

Messungen und Simulation zur Bestimmung der Energie von Primärionen aus dem Strahl eines miniaturisierten HF- Iontriebwerks

Measurements and simulation to determine the energy of
primary ions from the beam of a miniaturized RF-ion
engine

Erstprüfer: Dr. Hans J. Leiter

Zweitprüfer: Dr. Kristof Holste

Justus-Liebig-Universität Gießen

Studiengang: PTR

Fachbereich: 07 - Mathematik und Informatik, Physik, Geographie

Abgabe: 06.06.2023

HELLBERT, Aaron

Inhalt

1	Symbolverzeichnis	3
2	Einleitung	5
3	Theorie	6
3.1	Plasmaphysikalische Grundlagen	6
3.1.1	Plasmaparameter	6
3.1.1.1	Plasmadichte	6
3.1.1.2	Plasmaerzeugung und Isothermie	6
3.1.1.3	Ionisierungsgrad und Leitfähigkeit	7
3.1.1.4	Debye-Länge und Abschirmung	7
3.1.2	Quasineutralität	8
3.1.3	Skin-Effekt	9
3.2	HF-Ionentriebwerke	11
3.2.1	Ionisation	11
3.2.2	Extraktion	14
3.2.3	Raumladung	16
3.2.4	Triebwerksparameter	17
3.2.5	Skalierbarkeit	18
3.2.6	RIT- μ X	19
3.3	Umladungsionen	21
3.4	Gegenfeldanalysator	22
4	Versuchsverlauf und -ergebnisse	24
4.1	Versuchsaufbau	24
4.1.1	Vakuumkammer „Big Mac“	25
4.1.2	Gegenfeldanalysator „ICAROS“	25
4.1.3	Simulation und Korrektur des Offsets	26
5	Versuchsdurchführung	31
5.1	Perveanzmessungen	31
5.2	Überprüfung des RPAs	33
5.3	Vermessung des Triebwerks	37
5.4	Massenfluss	38
5.5	Hintergrunddruck	39
5.6	Gitterspannungen	40



6	Fazit.....	42
7	Literaturverzeichnis	43
8	Abbildungsverzeichnis.....	45
9	Anhang.....	47





1 Symbolverzeichnis

A_w	Wandfläche des Entladungsgefäß
\vec{B}	Magnetisches Feld
\vec{E}	Elektrisches Feld
E_{kin}	Kinetische Energie
e	Elementarladung
f_c	Korrekturfaktor für den Verluststrom zur Wand
g	Erdbeschleunigung
I	Strahlstrom des Triebwerks
I_{sp}	Spezifischer Impuls
I_w	Korrigierter Verluststrom zur Wand des Entladungsgefäß
k_B	Boltzmann-Konstante
M	Atommasse
m_i	Masse an Ionen
m_n	Masse an Neutralgas
m_0	Masse Raumfahrzeug + Treibstoff
m_{end}	Masse Raumfahrzeug
mdt	Ausgestoßene Masse pro Zeitintervall
n	Teilchendichte
n_e	Elektronendichte
n_i	Ionendichte
Q_i	Ionisierungsniveau



q	Ladung eines Ions
q_0	Punktladung im Plasma
r	Abstand zu q_0
T	Schub
T_e	Elektronentemperatur
T_{Ion}	Schub eines Ionentriebwerks
U_{NHV}	Spannung des Acceleration-Gitters
U_{PHV}	Spannung des Screen-Gitters
v	Geschwindigkeit eines Elektrons/Ions
v_a	Austrittsgeschwindigkeit
v_{bohm}	Ionenschallgeschwindigkeit
v_{Ion}	Ionengeschwindigkeit
Δv	Erreichbare Geschwindigkeitsänderung
δ	Skin-Tiefe
ϵ	Elektrische Feldkonstante
$\dot{\eta}$	Ionisierungsgrad
Φ	Debye-Hückel-Potential
λ	Stoßwahrscheinlichkeit pro zurückgelegter Strecke
λ_D	Debye-Länge
σ	Totaler Wirkungsquerschnitt

„Aerodynamics are for people who can't build engines" ~ Enzo Ferrari

“Der Trick für eine genaue Analyse der gewonnenen Messdaten eines RPA ist es, auch die Fehlerquellen zu berücksichtigen, die nicht in dessen Gebrauchsanweisung zu finden sind.“
~ das Fazit des Autors

2 Einleitung

Seit dem Start von Sputnik vor 66 Jahren (Stand 2023) gab es bei der Entwicklung von Triebwerken in der Raumfahrt ein Hauptziel: die Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit der Stützmasse. Im Laufe der letzten Jahrzehnte konnten elektrische Triebwerke unter Beweis stellen, dass sie dieses Ziel besser erreichen als die meisten anderen herkömmlichen Antriebsformen. Hochfrequenz-Ionentriebwerke, wie das RIT- μ X, verwenden Ionen als Stützmasse und erreichen teils so hohe Austrittsgeschwindigkeiten, dass diese oft zu Gunsten eines geringeren Energiekonsums wieder reduziert werden muss. HF-Ionentriebwerke eignen sich dadurch hervorragend für das North-South-Station-Keeping von Kommunikationssatelliten. Sie finden durch den stetigen Zuwachs an zur Verfügung stehender Energie aber auch in wissenschaftlichen Missionen immer mehr Anwendung. [1] [2]

Das Hauptziel der Forschung bei elektrischen Triebwerken hat sich inzwischen auf einen höheren Effizienzgrad bezüglich der verwendeten Energie verlagert. Um dieses Ziel zu erfüllen, benötigt es genaue Messungen der Geschwindigkeiten der schuberzeugenden Primärionen im Strahlstrom. Die Primärionen geben Aufschluss über die Performance des Triebwerks und ermöglichen dadurch dessen Optimierung. Eine gängige Methode zur Messung dieser Ionen ist das Verwenden eines Gegenfeldanalysators, welcher deren Energieverteilungen mithilfe von Gittersystemen und elektrischen Feldern vermisst. [1]

Die Messung mittels Gegenfeldanalysator ist jedoch oft mit bestimmten Fehlern behaftet. Manche dieser Fehler lassen sich mithilfe von Simulationen der Ionenflugbahnen im Gegenfeldanalysator korrigieren. Der Fokus dieser Bachelorarbeit liegt auf dem Messen der Primärionen aus dem Strahlstrom und einer anschließenden Simulation des Gegenfeldanalysators zur Fehlerkorrektur. Das Ziel ist es, eine möglichst genaue Energieverteilung der Ionen zu erhalten, welche zum Verständnis der Vorgänge in einem Hochfrequenz-Ionentriebwerk beiträgt. Nebenziele sind die Bestimmung des Plasmapotentials sowie die Interpretation der gewonnenen Daten.

Zum Erreichen dieser Ziele wurden im Rahmen dieser Arbeit Messungen an einem RIT- μ X der Ariane Group durchgeführt. In dieser Arbeit werden die daraus folgenden Messergebnisse sowie die Simulation des Gegenfeldanalysators dargestellt. Zum Abschluss folgt die Interpretation der Ergebnisse, sowie ein kurzes Fazit.

3 Theorie

Wie eingangs schon erwähnt, ist das Messen von Triebwerksparametern bei Ionentriebwerken oft mit verschiedenen Fehlern verbunden. Auch wenn das Funktionsprinzip der hier verwendeten Messgeräte relativ simpel ist, so entstehen dennoch oft viele ungewollte Wechselwirkungen bzw. Effekte im Vakuumtank, die die Messung beeinflussen können.

Im Nachfolgenden werden die Funktionsweise von Ionentriebwerken sowie Gegenfeldanalysatoren erklärt und einige notwendige Grundlagen der Plasmaphysik kurz dargestellt.

3.1 Plasmaphysikalische Grundlagen

Für das Verständnis der Funktionsweise von Ionentriebwerken und Gegenfeldanalysatoren ist das Wissen der zugrundeliegenden Plasmaphysik hilfreich. Ziel dieses Kapitels ist die Vermittlung der wichtigsten Vorgänge und Effekte, die während des Messbetriebs in den produzierten Plasmen vorkommen. Der Begriff Plasma stammt aus dem altgriechischen und bedeutet „Gebilde“ und beschreibt jedwedes Gemisch, das eine bestimmte Menge an ionisierten Teilchen und den daraus entstandenen Elektronen besitzt. Dieser Anteil an ionisierten Teilchen muss so groß sein, dass sich das Verhalten des Gemischs ändert. [3]

3.1.1 Plasmaparameter

Plasma wird oft auch „der vierte Aggregatzustand“ genannt. Dies liegt an eben jenen Eigenschaften, die sich zu denen eines elektrisch neutralen Gases unterscheiden. So sind in einem Plasma z.B. zwar freie Ladungsträger vorhanden, dennoch ist das Plasma elektrisch neutral. Im Gegensatz zum Neutralgas sind Plasmen außerdem leitfähig. Aufgrund dieser Eigenschaften besitzt das Plasma in elektrischen und magnetischen Feldern ein spezielles Verhalten. Ein Beispiel hierfür ist der $E \times B$ Drift, der für eine Driftbewegung eines geladenen Teilchen in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern steht. Die Driftbewegung findet dabei senkrecht zum angelegten E -Feld statt. Wie stark die hier erwähnten Unterschiede zum neutralen Gas sind, hängt von der Plasmadichte ab. [3][4]

3.1.1.1 Plasmadichte

Die Plasmadichte beschreibt die Anzahl der Ionen bzw. Elektronen pro Volumen. Bei nur einfach geladenen Ionen nehmen die Ionendichte n_i und Elektronendichte n_e denselben Wert an.

$$n_i = n_e \quad (1.0)$$

Sollten mehrfach geladene Ionen im Plasma vorkommen, geschieht dies meist in Bezug auf die Elektronendichte. [4]

3.1.1.2 Plasmaerzeugung und Isothermie

Um ein Plasma zu erzeugen, gibt es zahlreiche Möglichkeiten. Das bekannteste Beispiel wäre das starke Erhitzen der Materie. Stoßen die erhitzten Atome, Ionen oder Elektronen auf neutrale Teilchen, können durch deren große Geschwindigkeit Elektronen aus der Schale gelöst werden. Bei dieser Methode werden sämtliche Bestandteile des Plasmas auf annähernd dieselbe Temperatur erhitzt, man spricht auch von einem isothermen Plasma.

In einem Radiointerferenztriebwerk (RIT) entsteht das Plasma hingegen über Elektronenstöße, also einem Stoß zwischen einem Elektron mit einer ausreichenden Geschwindigkeit und einem neutralen Teilchen. Dabei gibt das Atom ein Elektron ab und als Produkt entstehen zwei Elektronen und ein Ion. Die Elektronen können beschleunigt wiederum andere Atome ionisieren, während das Ion später für die Schuberzeugung extrahiert wird. Bei dieser Methode erhalten nur die Elektronen eine höhere Energie, man spricht deshalb von einem nicht-isothermen Plasma. [5] [6] [7]

3.1.1.3 Ionisierungsgrad und Leitfähigkeit

Meist werden in einem Plasma nicht alle Atome ionisiert, weshalb es sinnvoll ist, das Verhältnis von ionisierten Atomen m_i zu neutralen Teilchen m_n zu kennen. [5]

$$\dot{\eta} = \frac{m_i}{m_i + m_n} \quad (1.1)$$

Die bei der Ionisation entstandenen freien Elektronen lassen das Plasma zu einem sehr guten Leiter werden. Dabei können je nach Plasma elektrische Leitfähigkeit und Stromdichte bestimmt werden, wie bei einem klassischen Leiter. Der Ionisierungsgrad in einem RIT beträgt meist zwischen 5 und 10%. [5] [8]

3.1.1.4 Debye-Länge und Abschirmung

Eingangs wurde ein Plasma als Gemisch von Ionen und Elektronen definiert. Diese Definition ist jedoch noch nicht vollständig. Betrachtet man das Gemisch nämlich in einer kleinen räumlichen Ausdehnung kann es passieren, dass keine der Eigenschaften auftreten, die ein Plasma von einem normalen Gas unterscheiden. Dieser Umstand wird sowohl von Gitterionentriebwerken als auch Gegenfeldanalysatoren ausgenutzt. Die dabei relevante Größenordnung ist die sogenannte Debye-Länge λ_D . Die Debye-Länge setzt sich zusammen aus der Elektronentemperatur T_e und -dichte n_e , der Elementarladung e sowie der elektrischen Feldkonstanten ϵ (Gleichung 1.3). [3]

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon * T_e * k_B}{e^2 * n_e}} \quad (1.3)$$

„Einen Stoff kann man nur dann als Plasma bezeichnen, wenn seine räumliche Abmessung L wesentlich größer als die Debye-Länge ist, also für $L \gg \lambda_D$.“ [3]

Ist das Gemisch aus Ionen und Elektronen in einem Bereich verteilt, der um einiges größer als die Debye-länge ist, verteilen sich die Ladungen gleichmäßig über das komplette Volumen. Von außen betrachtet resultiert dies in einer Abschirmung des Coulomb-Potentials der Ladungsträger, vergleichbar mit dem Effekt eines Faraday-Käfigs. Dieser Vorgang schirmt die Ladungen vor elektrischen Feldern ab (siehe Abbildung 1). [3] [4]

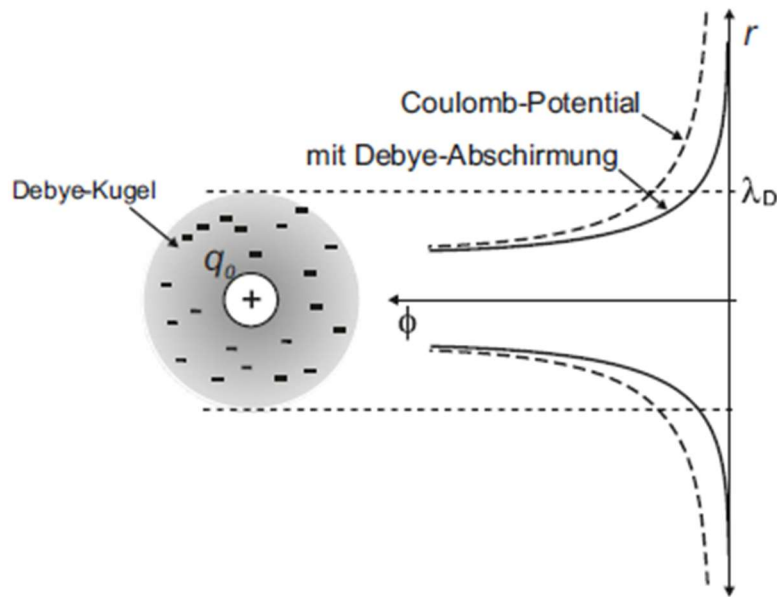


Abbildung 1: Debye-Abschirmung des Coulomb Potentials der Ladung q_0 durch ein Plasma (Quelle: Plasmaphysik, Ulrich Stroth, 2018)

Das durch die Abschirmung korrigierte Potential wird „Debye-Hückel-Potential“ genannt (Gleichung 1.4) und ist abhängig von der Ladung q_0 , dem Abstand r zur Ladung, der elektrischen Feldkonstanten ϵ und der Debye-Länge λ_D . [4]

$$\Phi = \frac{q_0 * e^{-\sqrt{2} * \frac{r}{\lambda_D}}}{4 * \pi * \epsilon * r} \quad (1.4)$$

Wie man erkennt, fällt das Debye-Hückel-Potential exponentiell zur Entfernung ab. Die Debye-Länge gibt die Distanz zur Ladung an, bei der das Potential $1/e$ des maximalen Potentials beträgt. Sie setzt sich zusammen aus der Elektronentemperatur T_e und -dichte n_e , der Elementarladung e sowie der elektrischen Feldkonstanten ϵ (Gleichung 1.4). [4]

3.1.2 Quasineutralität

Wird ein Plasma in einem im Verhältnis zur Debye-Länge großen Bereich betrachtet, ist dieses meist elektrisch neutral. Diese Bedingung lässt sich schreiben als (Gleichung 1.5):

$$\sum Q_i * e * n_i - e * n_e = 0 \quad (1.5)$$

Q_i steht für das Ionisierungs-niveau, das angibt, wie hoch die positive Ladung der Ionen ist¹. Werden die positiven Ladungen jeder Ionenspezies summiert und die Anzahl an Elektronen subtrahiert, ist das Ergebnis die Gesamtladung des Plasmas. Nur wenn Gleichung 1.5 erfüllt ist, kann von einem quasineutralen Plasma gesprochen werden. Diese Bedingung ist oft erfüllt, da sich bei einer Entnahme oder Zugabe von Ladungen schnell starke elektrische Felder aufbauen.

¹ in den meisten elektrischen Triebwerken kommen größtenteils nur einfach und zweifach geladene Ionen vor

Diese Felder entstehen durch die rasche Umpositionierung der freien Ladungsträger und wirken der Entnahme und Zugabe von Ladungen entgegen. [6]

3.1.3 Skin-Effekt

Wird ein Leiter in ein hochfrequentes elektrisches Feld gebracht, so ist die induzierte Stromstärke nah an der Oberfläche höher als im Leiter. Dieser Effekt wird „Skin-Effekt“ genannt und kommt in ähnlicher Form auch in Plasmen vor. Der Grund für dieses Verhalten liegt in der Dämpfung der Strom treibenden elektromagnetischen Feldern. Treibende Kraft hinter der Dämpfung sind zwei wesentliche Vorgänge im Leiter/Plasma:

- Durch den hochfrequenten Wechselstrom wird ein hochfrequentes Magnetfeld im Leiter erzeugt. Die Stärke des erzeugten Magnetfelds ist abhängig vom ursprünglichen Strom und dessen Frequenz (siehe Gleichung 1.6)
- Das Magnetfeld induziert wiederum einen Wirbelstrom im Leiter, der dem ursprünglichen Strom im Leiter entgegenwirkt (siehe Abbildung 3)

Als Resultat bildet sich eine Leitungsschicht mit Tiefe δ (Eindringtiefe) nahe der Leiteroberfläche aus, durch die $1/e$ des totalen Stroms fließt (siehe Abbildung 2). Für eine noch genauere Betrachtung des Skin-Effekts in HF-Plasmen wird der interessierte Leser an dieser Stelle auf die Arbeit von Hyo-Chang Lee verwiesen. [5] [9]

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (1.6)$$

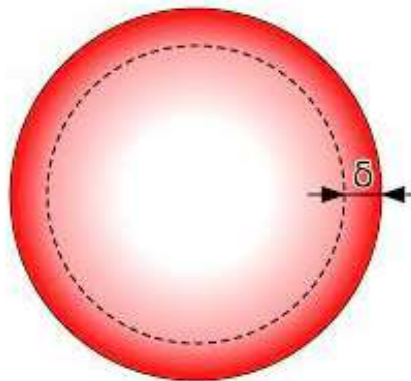


Abbildung 2: Skin-Effekt mit skin-depth (Quelle: <https://www.cosmos-indirekt.de//Physik-Schule/Skin-Effekt>, Zugriff am 20.05.2023)

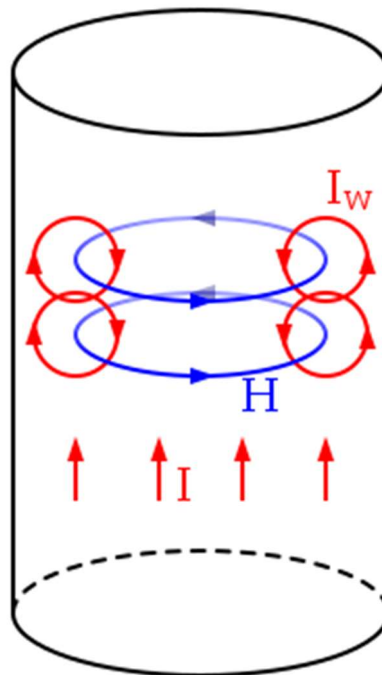


Abbildung 3: Entstehung des Skin-Effekts (Quelle: https://en.wikipedia.org/wiki/Skin_effect, Zugriff am 20.05.2023)

3.2 HF-Ionentriebwerke

Ein Hochfrequenz-Ionentriebwerk erzeugt Schub durch die Beschleunigung von positiv geladenen Ionen in einem elektrischen Feld. Der genaue Aufbau unterscheidet sich zwar von Triebwerk zu Triebwerk, doch die allgemeine Funktionsweise lässt sich in Abbildung 3 erkennen und wird im Folgenden Schritt für Schritt erklärt.

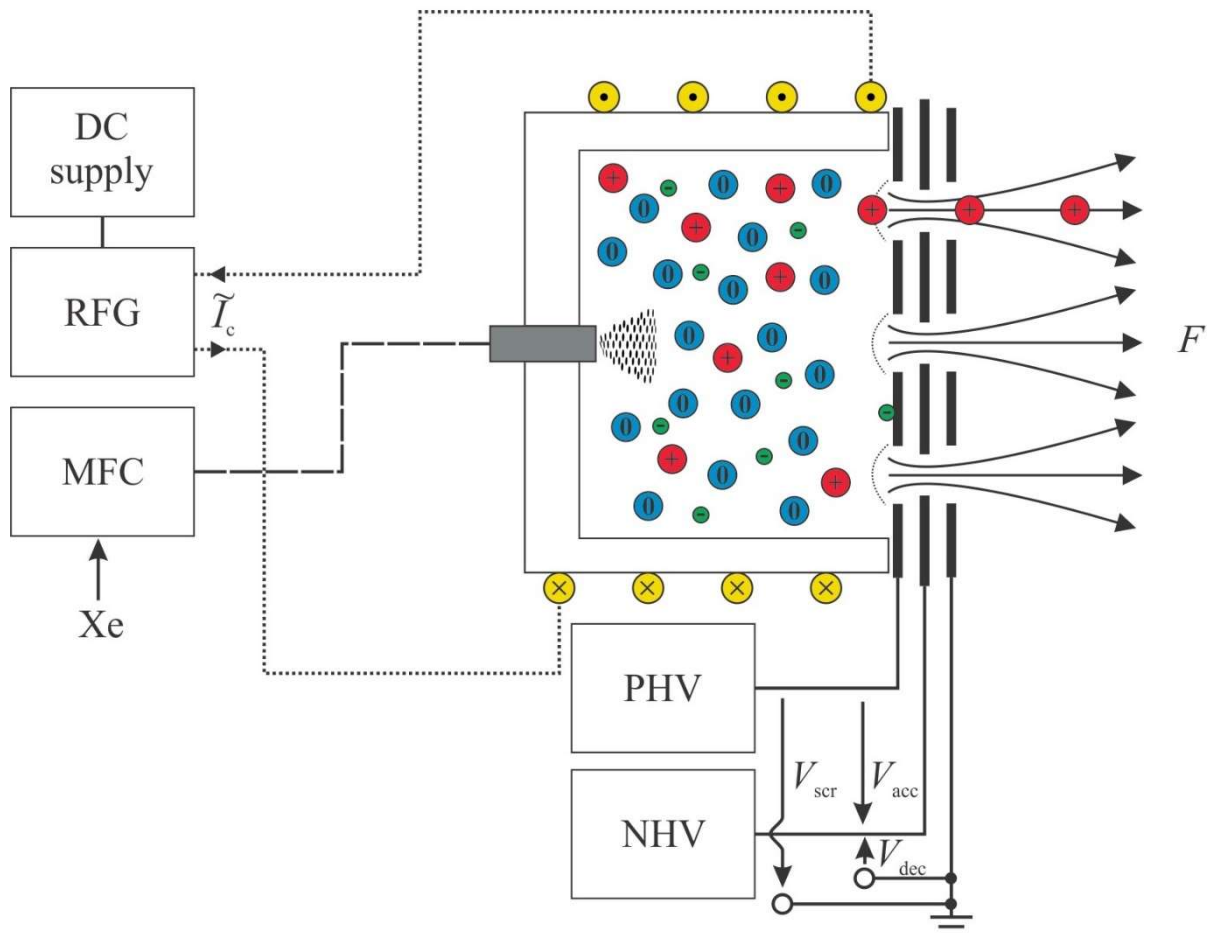


Abbildung 4: Hochfrequenz-Ionentriebwerk (<https://physics.stackexchange.com/questions/680062/gridded-ion-sources-is-there-rf-leakage-to-grids>, Zugriff am 06.05.2023)

3.2.1 Ionisation

Neutrales Gas, meistens Xenon, wird zunächst über den Gaseinlas in das Entladungsgefäß injiziert. Die exakte Dosierung des Massenstroms geschieht über den sogenannten MFC (Mass Flow Controller). Im Entladungsgefäß wird das Gas ionisiert, für die Ionisation wird jedoch ein hochfrequentes elektromagnetisches Feld benötigt. Welches von umschließenden Spulen erzeugt wird. Die Spulen benötigen dafür hochfrequenten Wechselstrom. Um diesen bereitstellen zu können, wird zwischen die Stromversorgung und die Spulen ein Radiofrequenzgenerator (RFG) geschaltet. Dessen Aufgabe ist es, den gegebenen Gleichstrom (z.B. aus einer Batterie auf einem Satelliten) in hochfrequenten Wechselstrom umzuwandeln. Die Frequenz des Stroms beim untersuchten Triebwerk ist dabei meist im Bereich von 2.5 MHz. [10]

Ist das elektrische Feld erzeugt, werden die Elektronen vom elektrischen Feld beschleunigt. Stoßen die Elektronen nun mit genügend Energie auf ein neutrales Teilchen, wird selbiges ionisiert und es entsteht ein Ion und zwei Elektronen (siehe Kapitel 3.1.1.3). Innerhalb einer halben Periode des Wechselstroms (also vor der Spannungsumkehr) müsste das Elektron folglich die benötigte Energie erreichen, um Xenon ionisieren zu können. Andernfalls werden die Elektronen in der nächsten Halbperiode wieder in die andere Richtung gebremst bzw. beschleunigt. Diese Feldstärke wird jedoch nur sehr selten erreicht. Stattdessen wird darauf gesetzt, dass die Elektronen gegen ein neutrales Atom prallen und von diesem elastisch in eine andere Richtung gestoßen werden. Die mittlere freie Weglänge λ für diesen Stoß lässt sich mit Gleichung 1.7 bestimmen: [7]

$$\lambda = \frac{1}{n * \sigma} \quad (1.7)$$

Die mittlere freie Weglänge wird von der Teilchendichte n und dem totalen Wirkungsquerschnitt σ bestimmt. Geschieht nach dem Stoß die Spannungsumkehr, wird das Elektron eine weitere halbe Periode in eine andere Richtung beschleunigt, damit es die benötigte Geschwindigkeit erreicht. Vom elektrischen Feld werden auch die schon erzeugten Ionen beschleunigt, allerdings ist deren Masse m so groß, dass bei gleicher kinetischer Energie E_{kin} deren Auslenkung² durch die erhaltene Geschwindigkeit v im Verhältnis zu der der Elektronen vernachlässigt werden kann. (siehe Gleichung 1.8). Die Ionen nehmen im Mittel folglich keine Energie auf [5] [11]

$$E_{kin} = m * \frac{v^2}{2} \quad (1.8)$$

Wichtig dabei ist, dass genügend Neutralteilchen für eine ausreichende Stoßwahrscheinlichkeit zur Verfügung stehen. Ist deren Dichte zu gering, werden weniger Elektronen die benötigte komplette Periode vom elektrischen Feld beschleunigt und aufgrund der daraus resultierenden fehlenden Energie sinkt die Ionisationswahrscheinlichkeit. Eine Senkung des Massenflusses reduziert folglich bei konstantem Strahlstrom die Plasmadichte und in weiterer Folge die Strahlstromdichte. Umgekehrt hat eine Erhöhung des Massenflusses eine Steigerung der Plasmadichte und der Strahlstromdichte zur Folge. Gleichzeitig sinkt mit einer höheren Neutralteilchendichte jedoch der Ionisierungsgrad und damit der Massenwirkungsgrad des Triebwerks. Nach einer kurzen Zeitdauer entsteht auf diese Weise ein Plasma am Rand des Entladungsgefäß. [7]

Damit die Neutralteilchen auch im Zentrum ionisiert werden können, muss nun von der Leitungsschicht ein Elektron durch einen Stoß in deren Richtung abgelenkt werden. Da die wenigsten Elektronen beim Stoß im 180° Winkel gestreut werden, ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Stoß hoch. Stoßt das Elektron im Zentrum nun auf ein Neutralteilchen, kann dieses ionisiert werden. Geschieht dieser Stoß im Zentrum nicht (oder hat das Elektron nicht genügend

² Und dadurch auch die Stoßwahrscheinlichkeit

Energie für die Ionisation), dringt das Elektron auf der anderen Seite des Entladungsgefäß wieder in die Leitungsschicht ein und wird weiter beschleunigt. [5] [9]

Eine Verstärkung des elektrischen Feldes, also eine Erhöhung der Leistung des RFGs, hat dadurch einen wichtigen Effekt:

- die kinetische Energie der Elektronen steigt, wodurch sie mehr Weg pro Zeit zurücklegen. Dies resultiert in einer höheren Wahrscheinlichkeit, im Rahmen einer halben Periode innerhalb des komprimierten Plasmas auf ein neutrales Teilchen zu stoßen.

Kombiniert mit der Konzentration der Materie führt dies zu einer verringerten Auswirkung des Massenflusses auf den Ionisierungsgrad. [5] [12]

Damit das Gas im Entladungsgefäß bleibt, wird zwischen Spulen und Plasma meist eine Wand aus isolierendem Material platziert. Kommt das Plasma mit der Oberfläche der Wand in Kontakt, diffundieren die Elektronen und Ionen zur Wand. Da die Ionen jedoch eine viel höhere Masse als die Elektronen besitzen, treffen zuerst die Elektronen auf die Wand, wodurch diese im Verhältnis zum Plasma ein negatives Potential annimmt. Dieses Potential stößt nun weitere anfliegende Elektronen ab, wodurch nur noch hochenergetische Elektronen diese Potentialbarriere überwinden können. Gleichzeitig werden die Ionen vom negativen Potential angezogen und wandern in Richtung der Wand. Beim Auftreffen auf die Wand werden die Ionen neutralisiert und zurückgestoßen. [10] [13]

Durch diesen Vorgang bildet sich in der Nähe der Oberfläche eine Plasmarandschicht (engl. sheath) aus. In diesem Bereich, der nur wenige Debye-Längen umfasst, baut sich das Plasmapotential auf. Der Abschnitt zwischen Plasmarandschicht und Plasma wird Vorschicht (engl. presheath) genannt. Die Vorschicht ist definiert durch die Bedingung, dass an der Grenze zwischen Plasmarandschicht und Vorschicht die Geschwindigkeit der einfallenden Ionen gleich der Geschwindigkeit v_{bohm} ist. Für die Berechnung von v_{bohm} werden die Temperatur der Elektronen T_e sowie die Masse der Ionen m_i benötigt (siehe Gleichung 1.9). [3] [6] [13]

$$v_{Bohm} = \sqrt{k_B * \frac{T_e}{m_i}} \quad (1.9)$$

In der Vorschicht und in der Plasmarandschicht sind mehr positive als negative Ladungsträger anzutreffen (siehe Abbildung 4). Da der Fluss in Wandrichtung einem Verluststrom entspricht, ist es von Vorteil, das Verhältnis von Oberfläche zu Volumen im Entladungsgefäß möglichst gering zu halten. Dies ist oft nur begrenzt möglich und setzt daher Grenzen für die sinnvolle Skalierbarkeit von HF-Triebwerken. Vor allem bei miniaturisierten RITs führt dieser Prozess zu einer verminderten Effizienz des Antriebs.

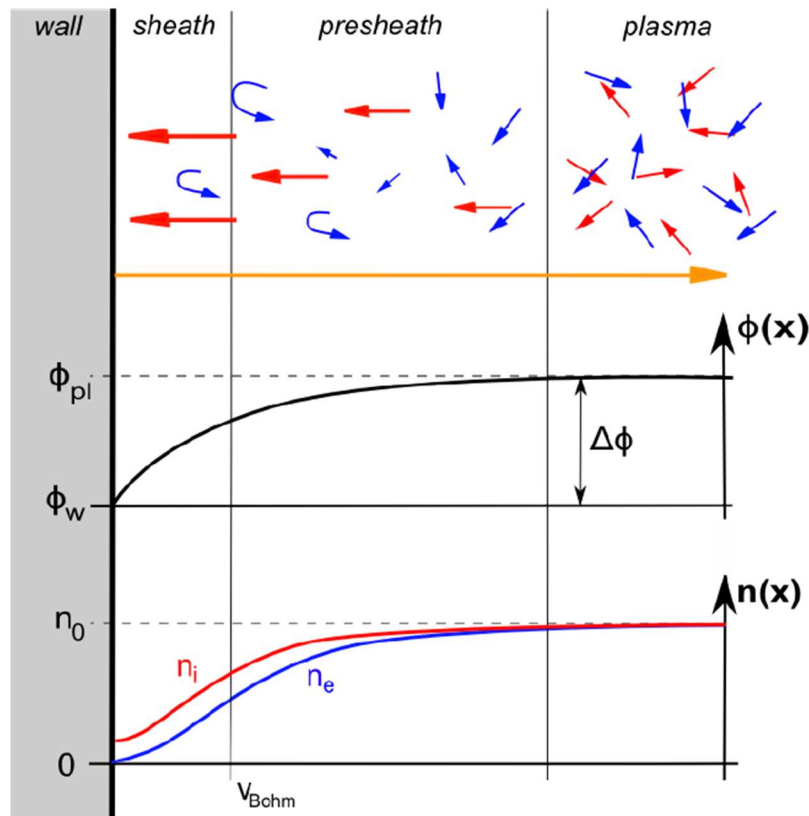


Abbildung 5: Skizze der Plasmarandschicht. Rote Pfeile repräsentieren Ionen, Blaue Elektronen und Orange Neutraltelchen (Quelle: *Instabilities in ion thrusters by plasma-wall interactions*, Julia Duras)

Eine Methode den Verluststrom, auch Bohmstrom genannt, zu reduzieren, ist das Erzeugen von Magnetfeldern, welche den Fluss der Ionen auf die Wände reduzieren. Für die Berechnung des auf diese Weise korrigierten Verluststroms zur Wand I_W wird die Oberfläche A_w des Entladungsgefäßes multipliziert mit dem Korrekturfaktor f_c , der Ionenschallgeschwindigkeit und der Ionendichte (siehe Gleichung 2.0). [5] [14]

$$I_W = \frac{1}{2} * n_i * v_{Bohm} * A_W * f_c \quad (2.0)$$

Nach der Ionisation treffen die geladenen Atome auf ein Gittersystem, wodurch sie beschleunigt werden. Dieses Gittersystem ist je nach gewünschten Triebwerksparametern unterschiedlich aufgebaut. Da sämtliche Versuche mit zwei-Gitter-Systemen durchgeführt wurden, werden an dieser Stelle nur diese vorgestellt. Es sei jedoch erwähnt, dass für die Extraktion auch drei- und vier-Gittersysteme wie in der Abbildung 4 existieren.

3.2.2 Extraktion

Tritt nach der Ionisation das Plasma mit einer positiv geladenen Fläche in Kontakt, z.B. dem Screen-Gitter, nimmt das Plasma dessen Potential ein (zuzüglich dem Plasmapotential aus Kapitel 3.2.1). Durch thermische Diffusion bewegen sich nun Ionen in die Extraktionskanäle, wo sie vom elektrischen Feld des Gitters beschleunigt werden.

Die beschleunigten positiv geladenen Atome werden fokussiert vom zweiten Gitter, auch Acceleration-Gitter genannt. Das Acceleration-Gitter besitzt das negative Potential U_{NHV} . Der Name des Gitters ist hierbei irreführend, da das Acceleration-Gitter die Teilchen insgesamt betrachtet nicht beschleunigt. Obwohl die Ionen zunächst von dem Gitter angezogen werden, wird diese Beschleunigung nach dem Durchschreiten des Gitters von dessen elektrischen Feld wieder abgebaut. Die Aufgabe des Acceleration-Gitters ist stattdessen die Fokussierung des Triebwerkstrahls sowie das Abstoßen von zurückströmenden Elektronen. In Abbildung 6 ist für das bessere Verständnis der Potentialverlauf im Triebwerk erkennbar. [11] [15]

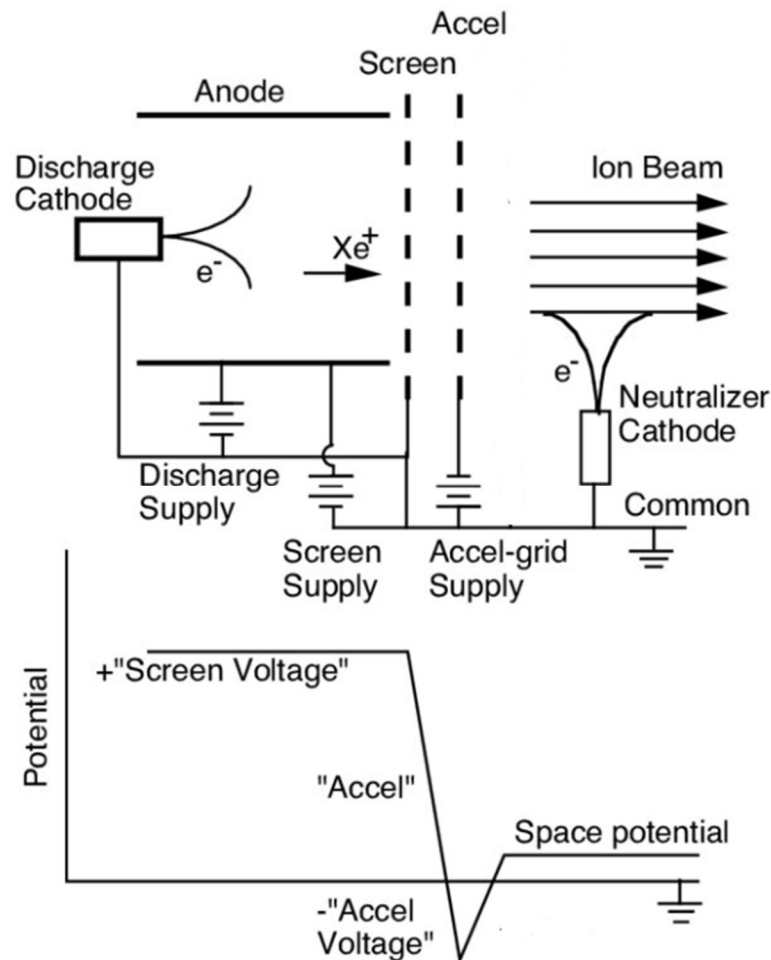


Abbildung 6: Potentialverlauf in einem Gitter-Iontriebwerk (Quelle: Analytical Ion Thruster Discharge Performance Model, Richard E. Wirz, Zugriff am 13.04.2023)

In Kapitel 3.1.1.2 wurde erwähnt, dass der in einem RIT erzielte Ionisierungsgrad zwischen 5 und 10% beträgt. Da die Ionen und neutralen Teilchen eine annähernd gleiche Temperatur haben, müssten auch dementsprechend viele neutrale Xenon Atome in die Extraktionskanäle driften. Das Austreten von Neutralgas würde den Massenwirkungsgrad des Triebwerks jedoch senken, weshalb versucht wird, das Gittersystem für neutrale Atome intransparent und für Ionen möglichst transparent zu gestalten. Ein ideales Gitter wäre transluzent für Ionen und opak für neutrale Atome. Es kann zunächst ein einzelner Kanal betrachtet werden und als Referenz die offene Fläche im Screen genommen werden:

- Sollte es keine Fehlfokussierung geben, werden alle Ionen durch den Kanal fliegen die sich in der Nähe der Gitteröffnung befinden. Für Neutralteilchen liegt jedoch die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen durch die beiden Gitter fliegt, nur bei ca. 25%.
- Vor dem Screen-Gitter bildet sich ein „Meniskus“ in der Plasmagrenze aus, so dass je nach Betriebszustand Ionen, die sich knapp außerhalb des geometrischen Durchmessers des Screens befinden, dennoch durch das Gitter hindurch beschleunigt werden. (siehe Abbildung 7) [16]

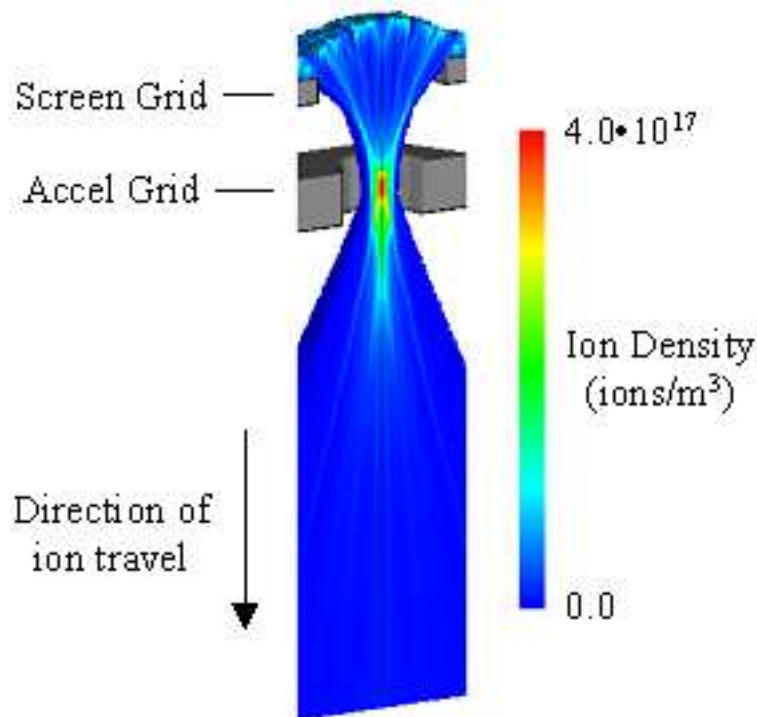


Abbildung 7: Mit FFX simulierte Ionendichten im Extraktionskanal (Quelle: https://projects-web.engr.colostate.edu/ionstand/research/research_ionoptics.php, Zugriff am 15.04.2023)

Typische Größenordnungen der bei den Gittern angelegten Spannungen sind z.B. 1500 Volt für das Screen- und ungefähr 10% dieser Spannung für das Acceleration-Gitter. Die optimale Einstellung ist abhängig vom Triebwerk und den gewünschten Triebwerkparametern. Passt die angelegte Spannung nicht, kann es zur Über- oder Unterfokussierung kommen, welche die Erosion des Gitters beschleunigt und so die Lebensdauer des Triebwerks verringert. [4] [5]

Würden nur die Ionen den Satelliten bzw. das Raumfahrzeug verlassen, wäre dieses innerhalb kürzester Zeit auf eine sehr hohe negative Spannung geladen. Aus diesem Grund müssen auch die Elektronen über einen sogenannten Neutralisator ausgestoßen werden. Bei Versuchen in der Vakuumkammer kann das Triebwerk stattdessen einfach geerdet werden. Da sämtliche Versuche ohne Neutralisator durchgeführt wurden, wird dieser hier nicht näher beschrieben.

3.2.3 Raumladung im Ionenstrahl

Auf dem Weg von Triebwerk zu Gegenfeldanalysator, stoßen sich die positiven Ladungen wegen deren Coulomb Potential gegenseitig ab. Als Resultat weitet sich der Primärionenstrahl aus. Die Stärke der Vergrößerung der Divergenz hängt von der Distanz zwischen den

ausgestoßenen Ionen ab. Werden viele langsame Ladungsträger extrahiert, ist die Divergenz außerdem größer als bei einer Extraktion von wenigen schnellen Ladungsträgern. [17]

In der Praxis ist es bei Betrachtung der gewonnenen Messdaten wichtig, den Raumladungseffekt zu beachten. Auf dem Weg von Triebwerk zu Messgerät weitet sich der Strahl entsprechend der Strahlparameter aus und verändert so den gemessenen Strahlstrom.

3.2.4 Triebwerksparameter

In diesem Unterkapitel werden die Parameter, mit welchen Triebwerke charakterisiert werden können, kurz vorgestellt. Die meisten hier dargestellten Eigenschaften wie z.B. spezifischer Impuls und Schub werden verwendet, um sowohl chemische als auch elektrische Antriebsformen zu beschreiben.

Als Schub wird die Kraft definiert, die entsteht, wenn ein Objekt ein anderes beschleunigt und ausstößt. Aus der Impulserhaltung leitet sich ab, dass der Schub T abhängig vom Impuls der ausgestoßenen Teilchen ist und sich schreiben lässt als (Gleichung 2.1):

$$T = \dot{m} t * v_a \quad (2.1)$$

Wie erkennbar ist, ist der Schub nur von der Austrittsgeschwindigkeit v_a in Flugrichtung und der Masse $\dot{m} t$ an ausgestoßenen Teilchen in einem bestimmten Zeitintervall abhängig. Je größer die Schubkraft eines Triebwerks ist, desto schneller kann eine gewünschte Geschwindigkeitsänderung eines Satelliten durchgeführt werden. Für eine genaue Bestimmung der insgesamt erreichbaren Geschwindigkeitsänderung Δv (Gleichung 2.2) eines jedweden Raumfahrzeugs wird jedoch noch die Masse m_0 des ausgestoßenen Treibstoffs und der leeren Rakete nach Brennschluss m_{end} benötigt. [18]

$$\Delta v = \ln \left(\frac{m_0}{m_{end}} \right) * v_a \quad (2.2)$$

Das erreichbare Δv eines Antriebssystems ist zwar kein direkter Triebwerksparameter³, dafür aber integraler Bestandteil einer jeden Missionsplanung und den daraus resultierenden Triebwerksanforderungen. Werden hohe Δv benötigt, muss entweder das Verhältnis von m_0 zu m_{end} oder v_a vergrößert werden. Da das Verhältnis m_0/m_{end} im Logarithmus naturalis steht, kann eine Erhöhung von v_a einen bedeutend größeren Einfluss auf das resultierende Δv haben. Auch beim spezifischen Impuls I_{sp} , der den generierten totalen Schub pro Einheit des verwendeten Treibstoffs angibt, spielt die Austrittsgeschwindigkeit eine große Rolle (siehe Gleichung 2.3). Für g wird dabei die Erdbeschleunigung mit $9,81 \text{ m/s}^2$ eingesetzt. [18]

³ aufgrund des Einflusses des Massenverhältnis des Raumfahrzeugs

$$I_{sp} = \frac{v_a}{g} \quad (2.3)$$

Vereinfacht ausgedrückt ist der I_{sp} die Dauer, die ein Objekt im Vakuum in Erdgravitation fallen muss, um auf die Austrittsgeschwindigkeit der Stützmasse zu kommen. Der spezifische Impuls ist damit unter anderem ein Maß für die Treibstoffeffizienz eines Triebwerks.

3.2.5 Skalierbarkeit

Ionentriebwerke haben wie die meisten elektrischen Antriebsformen nur einen sehr geringen Schub. Anders wie bei klassischen chemischen Antrieben, ist diese Schubkraft aber zunächst nur durch die zur Verfügung stehende Energie beschränkt, wie im Folgenden gezeigt wird. Abhängig davon, ob das Triebwerk nur zum Stabilisieren der Flugbahn verwendet wird, oder als Hauptantrieb, liefert ein RIT zwischen ca. 10 μ N und \sim 250 mN. Die Formel für den Schub T_{Ion} eines HF-Ionentriebwerks lässt sich leicht herleiten. Ausgehend von der klassischen Schubformel (Gleichung 2.1) lässt sich durch das Einsetzen der Geschwindigkeit v_{Ion} der beschleunigten Ionen (Gleichung 2.4) sowie der Massenflussrate der Ionen (Gleichung 2.5) die allgemeine Schubformel für Ionentriebwerke (Gleichung 2.6) herleiten. [5]

$$v_{Ion} = \sqrt{\frac{2 * q * U_{PHV}}{M}} \quad (2.4)$$

$$mdt = \frac{I_b M}{q} \quad (2.5)$$

$$T_{Ion} = I * \sqrt{\frac{2 * M * U_{PHV}}{e}} \quad (2.6)$$

Dabei ist q die Ladung der Ionen, welche meist die Elementarladung e besitzen, da das Xenon größtenteils nur einfach ionisiert ist. M ist die Ionenmasse und im Falle von Xenon 131.293 u, U_{PHV} die Screen-Gitterspannung, mit der die Ionen beschleunigt werden. Der Grund für die niedrigen Schübe liegt in der benötigten Energie, um die Teilchen auf die hohe Austrittsgeschwindigkeit zu beschleunigen. Da die Geschwindigkeit quadratisch auf die kinetische Energie (Gleichung 1.6) einwirkt und die Energie auf einem Raumfahrzeug meist sehr begrenzt ist, entsteht eine Energiebegrenzung für den Schub.

Um den Schub eines Triebwerks zu vergrößern, gibt es im Allgemeinen nur zwei Optionen. Entweder wird die Anzahl der ausgestoßenen Teilchen pro Zeit (mdt in 1.5) erhöht oder deren Austrittsgeschwindigkeit (v in Gleichung 1.5). In beiden Fällen würde dies also in einem erhöhten Energiebedarf resultieren (entweder durch eine Erhöhung von m oder v in Gleichung 1.9), im Falle einer Austrittsgeschwindigkeitserhöhung sogar in einem quadratischen Zuwachs. Unter Annahme einer konstanten Energieversorgung kann folglich der Schub nur erhöht werden, indem die Austrittsgeschwindigkeit reduziert und gleichzeitig mehr Masse pro

Zeitintervall ausgestoßen wird. Wird jedoch mehr Masse bei geringerer Geschwindigkeit ausgestoßen, reduziert sich der spezifische Impuls. Die perfekte Einstellung der jeweiligen Triebwerksparameter ist demnach für alle Triebwerksgrößen missionsabhängig. Erfordert das gegebene Szenario ein großes Δv , ist eine entsprechende Austrittsgeschwindigkeit erforderlich. Wird bei einer zeitkritischen Mission ein kleineres Δv benötigt, lässt sich der Schub bei einer gleichzeitigen Reduktion des I_{sp} erhöhen. Für HF-Ionentriebwerken ergibt sich daraus eine „weiche“ Schubbegrenzung auf ca. 250 mN bei einem Energiekonsum im einstelligen kW Bereich. Mehr ist nur selten auf Raumfahrzeugen zur Verfügung. Theoretisch könnte mit mehr Energie ein immer höherer Schub erreicht werden, in der Realität würde dieser jedoch auch zu einer stark erhöhten Erosion des Gitters führen. [5]

3.2.6 RIT- μ X

Im Laufe der Messreihen wurde das RIT- μ X aus dem Portfolio der elektrischen Antriebe von Ariane Group getestet. Das miniaturisierte RIT ist ausgelegt für orbitale Manöver, bei denen eine hohe Genauigkeit erforderlich ist. In Tabelle 1 findet eine Auflistung der wichtigsten Triebwerksparameter statt. Diese Auflistung stammt aus einem noch detaillierteren Prospekt der Ariane Group, der im Anhang zu finden ist. [19]

Parameter	Rit- μ X
Schub	50 – 2500 μ N
Spezifischer Impuls	300 – 3000 s
Totaler Impuls	10 – 200 kNs
Stützmasse	Xenon
Gewicht	440 g
Durchmesser	78 mm
Betriebszeit	>20000 h
Leistung	<50 W

Tabelle 1: Triebwerksparameter RIT- μ X



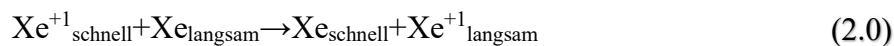
Abbildung 8: RIT- μ X (Quelle: <https://www.space-propulsion.com/spacecraft-propulsion/propulsion-systems/electric-propulsion/index.html>, Zugriff am 25.05)

Das RIT- μ X wurde für wissenschaftliche Missionen entwickelt, um hochpräzise Bahnmanöver durchzuführen und atmosphärische sowie durch Sonnenwind verursachte Abbremsungen zu kompensieren. Hauptauftraggeber für das Projekt war die europäische Raumfahrtagentur ESA. Die wichtigste Anforderung an das Triebwerk war die Bereitstellung eines gleichmäßigen Schubes. Außerdem durfte das RIT keine Störwirkung auf das Raumfahrzeug haben. Für die Missionen waren drei Schubbereiche relevant: 15-150 μ N, 50- 500 μ N und 200-3000 μ N. Anstatt für jeden der Schubbereiche ein eigenes Triebwerk zu entwickeln, wurde ein System entworfen, welches alle Anforderungen abdeckte. Unterschiede gab es nur beim Gittersystem, das je nach Schubbedarf mehr oder weniger Gitterlöcher aufwies. Durch dieses Vorgehen konnte ein vorteilhaftes Verhältnis von Volumen zu Oberfläche in der Ionisationskammer gewährleistet und gleichzeitig die Kosten für das Projekt gesenkt werden. [1]

Bemerkenswert ist auch die hohe Betriebsdauer von bis zu 20000 Stunden. Wie schon in 3.1 erwähnt, gibt es mehrere Faktoren, die das Triebwerk erodieren lassen. Allen voran ist es das Gitter, das den Erosionsfaktor bestimmt. Dieses wird oft ungewollt von verschiedenen Teilchen mit hohen Energien getroffen. Ein Beispiel hierfür war eingangs eine fehlerhafte Strahlbündelung. Doch auch andere Partikel wie Umladungsionen können zu einer starken Abnutzung führen.

3.3 Umladungsionen

Trifft ein schnelles Ion auf ein langsames, neutrales Atom, kann es zu einer Umladung kommen. Bei diesem Vorgang wird die Ladung vom Ion auf das neutrale Teilchen übertragen. Der Impuls bleibt den beiden Atomen dabei jedoch erhalten. Hatte das Ion vorher eine kinetische Energie von 1400 eV, so hat das Umladungsion nach dem Stoß die kinetische Energie des vorher neutralen Teilchens. Diese ist im Normalfall im Verhältnis sehr gering und befindet sich zwischen 0 und 200 eV. Das so entstandene langsame Ion wird als Umladungsion bezeichnet (siehe Gleichung 2.0) [20].



Um den Vorgang der Erosion durch Umladungsionen zu verstehen, muss zuerst der Weg aus Kapitel 3.2 betrachtet werden, den die Primärionen beim Austritt aus dem RIT zurücklegen. Dort wurde erörtert, weshalb die Ionen vom negativ geladenen Acceleration-Gitter nicht dauerhaft beschleunigt werden. Eben jenes elektrische Feld, das die Primärionen bündelt, wirkt aber auch auf die langsamen Umladungsionen. Diese haben oft nicht die kinetische Energie dieses Feld zu verlassen, weshalb sie in Richtung der angelegten negativen Spannung beschleunigen und auf das Gitter treffen. Je höher die angelegte Spannung ist, desto schneller werden dadurch die Teilchen bei Einschlag und desto schneller erodiert das Gitter [20].

Um den Verschleiß durch die Umladungsionen zu verringern, gibt es mehrere Möglichkeiten, von denen manche hier kurz vorgestellt werden. Eine Möglichkeit ist es, die Anzahl neutraler Atome zu verringern. Ist weniger Neutralgas im Strahlstrom, sinkt die mittlere freie Weglänge und dadurch die Stoßwahrscheinlichkeit λ (Gleichung 2.1). Diese Reduktion erfordert jedoch einen erhöhten Ionisierungsgrad, welcher in einer erhöhten Ionisierungsenergie pro Teilchen resultiert – eine detaillierte Begründung für diese Behauptung erfolgte in Kapitel 3.1.1.4. Kann kein erhöhter Ionisierungsgrad zur Verfügung gestellt werden, kann stattdessen auch ein drittes, neutrales Gitter als Schutz vor dem Acceleration-gitter angebracht werden. Nachteil dieser Lösung ist der höhere Komplexitätsgrad des RITs, da eine zusätzliche Komponente hinzukommt (wie fast überall in der Raumfahrt gilt auch hier: weniger ist mehr). [5] [17]

Kenntnisse über die Menge an entstandenen Umladungsionen sind nicht nur für eine Einschätzung der entstehenden Erosion relevant. Bei hohen Hintergrunddrücken in der Vakuumkammer wird ein Teil der schuberzeugenden Teilchen nicht mehr vom Gegenfeldanalysator registriert, wie in den nachfolgenden Kapiteln gezeigt wird.

3.4 Gegenfeldanalysator

Um die Energie von Primärionen oder auch Umladungsionen in einem Plasma zu messen, wird ein dafür geeignetes Messgerät benötigt, wie z.B. ein Gegenfeldanalysator. Der Gegenfeldanalysator (engl.: Retarding-potential-analyzer / kurz RPA) besteht aus einem Gittersystem und einem Detektor (siehe Abbildung 9).

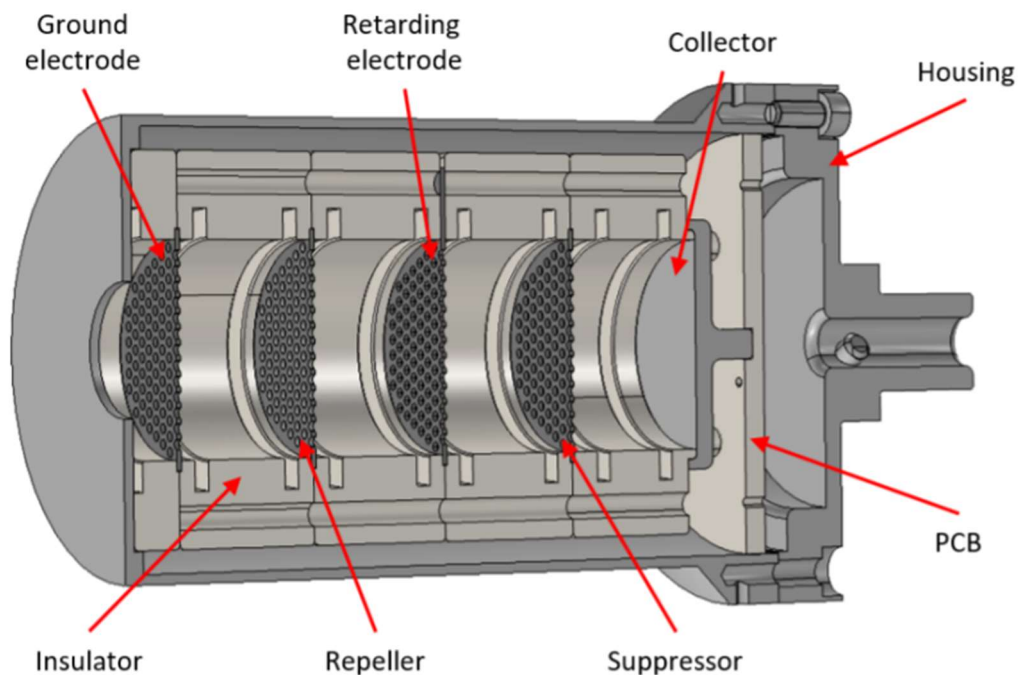


Abbildung 9: Querschnitt eines Gegenfeldanalysators (Quelle: Retarding Potential Analyser Development for Low Density FEEP Thruster Beam Diagnostics, Nina s. Mühlich, et al.)

- Das erste Gitter (in der Abbildung die „Ground electrode“) ist meistens geerdet und hat zwei Funktionen. Zum einen verhindert es, dass die dahinterliegenden Gitter das Plasma außerhalb des RPAs beeinflussen. Zusätzlich werden eventuelle Störungen im Plasma ausgeglichen.
- Um die einströmenden, Elektronen herauszufiltern, wird das zweite Gitter (in der Abbildung der „Repeller“) auf eine hohe negative Spannung gelegt. Die Ionen können ungestört durch dieses hindurchfliegen. Die negativen Ladungen hingegen haben nicht genügend Energie für die Überwindung der Potentialbarriere und werden zurückgestoßen.
- Am dritten Gitter (in der Abbildung die „Retarding electrode“) wird eine sich ändernde, positive Spannung angelegt. Nur die Ionen mit genügend Energie können die jeweils eingestellte Spannung überwinden.
- Das vierte und letzte Gitter (in der Abbildung der „Suppressor“) ist wieder negativ geladen, um in der Kammer entstandene Elektronen herauszufiltern. Dieses Gitter ist jedoch nur optional und nicht in allen RPAs verbaut. Haben die Teilchen alle Barrieren überwunden, werden sie vom Kollektor registriert. [21] [22]

Die Größe der Gitterlochdurchmesser wird bestimmt von der Debye-Länge, des Plasmas. Ist der Lochdurchmesser größer als die Debye-Länge wird das Potential des Gitters abgeschirmt. Vor allem im Zentrum der Löcher führt dies zu einem Potentialabfall, der die Genauigkeit der Messung reduziert. Auch wenn nur Ionen vermessen werden (die Debye Abschirmung im Plasma also keine Rolle spielt) kommt es mit größerem Gitterlochdurchmesser zu einer distanzabhängigen Abschwächung des Potentials (siehe Gleichung 1.3 ohne den Exponentialterm). Ist der Lochdurchmesser zu klein, können durch die verringerte Fläche nicht genügend Ionen für eine Messung durchströmen. [21]

Um den Einfallswinkel der Ionen zu bestimmen, kann vor den RPA ein Kollimator platziert werden. Dieser lässt nur Strahlengänge innerhalb eines bestimmten Winkels auf den RPA treffen. Auch hier muss aufgepasst werden, dass bei einer Messung mit Kollimator genügend Partikel für eine Detektion auf den RPA treffen. Trotz der einfachen Funktionsweise eines RPAs, gibt es bei einer RPA-Messung viele Faktoren, die das Ergebnis verfälschen können. Einige dieser Fehlerquellen haben keinen großen Einfluss auf die hier durchgeführten Messungen, werden aber Vollständigkeitshalber erwähnt:

- Wird der Messbereich zu hoch gewählt, kann es zu einem Überschlag zwischen den Gittern kommen. Dies resultiert in starken Ausschlägen der Messung im hohen eV-Bereich.
- Ist die Ionenintensität nur knapp über der Detektionsschwelle, kann das Messsignal von einem Rauschen überlagert werden. Aus diesem Grund muss das Messergebnis zuerst geglättet werden, bevor z.B. eine Bestimmung der Ableitung stattfinden kann. Bei starkem Hintergrundrauschen muss der dadurch entstandene Fehler in die Messauswertung miteinfließen.
- Wird der RPA direkt im Triebwerksstrahl platziert, kann sich der Gegenfeldanalysator je nach Ionenstrahlintensität stark erwärmen. Außerdem können durch den Strahl Atome des RPA/Kollimators abgetragen werden und sich im Detektor ansammeln. Wird der Gegenfeldanalysator zu nahe an der Quelle platziert, können zurückgestoßene Ionen auch mit dem Triebwerk wechselwirken.
- Das Entstehen von Umladungsionen führt ebenfalls dazu, dass ein Teil der schuberzeugenden Ionen nicht von der Diagnostik registriert wird. Zum einen werden die neutralen Teilchen nicht vom Gegenfeldanalysator detektiert. Zum anderen haben die entstandenen Umladungsionen keine nennenswerte kinetische Energie.

Da sich systematische Fehler nicht komplett vermeiden lassen, empfiehlt es sich die erhaltenen Messdaten mit den Ergebnissen einer Simulation zu vergleichen. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden Simulationen mit dem Programm „Simion“ durchgeführt, um einen vorhandenen Offset zu korrigieren (siehe Kapitel 4.3.1).

4 Versuchsverlauf und -ergebnisse

In diesem Kapitel wird der Versuchsaufbau für die Messung der Primärionen, die verwendeten Messgeräte und die erhaltenen Messdaten vorgestellt. Im Anschluss werden die Messergebnisse ausgewertet und eine kurze Abschätzung des Messfehlers vorgenommen. Zusätzlich zu den Primärionen wurden simultan die erzeugten Umladungsionen vermessen (für eine detaillierte Aufarbeitung der Messdaten der Umladungsionen wird an dieser Stelle auf die Bachelorarbeit: “Untersuchung eines Gegenfeldanalysators auf seine Eignung zur Messung von Umladungsionen aus dem Strahl eines miniaturisierten HF-Ionentriebwerks“ von Fiene Bremer verwiesen).

4.1 Versuchsaufbau

Der verwendete Gegenfeldanalysator „ICAROS“ stammt von der Justus-Liebig-Universität-Gießen und wurde von Benny Nauschütt entwickelt. Vor den Gegenfeldanalysator wurde ein Kollimator platziert, um den maximalen Einfallswinkel des Ionenstroms auf 1.6 Grad zu beschränken. Getestet wurde in der Vakuumkammer „Big Mac“ der JLU Gießen. Die genauen technischen Daten von ICAROS und Big Mac werden in den Unterkapiteln 4.1.1 und 4.1.2 behandelt. Für den gesamten Versuchsbetrieb blieb die Positionierung des RPAs unverändert 1.50 m axial entfernt vom Triebwerk (siehe Abbildung 10). Der Gegenfeldanalysator wurde mithilfe eines Lasers möglichst genau auf das Zentrum des Gittersystems des RIT- μ X ausgerichtet.

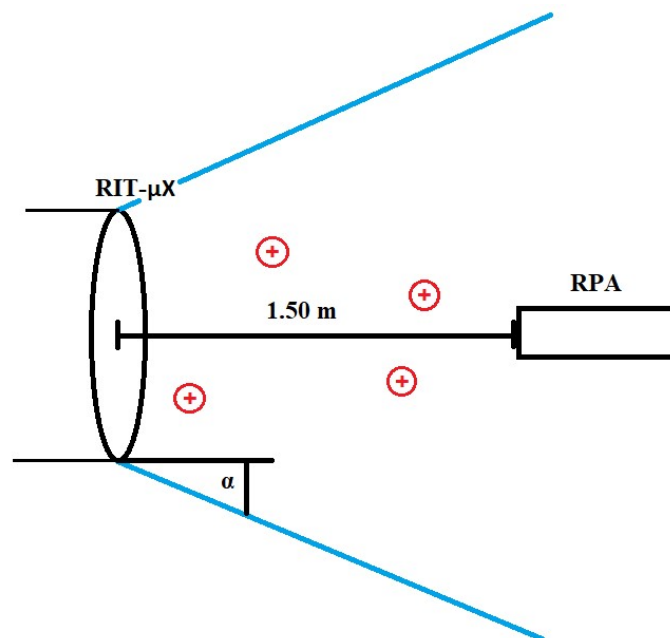


Abbildung 10: Skizze des Versuchsaufbau mit Triebwerksdivergenzwinkel α

4.1.1 Vakuumkammer „Big Mac“

Die Vakuumkammer „Big Mac“ verfügt über Turbo- und Kryopumpen mit einem Pumpvolumen von ca. 35000 Liter/s, erweiterbar auf bis zu 50.000 Liter/s⁴. Die Kammer ist zylinderförmig mit einer Länge von 3.2 Metern und einem Radius von 0.8 Metern. Im Testbetrieb lief die Turbopumpe mit 30000 Umdrehungen pro Minute und konnte den Hintergrunddruck auf bis zu 1e-6 mbar senken.⁵ Damit die Vakuumkammerwand nicht vom Triebwerksstrahl erodiert wird, ist eine Graphitwand am hinteren Ende der Kammer angebracht. In die Kammer kann bei Bedarf auch Gas eingelassen werden, um den Hintergrunddruck zu erhöhen. [23]

4.1.2 Gegenfeldanalysator „ICAROS“

Der Gegenfeldanalysator ICAROS wurde speziell für die Messung eines Ionenstrahls eines RITs konzipiert. Um die Auswirkungen der Erosion und des Energieeintrags durch den Primärionenstrahl zu verringern, wurde die Diagnostik mit einem möglichst geringen Querschnitt in Strahlrichtung entworfen. Der RPA verfügt über nur ein Gitterloch mit einem Durchmesser von 1.1mm bei einer Gitterdicke von 1mm. Als Isolator für die Gitter wurde Macor⁶ gewählt, da dieses Material sehr temperaturbeständig ist. [24]

Für die Messung des Stroms wurde ein Picoamperemeter der Marke Keithley verwendet. Die Steuerung des RPA erfolgte über das Programm LabVIEW, die Auswertung der Daten über Matlab (Programmcode im Anhang).

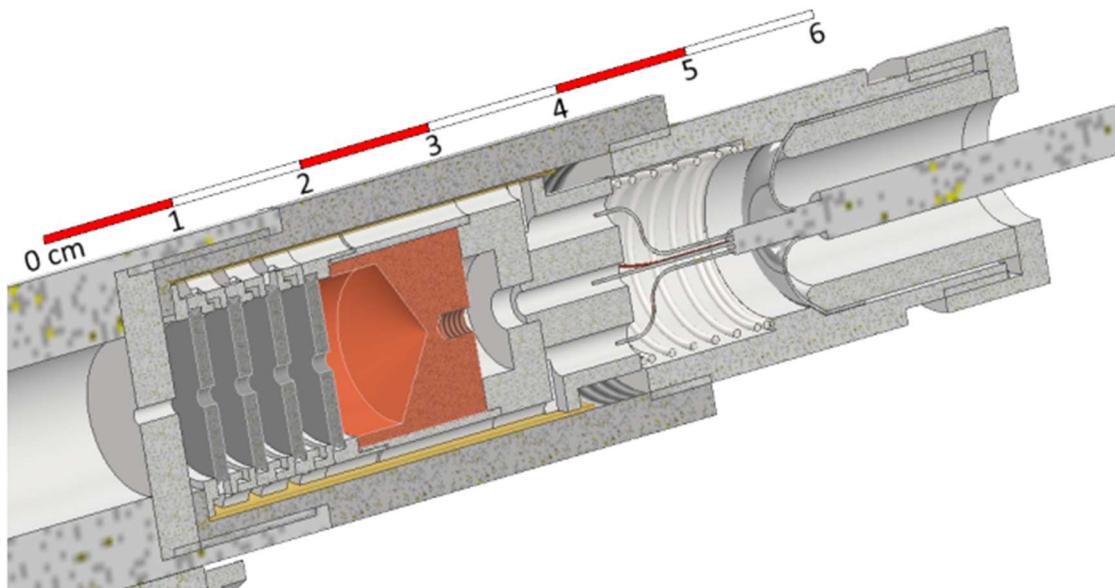


Abbildung 11: Querschnitt des Gegenfeldanalysators ICAROS (Quelle: RPA_V3 Documentation, JLU Gießen, Benny Nauschett, 17.01.2023)

⁴ Pumpleistung bezogen auf Xenon

⁵ bei ausgeschaltetem Triebwerk

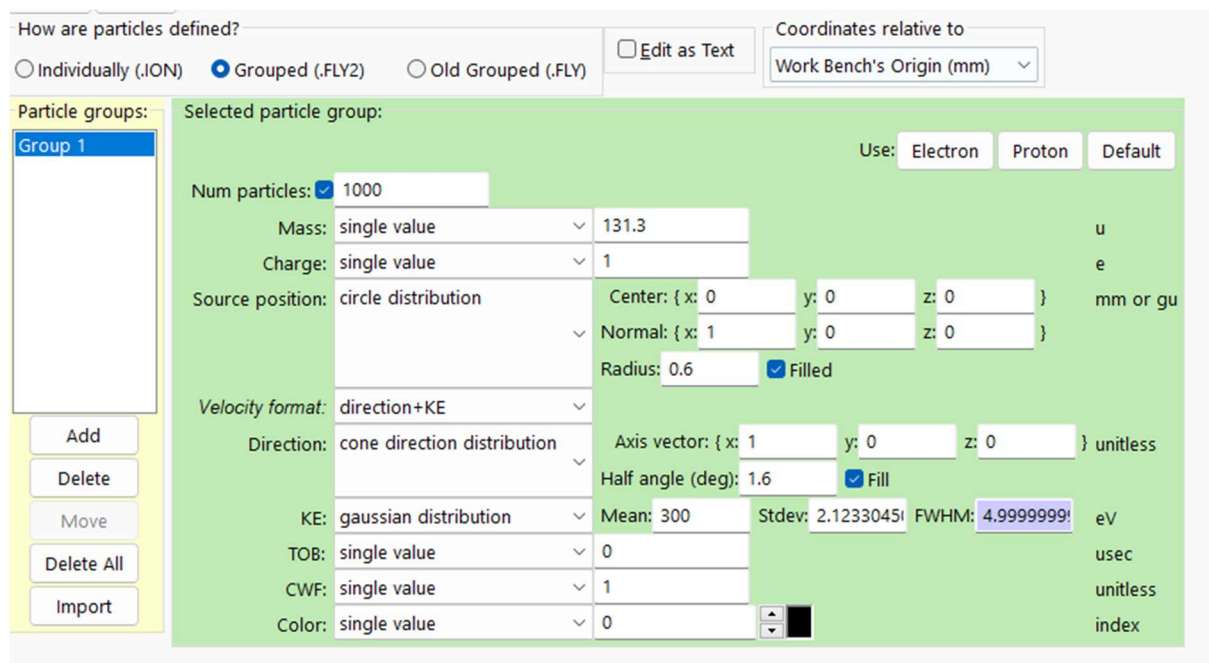
⁶ porzellanartige Glaskeramik

4.1.3 Simulation und Korrektur des Offsets

Simion ist ein Softwareprogramm für die Simulation der Trajektorien von Ionen in elektrischen und magnetischen Feldern. Die Präzession der Simulation kann dabei über die Anzahl der simulierenden Partikel gesteuert werden. Je nach Anzahl der Partikel steht ein Teilchen für mehr oder weniger reale Ionen. Werden mehr Partikel simuliert, sinkt die Anzahl der realen Ionen pro simuliertem Partikel. Dadurch kann die Genauigkeit erhöht werden, jedoch steigt die benötigte Rechenleistung. Das Programm verfügt unter anderem über die Fähigkeit, Raumladung zu simulieren. Zusätzlich können auch Stöße zwischen den Ionen simuliert werden.

Mit Simion können sowohl 2D als auch 3D Objekte und Felder simuliert werden. Für die Simulation des Gegenfeldanalysators ICARUS wurde dessen Querschnitt entlang der Längsachse (2D) verwendet. Da der RPA rotationssymmetrisch ist, reicht die Simulation im zweidimensionalen Raum aus. Der Verzicht auf dreidimensionale Strukturen reduziert die benötigte Rechenleistung und verkürzt die Laufzeit der Simulationen. Alternativ kann die eingesparte Laufzeit auch für eine höhere Auflösung der Simulation verwendet werden. Der hier verwendete Querschnitt mitsamt den elektrischen Feldern wurde von Benny Nauschütt erstellt.

Für die Ionen können verschiedene Parameter definiert werden, wie z.B. Durchschnittsenergie, Verteilungsbreite und Ladung (siehe Abbildung 12 für eine Übersicht der für die Versuche verwendeten Einstellungen). Es wurde außerdem darauf verzichtet, die Raumladung zu simulieren, da dies die Laufzeit bedeutend erhöht hätte. Ist die Geometrie des RPAs in das Programm geladen und sind die zu simulierenden Ionen definiert, kann die Simulation gestartet werden.



How are particles defined?

Individually (.ION)
 Grouped (.FLY2)
 Old Grouped (.FLY)
 Edit as Text

Coordinates relative to: Work Bench's Origin (mm)

Particle groups: Group 1

Selected particle group:

Use: Electron Proton Default

Num particles: 1000

Mass: single value u

Charge: single value e

Source position: circle distribution

Center: { x: y: z: } mm or gu

Normal: { x: y: z: }

Radius: Filled

Velocity format: direction+KE

Direction: cone direction distribution

Axis vector: { x: y: z: } unitless

Half angle (deg): Fill

KE: gaussian distribution

Mean: Stdev: FWHM: eV

TOB: single value usec

CWF: single value unitless

Color: single value index

Abbildung 12: Spezifikation der simulierten Ionen

Um die Simulationsdauer zu verkürzen, läuft die Simulation bis zu einem vordefinierten Punkt in 10 Volt Schritten ab. Ab diesem wird die Auflösung auf 1 Volt erhöht. Auf diese Weise können uninteressante Energiebereiche schneller simuliert werden, während im Bereich der erwarteten Ionenenergie eine detaillierte Simulation stattfindet. Diese Simulationen wurden bei einer Vielzahl verschiedener Ionenenergien durchgeführt. Im nächsten Schritt wurden die durch die Simulation erhaltene Rohdaten in einem Graphen zusammengeführt, abgeleitet und später gefittet⁷ (ungefittete Ableitung in Abbildung 13). Aus diesen Daten wurde für jede der Ionenenergien die Lage des Maximums des simulierten Strahlstroms bestimmt.

Wie in Abbildung 13 erkennbar, gibt es auch bei der simulierten Messung ebenfalls einen leichten Offset gegenüber der eingestellten durchschnittlichen Ionenenergie. In der Simulation wurden aber größtenteils nur monoenergetische Ionen vermessen⁸. Außerdem können in der Simulationsumgebung andere Störfälle, wie z.B. Erosion, Einfluss des Plasmapotentials, thermische Einflüsse, usw., vernachlässigt werden. Dies bedeutet, dass die verbleibende Abweichung dem Design des Gegenfeldanalysators geschuldet sein muss. Speziell die Aufweitung der Feldlinien im Gitterlochbereich hat einen großen Einfluss auf die Messung. Durch die distanzabhängige Abschwächung des Potentials können auch Ionen passieren, welche weniger kinetische Energie besitzen. Ionen, die zentral durch das Gitterloch fliegen, erfahren folglich eine andere Potentialbarriere als solche, die näher am Gitter durch das Loch fliegen.

Für die Kompensation dieses systematischen Fehlers wurden zunächst in einem Graphen den aus der Simulation erhaltenen Positionen der Ableitungs-Peaks den jeweiligen in der Simulation eingestellten Ionenenergien gegenübergestellt. (In anderen Worten: Wurde eine durchschnittliche Ionenenergie von 300 Volt eingestellt und aus der Simulation ein Minimum der Ableitung bei 310 Volt erhalten, wurde ein Punkt bei der X-Koordinate 300 Volt, Y-Koordinate 310 Volt eingetragen). So wurden sämtliche simulierten Werte in einen Graphen eingetragen und im nächsten Schritt linear gefittet (siehe Abbildung 14). Der lineare Fit wurde verwendet, da das resultierende Konfidenzintervall sehr nahe an den Resultaten liegt (95% Konfidenzintervall in Abbildung 14 dargestellt, Geradengleichung in Gleichung 2.7). Die Parameter der Geradengleichung entsprechen dabei der Größe des Offsets. Aus den durchgeführten Simulationen konnte somit ein fixer Offset von 1,135 eV und ein prozentualer von 2,49% bestimmt werden.

$$E_{\text{simuliert}} = E_{\text{Ion}} * 1.0249 + 1.135 \text{ eV} \quad (2.7)$$

Durch Umstellen der daraus erhaltenen Geradengleichung kann die eingestellte Ionenenergie in Abhängigkeit zur erhaltenen Peak-Position berechnet werden (Gleichung 2.8). Werden statt Daten der Simulation ($E_{\text{simuliert}}$) reale Messdaten in die umgestellte Geradengleichung eingesetzt ($E_{\text{abgelesen}}$), lässt sich aus den Werten mit Offset die eigentliche Geschwindigkeit E_{real} der

⁷ Es wurde ein Gauss-Fit verwendet

⁸ Die Standardabweichung wurde auf einen relativ geringen Wert gesetzt und hatte dadurch einen vernachlässigbaren Einfluss

einströmenden Ionen berechnen. In Abbildung 15 wird der Offset für den kompletten Messbereich dargestellt.

$$E_{real} = \frac{E_{abgelesen} - 1.135 \text{ eV}}{1.0249} \quad (2.8)$$

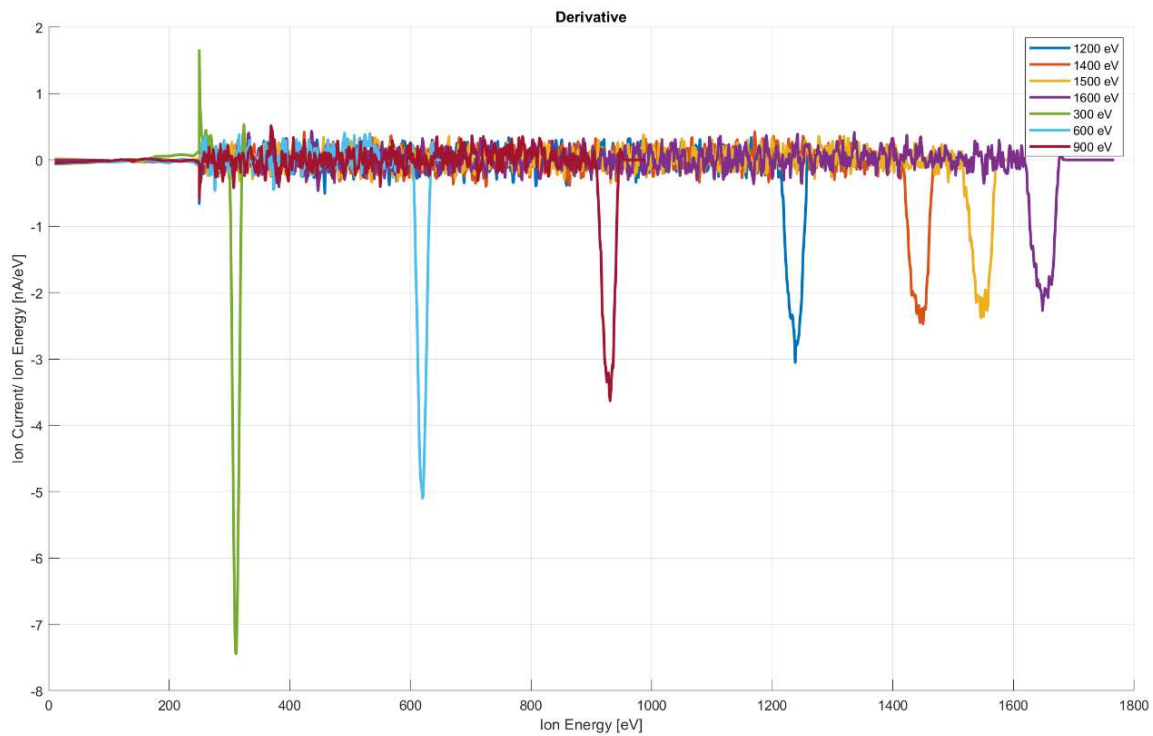


Abbildung 13: Ableitung der gemessenen Strahlströme bei 300, 600, 900, 1200, 1400, 1500 und 1600 eV durchschnittlicher Ionenergie

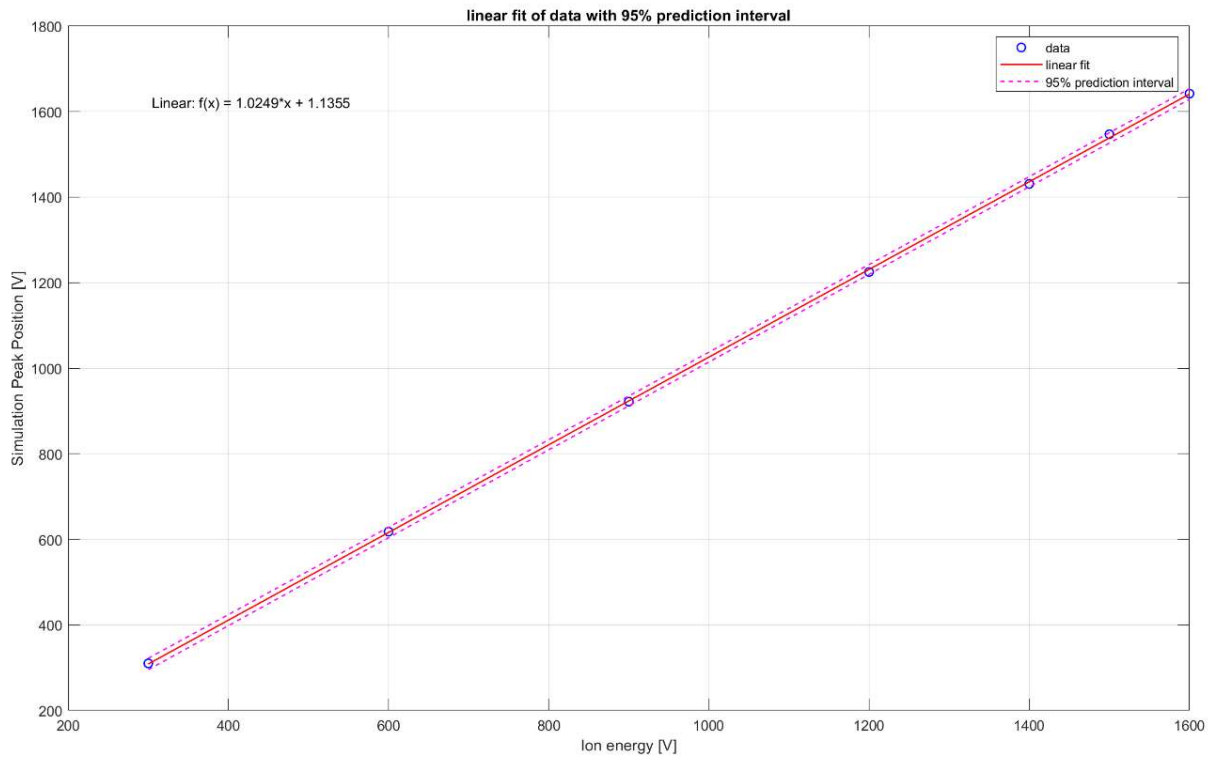


Abbildung 14: Linearer Fit der simulierten Peaks mit Geradengleichung

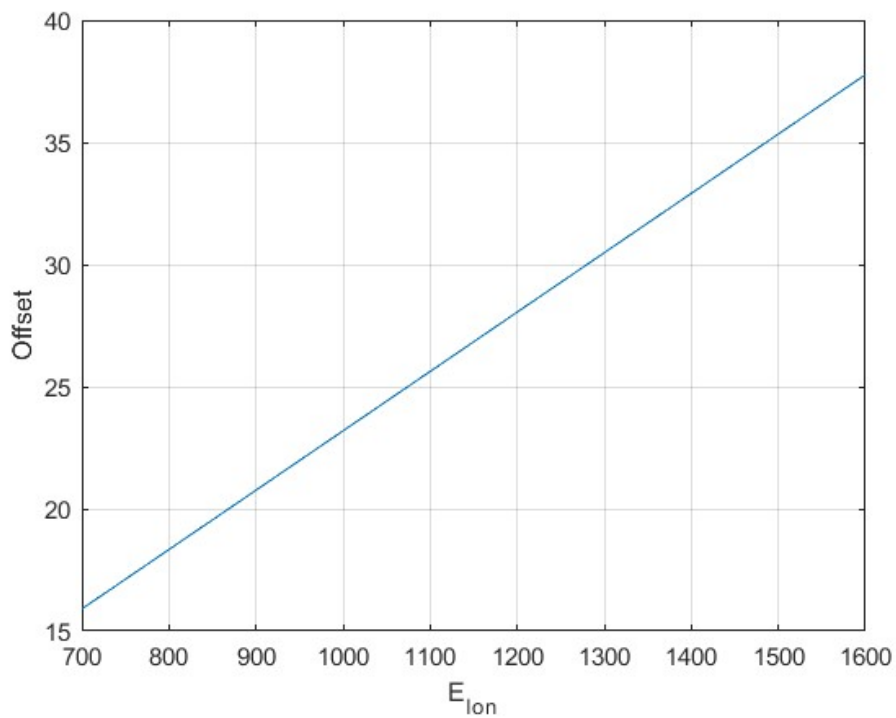


Abbildung 15: Resultierender Offset in Abhängigkeit der Ionenenergie

Die Simulation des RPAs ermöglicht eine teilweise Fehlerkorrektur der gewonnenen Messdaten und ist dadurch eine wertvolle Ergänzung zur Datenauswertung. Sie kann grundsätzlich für jeden Gegenfeldanalysator durchgeführt werden⁹ und ermöglicht so eine detailliertere Messung der Primärionen aus dem Triebwerksstrahl. Durch die so geschaffene präzisere Datengrundlage können nun Rückschlüsse auf verschiedenen Triebwerkeigenschaften, wie z.B. das Plasmapotential, gezogen werden.

⁹ Für komplizierte geometrische Strukturen erhöht sich jedoch die Laufzeit

5 Versuchsdurchführung

Sämtliche Versuche wurden gemeinsam mit Fiene Bremer durchgeführt. Dies erleichterte die Überwachung des Triebwerks während des Messbetriebs und ermöglichte die zeitgleiche Messung von Umladungen. Für die Messungen wurden Strahlstrom, Massenfluss, Triebwerksgitterspannung sowie der Hintergrunddruck in der Vakuumkammer variiert. Um vergleichbare Ergebnisse zu erhalten, wurde vor jeder Variation gewartet, bis ein stabiler Betriebspunkt des Triebwerks erreicht wurde. Zusätzlich wurde am Beginn jedes Versuchstages das RIT mindestens eine halbe Stunde betrieben, um eventuell auftretende thermische Unterschiede zwischen den Messperioden zu reduzieren.

5.1 Perveanzmessungen

Zu Beginn der Versuchsreihen wurden für das Triebwerk zunächst Perveanzkurven aufgenommen, um den ionenoptisch zulässigen Betriebsbereich zu ermitteln. So konnte sichergestellt werden, dass das Triebwerk immer in seinem zulässigen Bereich betrieben wurde. Eine Perveanzkurve stellt bei einer fixierten Spannung des Acceleration-Gitters (U_{NHV}) den Verluststrom bei verschiedenen Screen-Gitterspannungen (U_{PHV}) gegenüber (siehe Abbildung 16). Der Strahlstrom wird dabei ebenfalls konstant gehalten.

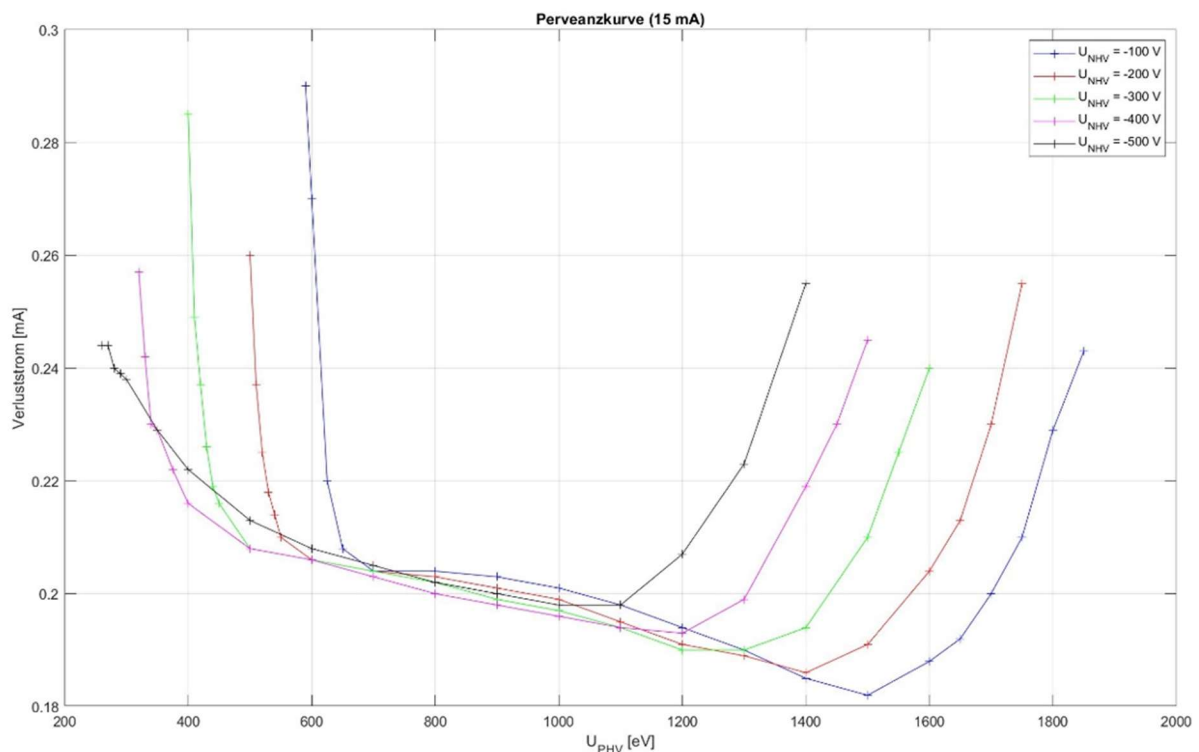


Abbildung 16: Perveanzkurve 15 ma

Diese Perveanzkurven wurden für 10, 15, 20 und 25ma Strahlstrom aufgenommen. Anschließend wurde nach einem Messbereich mit 500 eV Breite gesucht, der für möglichst viele Strahlströme im stabilen Arbeitsbereich des Triebwerks liegt (der Verluststrom durfte

nicht zu groß werden). Es wurden 700-1100V Gitterspannung für 10 und 15ma Strahlstrom gewählt und 1000-1400V für 20 und 25ma Strahlstrom.

Zusätzlich zu den Perveanzkurven wurden Performancekurven aufgenommen, welche einem konstanten Strahlstrom die notwendige Leistung des RFG bei einem bestimmten Massenfluss gegenüberstellt. Aus den Performancekurven können Betriebspunkte bei verschiedenen Strahlströmen bestimmt werden, die sich in einem vergleichbaren Arbeitspunkt des Triebwerks befinden. Die aufgenommenen Daten für das RIT- μ X sind in Abbildung 17 zu finden.

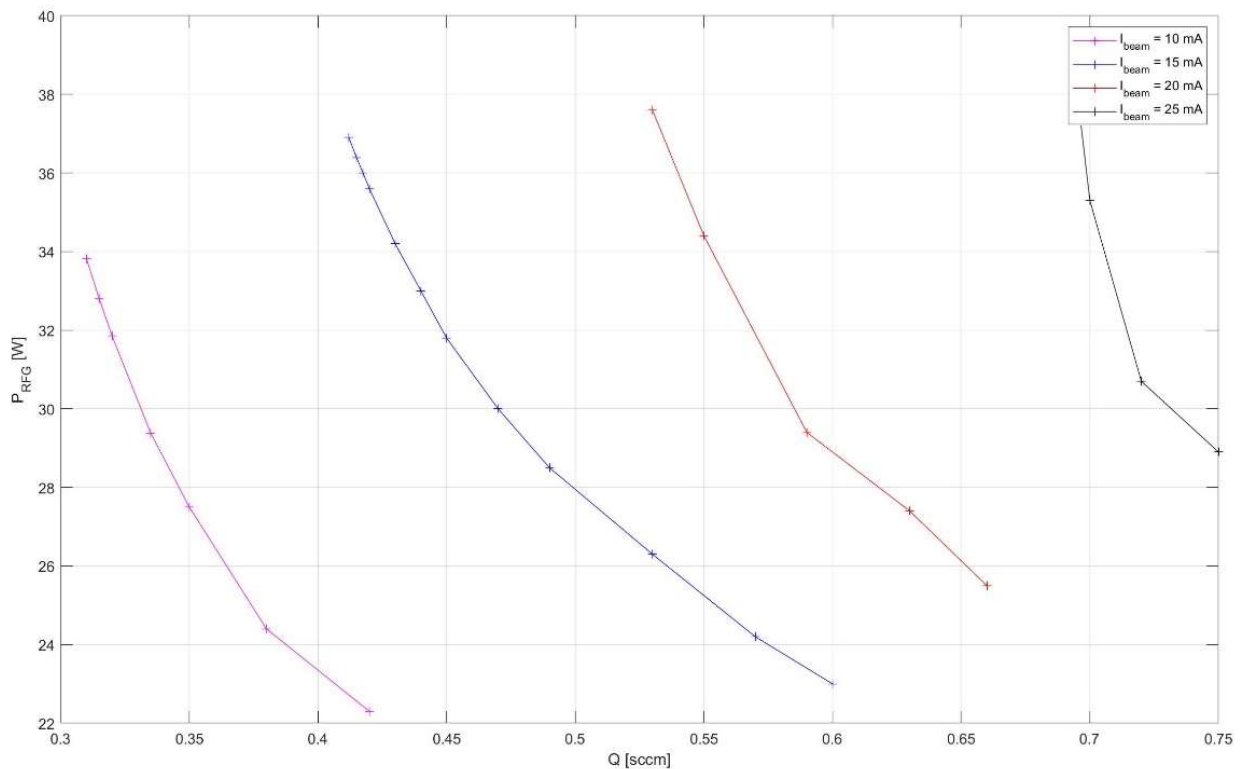


Abbildung 17: Performancekurven des RIT- μ X

Danach wurden für jede der aus den Perveanzkurven bestimmten Triebwerkseinstellungen RPA Messungen durchgeführt. Die genaue Anzahl der jeweiligen Messungen basierte auf der Intensität des Hintergrundrauschen. Bei einem schwachen Signal wurden mehrere Messungen bei einem Betriebspunkt aufgenommen, damit diese später gemittelt werden konnten. Auf diese Weise konnten Ionen aus dem Primärstrahl bei einer möglichst breiten Variation von Triebwerkseinstellungen aufgenommen werden. Bei jeder Messung wurde im Bereich von $U_{\text{PHV}} - 50\text{V}$ bis $U_{\text{PHV}} + 100\text{V}$ mit einer Auflösung von 1V gemessen¹⁰.

¹⁰ Selten auch mit $U_{\text{PHV}} + 120\text{V}$ bei breiten Verteilungen der Ionenenergie

In manchen Fällen kam es bei Messungen zu Ausreißern bezüglich der Ionenenergie¹¹. Dies ist ein bekanntes Problem des verwendeten Gegenfeldanalysators ICARUS. Waren solche Ausreißer vorhanden, wurde die Messung wiederholt, um ein klares Resultat zu erhalten.

5.2 Überprüfung des RPAs

Aus den durch die Simulation korrigierten Messdaten kann das Plasmapotential bestimmt werden. Hierfür muss die eingestellte Gitterspannung von der Spannung beim Minimum der Ableitung subtrahiert werden (Gleichung 2.9).

$$\text{Plasmapotential} = U_{Min} - U_{PHV} \quad (2.9)$$

Alternativ kann statt des Minimums die Durchschnittsenergie der Ionen verwendet werden, die Auswirkungen auf das resultierende Plasmapotential sind in der Regel jedoch sehr gering.

Wie in Kapitel 4.3 dargestellt, hat jede Änderung der Triebwerksparameter eine Auswirkung auf den resultierenden Strahlstrom. Der Vergleich zwischen den jeweiligen Effekten gestaltet sich ohne weiteres deshalb schwierig, da in den meisten Fällen mehr als nur ein Triebwerksparameter verändert werden musste. So kann z.B. der Strahlstrom nicht von 10 auf 20 mA geändert werden, ohne den Massenfluss ins Triebwerk zu erhöhen. Bei gleichbleibenden Massenfluss wäre die benötigte elektrische Leistung des RIT- μ X zu hoch, da es eine höhere Ionisierungsrate bereitstellen müsste. Aus diesem Grund konnte, insofern nur ein Parameter verändert wurde, dieser nur gering verändert werden. Dies reicht zum Erkennen von Tendenzen, verhindert jedoch stellenweise einen breiten Vergleich der verschiedenen Triebwerkseinstellungen (vor allem bei der Variation des Strahlstroms musste so z.B. die Gitterspannung angepasst werden). Eine Möglichkeit dennoch eine gewisse Vergleichbarkeit zu schaffen, liegt in der Betrachtung der Ionisierungsenergie pro mA Strahlstrom. Zu deren Bestimmung muss die aufgewandte RFG-Leistung durch den jeweiligen Strahlstrom dividiert werden (Gleichung 3.0)

$$HF_{Ion} = \frac{P_{RFG}}{\text{Strahlstrom}} \quad (3.0)$$

So können auch Messungen verglichen werden, die bei unterschiedlichen Strahlströmen aufgenommen worden sind. In Abbildung 19 wurden auf diese Weise die aus sämtlichen Messungen bestimmten Plasmapotentialen deren jeweilige HF_{Ion} gegenübergestellt. In den farbig markierten Werten mit Fehlerbalken ist das Verhältnis von Massenfluss zu Strahlstrom meist konstant. Die genauen Triebwerkseinstellungen zu den Messpunkten in den markierten Bereichen sind in der darauffolgenden Tabelle 2 zu finden.

¹¹ eine Rückkehr des RPAs zu einer bereits gemessenen Position

Werden anstatt der aus der Simulation korrigierten Messdaten die Rohdaten verwendet, erhält man aus Gleichung 2.9 ein zu hohes Plasmapotential (siehe Abbildung 18). Das Plasmapotential sollte in der Regel unter 30 Volt sein, da bei einem höheren Potential das Screen Gitter erodiert wird.

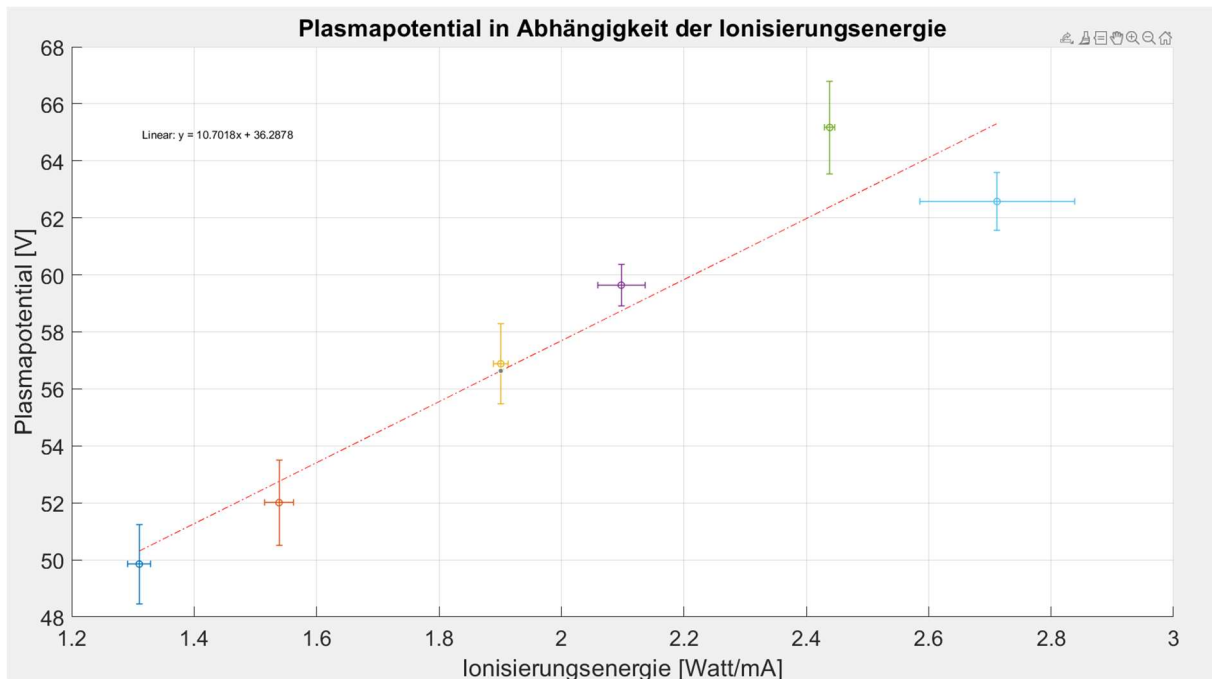


Abbildung 18: Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie (bestimmt aus Rohdaten), Fehlerbalken mit Standardabweichung

Für die korrigierten Messdaten (siehe Abbildung 19) erhält man einen realistischeren Verlauf der Plasmapotentiale. Anhand der beiden Abbildungen 18 und 19 kann man klar die Notwendigkeit der Simulation erkennen. Ohne die Korrektur würde man Plasmapotentiale berechnen, die für das Triebwerk fatal wären.

Trotz mehrerer Ausreißer lässt sich eine gewisse lineare Tendenz erkennen. Je mehr Energie zur Ionisation eines Atoms benötigt wird, desto höher wird das Plasmapotential. Da sich das Verhalten einigermaßen linear verhält, wird für die Berechnung des Plasmapotentials (durch Einsetzen in die Geradengleichung) nun nur noch die RFG-Leistung sowie der Strahlstrom benötigt. Dies ermöglicht das Bestimmen von stabilen Triebwerkszuständen¹² ohne den Aufwand einer Messung des Primärionenstrahls. Der orange Pfeil in Abbildung 19 zeigt so z.B. auf die maximale Ionisierungsenergie, bei der das Screen Gitter im langfristigen Betrieb nicht erodiert.

¹² Bei denen das Screen-Gitter nicht durch das hohe Plasmapotential erodiert wird

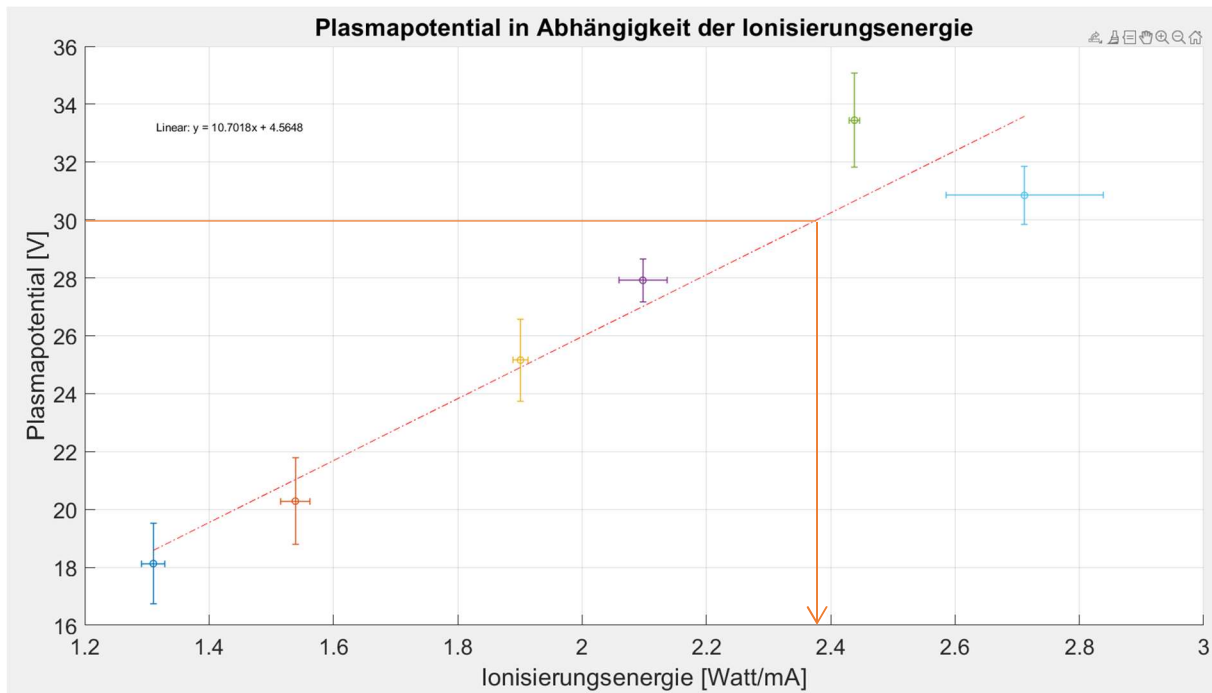


Abbildung 19: Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie (bestimmt aus korrigierten Daten). Fehlerbalken mit Standardabweichung

Geradengleichung:

$$10.7018x + 4.5648$$

Massenfluss	HF _{min}	HF _{max}	HF _{mean}	HF _{std}	PP _{min}	PP _{max}	PP _{mean}	P _{std}
10mA	2.630	2.96	2.7117	0.1264	29.0637	32.0103	30.8509	1.0131
15mA - 0.4sccm	2.4267	2.4467	2.4383	0.0084	31.0249	34.4203	33.4471	1.6308
15mA - 0.43sccm	2.0533	2.12	2.0978	0.0385	27.1123	28.5563	27.9156	0.7356
15mA - 0.46sccm	1.8867	1.92	1.9013	0.0119	23.2290	27.1025	25.1589	1.4098
20mA	1.5	1.5575	1.5385	0.0241	18.3602	21.7557	20.2863	1.5022
25mA	1.2880	1.34	1.3104	0.0189	16.3893	19.3067	18.13	1.3950

[W/mA]
[V]

Tabelle 2: Werte zu Abbildung 19

Anstatt über die Ionisierungsenergie können die Plasmapotentiale auch über den Massenfluss aufgetragen werden (siehe Abbildung 20). Dabei lässt sich zwar keine klare lineare Tendenz festmachen, jedoch kann man erkennen, dass ein höherer Ionisierungsgrad zu einem höheren Plasmapotential führt. Da in Abbildung 20 ein konstanter Strahlstrom von 15 mA gefordert war, muss bei einer Reduktion des Massenflusses von 0.43 auf 0.4 sccm der Ionisierungsgrad erhöht werden. Dies führte jedoch auch zu einer Erhöhung des Plasmapotentials um ~6.2 Volt (siehe Tabelle 3).

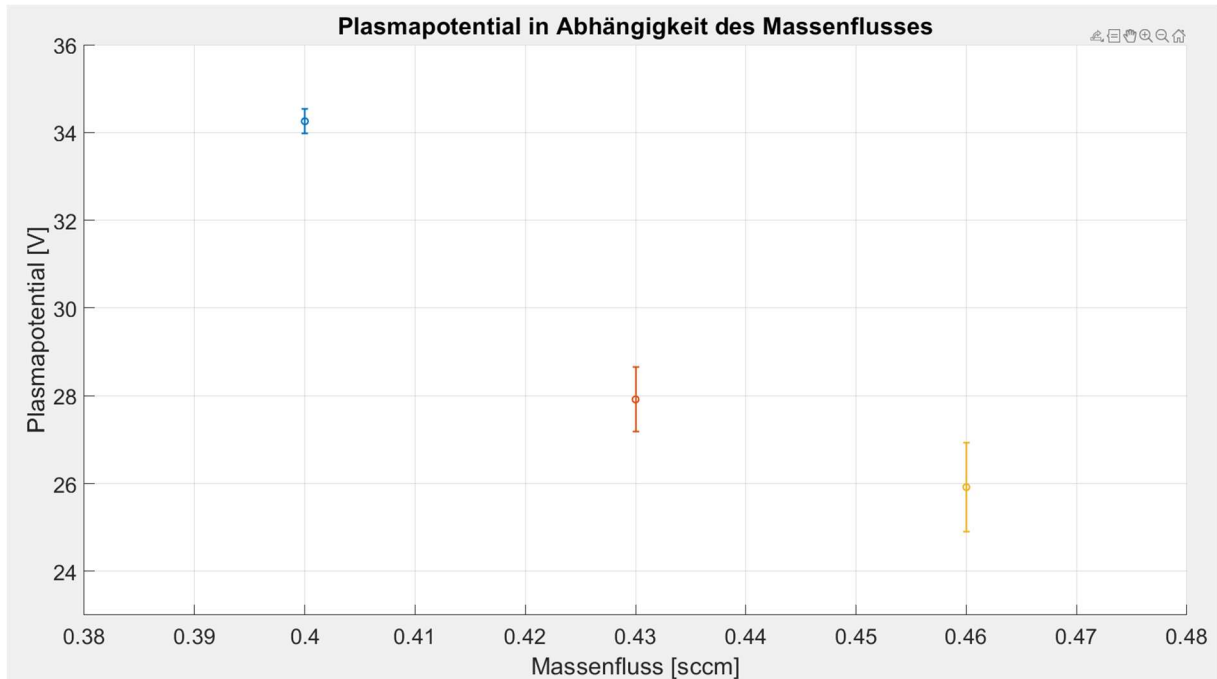


Abbildung 20: Variation des Massenflusses. Fehlerbalken mit Standardabweichung

Massenfluss [sccm]	Standardabweichung Plasmapotential [V]	Durchschnittliches Plasmapotential [V]	Strahlstrom[mA]
0.4	0.2789	34.2545	15
0.43	0.7356	27.9156	15
0.46	1.0171	25.916	15

Tabelle 3: Werte zu Abbildung 20

5.3 Vermessung des Triebwerks

Die erhaltenen Rohdaten der RPA-Messung wurden via LabVIEW in einer .txt Datei in drei Spalten abgespeichert. Jeder Ionenenergie im Messbereich wurde der dort gemessene Strahlstrom gegenübergestellt. In der dritten Spalte wurde die jeweilige Standardabweichung der Messung aufgetragen. Die aus den Messungen erhaltenen Rohdaten zeigen klar, in welchen Energiebereichen Ionen vorkommen. Für die Bestimmung der Anzahl an Ionen in einem spezifischen Energiebereich müssen die Rohdaten zuerst abgeleitet werden.

Zur Weiterverarbeitung der Daten wurde folglich ein Matlab Programm geschrieben, welches die Rohdaten einliest, glättet, ableitet und plottet (Beispiel in Abbildung 21). Die Glättung der Rohdaten ist notwendig zur Erstellung der Ableitung, da andernfalls kleine Ausreißer große Schwankungen verursachen würden.

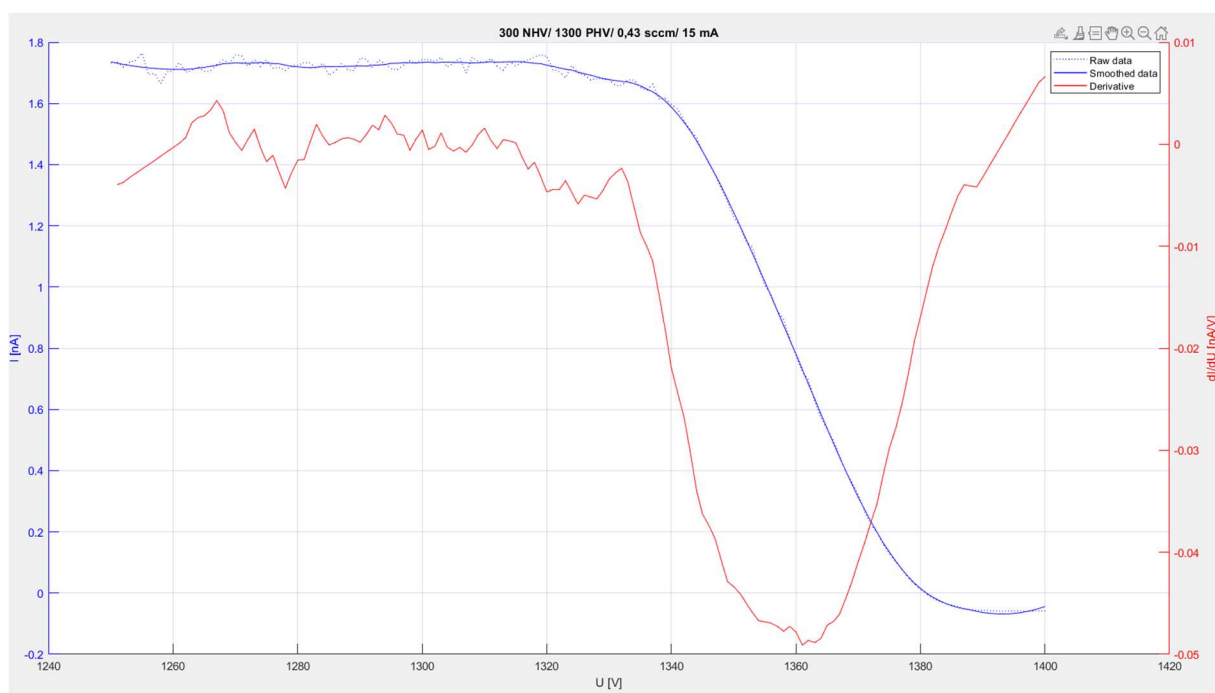


Abbildung 21: Blau: gemessener Strahlstrom, Rot: Ableitung des Strahlstroms bei 1300PHV 300UHV 0,43sccm 15ma 1,7e-5mbar

Da im Rahmen dieser Bachelorarbeit eine Vielzahl von Triebwerkseinstellungen untersucht wurden, werden an dieser Stelle nicht alle Messergebnisse vorgestellt. Stattdessen werden hier anhand einiger Beispiele die Einflüsse der Variation von folgenden Triebwerksparameter der Reihe nach vorgestellt:

- Gitterspannungen
- Massenfluss
- Hintergrunddruck

Da die Verteilung der Ionenenergie von besonderem Interesse in dieser Arbeit ist, wird hier nur noch die Ableitungen dargestellt, eine Übersicht der Rohdaten ist jedoch im Anhang zu finden.

Die Daten an dieser Stelle wurden nicht durch die Simulation korrigiert, können mithilfe von Abbildung 15 jedoch leicht korrigiert werden.

5.4 Massenfluss

Das vermutlich klarste Resultat lieferte die Änderung des Massenflusses. Bei der Betrachtung von Abbildung 22 ist klar erkennbar, dass weniger Xenon im Triebwerk einen wesentlichen Effekt hat:

- Die durchschnittliche Ionenenergie wandert zu einem höheren Energiebereich. Da die Beschleunigungsspannung konstant gehalten wurde, deutet dies auf eine Erhöhung des Plasmapotentials. Die Ionen werden nur vom Potential des Gitters und Plasma beschleunigt – bei konstanter Gitterspannung muss die zusätzliche Beschleunigung durch das Plasmapotential entstehen.

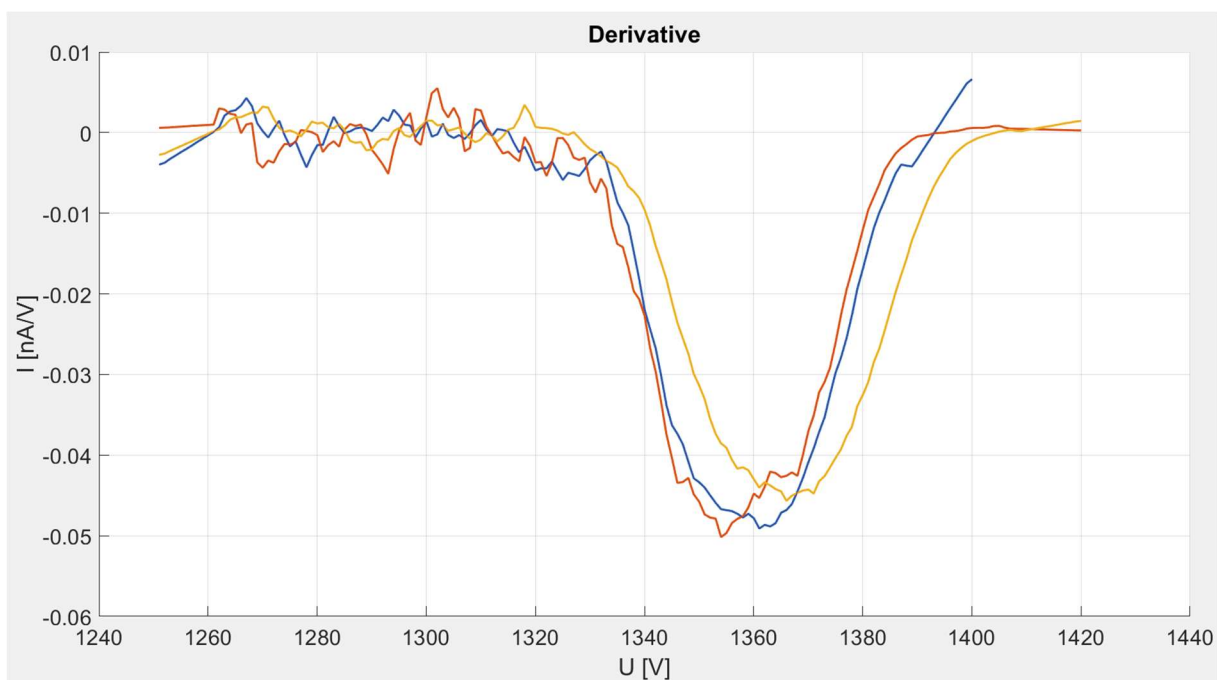


Abbildung 22: Vergleich der Ableitungen der gemessenen Rohdaten von 0.4 (Gelb), 0.43 (Blau) und 0.46 (Rot) sccm Massenfluss bei 15 mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1300V$, $U_{NHV}=300V$

5.5 Hintergrunddruck

Da das Pumpvolumen der Turbopumpen begrenzt ist, steigt der Hintergrunddruck in der Vakuumkammer, wenn der Massenfluss erhöht wird. Der höhere Druck zwischen Triebwerk und RPA führt zu mehr Kollisionen von Primärionen und neutralen Teilchen. Als Resultat erhöht sich die Triebwerksdivergenz und es werden mehr Umladungen erzeugt. Dies führt zu einer Verringerung des gemessenen Strahlstroms, wie in Abbildung 23 erkennbar ist.

- Da der Hintergrunddruck offensichtlich einen Effekt auf die Messung hat, empfiehlt es sich, ihn während den Messperioden einigermaßen konstant zu halten. Dies ist aufgrund des begrenzten Pumpvolumen nicht immer möglich. Stattdessen können für eine grobe Fehlerabschätzung Messungen bei verschiedenen Hintergrunddrücken aufgenommen und verglichen werden.

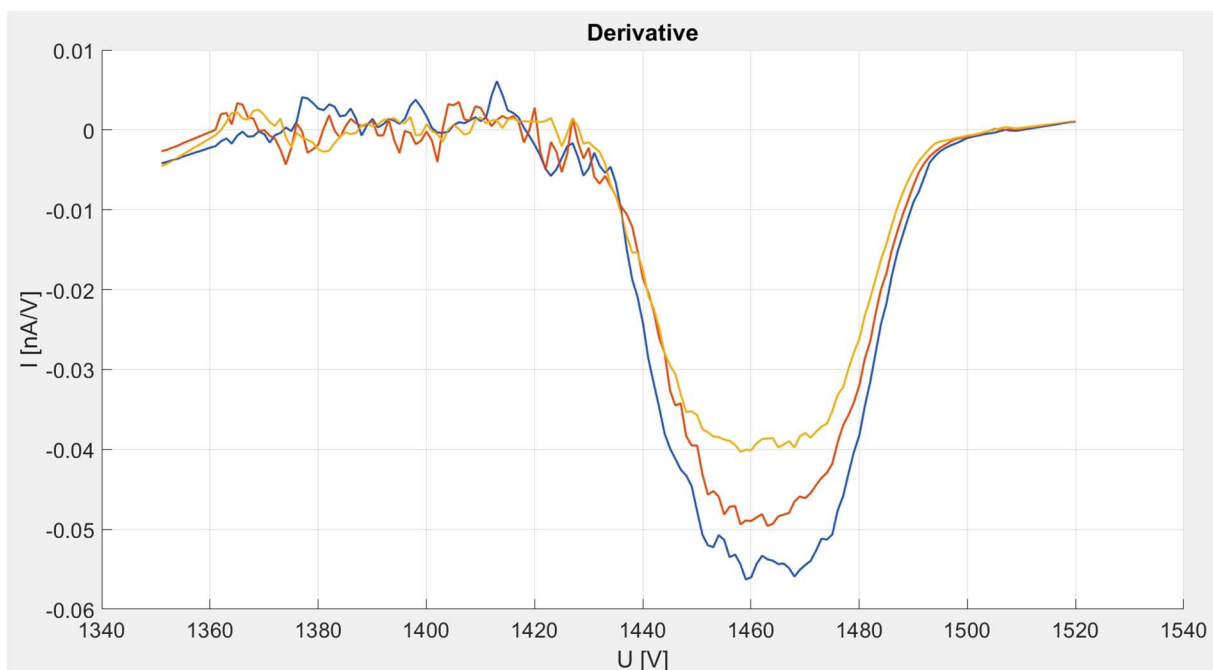


Abbildung 23: Vergleich der Ableitungen von $8e-5$ (Gelb), $5e-5$ (Rot) und $3e-5$ (Blau) mbar Hintergrunddruck bei 15mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1400V$, $U_{NHV}=200V$, 0.43 sccm Massenfluss

5.6 Gitterspannungen

Ebenfalls klare Resultate liefert die Variation von U_{NHV} . Wird die Ableitung betrachtet (Abbildung 24), können auch hier klare Tendenzen erkannt werden:

- Trotz des gleichbleibend eingestellten Strahlstroms von 20 mA sinkt der gemessene Strahlstrom am Gegenfeldanalysator. Erkennbar ist dies an der geringeren Fläche unter der Kurve bei $U_{NHV}=500$. Dies deutet auf eine schlechtere Fokussierung der Primärionen.
- Eine Variation der Gitterspannung des Acceleration-Gitters hat keine Auswirkung auf die Geschwindigkeit der Ionen. Wie in Kapitel 3.2.2 erwähnt, trägt dieses Gitter nur zur Fokussierung, jedoch nicht zur Beschleunigung der Ionen bei. Dieser Zusammenhang ist ebenfalls gut ersichtlich in Abbildung 24, wo die Minima der Ableitungen ungefähr bei derselben Ionenenergie zu finden sind.

Eine passendes Verhältnis von Screen- zu Acceleration-Gitterspannung verringert demnach die Triebwerksdivergenz. Dies deckt sich mit dem aus der Literatur erwartetem Ergebnis (vgl. Brown [4] und Goebel [5]).

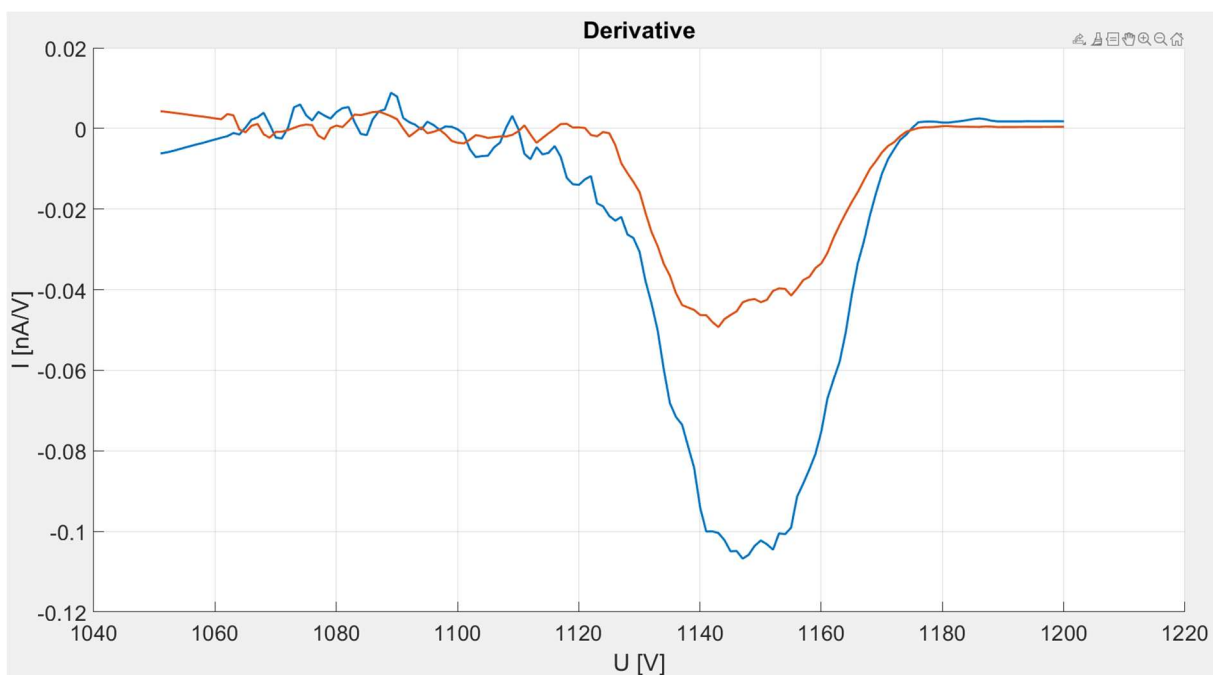


Abbildung 24: Vergleich der Ableitungen der gemessenen Rohdaten bei $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=200$ (Blau) und $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=500$ (Rot) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss

Wird neben der Acceleration-Gitterspannung auch die des Screen-Gitters variiert, sind multiple Änderungen anhand der Ableitungen erkennbar (siehe Abbildung 25):

- Die Ionenenergie ist klar abhängig von dem jeweils eingestellten Werten für U_{PHV} . Abgesehen von dem Offset ist die Beschleunigungsspannung beinahe gleich den jeweiligen eV-Beträgen der Ionen (abzüglich des Plasmapotentials).
- Die gemessenen Strahlströme in Abbildung 25 variieren deutlich voneinander. Es ändert sich die Triebwerksdivergenz abhängig vom Spannungsverhältnis der Gitter.

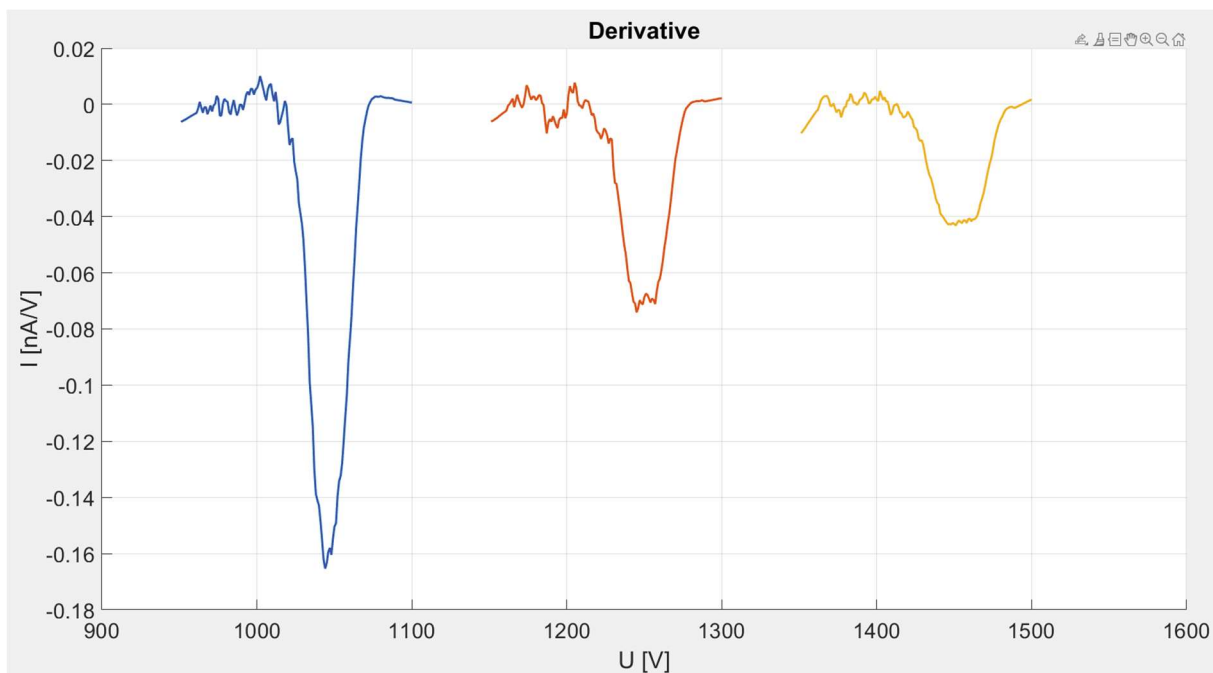


Abbildung 25: Vergleich der Ableitungen der gemessenen Rohdaten bei $U_{PHV}=1000$ & $U_{NHV}=100$ (Blau), $U_{PHV}=1200$ & $U_{NHV}=300$ (Rot) und $U_{PHV}=1400$ & $U_{NHV}=500$ (Gelb) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss

6 Fazit

Sowohl die Messungen als auch die Simulation zur Bestimmung der Energie von Primärionen aus dem Strahl eines miniaturisierten HF-Iontriebwerks waren erfolgreich. Trotz des Offsets des Gegenfeldanalysators konnte mithilfe der Simulation eine genaue Analyse der Primärionen durchgeführt werden. Es wurden Zusammenhänge zwischen den Triebwerksparametern, den Ionenenergien und der Divergenz entdeckt, welche sich mit verschiedenen Literaturquellen decken. Die gewonnenen Daten lassen sich außerdem nutzen, um Aufschluss über verschiedene Vorgänge im RIT- μ X zu erhalten, allen voran für die Bestimmung des Plasmapotentials.

Die erfolgreiche präzise Bestimmung des Plasmapotentials ermöglicht es, dass das Triebwerk leichter überwacht werden kann - die Ionisierungsenergie (W/mA) kann bestimmt werden, ohne den Primärstrahl zu messen. Wird die Ionisierungsenergie dann in die Geradengleichung aus Abbildung 19 eingefügt, erhält man das Plasmapotential ohne den Aufwand des Einbaus eines RPA. Auf diese Weise lässt sich leicht überprüfen, ob ein bestimmter Arbeitspunkt stabil ist oder nicht.

Es konnte außerdem gezeigt werden, dass die Simulation des Gegenfeldanalysators eine wertvolle Ergänzung zur Auswertung der Daten darstellt und für verschiedene RPA-Typen geeignet ist. Auch wenn die Erstellung der Simulation mit einem gewissen Zeitaufwand verbunden ist, ermöglicht sie das Kompensieren bestimmter systematischer Fehler wie z.B. der distanzabhängigen Abschwächung des elektrischen Potentials.

Für die Zukunft wäre es auch von Interesse die Position des Gegenfeldanalysators zu verändern. Auf diese Weise könnte ein 3-dimensionales Bild der Ionenenergieverteilung aufgenommen werden. Außerdem empfiehlt es sich, bei zukünftigen Messungen länger auf eine stabile Temperaturlage im Triebwerk zu warten, um den Fehler zu verringern.

Die in dieser Arbeit gesetzten Ziele konnten folglich dennoch erreicht werden und liefern hoffentlich ihren Beitrag zur weiteren Erforschung der HF-Iontriebwerke. Denn obwohl die Simulation eine präzisere Datengrundlage ergibt, muss an dieser Stelle erwähnt werden, dass bei weitem nicht sämtliche Fehlerquellen ausgemerzt wurden. Eine Verbesserung der Messgenauigkeit wird auch in den nächsten Jahren Gegenstand der Forschung sein und erfordert das Beachten verschiedenster Fehlerquellen. Der Trick für eine genaue Analyse der gewonnenen Messdaten eines RPA ist es, auch die Fehlerquellen zu berücksichtigen, die nicht in dessen Gebrauchsanweisung zu finden sind.

Abschließend möchte ich mich hier bei all jenen bedanken, die zum Erfolg dieser Bachelorarbeit beigetragen haben. Ein großes Danke geht an Konstantin, ohne dessen Hilfe und Geduld ich nie gelernt hätte, ein HF-Iontriebwerk sicher zu betreiben. Ein ebenso großes Danke geht an Benny Nauschütt für das Beantworten der zahlreichen Fragen betreffend des „ICARUS“ und „Simion“. Ich bedanke mich bei Prof Dr. rer. Nat. Hans J. Leiter (und der Ariane Group) für die einmalige Chance, mit einem echten Triebwerk zu arbeiten und den daraus gewonnenen Erfahrungen. Die Zeit, die er in die Beantwortung der (sehr zahlreichen) Fragen bezüglich Iontriebwerke investierte, war alles andere als selbstverständlich. Zuletzt möchte ich mich bei Fiene Bremer für die zahlreichen brillanten Ideen, ihre große Hilfe beim Aufnehmen der Daten und die einmalige Zeit bedanken.

7 Literaturverzeichnis

- [1] H. J. L. e. al., „Evolution of the AIRBUS DS GmbH Radio Frequency Ion Thruster Family,“ in *IEPC-2015-90/ISTS-2015-b-90*, Hyogo-Kobe, Japan, 2015.
- [2] I. Sänger-Bredt, „Die Erforschung der Initialvorgange bei Verbrennungsprozessen,“ *Acta Astronautica*, Bd. 1, Nr. 1, 1955.
- [3] U. Stroth, *Plasmaphysik*, Springer Verlag, 2018.
- [4] I. G. Brown, *The Physics and Technology of Ion Sources*, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
- [5] I. K. Dan M. Goebel, „NASA Jet Propulsion Laboratory,“ 07.11.2022 Marz 2008. [Online]. Available: https://descanso.jpl.nasa.gov/SciTechBook/st_series1_chapter.html. [Zugriff am 07 11 2022].
- [6] A. J. L. Michael A. Lieberman, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Hoboken, New Jersey: Wiley-Interscience, 2005.
- [7] K. H. e. al., *Ion thrusters for electric propulsion: Scientific issues developing a niche*, AIP Publishing, 2020.
- [8] H. Zohm, *Plasmaphysik*, LMU München, 2012.
- [9] S. O. C.-W. C. Hyo-Chang Lee, „Experimental observation of the skin effect on plasma uniformity in inductively coupled plasmas with a radio frequency bias,“ IOP Publishing, Seoul, 2012.
- [10] e. a. H. Bassner, „Flight Test Results of the RITA Experiment on EURECA,“ DASA, München, 1993.
- [11] D. Kirmse, „d-nb,“ Marz 2011. [Online]. Available: <https://d-nb.info/1064838057/34>. [Zugriff am 07 11 2022].
- [12] S. D. C. R. Arsad Quraishi, „Development of low power capacitively coupled radio frequency thruster,“ MIT Cambridge, 2022.
- [13] J. Duras, *Instabilities in ion thrusters by plasma-wall interactions*, Greifswald, 2011.
- [14] M. Tuszewski, "Inductive Electron Heating Revisited", *Physics of Plasmas*, 1997.
- [15] L. Jian-Peng, „Influence of acceleration grid voltage and anode flow rate on performance of ion thruster,“ *Acta Physica Sinica*, 2022.
- [16] P. Clausing, *The Flow of Highly Rarefied Gases Through Tubes of Arbitrary Length*, *Journal of Vacuum Science and Technology*, vol 8., 1971.

- [17] D. A. L. Keita Nishii, „Three-Dimensional Kinetic Simulation of an Ion Thruster Plume with Carbon Backsputtering in a Vacuum-Chamber,“ 2023.
- [18] S. F. Ernst Messerschmid, Raumfahrtsysteme, Springer, 2017.
- [19] ArianeGroup, „Space-propulsion,“ [Online]. Available: <https://www.space-propulsion.com/spacecraft-propulsion/propulsion-systems/electric-propulsion/index.html>. [Zugriff am 09 01 2023].
- [20] R. S. Roy, „Numerical simulation of ion thruster plume backflow for spacecraft contamination assessment,“ MIT, 1995.
- [21] B. Ferda, Retarding Potential Analyzer Theory and Design, Princeton University, 2015.
- [22] J. P. C. Böhm, Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges, Review of Scientific Instruments, 1993.
- [23] JLU Gießen, „JLU Gießen Homepage,“ [Online]. Available: <https://www.uni-giessen.de/de/fbz/fb07/fachgebiete/physik/institute/ipi/raumfahrtphysik/Iontriebwerke/testanlagen>. [Zugriff am 04 21 2023].
- [24] B. Nauschütt, „Documentatioln RPA V3,“ 17.1.2023.
- [25] G. M. P. Carl F. Monnin, Comparison of Gryzinski and Born Cross Sections for the metastable 2s state of atomic Hydrogen, Lewis Research Center, Cleveland, Ohio: National Aeronautics and Space Administration, 1967.
- [26] D. Kirmse, On the microscopic mechanism of Ion-extraction of a gridded ion propulsion thruster, Institute of Aerospace Engineering, Technical University Dresden, Germany.
- [27] „Three-Dimensional Particle Simulation Modeling of Ion Propulsion Plasma Environment for Deep Space One,“ Denver, Colorado, 2000.

8 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Debye-Abschirmung des Coulomb Potentials der Ladung q_0 durch ein Plasma (Quelle: Plasmaphysik, Ulrich Stroth, 2018)	8
Abbildung 2: Skin-Effekt mit skin-depth (Quelle: https://www.cosmos-indirekt.de/Physik-Schule/Skin-Effekt).....	9
Abbildung 3: Entstehung des Skin-Effekts (Quelle: https://en.wikipedia.org/wiki/Skin_effect)	10
Abbildung 4: Hochfrequenz-Ionentriebwerk (https://physics.stackexchange.com/questions/680062/gridded-ion-sources-is-there-rf-leakage-to-grids).....	11
Abbildung 5: Skizze der Plasmarandschicht. Rote Pfeile repräsentieren Ionen, Blaue Elektronen und Orange Neutralteilchen (Quelle: Instabilities in ion thrusters by plasma-wall interactions, Julia Duras).....	14
Abbildung 6: Potentialverlauf in einem Gitter-Ionentriebwerk (Quelle: Analytical Ion Thruster Discharge Performance Model, Richard E. Wirz).....	15
Abbildung 7: Mit FFX simulierte Ionendichten im Extraktionskanal (Quelle: https://projects-web.engr.colostate.edu/ionstand/research/research_ionoptics.php).....	16
Abbildung 8: RIT- μ X (Quelle: https://www.space-propulsion.com/spacecraft-propulsion/propulsion-systems/electric-propulsion/index.html).....	19
Abbildung 9: Querschnitt eines Gegenfeldanalysators (Quelle: Retarding Potential Analyser Development for Low Density FEEP Thruster Beam Diagnostics, Nina s. Mühlich, et al.)...	22
Abbildung 10: Skizze des Versuchsaufbau mit Triebwerksdivergenzwinkel α	24
Abbildung 11: Querschnitt des Gegenfeldanalysators ICAROS (Quelle: RPA_V3 Documentation, JLU Gießen, Benny Nauschett, 17.01.2023)	25
Abbildung 12: Spezifikation der simulierten Ionen	26
Abbildung 13: Ableitung der gemessenen Strahlströme bei 300, 600, 900, 1200, 1400, 1500 und 1600 eV durchschnittlicher Ionenenergie.....	28
Abbildung 14: Linearer Fit der simulierten Peaks mit Geradengleichung.....	29
Abbildung 15: Resultierender Offset in Abhängigkeit der Ionenenergie	29
Abbildung 16: Perveanzkurve 15 ma	31
Abbildung 17: Performancekurven des RIT- μ X.....	32
Abbildung 18: Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie (bestimmt aus Rohdaten)	34
Abbildung 19: Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie (bestimmt aus korrigierten Daten)	35
Abbildung 20: Variation des Massenflusses mit Standardabweichung auf Fehlerbalken	36
Abbildung 21: Blau: gemessener Strahlstrom, Rot: Ableitung des Strahlstroms bei 1300PHV 300UHV 0,43sccm 15ma 1,7e-5mbar	37



Abbildung 22: Vergleich der Ableitungen der gemessenen Rohdaten von 0.4 (Gelb), 0.43 (Blau) und 0.46 (Rot) sccm Massenfluss bei 15 mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1300V$, $U_{NHV}=300V$ 38

Abbildung 23: Vergleich der Ableitungen von $8e-5$ (Gelb), $5e-5$ (Rot) und $3e-5$ (Blau) mbar Hintergrunddruck bei 15mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1400V$, $U_{NHV}=200V$, 0.43 sccm Massenfluss 39

Abbildung 24: Vergleich der Ableitungen der gemessenen Rohdaten bei $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=200$ (Blau) und $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=500$ (Rot) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss 40

Abbildung 25: Vergleich der Ableitungen der gemessenen Rohdaten bei $U_{PHV}=1000$ & $U_{NHV}=100$ (Blau), $U_{PHV}=1200$ & $U_{NHV}=300$ (Rot) und $U_{PHV}=1400$ & $U_{NHV}=500$ (Gelb) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss 41

Abbildung 26: Vergleich $U_{PHV}=1000$ & $U_{NHV}=100$ (Blau), $U_{PHV}=1200$ & $U_{NHV}=300$ (Rot) und $U_{PHV}=1400$ & $U_{NHV}=500$ (Gelb) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss, $2.2-2.25 e-5$ mbar Hintergrunddruck 48

Abbildung 27: Vergleich $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=500$ (Blau), $U_{PHV}=1300$ & $U_{NHV}=300$ (Rot) und $U_{PHV}=1500$ & $U_{NHV}=100$ (Gelb) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss, $2.21 - 2.29 e-5$ mbar Hintergrunddruck 48

Abbildung 28: Vergleich $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=200$ (Blau) und $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=500$ (Rot) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss, $2.25 - 2.29 e-5$ mbar Hintergrunddruck 49

Abbildung 29: Vergleich von 10mA bei 0.35 sccm (Blau), 15 mA bei 0.42 sccm (Rot) und 20 mA bei 0.58 sccm (Gelb). $U_{PHV}=1100V$, $U_{NHV}=500V$, $1.3-2.9 e-5$ mbar Hintergrunddruck.. 49

Abbildung 30: Vergleich von 0.4 (Gelb), 0.43 (Blau) und 0.46 (Rot) sccm Massenfluss bei 15 mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1300V$, $U_{NHV}=300V$, $1.45-1.7 e-5$ mbar Hintergrunddruck..... 50

Abbildung 31: Vergleich von $8e-5$ (Gelb), $5e-5$ (Rot) und $3e-5$ (Blau) mbar Hintergrunddruck bei 15mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1400V$, $U_{NHV}=200V$, 0.43 sccm Massenfluss 50



9 Anhang

RIT THRUSTER FAMILY PERFORMANCE DATA			
	RIT μ X	RIT 10 EVO	RIT 2X
THRUST & POWER			
Nominal Thrust nom. Power	50 - 500 μ N < 50 W	5 mN 15 mN 25 mN 145 W 435 W 760 W	70-88 mN 151-171 mN 198-215 mN 2000-2500 W 4000-4500 W 4800-5300 W
FUNCTIONAL PERFORMANCE			
extended / on request Isp max. demonstrated Divergence angle*	10-100 μ N, 300 - 3000 μ N 300 - 3000s > 3500s < 17°	> 1900s > 3000s > 3200s > 3400s < 15°	3400-3500s 3300-3500s 2450-2750s < 25°
LIFETIME			
Total Impulse Max Operational cycles Total Lifetime	> 10kNs up to 200kNs > 10000 > 20000 h	> 1.1 MNs > 10000 > 20000 h	> 10 MNs > 10000 > 20000 h
TECHNOLOGY			
Ionisation Acceleration Gridsystem Propellant	RF-Principle Electrostatic 2 Grids Xenon	RF-Principle Electrostatic 2 Grids Xenon	RF-Principle Electrostatic 2 Grids Xenon
DESIGN			
mass Dimensions Diameter Height	440 g 78 mm 76 mm	1.8 kg 186 mm 134 mm	< 10 kg < 330 mm < 220 mm
ENVIRONMENT			
Random	20-60Hz: +9dB/oct 60-400Hz: 0.5g ² /Hz 400-2000Hz: -6dB/oct Overall: 18.4gRMS	20-50Hz: +6dB/oct 50-1200Hz: 0.32g ² /Hz 1200-2000Hz: -6dB/oct Overall: 22.9gRMS	20Hz: 0.004g ² /Hz 100-250Hz: 0.1g ² /Hz 400-800Hz: 0.4g ² /Hz 2000Hz: 0.006g ² /Hz Overall: 8.1gRMS
Sine	5-20Hz: 11mm (0-peak) 20-100Hz: 20g	Z-Axis: 5-18Hz: 11mm 18-35Hz: 15g 35-60Hz: 12g 60-100Hz: 6g X-Y-Axis: 5-16.5Hz: 11mm 16.5-35Hz: 12g 35-60Hz: 8g 60-100Hz: 4g	5-20Hz: +- 10mm 20-100Hz: 35g
Shock	500Hz: 100g 1000Hz: 1500g 10000Hz: 1500g	100Hz: 10g 3000Hz: 2000g 10000Hz: 2000g	100Hz: 10g 4500Hz: 10000g 10000Hz: 10000g
Operating Temperature	-40°C to +160°C	-75°C to + 140°C	-50°C to +190°C
Non-Operating Temperature range	-60°C to +160°C	-85°C to +140°C	-60°C to +190°C

* Half angle 95%

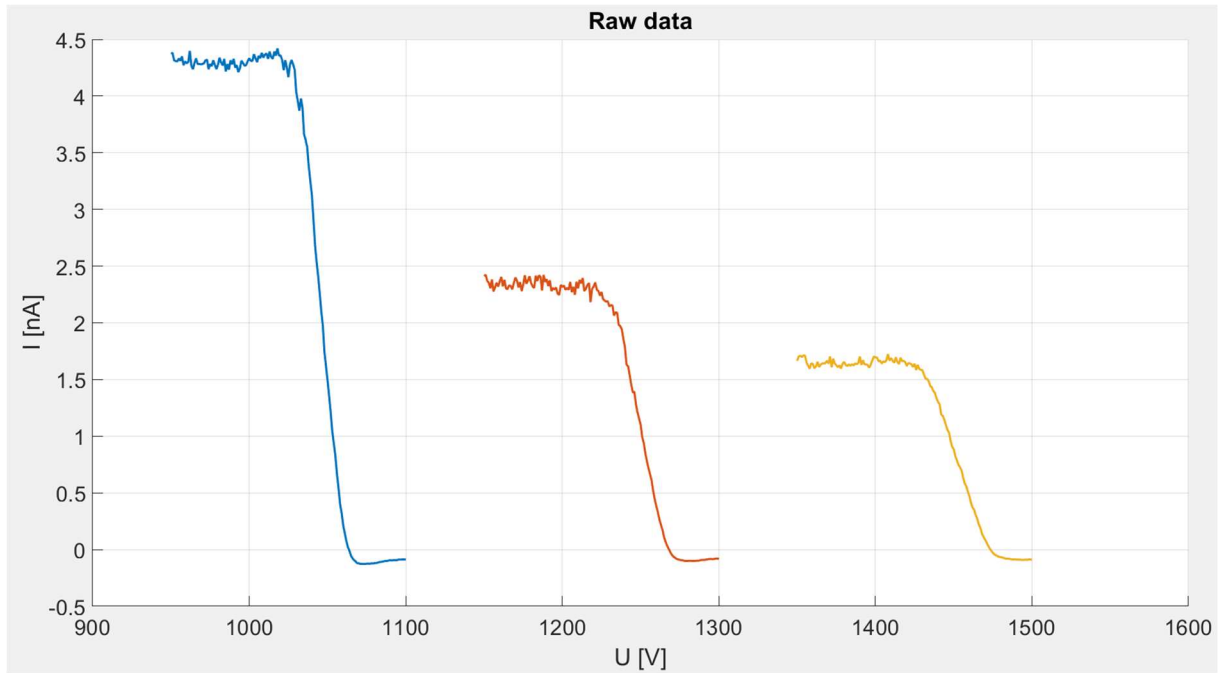


Abbildung 26: Vergleich $U_{PHV}=1000$ & $U_{NHV}=100$ (Blau), $U_{PHV}=1200$ & $U_{NHV}=300$ (Rot) und $U_{PHV}=1400$ & $U_{NHV}=500$ (Gelb) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss, $2.2-2.25 \cdot 10^{-5}$ mbar Hintergrunddruck

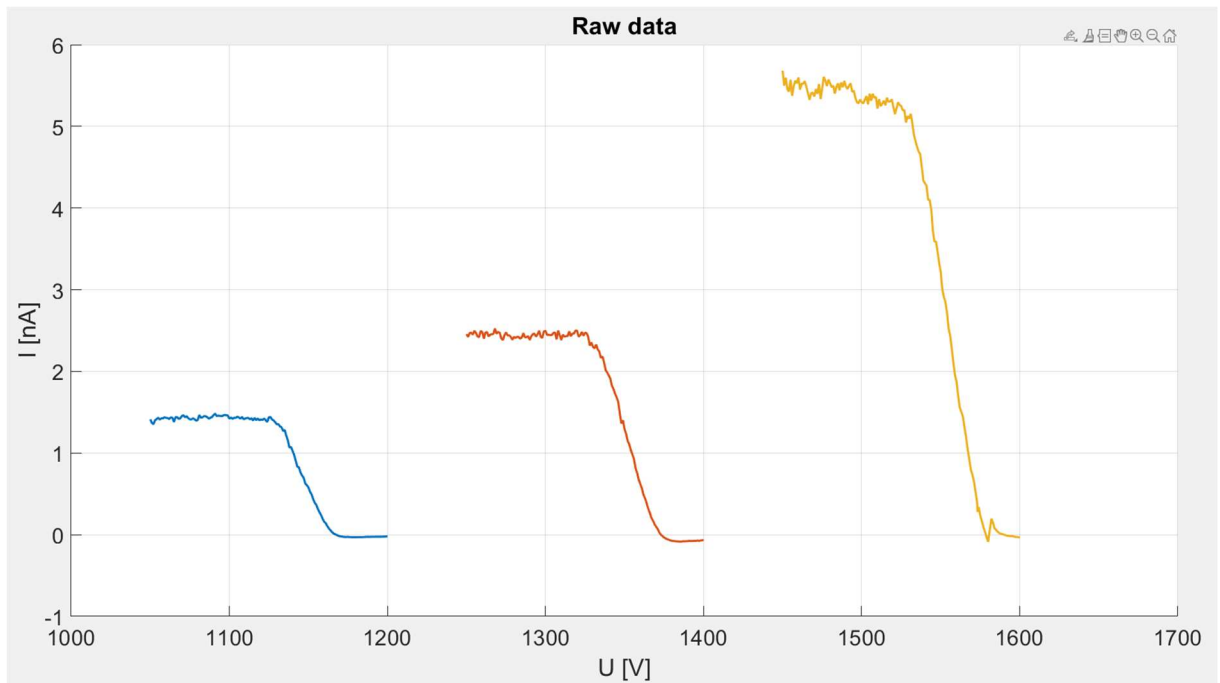


Abbildung 27: Vergleich $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=500$ (Blau), $U_{PHV}=1300$ & $U_{NHV}=300$ (Rot) und $U_{PHV}=1500$ & $U_{NHV}=100$ (Gelb) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss, $2.21 - 2.29 \cdot 10^{-5}$ mbar Hintergrunddruck

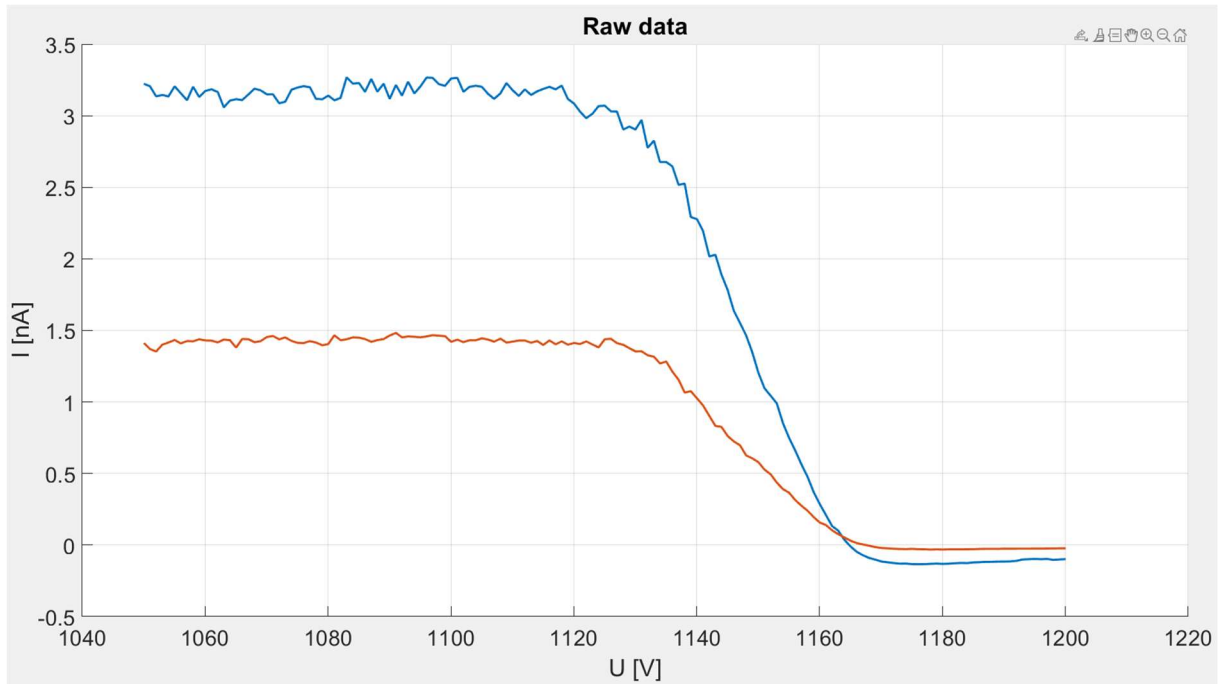


Abbildung 28: Vergleich $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=200$ (Blau) und $U_{PHV}=1100$ & $U_{NHV}=500$ (Rot) bei 20 mA Strahlstrom und 0.58 sccm Massenfluss, $2.25 - 2.29 \cdot 10^{-5}$ mbar Hintergrunddruck

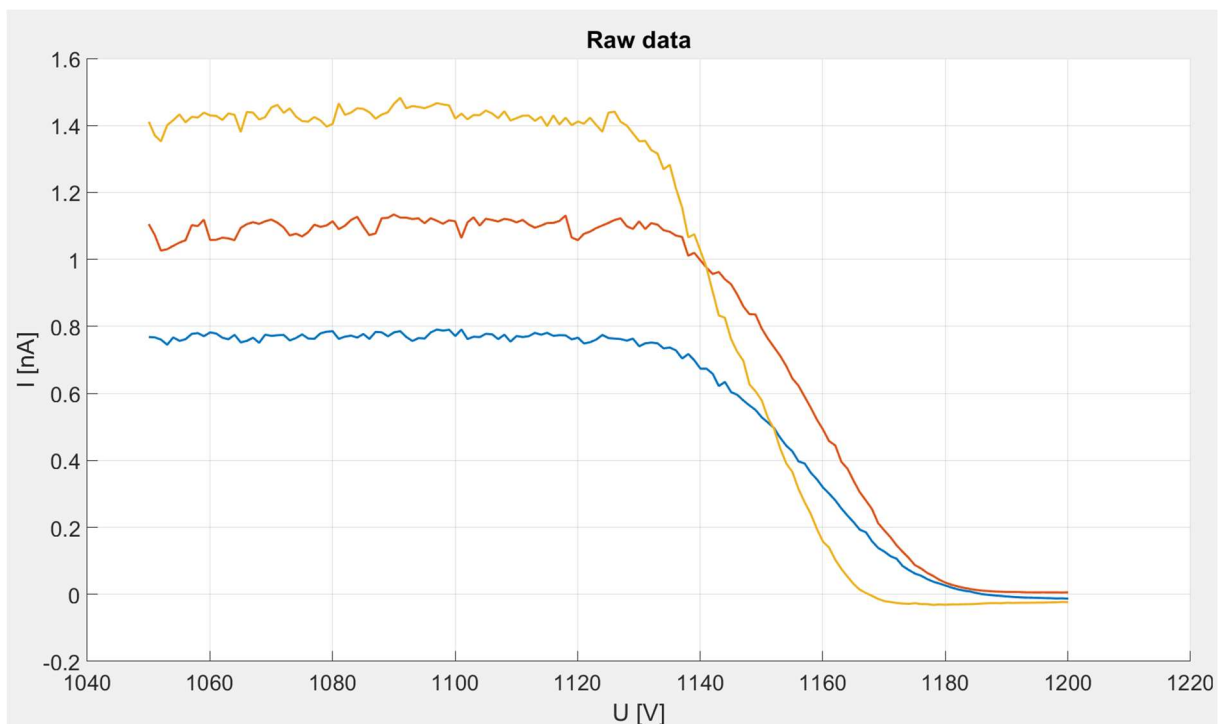


Abbildung 29: Vergleich von 10 mA bei 0.35 sccm (Blau), 15 mA bei 0.42 sccm (Rot) und 20 mA bei 0.58 sccm (Gelb). $U_{PHV}=1100$ V, $U_{NHV}=500$ V, $1.3 - 2.9 \cdot 10^{-5}$ mbar Hintergrunddruck

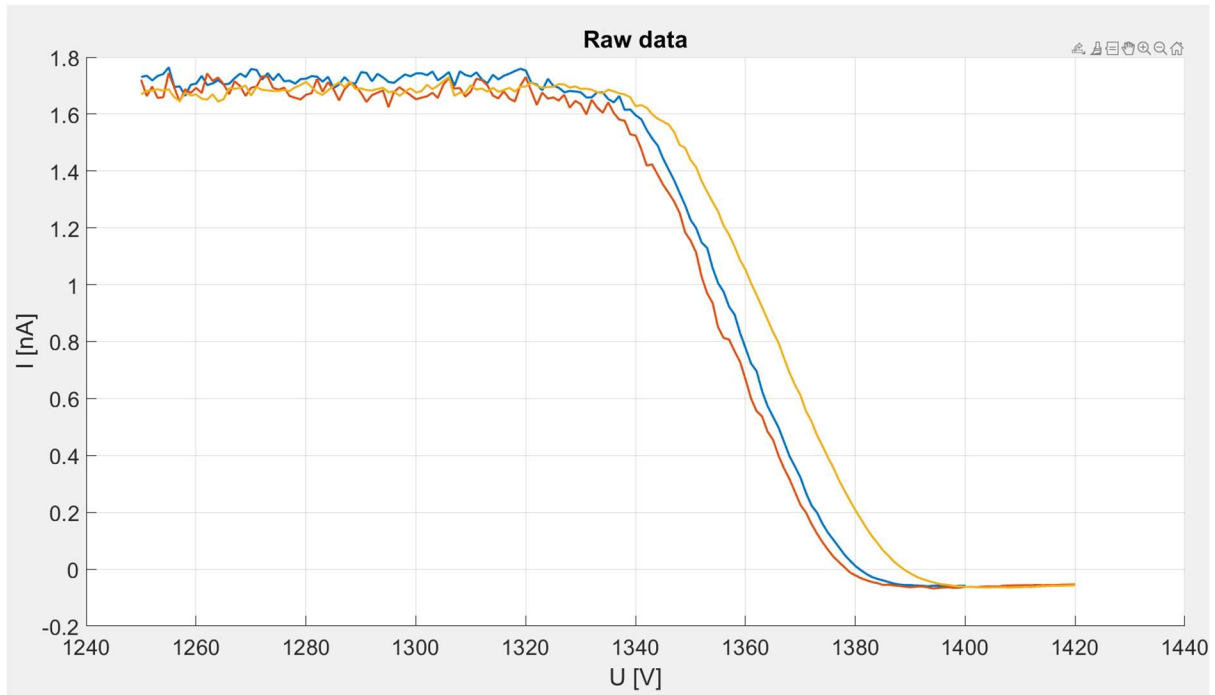


Abbildung 30: Vergleich von 0.4 (Gelb), 0.43 (Blau) und 0.46 (Rot) sccm Massenfluss bei 15 mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1300V$, $U_{NHV}=300V$, $1.45-1.7 \cdot 10^{-5}$ mbar Hintergrunddruck

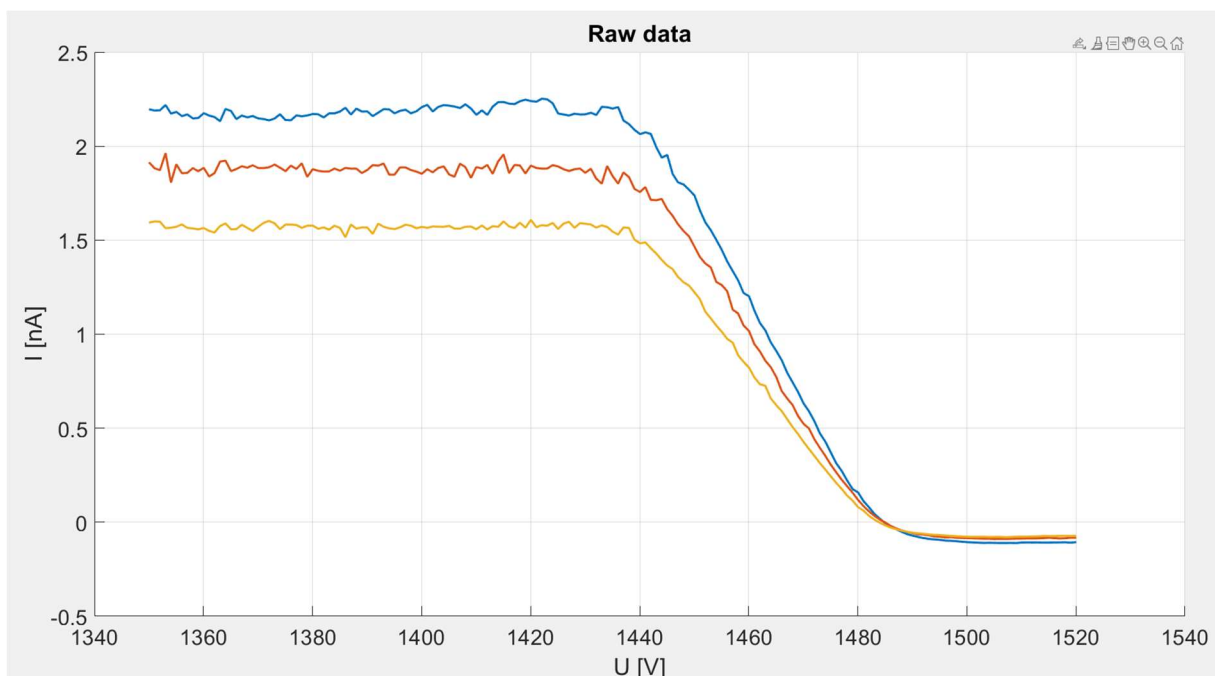


Abbildung 31: Vergleich von $8 \cdot 10^{-5}$ (Gelb), $5 \cdot 10^{-5}$ (Rot) und $3 \cdot 10^{-5}$ (Blau) mbar Hintergrunddruck bei 15mA Strahlstrom, $U_{PHV}=1400V$, $U_{NHV}=200V$, 0.43 sccm Massenfluss

```

clc
close all
clear
syms x

%% get data
main_dir = uigetdir('C:\Users\fiene\Desktop\Benny RPA\RPA-data','Select the folder
holding all voltage ranges.');
```

% get

```

ranges = dir(main_dir);
ranges from folder
ranges = ranges(3:end);
"." and ".."
ranges = rmfield(ranges,{'date','bytes','isdir','datenum'});
not needed fields
n_ranges = length(ranges);
number of ranges
for i = 1:n_ranges
    %ranges(i).legend = ['(', strrep(ranges(i).name, '_', '-'), ')', 'V'];
construct legend name
    ranges(i).legend = [ranges(i).name]; % construct legend name
    files = dir([ranges(i).folder, filesep, ranges(i).name, filesep, '*.txt']);
get files in range
    files = struct2cell(files);
struct to cell
    ranges(i).files = files(1,:);
only the names
    [~,n_files] = size(ranges(i).files);
number of files
    ranges(i).data = readmatrix([ranges(i).folder, filesep, ranges(i).name]);
data from first file
    for j = 2:n_files
        ranges(i).data = [ranges(i).data;readmatrix([ranges(i).folder, filesep,
ranges(i).name])]; % get data from possible additional files
    end
    %% process data
    ranges(i).data = sortrows(ranges(i).data,1);
data by first column
    ranges(i).data_cor = ranges(i).data(ranges(i).data(:,1)>=0,:);
negative ion energy
    ranges(i).avg = smoothdata(ranges(i).data(:,2),'sgolay',25);
data
    ranges(i).avg_cor = smoothdata(ranges(i).data_cor(:,2),'sgolay',25);
cor data
    ranges(i).grad1 = derivative(ranges(i).data_cor(2:end,1), ranges(i).avg_cor(2:
end,1));
    ranges(i).name_cor = strrep(ranges(i).name, '_', '-');
    ranges(i).data_grad1 = [ranges(i).data_cor(2:end,1), ranges(i).grad1];
    ranges(i).data_peaks = sortrows(ranges(i).data_grad1,2);
    ranges(i).peaks = ranges(i).data_peaks(1,:);
    %ranges(i).f = [ranges(i).peaks(:,1) 0.9917*ranges(i).peaks(:,1)+34.258];
    ranges(i).f = [ranges(i).peaks(:,1) 1.0301*ranges(i).peaks(:,1)+2.6076];
    %ranges(i).fn = [(ranges(i).peaks(:,1)-34.258)/0.9917 ranges(i).peaks(:,1)];
    ranges(i).fn = [(ranges(i).peaks(:,1)-2.6076)/1.0301 ranges(i).peaks(:,1)];
```

```
end
%% save data of peaks & function
temp_array = vertcat(ranges.f);
%writematrix(temp_array, 'C:\Users\fiene\Desktop\Benny RPA\test\
sdtdev\Funktionsdaten.txt');
temp_array_peaks = vertcat(ranges.peaks);
%writematrix(temp_array_peaks, 'C:\Users\fiene\Desktop\Benny RPA\test\
sdtdev\Peaks_Messung.txt');
temp_ary_fn = vertcat(ranges.fn);
%writematrix(temp_ary_fn, 'C:\Users\fiene\Desktop\Benny RPA\test\
sdtdev\Funktionsdaten_n.txt');
%% plot corrected combined runs in ine plot
figure(i+1)
hold on
for i = 1:n_ranges
    plot(ranges(i).data_cor(:,1),ranges(i).data_cor(:,2), LineWidth=2)
end
set(gca,'FontSize',20)
grid on
legend(ranges.legend);
title('Raw data')
xlabel('U [V]')
ylabel('I [nA]')

%% derivate
figure(i+2)
hold on
for i = 1:n_ranges
    H=plot(ranges(i).data_cor(2:end,1),ranges(i).grad1)
    set(H,{'LineWidth'},{2})
end
grid on
title('Derivative','FontSize',30)
xlabel('U [V]','FontSize',30)
ylabel('I [nA/V]','FontSize',30)
set(gca,'FontSize',20)
legend(ranges.legend)
hold off

%% plot raw data and smoothed data
figure(i+3)
colororder({'b', 'r'})
i = 1;
hold on
yyaxis left
ylabel('I [nA]')
plot(ranges(i).data_cor(:,1),ranges(i).data_cor(:,2), ...
    'LineStyle', ":", ...
    'LineWidth', 1, ...
    'Color', "blue");
plot(ranges(i).data_cor(:,1),ranges(i).avg_cor, ...
    'LineStyle', "-", ...
```

```

        'LineWidth', 1, ...
        'Color', "blue");
yyaxis right
ylabel('dI/dU [nA/V]')
plot(ranges(i).data_cor(2:end,1),ranges(i).grad1, ...
     'LineStyle', "-", ...
     'LineWidth', 1, ...
     'Color', "red");
grid on
title('500 NHV/ 1100 PHV/ 0,43 sccm/ 15 mA')
xlabel('U [V]')
legend('Raw data', 'Smoothed data', 'Derivative')
hold off

%% plot derivative
figure(i+4)
i = 1;
hold on
plot(ranges(i).data_cor(2:end,1),ranges(i).grad1)

grid on
title('Derivative')
xlabel('U [V]')
ylabel('I [nA/V]')
legend('500 NHV/ 1100 PHV/ 20 mA')
hold off
%% plasmapotential
i=1
% ii=2
% iii=3
% v=4
% vv=5
Gitterspannung=1100
% Gitterspannungi=1200
% Gitterspannungii=1300
% Gitterspannungiii=1400
% Gitterspannungv=1500
CM = jet(32)
pb0=1.1; pb1=1.0249;
px= linspace(700,1600, 100); % Adapt n for resolution of graph
figure(69)
hold on
while i<5
    [pmin, Indep]=min(smoothdata(ranges(i).grad1,"gaussian"));
    locpmin(i)=ranges(i).data_cor(Indep+1);
    py= -pb0+locpmin(i)-locpmin(i)/pb1;
    plasmapotent(i)=ranges(i).data_cor(Indep+1)-py
    Gitter=0
    while plasmapotent(i) > 100
        plasmapotent(i) = plasmapotent(i) - 100
        Gitter=Gitter+100
    end
    offset(i)=locpmin(i)-plasmapotent(i)-Gitter
end

```

```

    plot(ranges(i).data_cor(2:end,1)-Gitter-py, smoothdata(ranges(i).grad1,
"gaussian"), 'color', CM(i,:), 'marker', '.')
    plot(ranges(i).data_cor(2:end,1)-Gitter-py, ranges(i).grad1, 'color', CM
(i,:), 'marker', '.', LineStyle=":")
    i=i+1
end
hold on
grid on
title('Plasmapotential', 'FontSize', 20)
xlabel('E_I_o_n [eV]', 'FontSize', 20)
ylabel('nA  $\partial$  eV', 'FontSize', 20)
set(gca, 'FontSize', 20)
legend(ranges.legend);
hold off
%ionisierungsenergie
figure(70)
hold on
grid on
HF=[0.00003 0.00004 0.00005 0.00008] % [29.6/10 31.8/15 28.5/15 30.6/20 32.7/25 36.7
/15 27.2/10 30.8/15 28.3/15 31.1/20 32.8/25 36.6/15 26.8/10 31.8/15 28.5/15 30/20
33.5/25 36.5/15 26.5/10 28.5/15 31.15/20 32.6/25 36.4/15 26.3/10 26.3/10 28.8/15
31/20 32.2/25] % [29.6/10 27.2/10 26.8/10 26.5/10 26.3/10 26.3/10] % [36.7/15 36.6/15
36.5/15 36.4/15] % 31/20 32.2/25
HFmean=mean(HF)
HFstd=std(HF)
HFmin=min(HF)
HFmax=max(HF)
plasmapotentmeant=mean(plasmapotent)
plasmastd=std(plasmapotent)
plasmamin=min(plasmapotent)
plasmamax=max(plasmapotent)
[HFsorted, sortIdx] = sort(HF);
plasmapotentsorted = plasmapotent(sortIdx);
plot(HFsorted, plasmapotentsorted)%, 'marker', '.')
% P = polyfit(HFsorted, plasmapotentsorted, 1);
% yfit = polyval(P, HFsorted);
hold on;
% plot(HFsorted, yfit, 'r-.');
% eqn = string(" Linear: y = " + P(1)) + "x + " + string(P(2));
% text(min(HFsorted), max(plasmapotentsorted), eqn, "HorizontalAlignment", "left", "
VerticalAlignment", "top")
title('Plasmapotential in Abhängigkeit des Hintergrunddrucks', 'FontSize', 30)
xlabel('Hintergrunddruck [mbar]', 'FontSize', 20)
ylabel('Plasmapotential [V]', 'FontSize', 20)
set(gca, 'FontSize', 20)

% [pminii, Indepiii]=min(smoothdata(ranges(ii).grad1, "sgolay"))
% locpminii=ranges(ii).data_cor(Indepiii+1)
% pyii= -pb0+locpminii-locpminii/pb1;
%
% [pminiii, Indepiiii]=min(smoothdata(ranges(iii).grad1, "sgolay"))
% locpminiii=ranges(iii).data_cor(Indepiiii+1)
% pyiii= -pb0+locpminiii-locpminiii/pb1;

```

```

%
% [pminv, Indepv]=min(smoothdata(ranges(v).grad1,"sgolay"))
% locpminv=ranges(v).data_cor(Indepv+1)
% pyv= -pb0+locpminv-locpminv/pb1;
%
% [pminvv, Indepvv]=min(smoothdata(ranges(vv).grad1,"sgolay"))
% locpminvv=ranges(vv).data_cor(Indepvv+1)
% pyvv= -pb0+locpminvv-locpminvv/pb1;
%
% figure(69)
% hold on
% plot(ranges(i).data_cor(2:end,1)-Gitterspannung-py,smoothdata(ranges(i).grad1,
"sgolay"), ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'blue')
% plot(ranges(ii).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungii-pyii,smoothdata(ranges(ii).
grad1, "sgolay"), ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'red')
% plot(ranges(iii).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungiii-pyiii,smoothdata(ranges(iii).
grad1, "sgolay"), ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'green')
% plot(ranges(v).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungiii-pyv,smoothdata(ranges(v).
grad1, "sgolay"), ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'yellow')
% plot(ranges(vv).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungv-pyv,smoothdata(ranges(vv).
grad1, "sgolay"), ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'black')
%
% plot(ranges(i).data_cor(2:end,1)-Gitterspannung-py,ranges(i).grad1, ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'blue',LineStyle=':')
% plot(ranges(ii).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungii-pyii,ranges(ii).grad1, ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'red',LineStyle=':')
% plot(ranges(iii).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungiii-pyiii,ranges(iii).grad1,
...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'green',LineStyle=':')
% plot(ranges(v).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungiii-pyv,ranges(v).grad1, ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'yellow',LineStyle=':')
% plot(ranges(vv).data_cor(2:end,1)-Gitterspannungv-pyv,ranges(vv).grad1, ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'black',LineStyle=':')
% plasmapotent=ranges(i).data_cor(Indep+1)-Gitterspannung-py
% offset=locpmin-Gitterspannung-plasmapotent
% plasmapotent2=ranges(ii).data_cor(Indepii+1)-Gitterspannungii-pyii
% offset2=locpminii-Gitterspannungii-plasmapotent2
% plasmapotent3=ranges(iii).data_cor(Indepiii+1)-Gitterspannungiii-pyiii

```

```

% offset2=locpminiii-Gitterspannungiii-plasmapotent3
% plasmapotent4=ranges(v).data_cor(Indepv+1)-Gitterspannungiii-pyv
% offset4=locpminv-Gitterspannungiii-plasmapotent4
% plasmapotent5=ranges(vv).data_cor(Indepvv+1)-Gitterspannungv-pyvv
% offset5=locpminvv-Gitterspannungv-plasmapotent5

% hold on
% grid on
% title('Plasmapotential','FontSize',20)
% xlabel('E_I_o_n [eV]','FontSize',20)
% ylabel('nA  $\bar{\theta}$  eV','FontSize',20)
% set(gca,'FontSize',20)
% legend(ranges.legend);
% hold off
% %ionisierungsenergie
% figure(70)
% hold on
% grid on
% HF=[32.2/25 31.5/20 28.5/15 30.8/15 26.9/10]
% Pot=[plasmapotent5 plasmapotent4 plasmapotent3 plasmapotent2 plasmapotent]
% plot(HF,Pot, ...
%     'LineWidth', 2, ...
%     'Color', 'blue')
% P = polyfit(HF,Pot,1);
% yfit = polyval(P,HF);
% hold on;
% plot(HF,yfit,'r-.');
% eqn = string(" Linear: y = " + P(1)) + "x + " + string(P(2));
% text(min(HF),max(Pot),eqn,"HorizontalAlignment","left","VerticalAlignment","top")
% title('Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie','FontSize',30)
% xlabel('Ionisierungsenergie [Watt/mA]','FontSize',20)
% ylabel('Plasmapotential [V]','FontSize',20)
% set(gca,'FontSize',20)
%% compare raw data
figure(i+5)
a = 1;
b = 1;
c = 1;
d = 1;
hold on
plot(ranges(a).data_cor(:,1),ranges(a).data_cor(:,2), 'LineWidth', 2)
plot(ranges(b).data_cor(:,1),ranges(b).data_cor(:,2), 'LineWidth', 2)
plot(ranges(c).data_cor(:,1),ranges(c).data_cor(:,2), 'LineWidth', 2)
plot(ranges(d).data_cor(:,1),ranges(d).data_cor(:,2), 'LineWidth', 2)

grid on
title('Raw data','FontSize',30)
xlabel('U [V]','FontSize',30)
ylabel('I [nA]','FontSize',30)
set(gca,'FontSize',30)
%legend('300 NHV/ 1300 PHV /10 mA', '500 NHV/ 1100 PHV/ 20 mA', '100 NHV/ 1500 PHV/
10 mA' , '100 NHV/ 1500 PHV/ 20 mA')
hold off

```

```
%% compare derivative
figure(i+6)
hold on
plot(ranges(a).data_cor(2:end,1),ranges(a).grad1, 'LineWidth',2)
plot(ranges(b).data_cor(2:end,1),ranges(b).grad1, 'LineWidth',2)
plot(ranges(c).data_cor(2:end,1),ranges(c).grad1, 'LineWidth',2)
plot(ranges(d).data_cor(2:end,1),ranges(d).grad1, 'LineWidth',2)
grid on
title('Derivative')
xlabel('U [V]')
ylabel('I [nA/V]')
%legend('100 NHV/ 1000 PHV /10 mA', '100 NHV/ 1000 PHV/ 20 mA', '100 NHV/ 1500 PHV/20 mA', '100 NHV/ 1500 PHV/ 20 mA')
hold off
```

```
function [dy,x] = derivative(x,y,x_star)

% number of subintervals
N = length(x)-1;

% preallocates vector to store derivative
dy = zeros(size(x));

% approximates derivative at lower bound using forward difference
dy(1) = (y(2)-y(1))/(x(2)-x(1));

% approximates derivative at upper bound using backward difference
dy(N+1) = (y(N+1)-y(N))/(x(N+1)-x(N));

% approximates derivatives at all other nodes using central differences
for i = 2:N
    dy(i) = (y(i+1)-y(i-1))/(x(i+1)-x(i-1));
end

% approximates derivative at specified points via linear interpolation
if nargin == 3
    dy = interp1(x,dy,x_star,'linear','extrap');
end

end
```

```
clc
clear all
close all
figure(70)
hold on
grid on
HFmeantot=[1.3104 1.5388 1.901 2.0978 2.4383 2.7117];
plasmapotentmeantot=[18.13 20.2863 25.1589 27.9156 33.4471 30.8509]
HFneg=[0.0189 0.0241 0.0119 0.0385 0.0084 0.1264]
HFpos=[0.0189 0.0241 0.0119 0.0385 0.0084 0.1264]
Plasmaneg=[1.395 1.5022 1.4098 0.7356 1.6308 1.0131]
Plasmapos=[1.395 1.5022 1.4098 0.7356 1.6308 1.0131]
plasmapotentmeantot=plasmapotentmeantot
i=1
while i < 7
    errorbar(HFmeantot(i), plasmapotentmeantot(i), Plasmaneg(i), Plasmapos(i), HFneg
(i), HFpos(i), 'o', LineWidth=1)
    i=i+1
end
hold on;
P = polyfit(HFmeantot,plasmapotentmeantot,1);
yfit = polyval(P,HFmeantot);
hold on;
plot(HFmeantot,yfit,'r-.');
eqn = string(" Linear: y = " + P(1)) + "x + " + string(P(2));
text(min(HFmeantot),max(plasmapotentmeantot),eqn,"HorizontalAlignment","left","
VerticalAlignment","top")
title('Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie','FontSize',30)
xlabel('Ionisierungsenergie [Watt/mA]','FontSize',20)
ylabel('Plasmapotential [V]','FontSize',20)
set(gca,'FontSize',20)


title('Plasmapotential in Abhängigkeit der Ionisierungsenergie','FontSize',30)
xlabel('Ionisierungsenergie [Watt/mA]','FontSize',20)
ylabel('Plasmapotential [V]','FontSize',20)
set(gca,'FontSize',20)
```

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Thesis selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt zu haben, die ich in der Thesis 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. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der ‚Satzung der Justus-Liebig-Universität zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis‘ niedergelegt sind, eingehalten. Entsprechend § 22 Abs. 2 der Allgemeinen Bestimmungen für modularisierte Studiengänge dulde ich eine Überprüfung der Thesis mittels Anti-Plagiatssoftware.



Datum



Unterschrift