von porösem Graphit mit einer geringen Sputterausbeute und einer offenen Porenstruktur, bei der die Teilchen in das Target eintreten, es aber nicht verlassen können, soll die Reflexion am Target minimieren [39]. Dementsprechend wird ein Graphittarget mit einer nicht versiegelten Porenstruktur verwendet. Die Auslenkung von Target und Keramikstab aus ihrer Gleichgewichtslage wird von zwei interferometrischen Sensoren von der Firma Attocube mit einem Fabry-Pérot-Interferometer (IDS 3010) gemessen, das eine Verschiebungsauflösung von 2 nm im Vakuum liefert. Zu diesem Zweck wird eine rechtwinklige, dreieckige Spiegelanordnung

(siehe Abb.3.5a)) mit zwei Spiegeln am Keramikstab befestigt. Diese Art der Messung ermöglicht es, die Richtung der einfallenden Teilchen zu bestimmen, indem man die beiden Komponenten des Teilchenimpulses, parallel und senkrecht zur Zieloberfläche, ermittelt. Mit

$$s_{\text{eff}} = \sqrt{(x_0 - x_{\text{dis}})^2 + (y_0 - y_{\text{dis}})^2} \quad (4.5)$$

kann die effektive Verschiebung s_{eff} berechnet werden, wobei x_0 und y_0 der Abstand zwischen dem Spiegel und den Sensoren in der Ruhestellung vor jeder Verschiebung sind. Die Parameter x_{dis} und y_{dis} beschreiben die Verschiebung nach dem Auftreffen der Teilchen auf das Target. Entsprechend verkürzt sich die gemessene Strecke. Man misst also in Richtung des Teilchenstrahls. Die absolute Auslenkung der Sonde wird dann aus der Abweichung der Position von der Nullposition berechnet. Diese nimmt mit zunehmender Kraft zu. Summiert man über alle auftreffenden Teilchen pro Zeitintervall, so erhält man das entsprechende Schubinkrement ΔT_{target} . Um Aufladungseffekte zu minimieren und eine Messung des elektrischen Stroms auf dem Target I_{target} zu ermöglichen, wird das leitfähige Graphittarget mit einem Draht kontaktiert, der durch den isolierenden Keramikstab verläuft. Bei der Messung des auf das Target treffenden Stroms ist zu beachten, dass kein Repeller vorhanden ist, der die Sekundärelektronen zurück auf das Target drückt oder verhindert, dass Elektronen aus der Kammer auf das Target treffen und das Ergebnis der Strommessung stören. Die Sekundärelektronen-Emissionsausbeute durch Ionenstöße mit dem Graphittarget lässt sich mit 0,1 Elektronen für 1000 eV Xenon-Ionen abschätzen [48]. Daher beträgt die maximale Unsicherheit für die Strommessung auf dem Target etwa 10 %. Unter der Annahme, dass im porösen Targetmaterial Sekundärelektronen erzeugt werden und dass diese Elektronen mit großer Wahrscheinlichkeit im Target verbleiben, kann davon ausgegangen werden, dass die tatsächliche Unsicherheit deutlich unter diesem Wert liegt. Darüber hinaus ermöglicht die elektrische Kontaktierung, an dem Target eine Spannung anzulegen und damit eine energieselektive Detektion der auf das Target auftreffenden Ionen durchzuführen. Um das empfindliche System zu stabilisieren, ist eine Wirbelstrombremse montiert, diese dämpft die Schwingungen des Systems ohne Reibung und erhöht so die Auflösung des Systems.

Um die Kraftsonde zu kalibrieren, wird ein Faden an der Kupferplatte der Wirbelstrombremse befestigt. Der Faden wird dann über eine Umlenkrolle geführt. Mit Hilfe einer Umlenkrolle und einem Schrittmotor, wie in Abb. 3.5 gezeigt, können verschiedene Gewichte verwendet werden, um eine Kraft auf die Sonde auszuüben. Aus den so aufgenommenen Werten lässt sich ähnlich wie bei der Schubwaage über den linearen Zusammenhang zwischen ausgeübter Kraft und Auslenkung der Sonde, die wirkende Kraft bestimmen. Man erhält dann eine lineare Funktion der Form.

$$F(s_{\text{eff}}) = m \cdot s_{\text{eff}} + s_0 \quad (4.6)$$

Hierbei ist zu beachten, dass bereits in der Ruhelage des Pendels ein Abstand zwischen Spiegel und Sensor gemessen wird, dieser ist aber konstant. Dieser Offset kann sehr genau gemessen werden und wird bei der linearen Anpassung als konstanter Parameter vorgegeben. Nach dem Bewegen der Kraftsonde in eine neue Position, z. B. auf einem Lineartisch, muss die Kraftsonde neu kalibriert werden, da die tatsächliche Position des

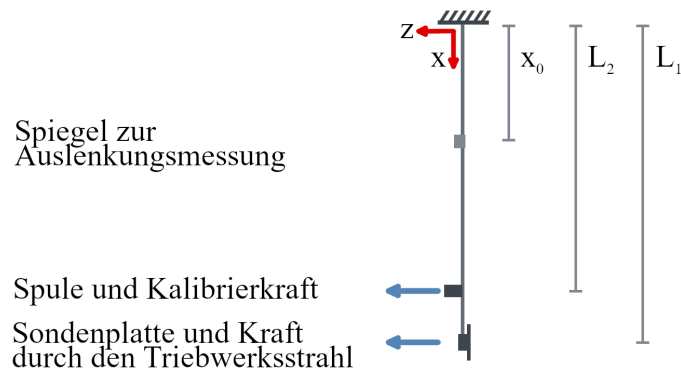


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Anordnung von der Spiegelposition, an der die Auslenkung bestimmt wird (x_0), der Position der Kalibrierspule (L_2) und der Position, an der die Kraft an der Sonde angreift (L_1).

gesamten Messsystems selbst einen erheblichen Einfluss auf die Nullposition s_0 (Offset) des Pendels der Kraftsonde in Gleichung (4.6) hat. Daher ist die Durchführung des Kalibrierungsverfahrens vor Ort von entscheidender Bedeutung insbesondere, wenn räumlich aufgelöste Schubmessungen durchgeführt werden sollen. Wie oben bereits beschrieben ist für eine orts aufgelöste Schubmessung eine In-situ-Kalibrierung unabdingbar. Während des Betriebs hat sich aber gezeigt, dass sich das Kalibrierverfahren mit den angehängten Massestücken nicht für eine In-Situ-Kalibrierung eignet, da der Faden, mit dem die Gewichte an der Sonde befestigt werden, selbst die Messung bereits zu stark beeinflusst. Die Messungen für diese Arbeit wurden alle stationär in der Mitte des Triebwerksstrahls durchgeführt, so dass die in Abbildung 3.5 gezeigte Kalibrierung verwendet werden konnte. Um in Zukunft auch orts aufgelöste Schubmessungen durchführen zu können, wurde eine weitere Kalibriermethode installiert und getestet, die eine In-Situ-Kalibrierung ermöglicht. Hierzu wurde eine Tauchspule (AVM12-6,4 von TDS Precision Products GmbH) verwendet, der Dauermagnet der Tauchspule wurde hierzu an dem Stativ befestigt und die Spule selbst an dem Keramikstab. Gibt man nun Strom auf die Tauchspule wird genau wie bei der Schubwaage auch eine zum Strom durch die Tauchspule proportionale Kraft erzeugt. Wie bei der Schubwaage muss aber zunächst bestimmt werden, welcher Tauchspulenstrom zu welcher Kraft gehört, weshalb die Tauchspule zunächst mittels einer Feinwaage (Mettler Toledo PB503-S/FACT) kalibriert wurde. Hierbei ist zu beachten, dass die Eintauchtiefe des Spulenkörpers in den Magneten bei der Kalibrierung der Schubsonde gleich der Eintauchtiefe bei der Kalibrierung der Spule sein muss, denn mit der Eintauchtiefe variiert auch die aus einem bestimmten Tauchspulenstrom resultierende Kraft. Hierzu wurden speziell Messungen mit verschiedenen Eintauchtiefen durchgeführt. Diese sind in dem Graph 4.8 dargestellt.

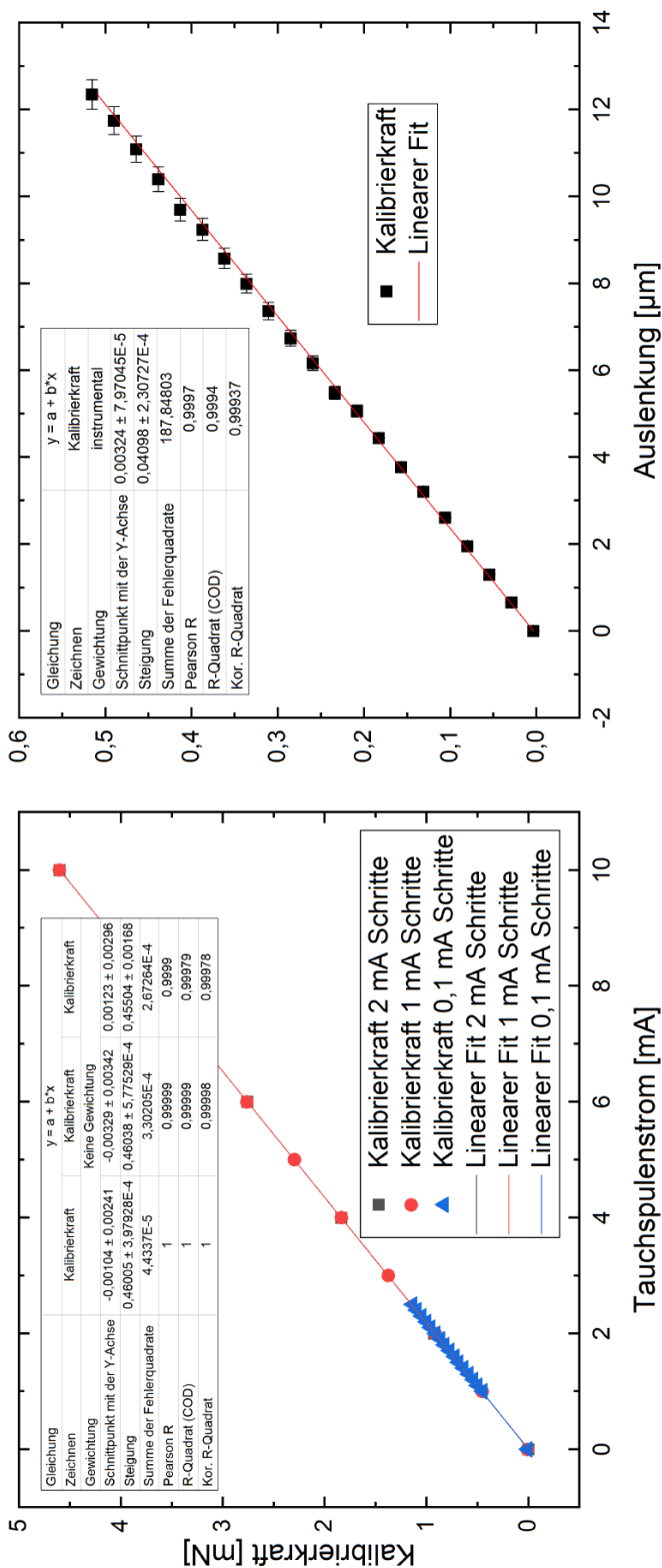


Abbildung 4.7: Auf der linken Seite ist in dem Graph der Kalibrierverlauf der Spule zu sehen, die später zur Kalibrierung der Schubsonde verwendet wird. Dabei ist die aus dem Tauchspulenstrom resultierende Kraft gegen den Tauchspulenstrom aufgetragen. Die Messung wurde mit verschiedenen Schrittweiten durchgeführt. Der Mittelwert der Steigung und die Messunsicherheit aus der maximalen Abweichung betragen $(0,4585 \pm 0,0035) \frac{mN}{mA}$. Auf der rechten Seite ist der Kalibrierverlauf der Schubsonde mittels der im linken Bild kalibrierten Spule aufgetragen. Hierbei ist die wirkende Kalibrierkraft auf die Sonde gegen die Auslenkung dieser aufgetragen worden. Die Steigung beträgt $(0,0410 \pm 0,0020) \frac{mN}{\mu m}$.

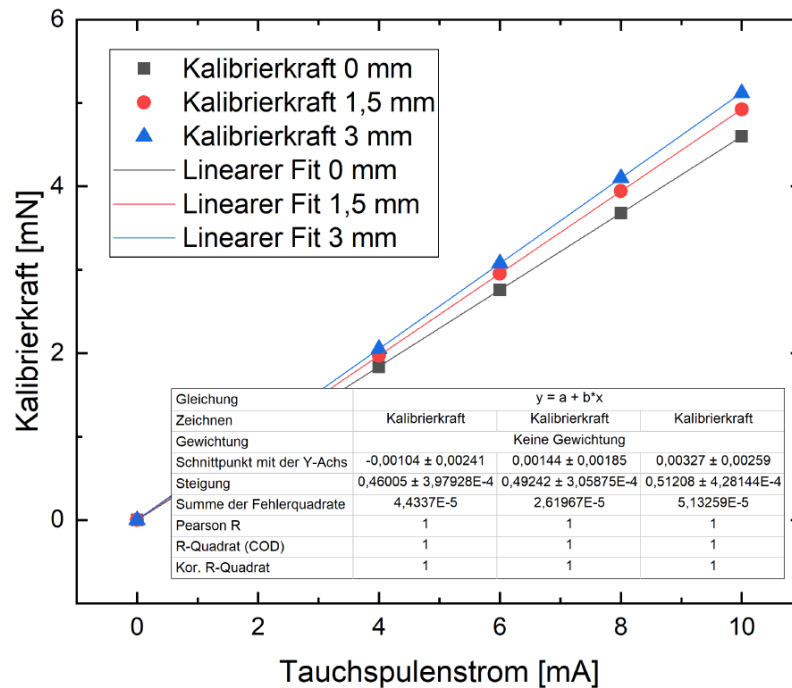


Abbildung 4.8: Die durch die verwendete Voice Coil erzeugte Kraft aufgetragen gegen den über die Spule fließenden Strom. Hierbei wurde die Eintauchtiefe der Spule in den Permanentmagneten von 0 mm (schwarze Quadrate), über 1,5 mm, bis zu 3 mm variiert.

Außerdem muss berücksichtigt werden, dass der Angriffspunkt der Spule ein anderer ist, als der des Teilchenstrahls, der auf die Sonde trifft, siehe Abb.4.6. Kennt man aber den Abstand zwischen beiden Angriffspunkten, ist es möglich, das durch die Tauchspule auf das Pendel wirkende Drehmoment umzurechnen in das Drehmoment, dem es am Ort der Sondenplatte entspricht. Hierzu wird der Keramikstab wie ein einseitig eingespannter Balken behandelt [9]. Der Betrag der Durchbiegung z des Keramikstabes für Punkte zwischen dem Befestigungspunkt und dem Angriffspunkt einer Kraft F ist gegeben durch

$$z_L(x) = \frac{FL}{2EI}x^2 - \frac{F}{6EI}x^3, \quad (4.7)$$

wobei x den Abstand zwischen der Befestigung und einem Punkt auf dem unbelasteten Balken bezeichnet und L den Abstand zwischen Befestigung und dem Angriffspunkt, der auf den Balken wirkenden Kraft F . E beschreibt das Elastizitätsmodul und I steht für das Flächenträgheitsmoment des Balkenquerschnitts. Mit Gleichung 4.7 kann man nun das Verhältnis k der Durchbiegung an dem Ort x_0 , der die Position des Spiegels und des interferometrischen Sensors zur Auslenkungsmessung beschreibt, angeben, wenn eine betragslich gleich große Kraft einmal am Ort der Kalibrierung L_2 und einmal an der Sondenplatte L_1 wirkt. Die Veranschaulichung dieses Zusammenhangs ist in Abbildung

4.6 dargestellt. Für den Faktor k ergibt sich nun

$$k = \frac{z_{L_1}(x_0)}{z_{L_2}(x_0)} = \frac{3L_1 - x_0}{3L_2 - x_0} . \quad (4.8)$$

Dieser Faktor muss dann zu der Kalibrierkraft gehörenden Auslenkung dazu multipliziert werden, um die tatsächlich auf die Sonde wirkende Kraft zu erhalten. Um die Messunsicherheit dieser Kalibriermethode zu bestimmen, muss man den Maximalfehler mittels Fehlerfortpflanzung für die mit Unsicherheiten behafteten Größen x_0 , L_1 und L_2 berechnen. Dann ergibt sich für Δk

$$\begin{aligned} \Delta k &= \left| \frac{\partial k}{\partial x_0} \right| \Delta x_0 + \left| \frac{\partial k}{\partial L_1} \right| \Delta L_1 + \left| \frac{\partial k}{\partial L_2} \right| \Delta L_2 \\ \Delta k &= \frac{3(L_1 - L_2)}{(x_0 - 3L_2)} \Delta x_0 + \frac{3}{(3L_2 - x_0)^2} \Delta L_1 + \frac{3(3L_1 - x_0)}{(3L_2 - x_0)^2} \Delta L_2 . \end{aligned} \quad (4.9)$$

Aus der Gleichung ergibt sich, dass man relativ kleine Messunsicherheiten erhält, solange $x_0 \ll L_1, L_2$ ist. Die absoluten Messunsicherheiten der drei Größen können mit ± 2 mm angegeben werden.

4.5 Aufbau der verwendeten Strahldiagnostik

4.5.1 Faraday-Zeile

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Faraday-Zeile eingesetzt, der aus 53 Faraday-Bechern besteht, die alle gerade übereinander angeordnet sind, siehe Abbildung 4.9.

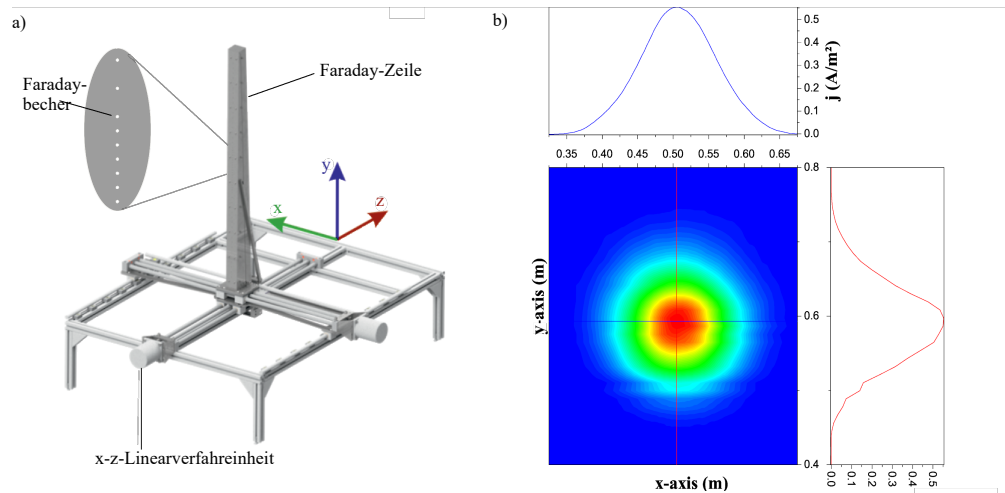


Abbildung 4.9: a) Technische Zeichnung der verwendeten Faraday-Zeile auf einer xy -Linearverfahreinheit. Mit diesem Aufbau können 3D-Strahlprofile aufgenommen werden. Zur besseren örtlichen Auflösung sind in der Mitte der Zeile die Abstände der Faraday-Becher dichter als außen an den Rändern. b) Ein Intensitäts-Strahlprofil-Plot aufgenommen an dem verwendeten RIT-4.

Da der Scanner so ausgerichtet ist, dass der Triebwerksstrahl diesen in der Mitte trifft, sind die Faraday-Becher in der Mitte des Scanners dichter angeordnet (Abstand zwischen den Bechern 12,5 mm) als an den Rändern (Abstand zwischen den Bechern 25 mm), so soll eine höhere örtliche Auflösung im mittleren Bereich des Strahls realisiert werden. Die Faraday Zeile ist außerdem auf einer xy -Verfahreinheit montiert, mit der es möglich ist, in der x -Richtung (quer zum Triebwerkstrahl) 0,95 m zu verfahren und in y -Richtung (in Richtung des Triebwerksstrahls) 0,8 m zu verfahren. Dadurch können, mit dieser Faraday-Zeile 2-dimensionale und 3-dimensionale Strahlprofile aufgenommen werden. Bei dieser Art des Verfahrens der Faraday-Zeile muss man jedoch berücksichtigen, dass die effektive Fläche der Faraday-Becher, die von den Ionen getroffen werden kann, umso kleiner wird, je weiter dieser aus der Mitte des Triebwerksstrahls heraus gefahren wird. Da es sich hierbei um ein relativ einfaches geometrisches Problem handelt, kann die Abnahme der effektiven Faraday-Becher-Fläche bei der Auswertung der Messung, wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, berücksichtigt werden. Die verwendete Elektronik ist in der Lage Ionenstromdichten von bis zu $159 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ mit einer Auflösung von $5 \frac{\text{mA}}{\text{m}^2}$ zu vermessen. Dadurch

können Strahlprofile von den verschiedensten elektrischen Triebwerken aufgenommen werden. In Abbildung 4.9b) ist ein 2D-Strahlprofil eines RIT 4 exemplarisch dargestellt. Aus einem solchen Profil lässt sich der Divergenzwinkel α_{div} des Triebwerksstrahls bestimmen.

4.5.2 Parallel-Platten-Analysator (PPA)

Um den Schub eines elektrischen Triebwerks bestimmen zu können, benötigt man zusätzlich zu dem Strahlprofil die Strahlenergie. Diese wurde in dieser Arbeit unter Verwendung eines PPA gemessen. Die Funktion ist bereits in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, sodass hier nur noch auf die spezifischen Maße des verwendeten Exemplares eingegangen werden soll.

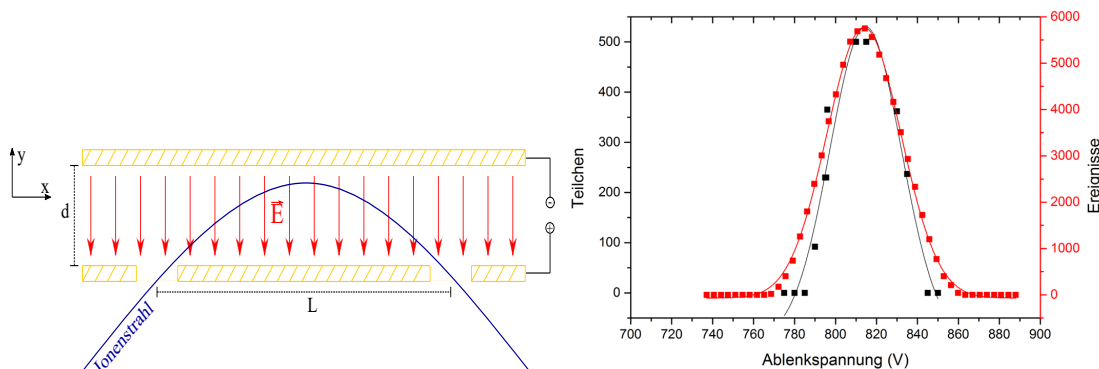


Abbildung 4.10: Links ist eine Skizze eines PPA inkl. elektrischem Feld und in diesem abgelenkten Ionenstrahl dargestellt. Auf der rechten Seite ist der Vergleich zwischen einer mit dem PPA aufgenommenen experimentellen Kurve (rot) und dem Ergebnis der Simulation mittels SIMION (schwarz) dargestellt

Der Abstand L zwischen der Eintrittsöffnung und der Austrittsöffnung beträgt 50,4 mm und der Abstand zwischen den beiden Elektroden d beträgt 15,2 mm, so dass sich daraus eine Spektrometerkonstante $k = 1,66 \pm 0,01$ ergibt. Um das Ganze zu verifizieren, wurden zusätzlich zu den Messungen Simulationen mit der Software „SIMION“ durchgeführt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 4.1 zu finden.

Daraus ergibt sich nach der Simulation eine durchschnittliche Spektrometerkonstante von $1,6590 \pm 0,0008$, die in sehr guter Übereinstimmung mit der gemessenen Spektrometerkonstante ist, wie es auch in Abbildung 4.10 gezeigt wird.

Die Auflösung des PPA hängt im Wesentlichen davon ab, wie gerichtet die Strahlen in den PPA ein- bzw. austreten, weshalb eine Anpassungen der Öffnungen die Auflösung weiter verbessern kann. Jedoch verliert man hierbei an Signalstärke. Die Energieauflösung von dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau wurde experimentell ermittelt zu $\frac{\Delta E}{E} = (5,28 \pm 0,06) \%$.

Tabelle 4.1: Simulation des verwendeten PPAs mittels „SIMION“, um die praktisch bestimmte Spektrometerkonstante k verifizieren zu können. Hierzu wurden für zwei verschiedene Ionenenergien die nötigen Ablenkspannungen bestimmt und daraus die Spektrometerkonstante berechnet.

Energie (eV)	Ablenkspannung (V)	k
844	508,5	1,6598
1351	814,69	1,6583

5 Messungen mit den entwickelten Messmethoden zur Schubbestimmung

Die Messungen mit den oben dargestellten Diagnostiken werden in diesem Kapitel zunächst einzeln vorgestellt und am Ende des Kapitels miteinander verglichen.

5.1 Schubbestimmung mittels der Schubwaage

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse mit der oben vorgestellten Schubwaage gezeigt und analysiert. Hierzu wurden Schubmessungen an verschiedensten Triebwerken durchgeführt. Diese reichen von einem einfachen Kaltgastriebwerk, welches ein relativ hohes Schub zu Gewichtsverhältnis aufweist, bis hin zu klassischen elektrischen Triebwerken wie einem HEMP, einem ACFT, einem RIT und einem EZR-Triebwerk.

5.1.1 Kaltgastriebwerk

Um die Funktion der Schubwaage zunächst zu überprüfen, wurden die ersten Tests mit einem einfachen Kaltgastriebwerk durchgeführt. Ein gerades $\frac{1}{16}$ "-Rohr wurde als Düse des Kaltgastriebwerkes verwendet. Gesteuert wurde der Massenfluss über einen 2 slm „massflow controller“ (MFC) von Lintec. Dieser wird analog gesteuert, hierbei entsprechen 5 V der Fullrange von 2 slm. Die Geschwindigkeit des Gases durch ein solches Rohr ist abhängig von dem Eingangsdruck p_1 und dem Ausgangsdruck p_2 , sowie von der Eingangstemperatur T_1 . Ist der Ausgangsdruck kleiner als der kritische Druck p^* , wird der Massenfluss durch das Rohr maximal und man spricht von einer verblockten Strömung. Bei einer verblockten Strömung bewegen sich die Gasteilchen mit der maximalen

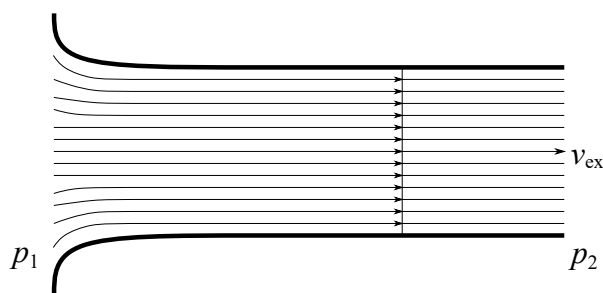


Abbildung 5.1: Skizze eines Kaltgastriebwerkes mit verblockter Strömung im Inneren. Zu dieser kommt es, wenn für die Drücke p_1 und p_2 die Bedingungen aus Tabelle 5.1 erfüllt sind.

Tabelle 5.1: Isentropenexponent κ , Verhältnis der Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und konstanter Volumen und Verhältnis von kritischem Druck p^* zu dem Eingangsdruck p [49]

κ	p^*/p	Gasart
1,667	0,487	einatomare Gase
1,400	0,528	zweiatomare Gase
1,333	0,540	dreiatomare Gase
1,100	0,585	vielatomare Gase

Geschwindigkeit, die sie erreichen können, d.h. der Schallgeschwindigkeit v_{Schall} für das jeweilige Gas. Hierfür gilt:

$$v_{\text{Schall}} = \sqrt{\frac{\kappa \cdot k_B \cdot T_1}{m_T}}, \quad (5.1)$$

wobei k_B die Boltzmannkonstante, m_T die atomare Masse des Treibstoffs und κ der Isotropenexponent, für den die Werte in Tabelle 5.1 gelten, sind. So ist es möglich, über den durch die Kalibrierung des MFC bekannten Massenfluss und die Schallgeschwindigkeit des jeweiligen Gases, den Schub des Kaltgastriebwerks mit Gleichung 2.3 abzuschätzen. Um die gemessenen Schubwerte besser verifizieren zu können und um ein besseres Gefühl über die Gültigkeit der Schubabschätzung zu bekommen, wurden Stickstoff und Argon als Treibstoff eingesetzt und miteinander verglichen.

Abbildung 5.2 zeigt links den gemessenen Schub im Vergleich zu dem theoretisch erwarteten Schub für die entsprechenden Massenflüsse mit Stickstoff als Treibstoff. Für die theoretische Schubbestimmung kann, bei einem Eingangsdruck von $p_1 = 1000$ mbar und einem Ausgangsdruck von $p_2 \approx 10^{-3}$ mbar von einer verblockten Strömung durch das Rohr ausgegangen werden. Es ist aber zu sehen, dass der abgeschätzte Schub unabhängig vom Treibstoff kleiner ist als der gemessene.

Im Fall von Stickstoff als Treibstoff ergibt sich für das Verhältnis der gemessenen Steigung zu der theoretischen ein Faktor von 1,61. Für Argon erhält man einen Faktor von 1,69. Da es sich um nahezu denselben Faktor zwischen abgeschätztem Wert und gemessenen Wert für beide Treibstoffe handelt, scheint es sich um einen systematischen Fehler bei der Messung zu handeln. Um das jedoch ausschließen zu können und um nochmals zu testen, wie gut die beiden Kalibriermethoden zusammenpassen, wurde die Schubwaage elektrostatisch wie auch mit den absoluten Massen kalibriert (siehe 4.3). Die auf 0 normierten Ergebnisse beider Kalibrierungen sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Abweichung beider Steigungen zueinander beträgt lediglich 0,96 %, wodurch ein systematischer Fehler auszuschließen ist und die Abweichungen eher auf Strömungseffekte im Inneren des Triebwerks oder beim Austritt des Strahls zurückzuführen sind, die unabhängig vom Treibstoff aufzutreten scheinen.

Erwartet wurde eher, dass der mit der Gleichung 2.3 bestimmte Schub überschätzt werden könnte, da hierbei nicht berücksichtigt wird, dass der austretende Gasstrahl nicht parallel sondern unter einem Divergenzwinkel α_{div} aus der Düse austritt. Dann würde

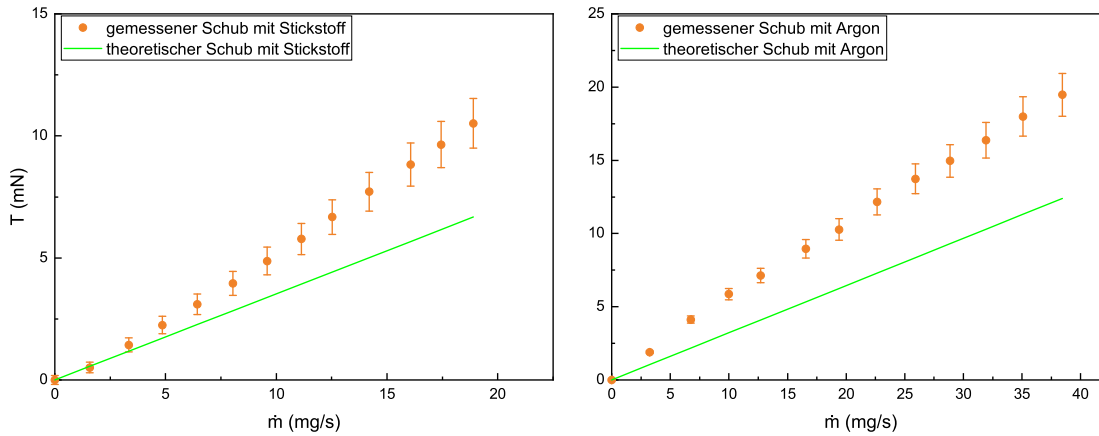


Abbildung 5.2: In dem linken Graphen ist die gemessene Schubkurve (orangene Quadrate) und der abgeschätzte Schub (grüne Linie) erzeugt durch Stickstoff als Treibstoff dargestellt. Das Verhältnis beider Steigungen zueinander beträgt 1,61. Der rechte Graph zeigt das Gleiche mit Argon als Treibstoff. Das Verhältnis beträgt 1,69. Die Messunsicherheit wurde bei beiden Messungen aus dem Fehler der linearen Regression bestimmt. Es scheint sich um eine systematische Abweichung zu handeln.

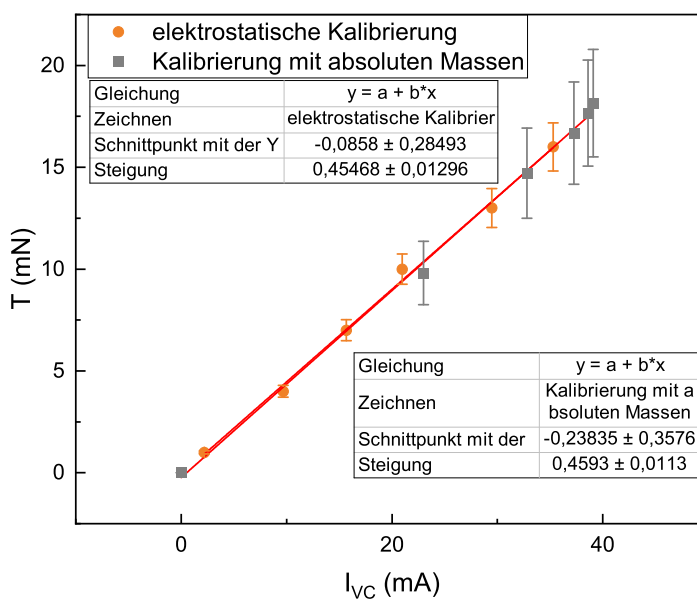


Abbildung 5.3: Kalibrierungen für die Messung mit dem Kaltgastriebwerk. Zum einen die elektrostatische Kalibrierung (orangene Kreise) und zum anderen die Kalibrierung mit den definierten Massen (graue Quadrate). Die Messunsicherheiten ergeben sich für die Massen aus der maximalen Abweichung von der Geraden und für die elektrostatische Kalibrierung aus der Fehlerfortpflanzung der fehlerbehafteten Größen

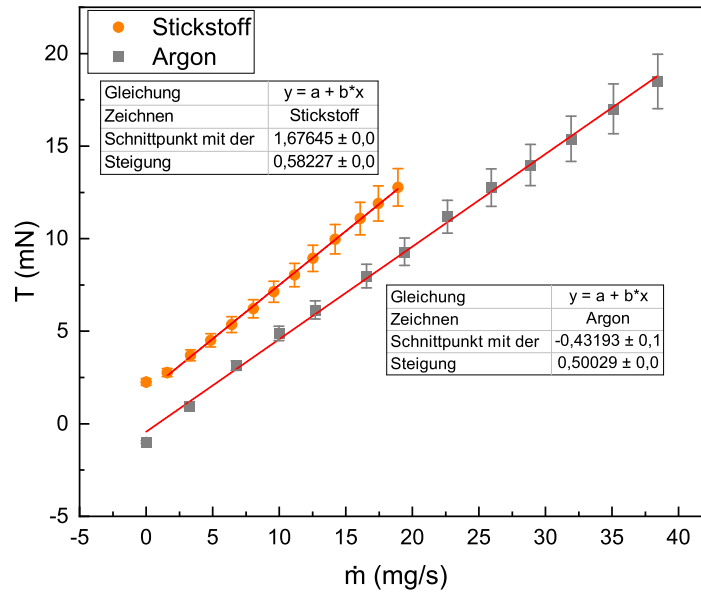


Abbildung 5.4: Hier wird die Schubmessung mit Stickstoff (orangene Kreise) und mit Argon (graue Quadrate) verglichen. Hierzu wurde der jeweilige lineare Verlauf der Messpunkte mit einer Geraden gefittet, um das Verhältnis zwischen den Steigungen vergleichen zu können. Die Messunsicherheit wurde jeweils aus der Unsicherheit der Kalibriergeraden bestimmt.

der Schub mit $\cos(\alpha_{\text{div}})$ abnehmen.

Um dennoch eine Aussage über die Funktionsfähigkeit der Schubwaage anhand dieser Messungen machen zu können, wurden die Messungen mit beiden Treibstoffen miteinander verglichen.

Vergleich von Argon und Luft

In Abbildung 5.4 wird der Schub des Kaltgastriebwerks mit Argon und Stickstoff miteinander verglichen. Bei gleichem Massenfluss ist der Schub mit Stickstoff größer als mit Argon, da Stickstoff leichter ist als Argon bewegt sich die Teilchen schneller, daher der größere Schub bei gleichem Massenfluss. Außerdem ist zu erkennen, dass der maximale Massenfluss durch das System für Stickstoff geringer ist als für Argon, was noch einmal als Bestätigung für eine verblockte Strömung zu sehen ist.

Vergleicht man das Steigungsverhältnis von Argon zu Stickstoff erhält man:

$$\frac{b_{\text{Ar}}}{b_{\text{Luft}}} = 0,86 . \quad (5.2)$$

Berechnet man den Schub nach Gleichung 2.3, sollte dieses Verhältnis gerade dem Verhältnis der Schallgeschwindigkeiten der jeweiligen Gase entsprechen. Hierbei wurde für die Berechnung der Schallgeschwindigkeit von Stickstoff von Stickstoff N_2 ausgegangen. Als Ergebnis erhält man

$$\frac{v_{\text{Ar}}}{v_{\text{N}_2}} = \frac{322,504}{353,021} = 0,91 . \quad (5.3)$$

Obwohl die gemessenen Schubwerte nicht zu den theoretisch errechneten gepasst haben, passt das Verhältnis der beiden Steigungen doch gut zu dem erwarteten Verhältnis zwischen den Treibstoffen. Die Messungen zeigen weiter, dass die Schubwaage den Schub eines Kaltgastriebwerks messen kann und auch dass es mit ihr möglich ist, verschiedene Schubkurven aufzunehmen, auch wenn deren Steigung nur 10% auseinander liegen, was vor allem im unteren Messbereich wichtig ist. Außerdem zeigen die Messungen wie erwartet einen linearen Verlauf, was eine weitere Bestätigung für die Funktion der Waage ist. Des Weiteren wurde noch einmal gezeigt, dass die Kalibriermethoden auch während des Messbetriebs gleiche Ergebnisse liefern.

5.1.2 HEMP-Triebwerk

Das HEMP-Triebwerk zeichnet sich im Sinne der Schubmessung dadurch aus, dass es als Zuleitungen lediglich eine DC-Zuleitung für die Anode und eine Gaszuleitung benötigt. Außerdem ist es mit einer Masse von 460 g deutlich leichter als z.B. ein RIT 10 mit 4,6 kg. In dem Entladungsgefäß eines HEMP-Ts wird das Plasma durch eine periodische Permanentmagnetanordnung, wie sie in Abbildung 2.3d) zu sehen ist, fokussiert, um so Wechselwirkungen und Verluste über die Wand der Plasmakammer zu vermeiden.

Um das Plasma zu erzeugen, werden freie Elektronen benötigt. Diese werden von einer Kathode zur Verfügung gestellt. Die freien Elektronen werden durch die positive Spannung der Anode angezogen. Im Entladungsgefäß angekommen, werden sie durch die Magnetfelder auf Kreisbahnen gelenkt, dabei stoßen sie mit den Treibstoffteilchen und ionisieren diese. Die unterschiedlich zueinander ausgerichtete Dauermagnetstruktur sorgt dafür, dass sich die Elektronen in entgegengesetzten Richtungen zueinander, in den jeweiligen Magnetfeldern, rund um die Mittelachse des Entladungsgefäßes drehen. Dadurch wird ein elektrisches Feld erzeugt, welches die ionisierten Treibstoffteilchen aus dem Triebwerk beschleunigt [50]. Deshalb gehören HEMP-Triebwerke zu der Gruppe der elektrostatischen Triebwerke und nicht zu der Gruppe der elektromagnetischen Triebwerke.

Der Schub eines HEMP-Ts kann mit der Gleichung 2.13 nach oben abgeschätzt werden, wenn man davon ausgeht, dass die Beschleunigungsspannung gleich der Anodenspannung ist und ein paralleler Strahl aus dem Triebwerk austritt. Unter der Annahme, dass die austretenden Ionen alle einfach geladen sind, sieht man deutlich, in der Abbildung 5.5 dass diese Abschätzung einen zu geringen Schub ergibt. Geht man davon aus, dass alle Teilchen doppelt geladen sind, erhält man einen zu hohen Schub. Versucht man auf diese Weise die Abschätzung an die Messung anzunähern, erhält man für 63 % an Xe^{2+} -Ionen eine gute Übereinstimmung. Diese 63 % doppelt geladener Ionen sind nicht als absoluter Wert zu interpretieren, da einerseits der Schub durch Divergenzeffekte kleiner wird, andererseits auch durch das Plasmapotential und durch das E-Feld im Inneren der periodischen Magnetfeldanordnung erhöht wird. Die Abschätzung zeigt aber einen deutlichen Anteil an doppelt geladenen Ionen am Ionenstrahl. Der tatsächliche Divergenzwinkel für dieses

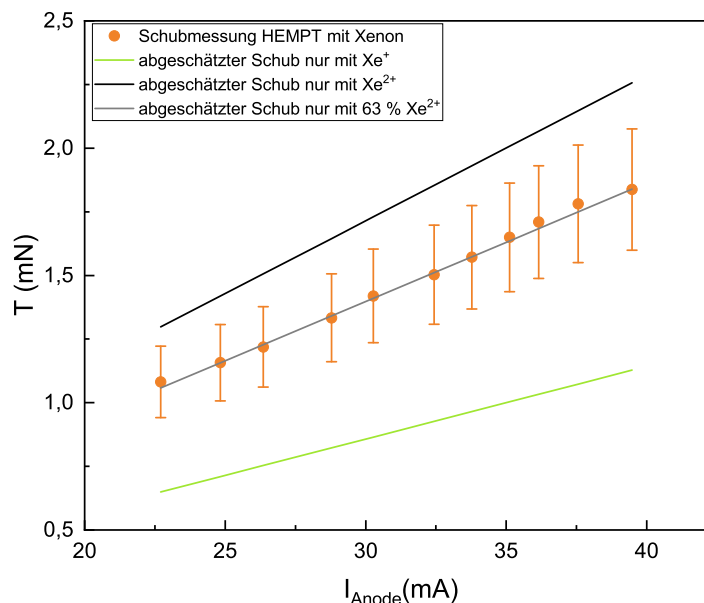


Abbildung 5.5: Der gemessene Schub (orangene Kreise) im Vergleich mit erwarteten Schubabschätzungen mit einer Beschleunigungsspannung von 300 V und verschiedenen Ladungszuständen der Ionen im Plasma. Geht man davon aus, dass nur Xe^+ extrahiert werden erhält man die grüne Gerade. Würden nur Ionen mit $q = \text{Xe}^{2+}$ extrahiert werden, würde man die schwarze Linie erhalten. Versucht man den abgeschätzten Schub dem gemessenen auf diese Weise anzunähern, erhält man mit einem Anteil von 63 % an Xe^{2+} -Ionen eine gute Übereinstimmung. Allerdings erscheint das etwas viel und es ist zu vermuten, dass die Beschleunigungsspannung durch das E-Feld im Plasma deutlich über den an der Anode angelegten 300 V liegt. Außerdem ist bei der Abschätzung keine Strahldivergenz berücksichtigt. Deshalb lassen die dargestellten Kurven lediglich vermuten, dass es einen nennenswerten Anteil an doppelt geladenen Ionen an dem Ionenstrahl gibt.

Triebwerk beträgt nach Ref. [51, 52] $74,5^\circ$ für 90 % aller Teilchen, was unabhängig davon noch einmal in eigenen Messungen bestätigt werden konnte. Die Energie der meisten Teilchen entspricht gleich der Anodenspannung [51, 52]. Dies wurde in eigenen Messungen mittels RPA noch einmal bestätigt. Hierbei gilt es aber zu beachten, dass es nicht möglich ist, mit einem RPA zwischen Xe^+ und Xe^{2+} -Ionen zu unterscheiden. Aus diesem Grund kann über das Verhältnis von Xe^+ zu Xe^{2+} keine Aussage getroffen werden. Desweiteren kann bei der theoretischen Betrachtung eines HEMPTs nicht davon ausgegangen werden, dass der Schub einfach mit $\cos(\alpha_{\text{div}})$ abnimmt, da die Energie der Teilchen und die Strahlintensität ebenfalls vom Divergenzwinkel abhängen. Das bedeutet, dass ein signifikanter Anteil der ausgestoßenen Teilchen doppelt geladen sein muss, um den gemessenen Schub unter einem solchen Divergenzwinkel ausstoßen zu können.

5.1.3 EZR-Triebwerk

Die Entwicklung und der Bau der Schubwaage wurden im Rahmen des Horizon2020-geförderten Projektes „MINOTOR“ gefördert. Ziel war es hierbei, eine Schubwaage bereitzustellen, mit der es möglich ist, den Schub eines EZR-Triebwerks zu vermessen, welches ebenfalls im Rahmen diesen Projektes von ONERA (Paris) entwickelt wurde. Das Besondere an einem Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Triebwerk ist, dass es sowohl positiv geladene Ionen als auch Elektronen zu gleichen Teilen ausstößt. Es besteht aus einem Aluminium-Hohlzylinder, dessen eine Seite durch eine Bornitrid Rückplatte verschlossen ist. In der Mitte der Rückplatte wird eine Antenne in die Plasmakammer eingeführt, über die das 2,45 GHz Signal in das Plasma eingekoppelt wird.

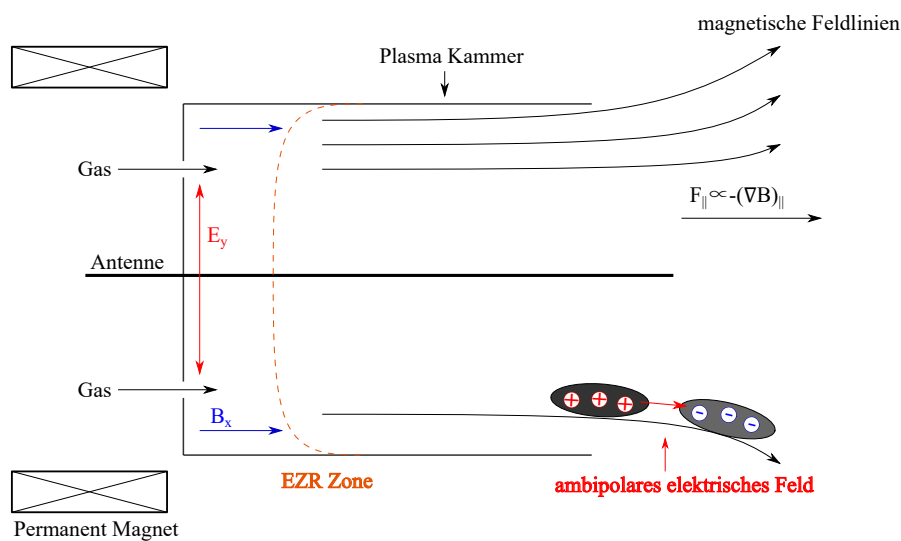


Abbildung 5.6: Schema eines Elektronen-Zyklotron-Resonanz-Triebwerks (EZR-T). Es besteht im wesentlichen aus einem Hohlzylinder durch dessen Mitte eine Antenne von außen in die Plasmakammer ragt. Über diese Antenne wird eine Mikrowelle mit 2,45 GHz in das Triebwerk geleitet. Rund um diese Antenne sind die Gaseinlässe angeordnet durch die der Treibstoff in das Triebwerk eingelassen wird. Mit dem Permanentmagnet hinter dem Triebwerk wird ein divergentes Magnetfeld in der Plasmakammer erzeugt. Dieses erzwingt eine Zyklotronfrequenz der Elektronen von 2,45 GHz, die auf die Mikrowelle abgestimmt ist. Dadurch werden die Elektronen in dieser Zone effektiv geheizt und können somit den Treibstoff ionisieren. Über das divergente Magnetfeld und die ambipolare Diffusion werden die Ladungsträger, positive wie negative, aus dem Triebwerk heraus beschleunigt.

Außerdem wird über Öffnungen in der Rückplatte das Gas in die Plasmakammer eingelassen. Ein Permanentmagnet hinter der Entladungskammer erzeugt ein divergentes Magnetfeld im Inneren des Triebwerks, welches die Elektronen zu einer Zyklotronbewegung mit einer Frequenz von 2,45 GHz zwingt [53]. Diese ist abgestimmt auf die eingekoppelte Mikrowelle und somit kommt es dazu, dass die Elektronen entlang der sogenannten EZR-Zone besonders effektiv geheizt werden und dadurch das eingelasse-

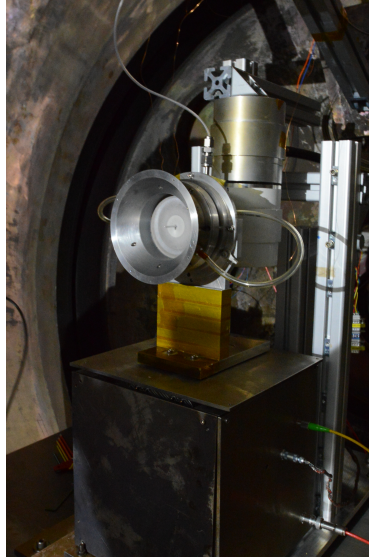


Abbildung 5.7: Man sieht ein ECR-200-PM5-v4 mit dem Hohlraumresonatoren für die Mikrowellenversorgung, auf der Schubwaage montiert.

ne Gas ionisieren [54]. Das divergente Magnetfeld erzeugt eine Kraft parallel zu dem Magnetfeld selbst [55]:

$$F_{\parallel} = -\frac{E_{\text{kin},\perp}}{B_{\parallel}} (\nabla B)_{\parallel} , \quad (5.4)$$

die unabhängig von der Ladung die Teilchen in Richtung der schwächeren Magnetfeldstärke beschleunigt. Wobei $E_{\text{kin},\perp}$ die kinetische Energie senkrecht zu B und ∇B_{\parallel} die Divergenz des Magnetfeldes beschreibt. Hierbei werden die leichteren Elektronen stärker beschleunigt als die positiv geladenen Ionen. Dadurch bildet sich ein elektrisches Feld zwischen den getrennten Ladungsträgern aus [56]. Dieses elektrische Feld erzeugt eine Kraft, die die Ionen aus dem Triebwerk heraus an den Elektronen vorbei beschleunigt, wodurch es zur Ablösung der Elektronen vom Magnetfeld kommt. Das heißt, es werden Elektronen, sowie positive Ionen und somit ein quasi neutraler Strahl aus dem Triebwerk heraus beschleunigt, der den Schub erzeugt. Um das Triebwerk betreiben zu können, wird also eine Gaszuleitung, ein Kabel für die Messung der Gehäusespannung und eine Zuleitung für die Mikrowelle benötigt. Da die Anbindung eines Mikrowellen geeigneten Triaxialkabels an das Triebwerk die Schubmessung erheblich erschweren bzw. unmöglich machen würde, weil dieses sehr steif ist, wurde die Mikrowellenleistung über einen Hohlraumresonator, wie in Abb.5.7 zu sehen ist, an die Antenne weitergeleitet.

Im Rahmen des Projektes wurde zunächst ein Prototyp entwickelt, in den eine Mikrowellenleistung von 30 W eingekoppelt werden kann. Das eigentliche Ziel des Projektes war es aber, zunächst ein Triebwerk mit bis zu 200 W eingekoppelter Mikrowellenleistung und dann ein Triebwerk mit 1 kW zu entwickeln. Am Ende konnte nur das Triebwerk, in das 200 W Mikrowellenleistung eingekoppelt werden kann, als Prototyp realisiert werden. In dieser Arbeit werden die Messungen an dem 200 W Triebwerk gezeigt und erläutert.

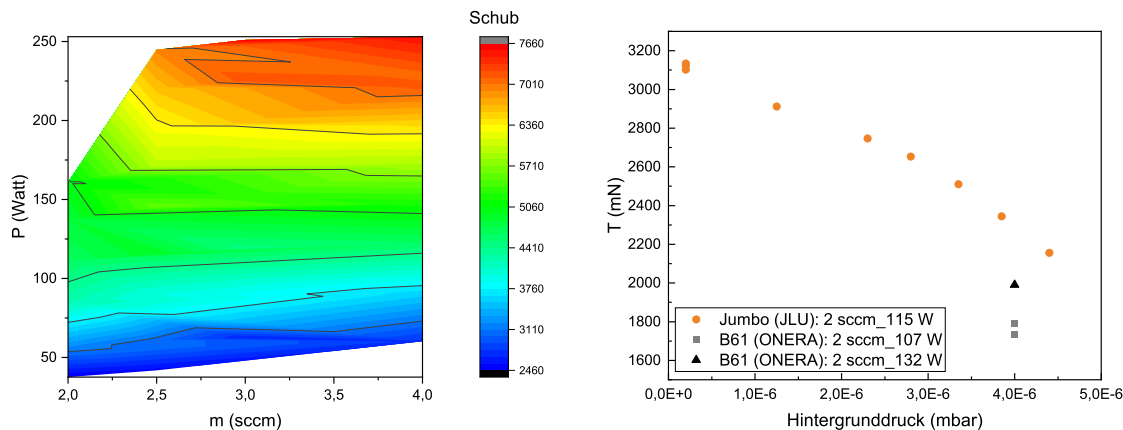


Abbildung 5.8: Links: Schub eines ECR-200-PM5 mit bis zu 200 W eingekoppelter Mikrowellenleistung gegen die Leistung und den Massenfluss aufgetragen. Rechts: Schubmessungen mit einem ECR-200-PM5 aufgetragen gegen den Hintergrunddruck in der Testkammer.

Bei einem EZR-Triebwerk kann man den Schub bzw. die Strahlleistung entweder über die eingekoppelte Mikrowellenleistung P_{Mikro} oder über den Massenfluss \dot{m} variieren. Abbildung 5.8 zeigt den Schub in Abhängigkeit der beiden Größen. Man kann gut erkennen, dass der Schub mit steigender Mikrowellenleistung stärker ansteigt, als mit steigendem Massenfluss. Durch seine offene Bauart ist das EZR-Triebwerk empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen wie Kammerwandeffekten und dem Kammerdruck. Die Messungen in Abbildung 5.8 zeigen deutlich, dass der Kammerdruck eine wichtige Rolle für die Performance des Triebwerks ist. So steigt das Triebwerkspotential und der Schub mit fallendem Kammerdruck (rote Kreise, Messung im Jumbo). Es ist ebenfalls erkennbar, dass bei gleichem Kammerdruck verschiedene Werte für den Schub und das Triebwerkspotential gemessen werden können. Der einzige Unterschied bei den Messungen war eine andere Testkammer, was darauf schließen lässt, dass das Triebwerk ebenfalls empfindlich auf Kammerwandeffekte, bzw. auf die Testumgebung an sich reagiert.

Bei Triebwerken wie dem EZR-Triebwerk ist eine direkte Schubmessung unumgänglich. Betrachtet man den Strahlverlauf des Triebwerks in Abbildung 5.7 dann wird deutlich, dass der Strahl beim Austritt aus dem Triebwerk fast perfekt parallel ist und sich dann direkt zu einer „Plasmaplume“ aufweitet. Will man nun dieses Profil mit der 3D-Faraday-Zeile scannen, misst man immer in der „Plasmaplume“ und nicht den parallelen Teil des Strahls direkt vor dem Triebwerk. Um diesen messen zu können, müsste man direkt vor dem Triebwerk mit der Faraday-Zeile entlangfahren, wodurch das Triebwerk zu stark gestört werden würde, um diese Messung verwerten zu können. Durch die Aufweitung des Strahls ist es also nicht möglich, den Schub indirekt über eine Strahlstrommessung und Strahlenergiemessung zu bestimmen, und ebenso wenig ist eine qualitative Aussage über den Schub mittels Schubsonde möglich.

5.1.4 Advanced Cusp Field Thruster

Um die Ergebnisse und Funktionalität unserer Schubwaage verifizieren zu können, wurde ein ACFT von Airbus in Friedrichshafen auf deren Schubwaage [25] und auf der oben beschriebenen Schubwaage der JLU vermessen. Ein ACFT funktioniert auf die gleiche Art und Weise wie ein HEMP-T welches in Kapitel 5.1.2 beschrieben wurde und in Abbildung 2.3d) dargestellt ist. Bei der Schubwaage in Friedrichshafen handelt es sich um ein doppeltes hängendes Pendel, wie es zuvor in Kapitel 3.1.1 vorgestellt wurde. Sie wurde im Rahmen von Franz Heys Dissertation entwickelt und vorgestellt [5]. Da auf dieser Schubwaage schon zahlreiche Triebwerke von verschiedensten Kunden vermessen wurden, ist deren Funktionalität bereits bestätigt [5]. Deshalb wurde diese zu einem Vergleich mit der Schubwaage der JLU herangezogen. Der Vergleich der Schubmessungen mit beiden Waagen sind in Graph 5.9 dargestellt.

Bei den Messungen wurde für verschiedene Anodenspannungen U_{Anode} , der Anodenstrom I_{Anode} über den Massenstrom variiert und der Schub für die verschiedenen Betriebspunkte gemessen. Zunächst wurden die Messungen in Friedrichshafen durchgeführt. Bei den Messungen an der JLU wurde dann dementsprechend versucht, die selben Anodenströme für die jeweiligen Anodenspannungen einzustellen, um den Schub an den gleichen Betriebspunkten messen zu können. Dies ist gut gelungen, so dass man die gemessenen Werte direkt miteinander vergleichen kann. Die größte relative Abweichung ergibt sich an dem Punkt mit $U_{\text{Anode}} = 700 \text{ V}$ und $I_{\text{Anode}} = 110 \text{ mA}$ mit 10 %, die restlichen Punkte liegen alle unter einer relativen Abweichung von 6 %. Die Ergebnisse sprechen für eine sehr gute Übereinstimmung der Messungen und zeigen, dass die Schubwaage der JLU zuverlässig funktioniert.

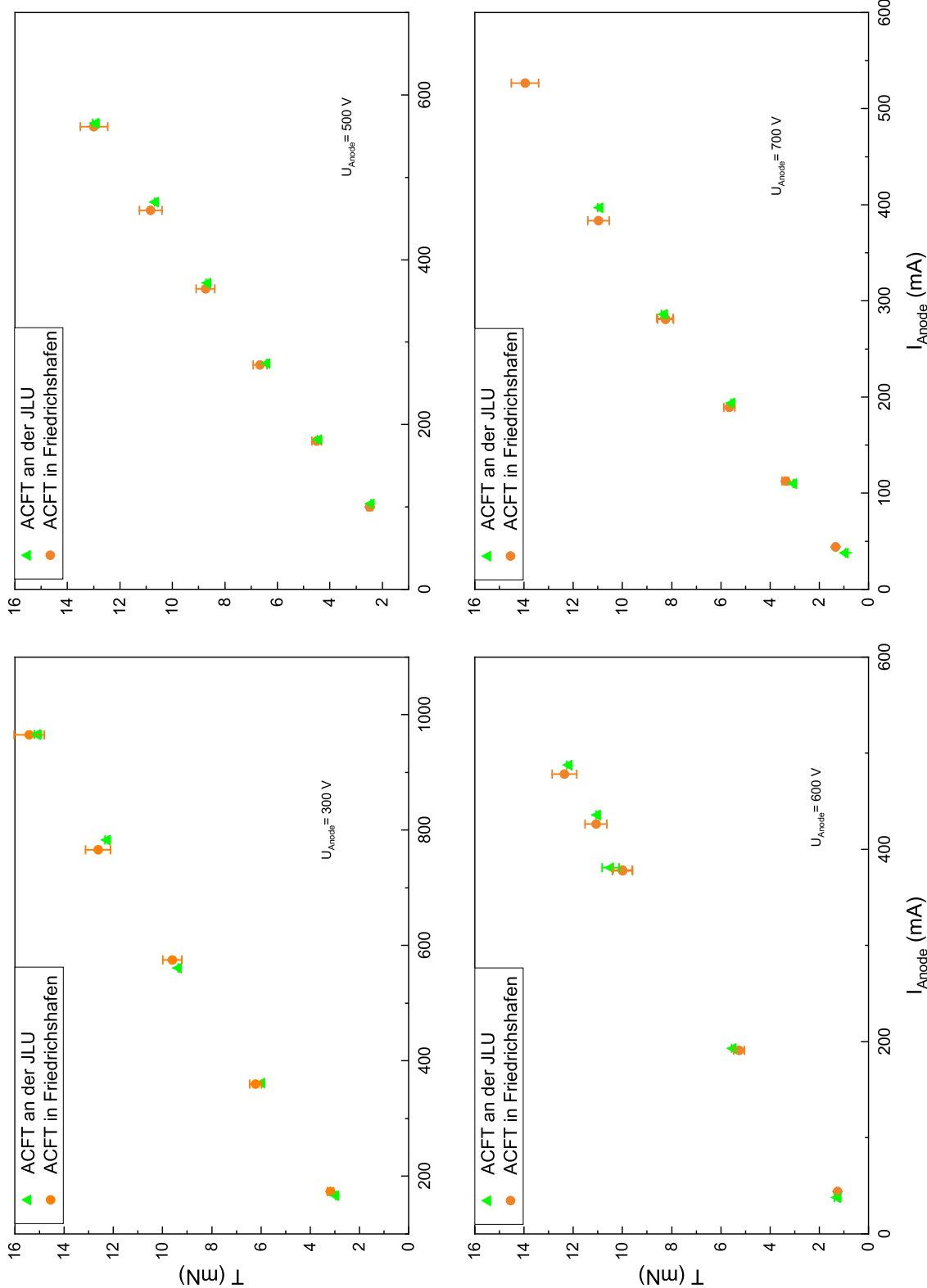


Abbildung 5.9: ACFT aus Friedrichshafen auf der Schubwaage von Friedrichshafen gemessen (orangene Kreise) und auf der Schubwaage der JLU gemessen (grüne Dreiecke). Die Fehler der Schubwaage aus Friedrichshafen wurden mit 4 % angegeben, die der JLU ergeben sich aus der größten Abweichung zum Mittelwert eines Messwertes. Die maximale Abweichung zwischen den Messwerten ist 10 % bei $U_{\text{Anode}} = 700 \text{ V}$ und $I_{\text{Anode}} = 110 \text{ mA}$

5.1.5 RIT 4

Wie bereits in Kapitel 2.2 erwähnt, bieten RITs den Vorteil, dass sich der Schub auch ohne weitere Diagnostik ungefähr abschätzen lässt. Außerdem bietet sich bei der Schubmessung ein weiterer Vorteil, nämlich dass man die Extraktion jederzeit an- und ausschalten kann, was eine differenzielle Schubmessung zwischen keiner Extraktion und der Extraktion eines bestimmten Strahlstroms sehr einfach gestaltet. Der größte Nachteil bei der Schubmessung eines RITs ist, dass es für den Betrieb zahlreiche Zuleitungen benötigt wie eine Hochspannungszuleitung für das Screen-Gitter und das Acceleration-Gitter, eine Gaszuleitung und eine Zuleitung für das Hochfrequenzsignal, welche aus einem relativ steifen Triaxkabel besteht. Durch eine Hilfskonstruktion war es möglich, sämtliche Leitungen direkt senkrecht von oben an das Triebwerk anzuschließen und somit einen 90° Knick in Schubrichtung zu vermeiden. Es hat sich dennoch gezeigt, dass auch bei ausgeschalteter Extraktion die Schubwaage auf Änderungen des RF-Stroms reagiert und dies im Bereich der abgeschätzten thermischen Ausdehnung für die jeweilige Stromänderung. Aus diesem Grund wurden die Schubmessungen am RIT 4 bei konstantem RF-Strom durchgeführt.

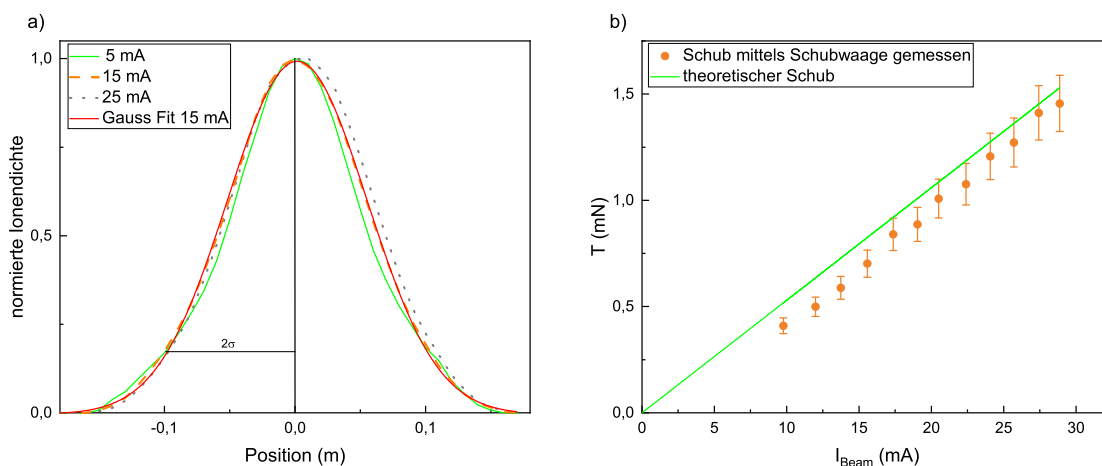


Abbildung 5.10: a) Diese drei Messungen stehen exemplarisch für die 2D-Messungen an dem verwendeten RIT 4 und zeigen, dass der Divergenzwinkel kaum von dem extrahierten Strahlstrom beeinflusst wird. Außerdem ist noch eine Gauss-Kurve eingefügt, mit der die Strahlstromverläufe angefittet wurden, um den Divergenzwinkel von $\alpha = 16^\circ \pm 0,5^\circ$ zu bestimmen.

b) Der Schub eines RIT 4 gemessen mit der in der JLU entwickelten Schubwaage (orangene Kreise), verglichen mit dem Schub bestimmt aus dem Strom am Screen-Grid I_{screen} und dessen Spannung $U_{\text{tot}} = 1045\text{V}$ unter Berücksichtigung eines Divergenzwinkels von $\alpha = 16^\circ$, der sich aus den 2D-Strahlprofilen ergibt (grüne Gerade).

Um beurteilen zu können, ob die gemessenen Schubwerte der Realität entsprechen wurden diese mit dem Schub der sich aus dem Strom am Screen-Gitters I_{screen} und dessen Spannung $U_{\text{screen}} = 1000\text{V}$ plus $U_f + U_p = 45\text{V}$ unter Berücksichtigung des Divergenzwinkels aus den 2D-Faradayprofilen verglichen. Die Schubmessungen wurden in der Testanlage BigMac durchgeführt. Die 2D-Faradayprofile wurden in der Testanlage

Jumbo mit der Faraday-Zeile aufgenommen. Aus den Strahlprofilen lässt sich durch das Anfitzen einer Gauss-Kurve der Divergenzwinkel von $\alpha = 16^\circ \pm 0,5^\circ$ bestimmen. Der Divergenzwinkel wird nur wenig von dem Strahlstrom beeinflusst, weshalb wir für die theoretische Abschätzung des Schubes von einem über den Strahlstrom konstanten Divergenzwinkel ausgehen. Aus dem Vergleich ergibt sich, dass diese Abschätzung gerade im höheren Strahlstrombereich gut mit den Messwerten übereinstimmt. Bei niedrigeren Strahlströmen scheint die Abschätzung aber an ihre Grenzen zu stoßen.

5.2 Schubbestimmung mittels des Schubpendels

Die Messungen mit der Schubsonde wurden ausschließlich mit einem RIT 4 vorgenommen. Mit Hilfe der Faraday-Messung ist es möglich, den Gesamtschub des Triebwerkes, wie in Kapitel 3.2.1 mit Formel 3.17 beschrieben, zu berechnen. Hierzu muss die Auslenkung des Schubpendels zunächst in eine Kraft umgerechnet werden. Dazu muss das Pendel kalibriert werden. Abbildung 5.11 a) zeigt das Ergebnis der absoluten Massenkalibrierung.

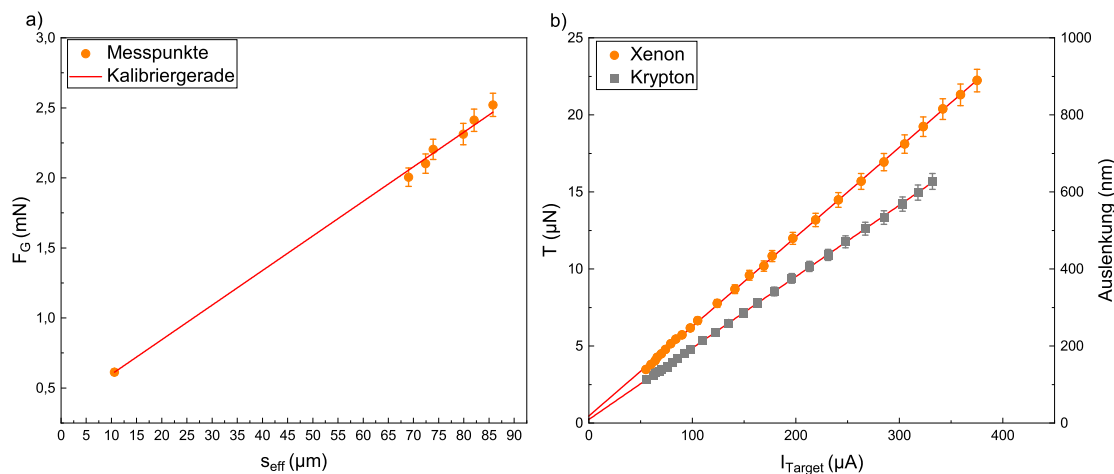


Abbildung 5.11: a) Die Gewichtskraft der Kalibriermassen aufgetragen gegen die effektive Auslenkung des Schubpendels s_{eff} ergeben einen linearen Zusammenhang, der mit Gleichung 5.5 beschrieben werden kann.

b) Die Kraft und die Auslenkung aufgetragen gegen den Strom der geladenen Teilchen, die auf das Target I_{target} des Schubpendels treffen. Es wurde wie in Kapitel 4.4 ein poröses Graphittarget verwendet. Zum Vergleich wurden zwei verschiedene Treibstoffe bei ähnlichen Strahl- und Targetströmen getestet. Zum einen kam Xenon zum Einsatz (orangene Kreise) und zum anderen wurde Krypton eingesetzt (graue Quadrate). Die Fehler ergeben sich aus der Fehlerfortpflanzung durch die Unsicherheit aus der Kalibriergeraden.

Die Datenpunkte können durch die lineare Funktion gefittet werden:

$$F(s_{\text{eff}}) = (24.98 \pm 0.310) \frac{\text{N}}{\text{m}} + 3.338 \times 10^{-4} \text{ N} \quad (5.5)$$

Dabei bezeichnet s_{eff} die von den beiden interferometrischen Sensoren gemessene effektive Auslenkung. Mit dieser Funktion kann man die gemessene Auslenkung in die auf die Sonde wirkende Kraft umrechnen. Es ist erwähnenswert, dass der lineare Fit mit einem Fehler von nur $\Delta m = \pm 0,310 \frac{\text{N}}{\text{m}}$ für die Steigung sehr gering ist. Das zeigt wiederum, dass man sich während des gesamten Kalibrierprozesses im Hookeschen Bereich des Keramikstabes befindet. Dies ist zu erwarten, da die relative Auslenkung aufgrund der Biegung des Keramikstabes in Bezug auf den Aufhängepunkt eher gering ist. Wenn man bedenkt, dass der Aufhängepunkt 125 mm von der Spiegelposition entfernt ist und die maximale Auslenkung des Spiegels während des Kalibrierungsprozesses weniger als 0,1 mm beträgt, ist die maximale relative Auslenkung selbst kleiner als 0,1 %. Für die Kalibrierung der Kraftsonde wurden Kalibriergewichte mit einer Unsicherheit von 10 μN verwendet. Eine weitere Fehlerquelle ist die Reibung des Kugellagers der Umlenkrolle, die mit etwa 10 μN abgeschätzt werden konnte. Da wir weitere Fehlerquellen wie die Steifigkeit des Fadens nicht ausschließen können, geben wir Fehlerbalken von 40 μN für die Kalibrierkräfte an.

Der Offset der Gleichung 5.5 entspricht dem Abstand zwischen Interferometerkopf und Spiegeloberfläche. Dieser experimentelle Parameter kann im Folgenden als eine gegebene Konstante behandelt werden, da er sehr genau bestimmbar ist.

Die ersten Tests mit dem Schubpendel wurden in der Testanlage BigMac durchgeführt. In dieser Anlage ist keine Messung des Strahlprofils möglich. Der Abstand zwischen dem RIT-4-Gittersystem und der Sonde bei der eigentlichen Schubmessung betrug $l = 323 \text{ mm}$. Die Sonde wurde vor dem Triebwerk zentriert, so dass die meisten eintreffenden Teilchen senkrecht auf die Detektionsfläche treffen. Um dennoch beurteilen zu können, ob die gemessenen Werte sinnvoll sind, wurden die Schubmessungen auf das Schubpendel mit Xenon und Krypton als Treibstoff durchgeführt. Wenn die Schubmessung mittels Pendel funktioniert und die Teilchen nicht reflektiert, sondern der Schub der Teilchen vollständig auf das Target übertragen wird, sollte folgender Zusammenhang gelten:

$$\sqrt{\frac{m_{\text{Xe}}}{m_{\text{Kr}}}} \approx 1,252 = \frac{b_{\text{Xe}}}{b_{\text{Kr}}} . \quad (5.6)$$

Für das Verhältnis der Steigungen ergibt sich:

$$\frac{b_{\text{Xe}}}{b_{\text{Kr}}} = \frac{58,175 \frac{\text{nN}}{\mu\text{A}}}{46,400 \frac{\text{nN}}{\mu\text{A}}} \approx 1,254 \quad (5.7)$$

Die gute Übereinstimmung zwischen dem Massenverhältnis und dem Steigungsverhältnis zeigt, dass die mikroskopischen Effekte wie Sputtern und der Neutralgasschub auf die Schubmessung via Schubpendel bei diesen Ionenenergien nur eine untergeordnete Rolle spielen. SRIM-Simulationen zeigen außerdem, dass die Reflektion der Ionen vom Target vernachlässigbar ist und somit der Impulsübertrag von den eintreffenden Teilchen auf das Target gleich p ist [57]. Die Analyse der Messergebnisse zeigt, dass die Messung des Schubes per Schubpendel sehr vielversprechend ist. Nichts desto trotz muss bei der Messung von I_{target} beachtet werden, dass nicht alle geladenen Teilchen, die das Triebwerk verlassen, bei dem Target ankommen, sondern vorher schon CEX-Effekten zum

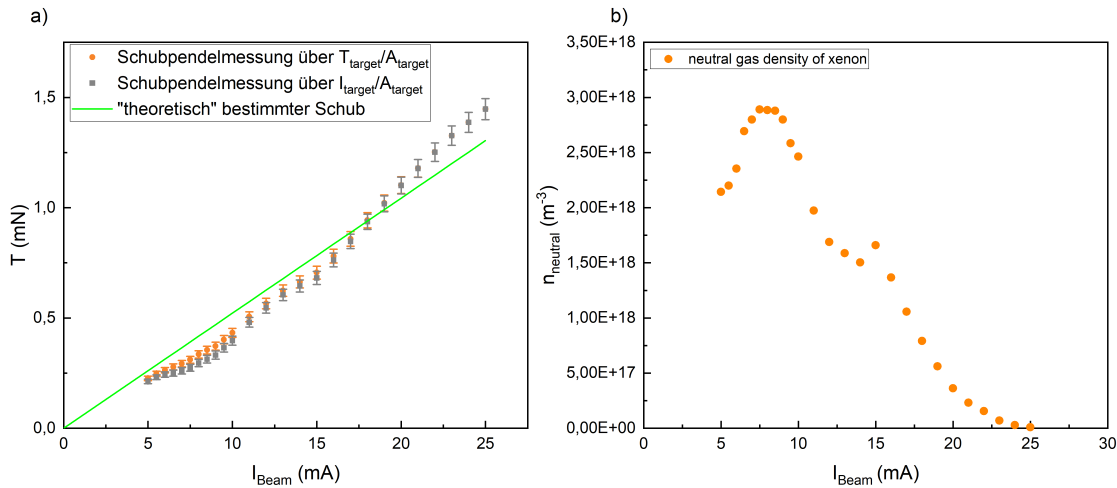


Abbildung 5.12: a) Der Schub ist gegen den Strahlstrom aus dem Triebwerk aufgetragen. Zum einen ist der Schub über die Messung des Schubpendels via Schubdichte auf das Target mittels Formel 3.14 bestimmt worden (orangene Kreise), zum anderen ist der Schub aus der Messung mit dem Schubpendel über die Formel 3.17 und die Stromdichte auf das Target ohne Berücksichtigung der CEX bestimmt worden (graue Quadrate). Außerdem wurde der Schub aus dem I_{scr} und U_{scr} unter Berücksichtigung des Divergenzwinkels α bestimmt worden (grüne Linie). b) Neutralgasdichte aus der Messung mit dem Schubpendel unter Verwendung von Formel 3.18 bestimmt

Opfer fallen, wie es bereits in Kapitel 3.2.1 beschrieben wurde. Unter Berücksichtigung des CEX-Effektes bzw. mit Formel 3.14 und der im nachhinein durchgeführten Strahlprofilmessung im Jumbo mittels Faraday-Zeile (Abstand von dem Gitter des RIT 4 zu dem Faradayscanner $l = 323 \text{ mm}$), kann der Gesamtschub aus dem Schubinkrement auf das Target bestimmt werden. Der Schub kann wie oben beschrieben entweder über den auf das Target wirkenden Strom T_{target} und die sich daraus ergebende Schubdichte $\frac{T_{\text{target}}}{A_{\text{target}}}$ über die Formel 3.14 bestimmt werden (orangene Kreise) oder er kann über die Gleichung 3.17 bestimmt werden. Hierzu wird dann die gemessene Stromdichte $\frac{I_{\text{target}}}{A_{\text{target}}}$ verwendet (graue Quadrate). Aus den so ermittelten Gesamtschüben lässt sich nun mittels Formel 3.18 die Neutralgasdichte im Triebwerksstrahl bestimmen. Daraus ergeben sich die in Abbildung 5.12 dargestellten Werte für die Neutralgasdichte in Abhängigkeit von dem extrahierten Strahlstrom. Während der Tests wurde der Massenfluss konstant gehalten und der Strahlstrom nur über die RF-Leistung variiert, sodass davon ausgegangen werden kann, dass der Druck vor dem Extraktionssystem des Triebwerks lediglich durch den Strahlstrom selbst beeinflusst wird, und zwar nimmt dieser mit steigendem Strahlstrom ab, da die neutralen Teilchen durch den höheren Ionenstrom verdrängt werden. Der Verlauf der Neutralgasdichte startet im Bereich von 10^{18} m^{-3} für kleine Strahlströme und sinkt bis auf Null für $I_{\text{beam}} = 30 \text{ mA}$. Geht man nun davon aus, dass für die verschiedenen Strahlströme dieselbe Neutralgasdichte auch bei der Strahlprofilmessung mittels Faraday-Zeile zwischen Triebwerk und Faraday-Zeile vorhanden ist, wird deutlich, dass der mit der Faraday-Zeile gemessene Strahlstrom durch CEX-Effekte kleiner ist, als der eigentlich extrahierte Strom. Außerdem sind aufgrund der Beschaffenheit der

Faraday-Einheit die äußeren Faraday-Becher bzw. die außerhalb der Triebwerksachse gemessenen Werte weiter von dem Triebwerk entfernt $\sqrt{r^2 + l^2}$. Das bedeutet, dass an diesen Stellen CEX-Effekte noch stärker zum Tragen kommen und noch mehr Ionen in neutrale Teilchen, die ihren Impuls behalten, umgewandelt werden. Diese Teilchen liefern zwar den vollen Impulsübertrag auf die Schubsonde, aber sie können nicht als Strom gemessen werden und tragen somit auch nicht zur Stromdichte $j(r)$ bei. Das zeigt, dass die mit der Faraday-Zeile gemessene Stromdichte mit zunehmendem r unterschätzt wird. Hält man $\rho(0)$ konstant wird durch diese Unterschätzung der Stromdichte trotz des gemessenen Schubes, ebenso der durch Gleichung 3.14 bestimmte Gesamtschub unterschätzt. Damit lassen sich die Schubwerte erklären, die für kleine Ströme unter der grünen Linie liegen. Für die Werte, die oberhalb dieser Linie liegen, können die CEX-Effekte aber keine Erklärung sein, da diese höchstens zu einer Unterschätzung des Schubes führen und bei höheren Strömen mit abnehmender Neutralgasdichte ebenfalls weniger werden. Ein weiterer zu berücksichtigender Effekt ist, dass der Abstand zwischen Triebwerk und Schubsonde exakt dem Abstand zwischen Triebwerk und Faradayscanner entsprechen muss, um die Stromdichte $j(0)$ nicht zu überschätzen. Steht der Faradayscanner zum Beispiel nur $\Delta l = 1$ cm näher an dem Triebwerk als die Schubsonde führt dies schon zu einer Überschätzung von $j(0)$ um fast 10 % [57], wodurch ein gemessener Schub größer als die grüne Linie erklärt werden kann.

6 Fazit und Zusammenfassung

Der Schub ist eine der wichtigsten Größen, um ein Triebwerk zu beschreiben und einzustufen, deshalb ist eine exakte Messung von diesem unabdingbar. In dieser Arbeit wurden verschiedene Konzepte zur Schubbestimmung von elektrischen Triebwerken entwickelt und experimentell umgesetzt und validiert. Es hat sich gezeigt, dass indirekte Schubmessungen auch Vorteile gegenüber der direkten Schubmessung haben können, zum Beispiel, dass man keinerlei Störungen mehr durch Zuleitungen hat und vor allem, dass die Messung absolut unabhängig von dem Triebwerksgewicht ist. Es wurde aber auch klar, dass diese indirekten Verfahren ihre Grenzen haben. Speziell wird dies deutlich, wenn man Triebwerke wie das EZR- oder HET-Triebwerke untersucht, deren Strahl kurz nach dem Triebwerk in einen breiten Plamsaplume übergeht, der nur noch bedingt Aussagen über den Schub zulässt. Bei solchen Triebwerkstypen sollte eine direkte Schubmessung via Schubwaage das Mittel der Wahl zur Schubbestimmung sein. Die größte Herausforderung bei der direkten Schubmessung ist der große Schubbereich, der durch elektrische Triebwerke, von einigen μN bis zu einigen N, abgebildet werden kann. Hierbei kommt erschwerend hinzu, dass das Verhältnis von Schub zu Gewichtskraft T/W bei elektrischen Triebwerken meistens deutlich kleiner als 1 ist, siehe Tabelle 6.1. Da die Gewichtskraft als rückstellende Kraft auf die Pendelsysteme der Schubwaagen wirkt, führt dies automatisch zu besonders kleinen Auslenkungen, die empfindlichere Systeme zur Kraft- oder Auslenkungsmessung erfordern, als bei den chemischen Pendants, die meistens ein $T/W > 1$ aufweisen. Möchte man so ein empfindliches System wie eine Schubwaage nun charakterisieren, bleibt einem entweder der Vergleich mit alternativen Diagnostiken, wie zum Beispiel der indirekten Schubmessung über das Schubpendel oder die indirekte Schubbestimmung über die Bestimmung von Strahlprofil und -energie oder der Vergleich mit einer bereits anerkannten und nachweislich funktionierenden Schubwaage. In Kapitel 5.1.4 wurde der Vergleich zwischen der Schubwaage aus Friedrichshafen und der Schubwaage der JLU gezeigt und analysiert. Es ist gezeigt worden, dass die Schubwaage, die an der JLU entwickelt und in

Tabelle 6.1: Verschiedene Triebwerke und ihre Schub zu Gewichtsverhältnisse

Triebwerk	Gewicht (g)	Schub (mN)	T/W
Vulcain 2	14,7 t	1390 kN	94,558
Kaltgastriebwerk	93	200	2,15
μ HEMPT	370	2,5	0,007
EZR-Triebwerk	980	4	0,004
ACFT	1360	20	0,015
RIT 4	780	2	0,003
RIT 10	3300	20	0,006

Betrieb genommen wurde, in guter Übereinstimmung mit der Referenzwaage steht. Jedoch muss auch bei einem solchen Vergleich berücksichtigt werden, dass bei der Vermessung eines Systems bestehend aus Schubwaage und Triebwerk auch immer die Testumgebungen, insbesondere die Testkammergröße und der Kammerdruck, die Messungen beeinflussen können. Insbesondere wurde dies in Abschnitt 5.1.3 deutlich. Betrachtet man hier die Performancewerte des Triebwerks in Abbildung 5.8 für die gleiche Mikrowellenleistung und den gleichen Massenfluss in Abhängigkeit von dem Hintergrunddruck in der Testanlage Jumbo, sieht man eine deutlich andere Performance des Triebwerks für verschiedene Hintergrunddrücke. Betrachtet man jedoch den Schub des Triebwerks bei gleichem Hintergrunddruck in verschiedenen Testanlagen, nämlich einmal in Gießen in der Testanlage Jumbo und einmal in Frankreich in der Testanlage der ONERA, mit gleichem Massenfluss und ähnlicher Mikrowellenleistung, wird deutlich, dass nicht nur der Hintergrunddruck die Performance eines Triebwerks beeinflusst, sondern auch die Testkammer selbst. Um solche Effekte bei dem Vergleich der beiden Schubwaagen in Abschnitt 5.1.4 von Airbus in Friedrichshafen und der JLU zu minimieren, wurde speziell darauf geachtet, dass die Messungen bei dem gleichen Kammerdruck und in einer ähnlich großen Kammer an beiden Standorten durchgeführt wurden. Außerdem zeichnet sich das ACFT mit seinem relativ schmalen Triebwerksstrahl und durch sein relativ langes Entladungsgefäß, ähnlich dem RIT, dadurch aus, nicht so empfindlich gegenüber Kammerwandeffekten zu sein, wie beispielsweise ein EZR oder HET- Triebwerk mit einem deutlich breiteren Strahl und ihren kürzeren Entladungsgefäßen. Eine weitere Möglichkeit, die Ergebnisse durch eine Schubwaage zu evaluieren ist, wie oben bereits erwähnt, der Vergleich mit indirekten Diagnostiken, wie er in Abbildung 6.1 dargestellt ist. Hier sieht man, dass alle drei verschiedenen Methoden zur Schubmessung Werte im selben Bereich liefern. Auf die verschiedenen Effekte, die die indirekte Schubmessung per Schubpendel mit sich bringen, wurde in Kapitel 5.2 bereits eingegangen. Für die Berechnung des Schubes aus dem Strahlstrom wurde ein konstanter Wert für $\Phi_f + \Phi_p = 45 \text{ V}$ über die gesamte Strahlfläche und alle Strahlströme angenommen. Variiert dieser Wert, verändert sich auch direkt die grüne Gerade. Letztendlich lässt sich sagen, dass die Schubbestimmung elektrischer Triebwerke eine sehr diffizile Messung darstellt, die egal mit welcher Methode von sehr vielen Parametern abhängt und beeinflusst wird. Um aber direkt bestimmen zu können, wie gut die Schubwaage der JLU funktioniert, kann das redundante Kalibriersystem bestehend aus der in Kapitel 4.3 beschriebenen, elektrostatischen Kalibrierung und der Kalibrierung mit den Massestücken herangezogen werden. Bei dem Vergleich der beiden Kalibrierverfahren ist der Vorteil, dass die Messung unabhängig von Testkammereffekten und Schwankungen in der Triebwerksperformance durchgeführt werden kann. Abbildung 4.5 zeigt, dass die Kalibrierkurven der Schubwaage für beide Kalibrierverfahren in sehr guter Übereinstimmung sind.

Die durch die Tauchspule erzeugte Kraft, sowie Ausdehnungen der Biegeelemente und Parallelogrammstruktur können durch thermische Effekte beeinflusst werden. Durch die μ Metallabschirmung erfahren Mess-, Regelungstechnik und die tragende Struktur zwar nur minimale thermische Änderungen durch den Betrieb des Triebwerks, dennoch können diese weiter minimiert werden. Hierzu ist es sinnvoll, eine thermische Regelung im Inneren der Abschirmung zu installieren, die es ermöglicht, die Regelungs- und Messumgebung in ei-

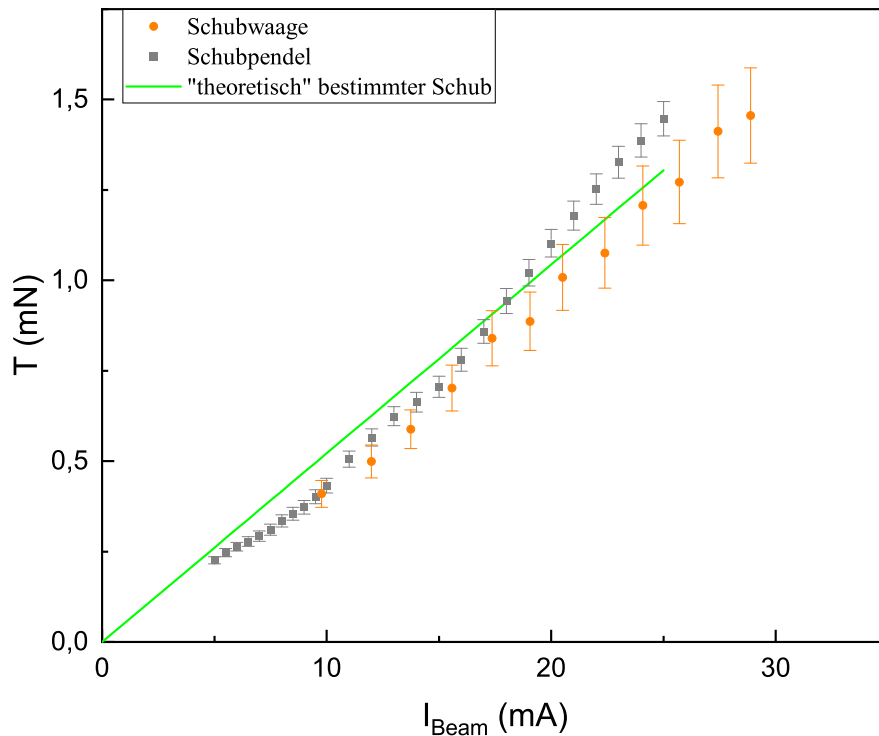


Abbildung 6.1: Vergleich der Schubwaagenmessung (blaue Kreise) und der Schubmessung via Schubpendel (schwarze Dreiecke) mit dem Schub berechnet aus der Strahlprofilmessung und Strahlenergiemessung (grüne Gerade)

nem thermischen Gleichgewicht zu halten. Hierbei ist insbesondere darauf zu achten, dass der Regelkreis sehr träge eingestellt werden kann, da plötzliche Temperaturschwankungen durch ein kurzes Heizen oder Kühlen die Messung eher negativ als positiv beeinflussen. Außerdem kann der Messbereich der Schubwaage weiter nach oben erweitert werden, indem das Netzteil für die Regelung der Spule durch ein größeres mit gleicher Stromauflösung ersetzt wird. Die Tauchspule selbst ist bis 1,5 A freigegeben. Das aktuell verwendete Netzteil kann aber nur 220 mA bereitstellen. Möchte man dann auch noch schwerere Triebwerke vermessen, kann man die Biegeelemente durch stabilere ersetzen, da diese die einzigen limitierenden Bauelemente hinsichtlich der Tragfähigkeit der Schubwaage darstellen. Durch stabilere Biegeelemente riskiert man allerdings Empfindlichkeit einzubüßen, da diese zugleich steifer werden.

Die Schubwaage in ihrer aktuellen Konfiguration ist dazu geeignet, den Schub aller derzeit an der JLU untersuchten Triebwerke zu vermessen.

Danksagung

An dieser Stelle der Arbeit möchte ich mich bei allen Mitarbeitern und Studenten aus der AG Ionentriebwerke bedanken. Ich konnte seit Beginn meiner Tätigkeit in der Arbeitsgruppe jederzeit auf die Hilfe jedes Einzelnen zählen, praktisch wie auch bei theoretischen Fragen. Besonders bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. Peter J. Klar, der mir die Möglichkeit gegeben hat diese Arbeit, in dieser Art und Weise auszuführen. Außerdem möchte ich noch besonders Dr. Kristof Holste danken, der mir in seiner Funktion als Laborleiter stets die Möglichkeit geboten hat, selbstständig in den freien Testanlagen mit den nötigen Diagnostiken arbeiten zu können und mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand. Dasselbe gilt für Konstantin Keil, Patrick Dietz, Benny Nauschütt, Jana Zorn, Alex Appel und Samuel Kloss, auf deren Unterstützung ich stets zählen konnte und die mich und diese Arbeit stetig voran gebracht haben. Außerdem möchte ich mich bei Max Vaupel und Franz Georg Hey bedanken, ohne deren Hilfe ein Vergleich der beiden Schubwaagen unmöglich gewesen wäre.

Literatur

- [1] Andrew L Jenks. *The cosmonaut who couldn't stop smiling: the life and legend of Yuri Gagarin*. Northern Illinois University Press, 2019.
- [2] David Whalen. »The Origins of Satellite Communications 1945-1965«. In: *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. DOI: 10.2514/6.2003-661. eprint: <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.2003-661>. URL: <https://arc.aiaa.org/doi/abs/10.2514/6.2003-661>.
- [3] Bernd Bischof. »ROGER-Robotic geostationary orbit restorer«. In: *54th International Astronautical Congress of the International Astronautical Federation, the International Academy of Astronautics, and the International Institute of Space Law*. 2003, IAA-5.
- [4] K. Holste u. a. »Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche technology into a game changer«. In: *Review of Scientific Instruments* 91.6 (Juni 2020), S. 061101. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0010134>.
- [5] Franz Georg Hey. *Micro Newton Thruster Development*. Gabler, Betriebswirt.-Vlg, 1. März 2018. 171 S. ISBN: 978-3-658-21209-4. URL: https://www.ebook.de/de/product/32582458/franz_georg_hey_micro_newton_thruster_development.html.
- [6] James E. Polk u. a. »Recommended Practices in Thrust Measurements«. In: *33th International Electric Propulsion Conference, Washington DC*. 2013.
- [7] Andreas Neumann, Julian Sinske und Hans-Peter Harmann. »The 250mN Thrust Balance for the DLR Goettingen EP Test Facility«. In: Jan. 2013, S. 1–10.
- [8] Armin Dadiou. *Raketentreibstoffe*. Vienna: Springer Vienna Imprint Springer, 1968. ISBN: 978-3-7091-7132-5.
- [9] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2008. ISBN: 978-3-540-79295-6.
- [10] Katz Goebel und Ira Katz Dan M. Goebel. *Electric Propulsion*. John Wiley Sons, 23. Okt. 2008. 526 S. ISBN: 978-0-470-42927-3. URL: https://www.ebook.de/de/product/8016110/goebel_katz_dan_m_goebel_ira_katz_electric_propulsion.html.
- [11] Changsoo Lee u. a. »Computations of Side Loads in a Thrust-Optimized Parabolic Nozzle During High-Altitude Testing«. In: *AIAA Journal* 59.6 (Juni 2021), S. 2299–2311. DOI: <https://doi.org/10.2514/1.J060061>.
- [12] J. Porst u. a. »The RIT 2 X propulsion system : current development status IEPC-2017-505«. In: 2017.

- [13] Igor Levchenko u. a. »Space micropropulsion systems for Cubesats and small satellites: From proximate targets to furthestmost frontiers«. In: *Applied Physics Reviews* 5.1 (Feb. 2018), S. 011104. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5007734>.
- [14] Matthew Giambusso u. a. »120kW RF Power Processing Unit In-vacuum Testing for a VASIMR® System«. In: (Nov. 2020). DOI: <https://doi.org/10.2514/6.2020-4020>.
- [15] A. Chaalane, C. Rossi und D. Estève. »The formulation and testing of new solid propellant mixture (DBx%BP) for a new MEMS-based microthruster«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 138.1 (Juli 2007), S. 161–166. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.sna.2007.04.029>.
- [16] Chiara Manfretti und Michael Börner. »Laser Ignition for Space Propulsion Systems«. In: *Laser Ignition Conference*. OSA, 2015. DOI: [10.1364/lic.2015.th2a.3](https://doi.org/10.1364/lic.2015.th2a.3).
- [17] Marius Bozga, Laurent Mounier und David Lesens. »Model Checking Ariane-5 Flight Program«. In: *6th International Workshop on Formal Methods for Industrial Critical Systems FMICS 2001*. Hrsg. von S. Gnesi; U. Ultes-Nitsche. Paris, France: INRIA, Juli 2001, S. 211–227. URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00374649>.
- [18] Ernst Messerschmid und Stefanos Fasoulas. »Raumtransportsysteme«. In: *Raumfahrtssysteme: Eine Einführung mit Übungen und Lösungen*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017, S. 369–414. ISBN: 978-3-662-49638-1. DOI: [10.1007/978-3-662-49638-1_10](https://doi.org/10.1007/978-3-662-49638-1_10). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-49638-1_10.
- [19] Arianespace. Ariane 5 User’s Manuel, Issue 5 Revision. Arianespace. Juli 2011.
- [20] Chih-Kuang Kuan, Guan-Bang Chen und Yei-Chin Chao. »Development and Ground Tests of a 100-Millinewton Hydrogen Peroxide Monopropellant Microthruster«. In: *Journal of Propulsion and Power* 23.6 (Nov. 2007), S. 1313–1320. DOI: [10.2514/1.30440](https://doi.org/10.2514/1.30440).
- [21] D. R. Mason und P. T. Blotter. »Finite-element application to rocket nozzle aeroelasticity«. In: *Journal of Propulsion and Power* 2.6 (Nov. 1986), S. 499–507.
- [22] Timothy Lawrence u. a. »Performance testing of a resistojet thruster for small satellite applications«. In: *34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, Juli 1998. DOI: [10.2514/6.1998-3933](https://doi.org/10.2514/6.1998-3933).
- [23] Birk Wollenhaupt, Quang Hoa Le und Georg Herdrich. »Overview of thermal arcjet thruster development«. In: *Aircraft Engineering and Aerospace Technology* 90.2 (März 2018), S. 280–301. ISSN: 0002-2667. DOI: <https://doi.org/10.1108/AEAT-08-2016-0124>.
- [24] Kazunori Takahashi. »Helicon-type radiofrequency plasma thrusters and magnetic plasma nozzles«. In: *Reviews of Modern Plasma Physics* 3.1 (Mai 2019). DOI: <https://doi.org/10.1007/s41614-019-0024-2>.

- [25] Franz Hey u. a. »Development of a Highly Precise Micro-Newton Thrust Balance«. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 43 (Okt. 2013). DOI: 10.1109/TPS.2014.2377652.
- [26] Kunning G. Xu und Mitchell L. R. Walker. »High-power, null-type, inverted pendulum thrust stand«. In: *Review of Scientific Instruments* 80.5 (Mai 2009), S. 055103. DOI: 10.1063/1.3125626.
- [27] Franz Georg Hey u. a. »Development of a Highly Precise Micronewton Thrust Balance«. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 43.1 (Jan. 2015), S. 234–239. DOI: 10.1109/TPS.2014.2377652.
- [28] Kurt A. Polzin u. a. »Thrust stand for electric propulsion performance evaluation«. In: *Review of Scientific Instruments* 77.10 (Okt. 2006), S. 105108. DOI: 10.1063/1.2357315.
- [29] James E. Polk u. a. »Recommended Practice for Thrust Measurement in Electric Propulsion Testing«. In: *Journal of Propulsion and Power* 33.3 (Mai 2017), S. 539–555. DOI: 10.2514/1.b35564.
- [30] Wolfgang Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 1 - Klassische Mechanik*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2010. ISBN: 978-3-642-12948-3.
- [31] Suk-Jin Kang, Hyea-Ran Cho und Young-Keun Chang. »Development and testing of a micro-thruster impulse characterization system utilizing pendulum swing time measurements«. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 148.2 (Dez. 2008), S. 381–387. DOI: 10.1016/j.sna.2008.09.004.
- [32] Franz Georg Hey u. a. »Development of a Highly Sensitive, Highly Stable Micro-Newton Thrust Balance«. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia*. 2017.
- [33] Ugur Kokal und Murat Celik. »Development of BUSTLab Thrust Stand for milli-Newton Level Thrust Measurements of Electric Propulsion Systems«. In: *35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, Georgia*. 2017.
- [34] Yuan-Xia Yang u. a. »A torsion balance for impulse and thrust measurements of micro-Newton thrusters«. In: *Review of Scientific Instruments* 83.1 (Jan. 2012), S. 015105. DOI: 10.1063/1.3675576.
- [35] Manuel Gamero-Castaño. »A torsional balance for the characterization of micro-Newton thrusters«. In: *Review of Scientific Instruments* 74.10 (Okt. 2003), S. 4509–4514. DOI: 10.1063/1.1611614.
- [36] M R Anselmo und R Intini Marques. »Torsional thrust balance for electric propulsion application with electrostatic calibration device«. In: *Measurement Science and Technology* 30.5 (Apr. 2019), S. 055903. ISSN: 0957-0233. DOI: 10.1088/1361-6501/ab0f0e.
- [37] Thomas Trottenberg, Thomas Richter und Holger Kersten. »Measurement of the force exerted on the surface of an object immersed in a plasma«. In: *The European Physical Journal D* 69.3 (März 2015). DOI: 10.1140/epjd/e2015-50743-2.

- [38] Thomas Trottenberg, Alexander Spethmann und Holger Kersten. »An interferometric force probe for beam diagnostics and the study of sputtering«. In: *EPJ Techniques and Instrumentation* 5.1 (März 2018). DOI: <https://doi.org/10.1140/epjti/s40485-018-0044-2>.
- [39] Alexander Spethmann, Thomas Trottenberg und Holger Kersten. »Measurement and simulation of forces generated when a surface is sputtered«. In: *Physics of Plasmas* 24.9 (Sep. 2017), S. 093501. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4997444>.
- [40] Ch. Steinbrüchel. »A simple formula for low-energy sputtering yields«. In: *Applied Physics A* 36.1 (1985), S. 37–42. ISSN: 1432-0630. DOI: [10.1007/BF00616458](https://doi.org/10.1007/BF00616458). URL: <https://doi.org/10.1007/BF00616458>.
- [41] Nina Sarah Mühlich u. a. »Simultaneously measured direct and indirect thrust of a FEEP thruster using novel thrust balance and beam diagnostics«. In: *Acta Astronautica* 197 (Aug. 2022), S. 107–114. DOI: [10.1016/j.actaastro.2022.05.009](https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2022.05.009).
- [42] Hans-Peter Harmann. »Untersuchung und Modellierung der Ionenstrahlformung großflächiger Ionenquellen mit Hilfe einer beweglichen Faradaysondenzeile«. Diss. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2003.
- [43] Peter Köhler. »Design, Konstruktion und Test eines hochauflösenden Gegenfeldanalysators mit fokussierender Elektrode und hochgelegtem Kollektor«. Diss. Justus-Liebig-Universität Giessen, 2018.
- [44] P. Chabert u. a. »Global model of a gridded-ion thruster powered by a radiofrequency inductive coil«. In: *Physics of Plasmas* 19.7 (Juli 2012), S. 073512. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4737114>.
- [45] Alan J. Lichtenberg Michael A. Lieberman. *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*. WILEY, 1. Apr. 2005. 800 S. ISBN: 0-471-72001-1. URL: https://www.ebook.de/de/product/3592592/michael_a_lieberman_alan_j_lichtenberg_principles_of_plasma_discharges_and_materials_processing.html.
- [46] Peter Zacharias. »Das magnetostatische Feld«. In: *Magnetische Bauelemente: Grundlagen und Anwendungen*. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2020, S. 1–29. ISBN: 978-3-658-24742-3. DOI: [10.1007/978-3-658-24742-3_1](https://doi.org/10.1007/978-3-658-24742-3_1). URL: https://doi.org/10.1007/978-3-658-24742-3_1.
- [47] Hans Fischer. *Werkstoffe in der Elektrotechnik: Aufbau, Eigenschaften, Prüfung, Anwendung; mit 114 Tabellen, sowie zahlreichen Beispielen, Übungen und Testaufgaben*. Hanser, 1978.
- [48] M. I. Patino und R. E. Wirz. »Electron emission from carbon velvet due to incident xenon ions«. In: *Applied Physics Letters* 113.4 (Juli 2018), S. 041603. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5037200>.
- [49] *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. Vieweg+Teubner Verlag, 1. Juli 2013. 827 S. ISBN: 978-3-322-96971-2. URL: https://www.ebook.de/de/product/33525494/wutz_handbuch_vakuumtechnik.html.

-
- [50] Tim Brandt u. a. »Magnetohydrodynamics and particle-in-cell codes simulation of plasma processes in micro HEMP-Thrusters«. In: Okt. 2013.
- [51] Andreas Keller. »Feasibility of a down-scaled HEMP Thruster«. Diss. Dez. 2013.
- [52] A. Keller u. a. »Feasibility of a down-scaled HEMP-Thruster as possible N-propulsion system for LISA«. In: *ASP Conf. Ser.* 467 (2013). Hrsg. von Gerard Auger, Pierre Binétruy und Eric Plagnol, S. 349.
- [53] Théo Vialis, Julien Jarrige und Denis Packan. »Separate measurements of magnetic and pressure thrust contributions in a magnetic nozzle electron cyclotron resonance plasma thruster«. In: *Space Propulsion 2018*. SEVILLE, Spain, Mai 2018. URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01961041>.
- [54] Théo Vialis u. a. »Direct Thrust Measurement of an Electron Cyclotron Resonance Plasma Thruster«. In: *Journal of Propulsion and Power* 34.5 (Sep. 2018), S. 1323–1333. DOI: <https://doi.org/10.2514/1.B37036>.
- [55] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer New York, 2004. DOI: [doi:10.1007/978-1-4757-4030-1](https://doi.org/10.1007/978-1-4757-4030-1).
- [56] D Packan u. a. »H2020 MINOTOR: Magnetic nozzle electron cyclotron resonance thruster«. In: *Proc. 36th Int. Electr. Propuls. Conf.(IEPC)*. 2019.
- [57] Steffen Scharmann u. a. »Thrust measurement of an ion thruster by a force probe approach and comparison to a thrust balance«. In: *AIP Advances* 12.4 (2022), S. 045218. DOI: [10.1063/5.0066401](https://doi.org/10.1063/5.0066401). eprint: <https://doi.org/10.1063/5.0066401>. URL: <https://doi.org/10.1063/5.0066401>.