

**Design, Konstruktion und Test eines
hochauflösenden Gegenfeldanalysators
mit fokussierender Elektrode und
hochgelegtem Kollektor**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von

Peter Erwin Heinrich Köhler

I. Physikalisches Institut
Justus-Liebig-Universität Giessen

März 2018

Abstract

The aim of this doctoral thesis is the development of a biased retarding potential analyzer for recording the ion energy distribution function (IEDF) in the energy range of 500 to 2000 eV with high resolution (achieved resolution is 0,386‰ at 1550 eV). This type of analyzer applies the retarding potential to the collector itself. To avoid an increasing divergence the use of a focusing electrode is absolutely essential. In order to reduce secondary effects the entrance orifice consists of two negative electrodes. Moreover, the collector has to be shielded against the environment which is accomplished with both guard rings on the isolators and a metallic cage surrounding the collector.

The developed retarding potential analyzer is capable of measuring the IEDF in the beam of the two ion sources RIT-2.5 and RIM-4. In the recorded RPA-spectra, a bimodal structure is seen and leads to the assumption of a periodical variation of the Debye sheath. This leads to the conclusion that the ion transit time is shorter than the half period of the variation of the Debye sheath potential, which is imprinted by the rf-excitation of the inductively coupled plasma. Furthermore, the small amount of ions with energies lower than the main spectra indicates that the ion pass the Debye sheath almost collision less, i.e. the mean free path of the ions is longer than the extension of the Debye sheath.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Aufbau eines Triebwerks des RIT-Typs	5
2.1	Prinzipieller Aufbau	6
2.2	Beschreibung des Extraktionssystems	8
2.3	Zusammensetzung und Verteilung des Ionenstrahls	13
3	Charakterisierung des Plasmas im RIT	17
3.1	Einordnung des Plasmas im RIT	17
3.2	Modelle zur Beschreibung der Randschichten eines Plasmas	18
4	Aufbau und Funktionsweise eines Gegenfeld-Analysators	27
4.1	Aufbau eines gegitterten RPA-Kopfes	28
4.2	Minimalistischer Aufbau eines biased RPA-Kopfes	32
4.3	Beschreibung des entwickelten biased RPA-Kopfes	35
4.3.1	Fokussieren des Ionenstrahls vor dem Kollektor	35
4.3.2	Unterdrücken von sekundären Ladungsträgern	38
4.3.3	Isolieren des Kollektors gegen resistive und kapazitive Effekte	39
4.3.4	Finales Design des entwickelten RPA-Kopfes	40
5	Apparativer Aufbau: Testanlage, Triebwerke und RPA-Diagnostik	45
5.1	Vakuum-Testanlage BigMac	45
5.2	Vermessene Triebwerke und elektrisches Equipment	46
5.3	Aufbau der Verfahrenseinheit für die Diagnostik	48
5.4	Apparativer Aufbau der RPA-Diagnostik	49
5.5	Aufnahme und Auswertung einer einzelnen Messung	53
5.6	Auflösung der entwickelten RPA-Diagnostik	56
5.7	Abweichung der Energie durch schräg eintretende Ionen	58
6	Messungen mit der entwickelten biased RPA-Diagnostik	61
6.1	Messungen am RIT-2.5 mit 37 Extraktionskanälen	62
6.2	Messungen am RIM-4 mit 151 Extraktionskanälen	74
7	Resümee	81

KAPITEL 1

Einleitung

Elektrostatische Triebwerke wie das Radiofrequenz Iontriebwerk (RIT) aus Gießen [LSM⁺05] oder das Kaufmann-Triebwerk [Kau75] zählen zu den sogenannten Gitter-Iontriebwerken. Im Grunde genommen sind es Triebwerke, die schwere Ladungsträger in elektrostatischen Feldern, aufgebaut durch das Anlegen von Spannungen zwischen dem Plasma und dem Gittersystem, beschleunigen und aus dem entstehenden Rückstoß den gewünschten Schub erzeugen. Im Vergleich zu anderen elektrischen, aber vor allem gegenüber chemischen Antrieben spart dieses Prinzip eine Menge an Treibstoff ein, da die ausgestoßenen Partikel je nach Auslegung des Gittersystems auf 30 km/s oder sogar höhere Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Der eingesparte Treibstoff kann dazu genutzt werden die Flugzeit im Orbit zu verlängern, oder um den Anteil der Nutzlast auf dem Raumflugzeug zu erhöhen, oder aber um die Startkosten der Trägerrakete zu reduzieren.

Ein wichtiger Aspekt bei der Entwicklung dieser Iontriebwerke ist neben der technischen Umsetzung im Weltraum vor allem der Test am Boden sowie die Charakterisierung aller Parameter und Eigenschaften eines solchen Antriebssystems. Neben dem Erfassen der offensichtlichen Parameter wie dem erzeugten Schub oder dem Verbrauch an Treibstoff und elektrischer Leistung ist es genauso wichtig, die Effizienz des Beschleunigungssystems als auch die Güte der Plasmaerzeugung im Inneren des Antriebs zu kennen und vor allem in der Praxis zu bestimmen.

Das Innere eines Iontriebwerks ist der Ort, an dem der neutrale Treibstoff aus den Gastanks in ein Plasma umgewandelt wird, also neutrale Atome in geladene Ionen und freie Elektronen überführt werden. Um nun dieses Plasma zu untersuchen und seine Eigenschaften zu charakterisieren, werden neben invasiven auch nicht-invasive spektroskopische Methoden eingesetzt. Beide Analysemethoden benötigen einen direkten Zugang zum Plasma, um entweder Sonden direkt in das brennende Plasma zu bringen oder um dessen optisches Spektrum zu untersuchen. Zusätzlich gibt es neben diesen beiden Analysemethoden noch die Möglichkeit, aus der Ionenenergie im Strahl auf verschiedene Parameter und Eigenschaften des Plasmas zu schließen. So ein energiewahlender Detektor arbeitet üblicherweise mit elektrostatischen Gegenfeldern und bremst die Ionen so lange ab, bis sie eine wohldefinierte Energiebarriere nicht mehr überwinden können. Auf diese Weise wird die integrale Verteilung der Ionenenergie oberhalb der gesetzten Energieschwelle an einem bestimmten Punkt im Ionenstrahl

bestimmt, aus der im Anschluss die Verteilung der Ionenenergie berechnet werden kann. Zusätzlich kann ein Verfahren der Diagnostik durch räumliches Abtasten (Scannen) die räumliche Verteilung der Ionenenergie im gesamten Ionenstrahl liefern.

Interessant sind diese Spektren vor allem deswegen, weil bei einem Gitter-Ionentriebwerk die Ionenenergie eine additive Überlagerung aus der angelegten Beschleunigungsspannung und dem Plasma-Wand-Potential ist. Somit kann in den aufgenommenen Spektren direkt ein wichtiger Parameter des Plasmas im Inneren des Triebwerks abgelesen werden. Der große Vorteil dieser Analysemethode liegt darin, dass die Information über das Plasma aus einer Messung ohne störenden Einfluss auf die eigentliche Messgröße stammen, da der Gegenfeldanalysator weder in direktem Kontakt mit dem Triebwerk noch mit dem Plasma im Inneren steht, sondern in einiger Entfernung vor dem Triebwerk positioniert ist.

Das Herzstück eines jeden Gegenfeldanalysators (*retarding potential analyser*, RPA) ist sein energiewahlender Messkopf. In diesem wird mittels eines elektrischen Potentials eine wohldefinierte Barriere erzeugt, die nur Ionen mit ausreichender Energie passieren können. Das Besondere an dem in dieser Arbeit entwickelten Gegenfeldanalysator ist, dass diese Barriere nicht vor dem Kollektor aufgestellt ist, sondern der Kollektor selbst diese Barriere erzeugt. Somit werden Ionen mit ausreichender Energie direkt auf dem Gipfel der elektrostatischen Barriere detektiert und nicht erst nach dem Passieren dieser. Dies hat den Vorteil, dass es keine verzerrten Felder um den Gipfel gibt, wie es bei Gegenfeldanalysatoren mit engmaschigen Gittern sonst üblich ist. Bei Verwendung eines Maschengitters liegen lediglich die dünnen Drähte auf dem Retarding-Potential, während das Potential innerhalb einer Masche auf einen kleineren Wert absinkt - an einem massiven Kollektor hingegen ist das Potential auf der gesamten Oberfläche konstant und ohne jegliche Verzerrungen vorhanden.

Auch wenn der prinzipielle Aufbau eines RPA mit hochgelegtem Kollektor bereits von J. Arol Simpson im Jahre 1961 vorgeschlagen wurde, so wurde er bis jetzt noch nicht umgesetzt. Die Schwierigkeit des apparativen Aufbaus liegt darin, dass die Kriechströme aufgrund des endlichen elektrischen Widerstands der Isolatoren bereits vergleichbar oder gar größer als der eigentlich zu messende Ionenstrom sind. Somit ist eine besondere Art der Isolierung und Abschirmung des hochgelegten Kollektors zu entwickeln. Zusätzlich muss der Sensor, der den auf den Kollektor auftreffenden Ionenstrom detektiert, auf dem gleichen Potential wie der Kollektor selbst arbeiten und kann nicht auf dem Potential des Labors betrieben werden. Neben diesen eher technischen Problemen ist auch die Fokussierung des abgebremsten Ionenstrahls vor dem Kollektor von entscheidender Bedeutung, um eine hohe Güte des gesamten Messkopfes zu erzielen. Da die schnellen Ionen direkt vor dem Kollektor derart stark verlangsamt werden, gewinnt die Abstoßung aufgrund der eigenen Ladung an Bedeutung, so dass die Ionen eine transversale Geschwindigkeitskomponente erhalten, die das Ergebnis der RPA-Messung verfälscht. Der resultierenden Aufspaltung des Ionenstrahls im Inneren des Messkopfes muss mit fokussierenden Elektroden entgegengewirkt werden. Neben der Aufspaltung der Ionenbahnen direkt vor dem Kollektor muss auch auf die Ionen geachtet werden, die die Barriere nicht überwinden können und somit reflektiert werden.

Die reflektierten Ionen können auf andere Elektroden treffen und an diesen sekundäre Ladungsträger auslösen. Diese im Inneren des Kopfes entstehenden Ladungsträger dürfen auf keinen Fall den Kollektor erreichen, da sie ein zusätzliches ungewolltes Signal erzeugen würden, das zur Messunsicherheit beiträgt.

Mit den fokussierenden Elektroden, dem Unterdrücken von sekundären Ladungsträgern und der entwickelten Abschirmung des Kollektors erreicht der in dieser Arbeit vorgestellte RPA-Kopf eine praktische Auflösung der gemessenen Ionenenergie von weniger als einem halben Promille bei einer angelegten Spannung von 1500 V, die anhand einer Messung als obere Grenze ermittelt wurde (siehe Abschnitt 5.6). Die detaillierte Beschreibung der Entwicklung und der Funktionsweise der einzelnen Elektroden ist in Kapitel 4 dargelegt. In Kapitel 5 ist anschließend der apparative Aufbau beschrieben und in Kapitel 6 sind am RIT-2.5 und RIM-4 aufgenommene RPA-Spektren gezeigt. Diese RPA-Spektren veranschaulichen nicht nur die Güte des Extraktionssystems eines solchen Ionentriebwerks, sondern geben auch ein deutliches Indiz auf eine Schwingung der Randschicht des Plasmas, das im Inneren des Triebwerks eingeschlossen ist.

KAPITEL 2

Aufbau eines Triebwerks des RIT-Typs

Momentan verläuft die RIT-Entwicklung in zwei Richtungen: so dienen auf der einen Seite größere Triebwerke als Marsantrieb für interplanetare Flüge oder zum Aufspiralen und auf der anderen Seite ermöglichen kleinere Triebwerke feinste Korrekturen der Lage im Orbit [LSM⁺05, LAP⁺17].

Auf den ersten Blick klingen diese beiden Aufgabengebiete nach der Notwendigkeit von zwei unterschiedlichen Antriebskonzepten. Aber aufgrund der guten Skalierbarkeit des RIT-Typs können allein mit unterschiedlichen physischen Baugrößen beide Einsatzzwecke erfüllt werden. So werden zurzeit Triebwerke mit Durchmessern über 20 cm entwickelt [PAA⁺17], um Satelliten auf ihre endgültige Umlaufbahn zu manövrieren; des Weiteren wird daran gedacht, ganze Cluster dieser großen Triebwerke als Marsantriebe für einen Pendelverkehr zwischen Erde und Mars zu nutzen [LFP⁺11]. Am anderen Ende der Größenskala erzeugen die kleinsten RIT derart fein dosierbare und schnell regelbare Schübe, dass äußerst präzise Manöver möglich werden [LAP⁺17]. Mit einem entsprechenden Satz von Antrieben kann ein Flugkörper auf einer sehr exakten Bahn gehalten werden und sogar Flüge mehrerer Satelliten als Formation oder im Konvoi werden realisierbar (GRACE - *Gravity Recovery and Climate Experiment* [DDST99] und LISA - *Laser Interferometer Space Antenna* [Dan00]). Ein anderes Einsatzgebiet der Ionentriebwerke, das die Anforderungen an kräftigen und präzisen Schub gleichzeitig stellt, ist der Betrieb auf Satelliten in erdnahen Umlaufbahnen. Auf diesen Bahnen erzeugt die Atmosphäre noch so viel Reibung, so dass der Geschwindigkeitsverlust des Flugkörpers ständig kompensiert werden muss. Da aber auf diesen Bahnen hauptsächlich wissenschaftliche Missionen geflogen werden, ist oftmals auch der Anspruch an die exakte Flugbahn sehr hoch (GOCE - *Gravity Field and steady-state Ocean Circulation Explorer* [WJS⁺11]).

All diesen Aufgabengebieten kommt sowohl der hohe Massenwirkungsgrad als auch die hohen Strahlgeschwindigkeiten eines RIT zu Gute. Ein hoher Massenwirkungsgrad in Kombination mit den im Vergleich zu chemischen Antrieben sehr hohen Geschwindigkeiten des ausgestoßenen Treibstoffs bedeutet, dass mit sehr wenig Stützmasse viel Schub erzeugt wird. Somit ist also nicht nur der Treibstoffverbrauch gering, sondern auch die mitzuführende Masse an Treibstoff für die Dauer einer Mission geringer als bei chemischen Antrieben. So können entweder die Startkosten aufgrund des geringeren Startgewichts reduziert werden oder die Flugdauer aufgrund des niedrigen Massendurchsatzes verlängert werden. Nichtsdestotrotz wird der äußerst geringe Verbrauch

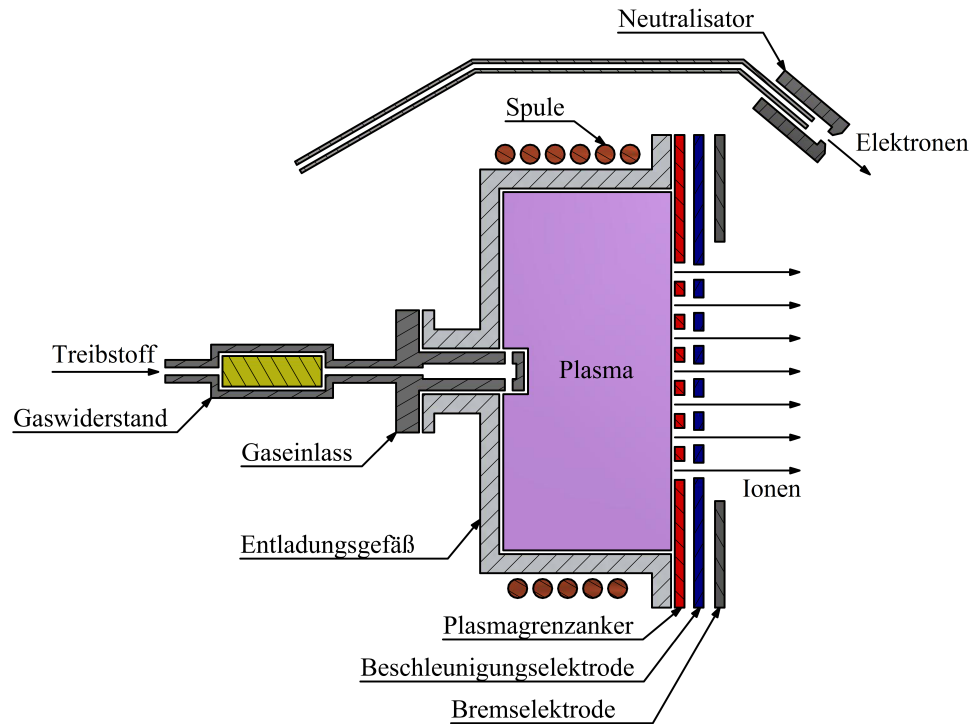


Abb. 2.1: Schnittzeichnung eines RIT (schematisch) mit Neutralisator (aus [Gär17]).

an Treibstoff durch einen relativ hohen Bedarf an elektrischer Leistung erkauft, die im Weltall leider nicht unlimited zur Verfügung steht.

2.1 Prinzipieller Aufbau

Jeder Raketenmotor arbeitet nach dem gleichen Grundprinzip: ein Teil des Treibstoffs wird stark beschleunigt und als Stützmasse mit konstanter Geschwindigkeit ausgestoßen. Die so erzeugte Kraft F wird in der Raumfahrt als Schub bezeichnet und ist das Produkt aus der zeitlichen Ableitung der ausgestoßenen Masse m_T und ihrer Geschwindigkeit \vec{u}_T [Zio03]:

$$\vec{F} = - \dot{m}_T \cdot \vec{u}_T. \quad (2.1)$$

Im Gegensatz zu chemischen Antrieben wird bei elektrischen Antrieben die Energie zur Beschleunigung nicht im Treibstoff selbst gespeichert und in einer Art Verbrennung freigesetzt, sondern wird in Form von elektrischer Energie auf die Stützmasse übertragen. Dabei kann die elektrische Energie als Wärme aus einer resistiven Heizung oder über Lichtbögen auf die Stützmasse abgegeben werden; eleganter und effizienter ist es aber, die elektrische Energie mittels elektrostatischer Felder auf den zuvor ionisierten Treibstoff zu übertragen. Auf diese Weise erreichen elektrische Antriebe deutlich höhere

Strahlgeschwindigkeiten als chemische Antriebe, da sowohl die maximale Energiedichte des Treibstoffs als auch die Hitzebeständigkeit der Brennkammer als limitierende Faktoren entfallen.

Ein Triebwerk des RIT-Typs ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt [LF67]. Dieser Antriebstyp erzeugt den Schub, indem er geladene Teilchen in elektrostatischen Feldern auf bis zu 30 km/s beschleunigt. Die Ionen stammen aus einem induktiv gekoppelten Plasma, welches im Inneren des Entladungsgefäßes brennt. Die beschleunigenden Felder werden in einem Gittersystem mit üblicherweise zwei Lochgittern erzeugt, das aber auch aus drei oder mehr Gittern aufgebaut sein kann.

Das erste Gitter, welches in direktem Kontakt mit dem Plasma steht, wird als Plasmagrenzanker oder *screen grid* bezeichnet und liegt auf einem hohen positiven Potential. Das folgende Gitter ist das Beschleunigungsgitter und hat neben beschleunigenden und fokussierenden auch schützende Aufgaben. Es liegt auf einem leicht negativen Potential, so dass die Ionen von der Potentialdifferenz zwischen den ersten beiden Gittern aus dem Plasma extrahiert werden. Die anschließend folgende Bremsselektrode ist bei Triebwerken oftmals nicht diskret als drittes Gitter aufgebaut, sondern lediglich als große Öffnung ein Teil des Gehäuses. Ist diese Elektrode diskret ausgeführt, so ändert sie nicht nur die Divergenz und den Gradienten der beschleunigenden Felder, sondern schirmt auch das Potential der Beschleunigungselektrode nach außen ab und verhindert auf diese Weise, dass Ladungsträger von außen auf diese gezogen werden. Die einzelnen Gitter haben Bohrungen, die zueinander ausgerichtet sind und die sogenannten Extraktionskanäle bilden. Je nach Größe des Triebwerks kann das Gittersystem mit mehr oder weniger Kanälen bestückt werden und so die Stärke des integralen Schubs variiert werden.

Hinter dem Gittersystem sitzt das Entladungsgefäß, in dem das Plasma brennt und als eine Art Ionenreservoir dient. Das Plasma wird von einer rf-Spule, die um die Zylinderfläche des Gefäßes gewickelt ist, mit genügend Leistung versorgt. Das magnetische Wechselfeld der Spule erzeugt ein elektrisches Wirbelfeld im Plasmavolumen, welches die Ladungsträger beschleunigt und somit Energie auf diese überträgt und das Plasma im Inneren mit genügend Leistung versorgt und am Leben erhält. Aufgrund der im Gegensatz zu den Ionen viel beweglicheren Elektronen und der genutzten Frequenzen im niedrigen MHz-Bereich werden hauptsächlich nur Elektronen von den erzeugten elektrischen Feldern signifikant beschleunigt.

An der hinteren Stirnfläche des Entladungsgefäßes des RIT ist der Gaseinlass, durch den ein kontinuierlicher Fluss an neutralem Treibstoffgas in das Plasma strömt. Aufgrund der guten elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas liegen alle begrenzenden Flächen auf dem gleichen Potential wie das erste Extraktionsgitter. Folglich muss auch die Gasleitung genauso gut gegen das Gehäuse isoliert sein wie das Gittersystem selbst. Deswegen ist in der Gasleitung ein Isolator eingebaut, der nicht nur die leitfähige Verbindung über das Material selbst unterbricht, sondern auch Durchschläge über das einströmende Gas in das Treibstoffzufuhrsystem verhindert.

Um die elektrische Neutralität des gesamten Satelliten zu wahren, müssen auch negative Ladungsträger dem Ionenstrahl hinzugefügt werden. Im einfachsten Fall sind dies

freie Elektronen, die aus einem separaten Neutralisator stammen. In dieser Beschreibung bisher außer Acht gelassen, aber zum Betrieb eines RIT notwendig, sind sowohl die Lagerung als auch die Förderung des Treibstoffs sowie die Versorgung des gesamten Systems mit elektrischer Energie. Je nach verwendetem Treibstoff kann dieser bereits gasförmig gelagert sein oder erst kurz vor der Verwendung aus einem Feststoff in die Gasphase überführt werden. Bei der elektrischen Versorgung ist neben den Hochspannungen vor allem die Erzeugung der rf-Leistung beachtenswert, da diese elektrischen Baugruppen nicht trivial sind und den restlichen Satelliten in keinem Fall beeinflussen oder gar schädigen dürfen.

2.2 Beschreibung des Extraktionssystems

Üblicherweise besteht das Extraktionssystem eines RIT aus insgesamt zwei Lochgittern: dem Plasmagrenzanker und dem Beschleunigungsgitter (siehe Abbildung 2.2).

Der Plasmagrenzanker steht in direktem Kontakt mit dem Plasma und liegt auf einem positiven Potential im unteren kV-Bereich. Dieses Gitter legt das gesamte Plasma auf ein positives Potential, so dass die Ionen aus dem Plasma in den freien Raum beschleunigt werden. Außerdem nimmt es die gleiche Anzahl an Elektronen auf wie Ionen das Plasma verlassen, so dass eine Messung des Stroms auf das erste Gitter einer Messung des Ionenstroms gleichkommt, der aus dem Plasma extrahiert wird.

Das sich anschließende Beschleunigungsgitter liegt auf einem leicht negativen Potential und hat gleich mehrere Aufgaben: Zum einen zieht die Potentialdifferenz zwischen den ersten beiden Gittern die Ionen aus dem Plasma, zum anderen wirkt das elektrostatische Linsensystem sowohl fokussierend als auch defokussierend auf die einzelnen Ionentrajektorien, so dass sich ein Strahl mit möglichst geringer Divergenz aufbauen kann. Zusätzlich verhindert die negative Vorspannung des zweiten Gitters, dass freie Elektronen von außen in das Plasma strömen (engl. *electron back streaming*, kurz EBS). Diese von Außen stammenden Elektronen müssen von der Hochspannungsquelle abgeführt werden, damit das Potential des Plasmas gegenüber dem Satelliten aufrechterhalten bleibt, was zu einem unnötigen Verbrauch von elektrischer Leistung führt. Außerdem können diese Elektronen einen Schaden am Ionisator anrichten, da sie im elektrischen Feld eine hohe kinetische Energie aufnehmen, die sie wiederum in einem Stoßprozess an das Entladungsgefäß abgeben.

Der Einsatz eines weiteren Gitters, der sogenannten Bremsselektrode, kann in manchen Fällen sinnvoll sein, vor allem wenn sich die verwendete Extraktionsspannung deutlich von der endgültigen Energie der Ionen unterscheiden soll. Zurzeit werden Potentiale um die minus 100 V am zweiten Gitter angelegt, die ausreichend sind, um freie Elektronen am Zurückströmen zu hindern. In der Vergangenheit wurden an diesem Gitter aber auch deutlich höhere Spannungen angelegt, um bei gleicher positiver Hochspannung mehr Ionen aus dem Plasma zu ziehen. Der Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass das Potential am ersten Gitter unangetastet bleibt und somit keine aufwändigeren Spannungswandler oder bessere Isolierungen benötigt werden; der Nachteil ist aber,

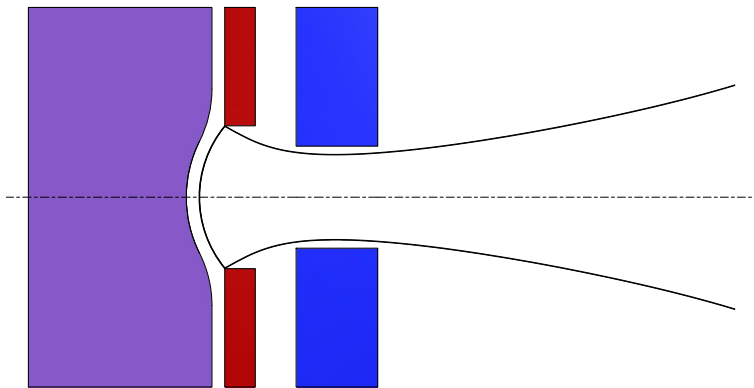


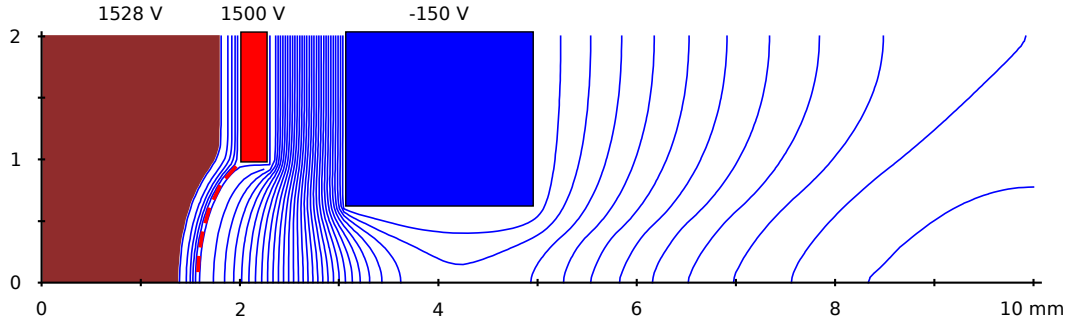
Abb. 2.2: Skizze eines einzelnen Extraktionskanals: Plasmagrenzanker (rot), Beschleunigungsgitter (blau), Plasma (lila) und Einhüllende des Beamlets (schwarz).

dass nun Umladungen aus dem Ionenstrahl auf das zweite Gitter gezogen werden und dieses mit der Zeit stark beschädigt wird. In diesem Fall ist ein diskretes drittes Gitter zwingend notwendig, das auf dem gleichen Potential wie das Gehäuse des Triebwerks liegt. Außerdem wird die Bremsselektrode nun ihrem Namen gerecht, da sie die Ionen nach dem Extrahieren auf die gewünschte Strahlenergie abbremst. Auf diese Weise wird die Zugspannung der Ionen aus dem Plasma von der Strahlspannung getrennt, so dass im Endeffekt zwar mehr Ionen aus dem Plasma gezogen werden, aber die Ionen trotzdem keine größere Energie haben. Somit kann die Leistungsbilanz des Antriebs verbessert werden, da die negative Spannung aufgrund des geringen Stromflusses auf das zweite Gitter kaum elektrische Leistung benötigt.

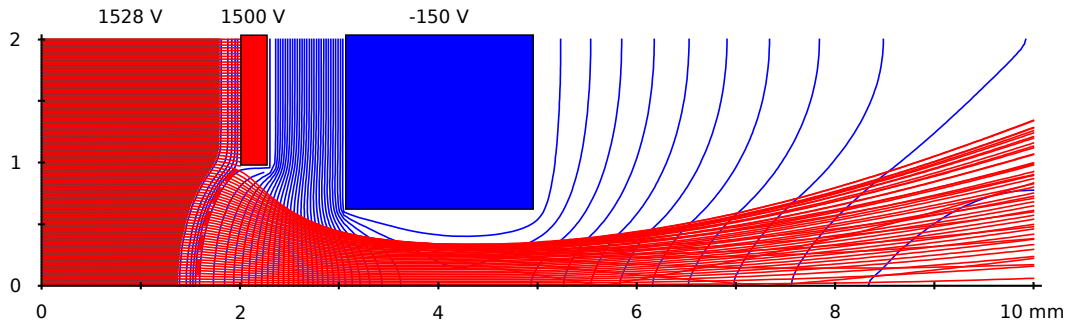
Im Gittersystem und später im Strahl bewegen sich die Ionen auf verschiedenen Trajektorien (siehe Abbildung 2.3(b)). Diese Bahnen können nahezu geradlinig oder stark gekrümmt sein, je nachdem wie weit entfernt das Ion von der Symmetrieachse des Extraktionskanals in diesen eingetreten ist. Die Summe aller Ionen eines Kanals wird im Englischen als *beamlet* bezeichnet, dessen Einhüllende in Abbildung 2.2 dargestellt ist.

Da der maximale Ionenstrom in einem solchen Kanal aufgrund von sich ausbildenden Raumladungen stark begrenzt ist (siehe Gleichung 2.2), fällt auch der Schub eines einzelnen Kanals eher gering aus. Aus diesem Grund besteht ein Extraktionssystem je nach Größe des Triebwerks aus mehreren bis einigen Hunderten dieser Kanäle. Alle *beamlets* zusammen bilden den Ionenstrahl, in dem sich die einzelnen *beamlets* nahezu ungestört voneinander überlagern [Har03].

Wie in Abbildung 2.3(a) zu sehen ist, wölbt sich die Grenzfläche zwischen dem Plasma und seiner Randschicht über einem Extraktionskanal ins Innere des Plasmas. Diese Wölbung entsteht dadurch, dass das negative Potential durch die Öffnung des Plasmagrenzankers greift und Ionen in diesem Gebiet aus dem Kanal heraus beschleunigt. In der Folge bildet sich eine gekrümmte Grenzfläche, der sogenannte Meniskus. Alle



(a) Darstellung der Äquipotentiallinien innerhalb eines Extraktionskanals. Äquipotentiallinie, die der angelegten Extraktionsspannung entspricht, ist in rot und gestrichelt eingezeichnet.



(b) Darstellung der Flugbahn der Ionen. Alle Ionen stammen aus dem ungestörten Plasma und werden von der Superposition aus Plasmawandpotential und Beschleunigungsspannung beschleunigt.

Abb. 2.3: Ionenoptik-Simulationen des Extraktionssystems des RIT-2.5 eines nahezu idealen Betriebspunktes. Extraktionsspannungen von 1500 V am Plasmagrenzanker (rot) und -150 V am Beschleunigungsgitter (blau). Darstellung des ungestörten Plasmas als virtuelle Elektrode (rot-braun), dessen Elektronentemperatur von 5 eV zu einem Plasmawandpotential von 28 V führt.

Ionen, die sich im Plasma bewegen und zufällig auf diese Grenzfläche treffen, werden im Potentialgefälle des Extraktionskanals beschleunigt und erzeugen einen Teil des Schubs.

Die eigentliche Extraktionsfläche für Ionen aus dem Plasma ist also nicht die geometrische Öffnung des ersten Gitters, sondern die deutlich größere Oberfläche des Meniskus. Die Wölbung und somit auch die Strecke, über der die Potentialdifferenz abfällt, vergrößert sich so lange, bis der maximale Ionenstrom in einen Kanal eintritt, der aufgrund des Langmuir-Schottky-Child-Gesetzes [Lan13, Chi11] in diesem Kanal transportiert werden kann. Die maximal transportierbare Stromdichte hängt von der Spannung U zwischen zwei Potentialen mit Abstand d sowie den Eigenschaften der beweglichen Ladungsträger ab [LL05]:

$$j_{\text{lim}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{2 \frac{q_i}{m_i}} \frac{U^{3/2}}{d^2}. \quad (2.2)$$

In dieser Gleichung ist ersichtlich, dass eine höhere Potentialdifferenz oder ein geringer Abstand der beiden Elektroden, also ein größerer Potentialgradient, in einer höheren maximalen Stromdichte zwischen den beiden Elektroden resultiert. Zu beachten ist bei diesem Gesetz, dass es für zwei unendlich ausgedehnte parallele Elektroden aufgestellt wurde, wobei aus der Kathode Elektronen mit verschwindender kinetischer Energie emittiert werden.

Außerdem ist in Abbildung 2.3(a) ein Spalt zwischen dem Plasma und der ersten Elektrode zu sehen. Dieser deutet die sogenannte Randschicht an, die jedes Plasma ausbildet, wenn es in Kontakt mit einer umgebenden Wand tritt. Die räumliche Ausdehnung dieser Randschicht und die Stärke des Potentials, welches über dieser Schicht abfällt, hängt von der Ladungsträgerdichte im Plasma sowie der Temperatur des räumlich begrenzten Plasmas ab (Näheres zur Randschicht in Kapitel 3.2). Als Folge dieses Effekts ergibt sich die Energie der extrahierten Ionen aus einer Superposition aus dem entstandenen Potential der Randschicht und der angelegten Spannung am Plasmagrenzanker selbst.

Der sich ausbildende Meniskus stellt eine Äquipotentialfläche über dem Extraktionskanal dar. Auch wenn das negative Potential des zweiten Gitters die Äquipotentialflächen des ersten Gitters in das Plasmavolumen drückt, findet keine Minderung des Potentials auf der Symmetrieachse des Kanals statt, wie es bei einem Linsensystem ohne Plasma üblich ist. Da aufgrund der sehr guten elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas auch das Entladungsgefäß auf dem gleichen Potential wie das an das selbe Plasma angrenzende erste Gitter liegt, sind die Äquipotentialflächen lediglich in das Plasmavolumen gewölbt, aber immer noch geschlossen. Somit ist die Annahme gerechtfertigt, dass sich das Potential des Gittersystems plus das Potential der Randschicht vollständig auf alle extrahierten Ionen überträgt.

Die in Abbildung 2.2 dargestellte Einhüllende des *beamlets* stellt einen idealen Betriebspunkt des Gittersystems dar, den auch die Ionenoptik-Simulation in Abbildung 2.4(b) zeigt. Der Fokuspunkt kann aber auch entlang der Symmetrieachse wandern und hängt dabei nicht nur von der Geometrie des Gittersystems, von den angelegten Potentialen und dem extrahierten Ionenstrom ab, sondern auch von Eigenschaften des Plasmas wie dessen Elektronen- und Ionentemperatur sowie dessen Ladungsträgerdichte.

Aufgrund von falschen Parameterkombinationen kann es zu Fehlfokussierungen kommen, die vor allem das zweite Gitter schädigen. Liegt der Fokuspunkt des Ionenstrahls zu weit außerhalb, so werden die Ionen nicht genügend eingeschnürt und ein Teil trifft direkt auf das zweite Gitter (Abbildung 2.4(a)). Liegt der Fokuspunkt zu nah am ersten Gitter, so werden die Ionentrajektorien zwar stark eingeschnürt, weiten sich allerdings zu früh wieder auf, so dass ein Teil von ihnen auf die innere Wand der Bohrung des zweiten Gitters trifft (Abbildung 2.4(c)).

Sowohl ein unter- als auch ein überfokussierter Ionenstrahl führt zu einem Beschuss des zweiten Gitters mit energiereichen Ionen. Mit der Zeit kommt es zu einem erheblichen Abtrag von Material und einem Aufweiten der Bohrung. Die veränderte Geometrie des Extraktionskanals führt neben suboptimalen fokussierenden Eigenschaften auch zu erhöhten Neutralgasverlusten des Triebwerks. Beide Auswirkungen verschlechtern

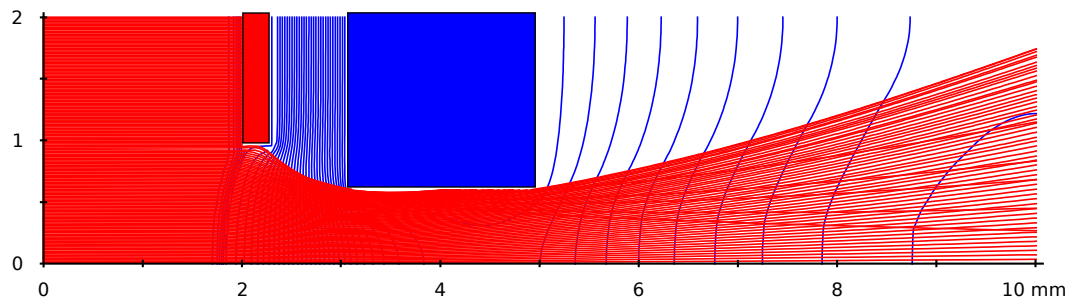
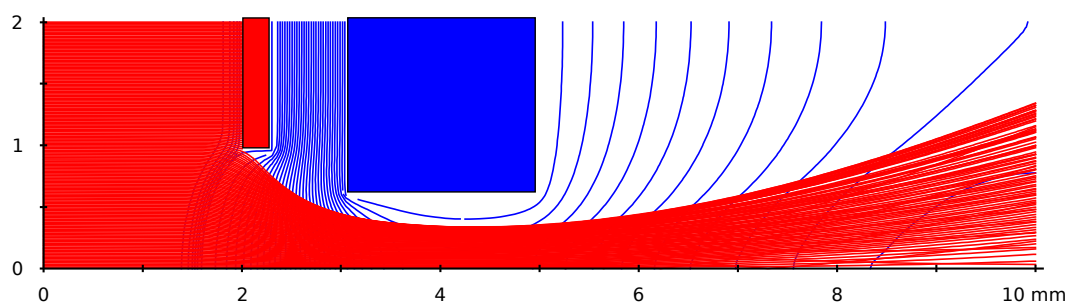
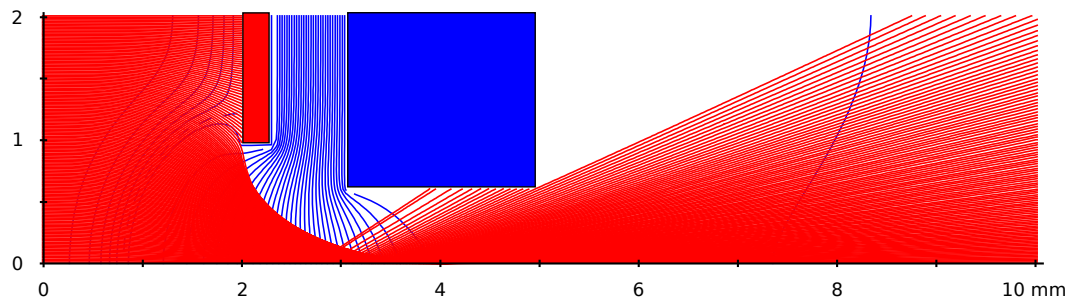
(a) Unterfokussierter Ionenstrahl bei 600 μA pro Kanal(b) Optimal fokussierter Ionenstrahl bei 300 μA pro Kanal(c) Überfokussierter Ionenstrahl bei 50 μA pro Kanal

Abb. 2.4: Ionenoptik-Simulationen des Extraktionssystems des RIT-2.5 für verschiedene Ionenströme, um neben einer materialschonenden Fokussierung zwei Arten der Fehlfokussierung zu verdeutlichen. Geometrie wie in Kapitel 5.2 beschrieben. Extraktionsspannungen von 1500 V und -150 V, Elektronentemperatur von 5 eV.

die Ionenoptik sukzessive weiter und zusätzlich leidet die mechanische und thermische Stabilität aufgrund des fehlenden Materials [Tar02, Lei00].

Von den elektrostatischen Feldern des Gittersystems werden nur geladene Teilchen beeinflusst. Dennoch haben auch neutrale Atome einen Einfluss auf die Extraktion, wenn auch nur auf indirektem Wege.

Das vorhandene Restgas der Vakuumkammer spielt bei Tests von kleinen Triebwerken wie dem RIT-2.5 nur eine untergeordnete Rolle, da der Hintergrunddruck bei den geringen Massenflüssen von ein paar Zehntel sccm unterhalb von $1\text{E-}6$ mbar bleibt (siehe auch Abschnitt 5.1). Auch das neutrale Gas aus dem Triebwerk selbst hat beim kleinen RIT auf den Ionenstrahl nur eine geringe Auswirkung, zumindest nach dem die Ionen das Gittersystem verlassen haben. Da sich die Leitwerte des Extraktionssystems für Ionen und neutrales Gas extrem unterscheiden, erreichen diese Triebwerkstypen einen Massenwirkungsgrad von über 60% spielend und sogar über 90% sind bei einer passenden Kombination aus rf-Leistung und Massenfluss möglich. Also verlässt der größte Teil des Treibstoffs das Triebwerk als geladene Teilchen und trägt essentiell zum erzeugten Schub bei. Anders sieht das Verhältnis allerdings direkt im Extraktionssystem aus. Die Neutralgasdichte fällt zwar entlang des Extraktionskanal kontinuierlich ab, ist aber aufgrund des geringen Leitwerts des Gittersystems deutlich größer als im anschließenden Vakuum und es kommt zu einer viel höheren Anzahl an Stößen zwischen schnellen Ionen und neutralen Gasteilchen. Dabei laufen bevorzugt sogenannte Ladungsaustauschreaktionen (engl. *charge exchange*, kurz CEX) ab, bei denen aus einem schnellen Ion ein schnelles neutrales Gasteilchen wird sowie aus einem langsamen neutralem Gasteilchen ein langsames Ion wird. Das schnelle neutrale Teilchen kann nun nicht mehr auf die elektrischen Felder reagieren und wird folglich nicht mehr weiter fokussiert, sondern fliegt mit seiner Geschwindigkeit zum Zeitpunkt des Ladungsaustausches geradlinig weiter. Hingegen reagiert das entstandene Ion nun auf die elektrischen Felder und wird vom zweiten Gitter angezogen. Je nachdem wo dieser Ladungsaustausch im Gittersystem stattfindet, kann das entstandene Ion nicht mehr ordentlich aus dem Kanal heraus beschleunigt werden, sondern wird direkt vom zweiten Gitter angezogen und trifft auf dieses auf. Einschläge der beschleunigten Ionen oder auch der schnellen neutralen Gasteilchen der CEX-Reaktion auf die Oberfläche des zweiten Gitters können dieser einen erheblichen Schaden zufügen. Wie bei der Beschreibung der Fehlfokussierung schon geschildert, führen Abnutzungen am zweiten Gitter zu Performance-Einbußen oder gar zu einem frühzeitigen Ausfall des Gittersystems und somit des ganzen Triebwerks.

2.3 Zusammensetzung und Verteilung des Ionenstrahls

Im Ionenstrahl eines Triebwerks befinden sich neben den beschleunigten Ionen auch langsame Neutralgas-Atome sowie Elektronen zur Neutralisation des Ionenstrahls. Außerdem finden sich bei Tests in einer Vakuumkammer auch Atome und Moleküle des Restgases im Ionenstrahl wieder.

In den Gießener Vakuumkammern ist der Hintergrunddruck bei Tests des kleinen Triebwerks RIT-2.5 unterhalb von $1\text{E-}6$ mbar (siehe auch Abschnitt 5.1) und auch bei größeren Triebwerken bleibt in der großen Vakuumkammer JUMBO der Druck im mittleren $\text{E-}6$ mbar-Bereich. Also haben die wenigen Restatome im Vakuum nur einen äußerst geringen Einfluss auf die Ausbreitung des Ionenstrahls. Außerdem verlässt aufgrund des hohen Massenwirkungsgrad nur ein geringer Anteil des Treibstoffs das Triebwerk in Form neutraler Atome, so dass auch die wenigen neutralen Atome im Abgas kaum Auswirkungen auf den Ionenstrahl haben.

Egal ob ein Triebwerk zusammen mit einem Neutralisator betrieben wird oder alleine in einer Vakuumkammer, es werden sich immer freie Elektronen unter den geladenen Ionenstrahl mischen. Stammen die Elektronen aus einem Neutralisator, so entfernen sie sich mit der gleichen Geschwindigkeit wie die Ionen vom Triebwerk. Auf diese Weise ist eine echte Strahlneutralisation erreicht, da die Stromdichten beider Ladungsträgersorten vom Betrag her gleich groß sind und sich kein Netto-Strom vom Triebwerk weg bewegt. Allerdings bedeutet Neutralisation nicht, dass sich Ionen und Elektronen zu neutralen Atomen vereinigen. Für diese Rekombination wäre ein dritter Stoßpartner notwendig, aber die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß mit drei beteiligten Stoßpartnern ist bei den geringen Dichten der einzelnen Spezies im Strahl äußerst gering.

Beim Betrieb eines Iontriebwerks ohne Neutralisator in einer Vakuumkammer bildet sich eine Wolke aus Elektronen im Volumen des Strahls aus, um die Raumladung der Ionen zu kompensieren. Diese Elektronen werden freigesetzt, wenn die schnellen Ionen ihre Energie an die Kammerwand abgeben. Die bei solchen Einschlägen freiwerdenden Elektronen bewegen sich nun in das Volumen des Strahls und kompensieren dort die Raumladung. In diesem Fall spricht man nicht von einer Strahlneutralisation sondern von einer Raumladungskompensation.

Ein typisches Strahlprofil eines Triebwerks des RIT-Typs mit neutralisiertem Ionenstrahl ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Genauer gesagt ist dort die zweidimensionale Verteilung der Ionenstromdichte aufgetragen, die im Abstand von 40 cm vor dem Triebwerk aufgenommen wurde. Das Dichteprofil ist symmetrisch zum Zentrum des Ionenstrahls und weist dort die höchste Stromdichte auf. Nach außen hin fällt die Stromdichte kontinuierlich ab und verläuft dabei gaußähnlich. Obwohl 90% des gesamten Ionenstroms innerhalb eines Strahlkegels mit einem Öffnungswinkel von weniger als 25° fließen, können trotzdem noch Ionen bei einem Winkel von knapp über 40° bezogen auf die Mittelachse des Strahls nachgewiesen werden. Nichtsdestotrotz liegt die Strahleffizienz bei über 95% [Köh10].

Aufgenommen wurde das Profil mit einem linearen 32-fach Faraday-Array, das auf der Grundlage des in meiner Diplomarbeit beschriebenen Systems neu entwickelt worden ist. Statt acht Faraday-Sensoren arbeiten nun insgesamt 32 in einer Reihe, die in der Mitte des Ionenstrahls sehr dicht aneinander liegen und in den Außenbereichen des Strahls einen größeren Abstand zueinander haben. Außerdem wurde von der Bewegung des Dreharms mit konstanter Geschwindigkeit abgesehen und jeder Messpunkt einzeln angefahren, so dass an einem Ort mehrere Stromwerte aufgenommen und gemittelt werden können. Um aus dem aufgenommenen Strom eine Stromdichte zu berechnen,

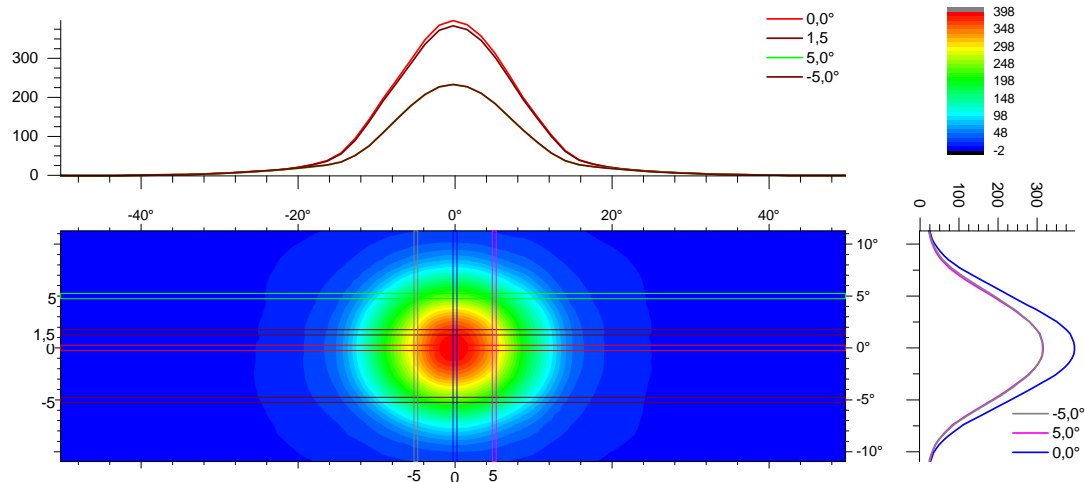


Abb. 2.5: Typisches Strahlprofil eines Triebwerks des RIT-Typs (in diesem Fall eines RIT-2.5). Dargestellt ist die Verteilung der Ionenstromdichte in $\mu\text{A pro mm}^2$ auf der Manteloberfläche eines Zylinders mit Radius 40 cm (genauere Beschreibung ist im Abschnitt 5.3). In den Graphen sind verschiedene horizontale und vertikale Schnitte zu sehen und zeigen einen gepeakten sowie gaußähnlichen Verlauf der Stromdichteverteilung.

wurde eine Routine geschrieben, die neben dem Abstand der einzelnen Sensoren zur Äquatorebene auch die Dicke der Eintrittsöffnung berücksichtigt. Aus der berechneten effektiven Eintrittsöffnung und dem gemessenen Strom wird die Ionenstromdichte für jeden einzelnen Messpunkt berechnet und anschließend als Punkt im Falschfarbenbild geplottet (siehe Abbildung 2.5).

In Abbildung 5.1 wird der Ort der Datenaufnahme noch einmal bildlich verdeutlicht. Dort ist die verwendete Tankanlage mit eingebautem Triebwerk sowie die Diagnostik mit der verwendeten Verfahrenseinheit zu sehen. Außerdem ist in dieser CAD-Zeichnung ein Strahlprofil derart in den Raum gelegt, dass der Ort der Datenaufnahme äußerst anschaulich deutlich wird.

KAPITEL 3

Charakterisierung des Plasmas im RIT

Plasmen werden oft auch als der vierte Aggregatzustand der Materie bezeichnet. Im Gegensatz zu den wohlbekannten Aggregatzuständen fest, flüssig und gasförmig liegt in einem Plasma ein Teil der Atome oder Moleküle statt im neutralen Zustand im ionisierten Zustand vor. Die Ladungen der Ionen werden durch die freien Elektronen kompensiert, so dass Plasmen nach außen elektrisch neutral sind [CB11].

Alle Teilchen eines Plasmas sind frei beweglich und interagieren miteinander über elastische und inelastische Stoßprozesse. Außerdem wechselwirken die Ladungen der einzelnen Partikel auch ohne direkte Stöße miteinander. Dies führt zu einem kollektiven Verhalten und zeigt sich besonders bei der Reaktion des Plasmas auf äußere elektrische oder magnetische Felder [CB11].

3.1 Einordnung des Plasmas im RIT

Plasmen teilen sich in verschiedene Kategorien auf, die sich aufgrund von technischen und physikalischen Eigenschaften unterscheiden. So können Plasmen als dicht oder dünn bezeichnet werden, heiß oder kalt sein, als thermisch ausgeglichen gelten, aber auch kapazitiv oder induktiv gekoppelt sein.

Das Plasma im Inneren eines Ionentriebwerks des RIT-Typs ist ein induktiv gekoppeltes Plasma, das sehr dünn ist und thermisch nicht ausgeglichen ist.

Aus technischer Sicht überträgt die rf-Spule ausreichend Leistung in das Innere des Plasmavolumens und deponiert somit genügend Energie, um den Plasmazustand aufrecht zu erhalten. Dabei induziert das magnetische Wechselfeld der rf-Spule ein elektrisches Wirbelfeld, so dass hauptsächlich die sehr beweglichen freien Elektronen beschleunigt werden. Die schweren Ionen sind derart träge, dass sie dem Wirbelfeld im MHz-Bereich nicht folgen können. Hat ein Elektron genügend kinetische Energie aufgenommen, so kann es diese in einem Stoßprozess auf ein neutrales Atom des Treibstoffs übertragen und dieses dadurch ionisieren.

Aufgrund der Energieeinkopplung ins Plasma stehen die einzelnen Komponenten nicht miteinander im thermischen Gleichgewicht. Die einzelnen Subsysteme, also Ionen-, Elektronen- und Neutralgassystem, können jeweils näherungsweise durch eine Temperatur beschrieben werden, die deren Energieverteilung beschreibt. Dabei hat das neutrale Gas eine Temperatur, die der Temperatur des umgebenden Plasmagefäßes von wenigen

Hundert Grad Celsius sehr ähnlich ist. Auch die Ionen sind nicht wesentlich heißer, da sie kaum zusätzliche kinetische Energie aus den hochfrequenten Wechselfeldern aufnehmen können. Die Ionen erhalten lediglich kurz vor der Gefäßwand eine beachtliche Energie, wenn sie das Potential der sogenannten Randschicht zwischen Plasma und der umgebenden Wand durchlaufen. Typische Potentiale liegen zwischen 10 und 20 V, können aber auch bei hohen rf-Leistungen und geringen Neutralgasdichten knapp über 50 V betragen. Die Elektronen hingegen sind sehr viel heißer als die schweren Komponenten des Plasmas. Sie erhalten ihre zusätzliche Energie aus den elektrischen Wirbelfeldern, die die rf-Spule im Plasmavolumen erzeugt. Durch elastische Stöße mit schweren Spezies ändern sie ihre Bewegungsrichtung und können so auch über mehrere rf-Perioden kinetische Energie aus den Wirbelfeldern akkumulieren. So erreichen sie im Mittel bereits Energien von wenigen Elektronenvolt, wobei ein Elektronenvolt einer Temperatur von 11600 K entspricht. Legt man eine Boltzmann-Verteilung der Energie zu Grunde, dann sind im höherenergetischen Ausläufer ausreichend viele Elektronen mit Energien über zehn Elektronenvolt im Plasma vorhanden, so dass auch Gase wie Xenon mit einer ersten Ionisationsenergie von 12,1 eV ionisiert werden können. Zusätzlich können in rf-Plasmen auch die schwingenden Plasmapotentiale aufgrund der periodisch zu- und abnehmenden Ladungsträgerdichte im Plasma selbst Energie auf die Elektronen übertragen (stochastische Heizung, siehe [vK13]).

Aufgrund der relativ geringen Neutralgaszuführung und des Vakuums außerhalb des Triebwerks ist der Druck innerhalb des Plasmas relativ gering und das Plasma im RIT zählt zu den dünnen Plasmen, die auch Niederdruck-Plasmen genannt werden. Typisch für diesen Triebwerkstyp sind Neutralgasdichten im Bereich von 10^{18} bis 10^{19} Teilchen pro m^3 , wobei der Ionisationsgrad bei einigen wenigen bis hin zu zehn Prozent liegt.

3.2 Modelle zur Beschreibung der Randschichten eines räumlich begrenzten Plasmas

Im Gegensatz zu Plasmen in interstellaren Nebeln sind Plasmen im Labor üblicherweise räumlich begrenzt. Um einen stetigen Übergang zwischen dem ungestörten Plasmavolumen aus freibeweglichen Ladungsträgern und einer dieser umgebenden Wand zu erreichen, bildet sich eine sogenannte Randschicht zwischen diesen beiden Gebieten aus. Dabei ist der Einfluss der Wände auf die Struktur eines Plasmas und seiner Randschicht immens, egal ob sie aus einem isolierenden oder elektrisch leitenden Material bestehen. Abhängig vom Material können sie entweder Ladungen abtransportieren oder liefern, oder aber auch Ladungsträger auf ihrer Oberfläche speichern. Außerdem ist in einem dünnen Laborplasma die Wand als notwendiger dritter Stoßpartner der einzige Ort, an dem zwei Ladungsträger rekombinieren können, also geladene Teilchen wieder zu neutralen Teilchen werden können.

Um die Interaktion eines Plasmas mit einer umgebenden Wand zu beschreiben, ist es nicht nur notwendig eine sogenannte Randschicht zu definieren, sondern in der Theorie auch einige vereinfachende Annahmen und Näherungen zu machen. Diese Beschreibung

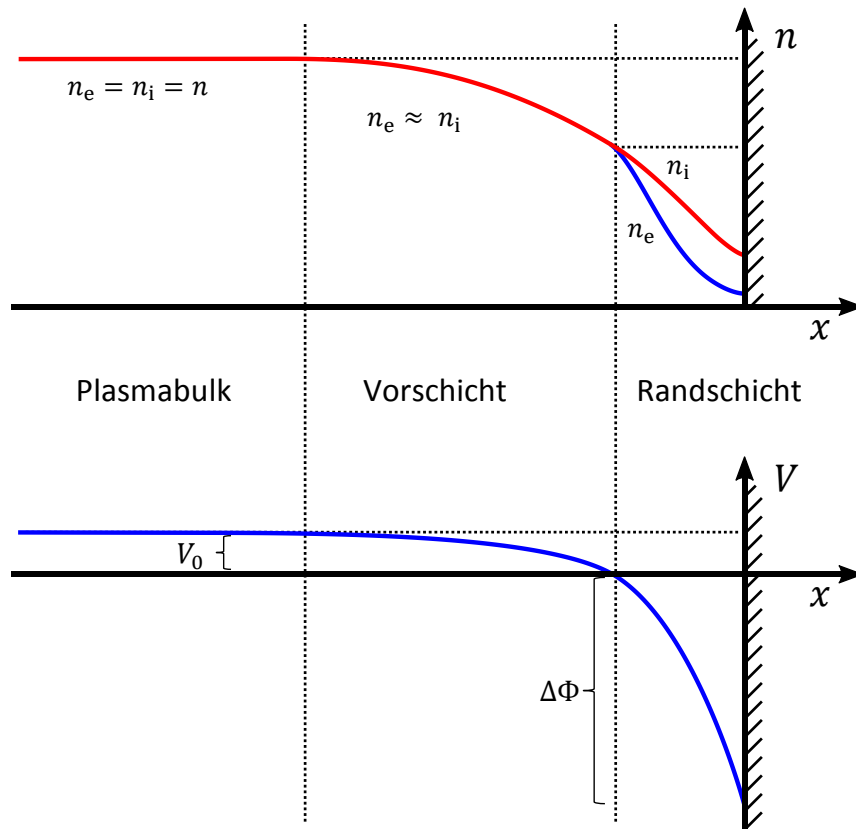


Abb. 3.1: Ausbildung der Übergangsschichten zwischen dem ungestörten Plasmabulk und einer begrenzenden Oberfläche [LL05]. Oben: Verlauf der Ladungsträgerdichten von Ionen n_i und Elektronen n_e ; Unten: Verlauf des Potentials innerhalb des Übergangsbereichs.

führt zu einem Übergangsbereich zwischen dem ungestörten Plasma und der es begrenzenden Oberfläche. Der Potentialverlauf sowie die Abnahme der Ladungsträgerdichten innerhalb dieser Übergangsschicht sind in Abbildung 3.1 dargestellt.

Grundlegend wird angenommen, dass die das Plasma umgebende Wand keine Ladungsträger emittiert oder Ladungsträger an der Wand erzeugt werden. Somit ist einzig und allein das ungestörte Plasma eine Quelle für Ladungsträger, unabhängig davon, wie die notwendige Leistung zur Ionisation im Plasma deponiert wird. Hingegen ist die Wand eine Senke für Ladungsträger, da diese an ihrer Oberfläche miteinander rekombinieren können und somit aus dem Volumen verschwinden. Folglich muss ein Strom von Ladungsträgern aus dem Plasma auf die Wand fließen.

Um einen stetigen Übergang zwischen Plasmavolumen und Wand zu erzielen, baut sich zwischen diesen beiden Gebieten die sogenannte Randschicht auf. Innerhalb dieser Schicht reduziert sich die Ladungsträgerdichte stetig bis zur Wand hin, so dass über ihr ein elektrisches Potential abfällt (Randschichtpotential V_0 siehe Gleichung 3.3).

Ein stationärer Zustand stellt sich ein, bei dem das aufgebaute Potential dazu führt, dass sich die Ströme der sehr mobilen Elektronen und der schweren Ionen innerhalb der Randschicht ausbalancieren. Dieser Effekt, dass unterschiedlich geladene Teilchen mit der gleichen Geschwindigkeit in die gleiche Richtung driften, ist als *ambipolare Diffusion* bekannt.

Im Plasma wird die Energie der Elektronen gewöhnlich als räumlich konstant angenommen, so dass es keinen Gradienten in der Elektronentemperatur gibt (isothermale Näherung). Um aus der Energie der Elektronen überhaupt eine Temperatur zu definieren, wird die kinetische Energie als Boltzmann-verteilt angenommen. Auf Basis dieser Annahme werden sowohl die Stärke der Potentiale als auch die Verteilung der Dichten berechnet.

Im Gegensatz dazu wird die thermische Energie der Ionen im ungestörten Plasma gleich ganz vernachlässigt (Näherung kalter Ionen). Dies ist dadurch gerechtfertigt, da die thermische Energie der Ionen äußerst gering ist im Vergleich zu der Energie, die sie in den herrschenden elektrischen Feldern zwischen Plasma und Wand aufnehmen. Somit werden alle Ionen in der Theorie im Zustand der Ruhe erzeugt und ihre Bewegung beruht allein auf dem Wirken von elektrischen und magnetischen Feldern.

Die Quasi-Neutralität eines Plasmas impliziert, dass bei genauerer Betrachtung eines genügend kleinen Volumens das Gebilde aus geladenen Ladungsträgern im Inneren eben nicht mehr elektrisch neutral ist. Somit stellt sich die Frage nach der Ausdehnung des Volumens, das noch als elektrisch neutral gelten kann. Mit der Annahme einer Boltzmann-verteilten Elektronendichte n_{e0} , isothermalen Elektronen mit der Temperatur T_e und kalten Ionen, lässt sich die sogenannte Debye-Länge λ_{De} angeben als (Elementarladung e , Boltzmann-Konstante k und elektrische Feldkonstante ϵ_0):

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_{e0} e^2}}. \quad (3.1)$$

Die Debye-Länge ist die charakteristische Abschirmlänge, innerhalb derer das elektrische Potential einer Ladung, z.B. das eines Ions, auf das $1/e$ -fache abgeschwächt wird. Sie lässt sich außerdem als Quotient aus der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen u_e und der Plasmafrequenz der Elektronen ω_{pe} darstellen (Masse eines Elektrons m_e):

$$\lambda_{De} = \frac{u_e}{\omega_{pe}} \quad \text{mit} \quad u_e = \sqrt{\epsilon_0 \frac{k T_e}{m_e}} \quad \text{und} \quad \omega_{pe} = \sqrt{\epsilon_0 \frac{m_e}{n_{e0} e^2}}. \quad (3.2)$$

Im Vergleich zur Skin-Tiefe $\delta = c/\omega_{pe}$, mit der elektromagnetische Wellen in ein Plasma eindringen, ist die Abschirmung für elektrostatische Felder deutlich stärker und eventuelle Störungen sind auf wesentlich kürzerer Strecke ausgeglichen [CB11].

Eine Kugel mit dem Radius einer Debye-Länge wird Debye-Kugel oder Debye-Sphäre genannt. Anhand dieser kann abgeschätzt werden, ob ein ionisiertes Gas ein Plasma ist oder nicht. Erst wenn die Debye-Sphäre deutlich kleiner als das vom ionisierten Gas eingenommene Volumen ist und sich in der Debye-Sphäre viele Ladungsträger aufhalten,

kann das Ensemble ein kollektives Verhalten aufweisen und als Plasma bezeichnet werden [CvG84].

Bringt man eine elektrisch isolierte Oberfläche in ein Plasma ein, so wird sich zwischen den beiden Gebieten eine sogenannte Randschicht ausbilden. Diese ermöglicht einen stetigen Übergang sowohl der Ladungsträgerdichten als auch ein Angleichen der Stromdichten von Ionen und Elektronen. Aufgrund der höheren Beweglichkeit von Elektronen und ihrer oftmals höheren Energie werden im ersten Moment wesentlich mehr Elektronen als Ionen auf die Oberfläche treffen, so dass sich diese negativ gegenüber dem Plasma auflädt. Das entstehende elektrische Feld verringert nun den weiteren Fluss von Elektronen auf die Wand, während es gleichzeitig die Ionen auf die Wand hin beschleunigt, so dass sich ein stationärer Zustand mit *ambipolare Diffusion* einstellt. In folgedessen gleichen sich der Ionen- und der Elektronenstrom in der Randschicht aus und beide Ladungsträgersorten neutralisieren sich an der Oberfläche. Anhand dieses Modells ist außerdem sofort ersichtlich, dass das Plasma auf positiverem Potential als die Wand liegt. Dieses Potential wird als Randschichtpotential oder *floating potential* bezeichnet und lässt sich aus der Elektronentemperatur T_e sowie der Masse eines Elektrons m_e und der Masse des schweren Ions M berechnen [LL05]. Das Randschichtpotential V_0 ergibt sich zu:

$$V_0 = \ln\left(\frac{2\pi m_e}{M}\right) \cdot \frac{kT_e}{2e} = -10,55_{Xe} \cdot \frac{kT_e}{2e}. \quad (3.3)$$

Diese Gleichung gibt das Potential an, welches nötig ist, um den Elektronenfluss derart zu minimieren, dass er dem Ionenfluss gleicht. Dabei wurde angenommen, dass die Elektronentemperatur mit einer Maxwell-Verteilung beschreibbar ist und Ionen die Randschicht stoßfrei passieren können. Für ein dünnes Xenon-Plasma, das in den Triebwerken des RIT-Typs brennt, ergibt der Logarithmus einen Wert von 10,55.

Die Herleitung des *floating potential* geht davon aus, dass direkt an der Randschichtkante instantan genügend Ionen zur Verfügung stehen, um den entsprechenden Ionenfluss in Richtung der Wand aufrecht erhalten zu können. Da diese Ionen aber gleichzeitig im Zustand der Ruhe verweilen sollen, müsste die Ionendichte an dieser Stelle unendlich sein. Abhilfe schafft die Forderung nach einer Mindestgeschwindigkeit der Ionen, wenn sie in die Randschicht eintreten [CB11, LL05]:

$$u_B = \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (3.4)$$

Diese Mindestgeschwindigkeit wird auch Bohm-Geschwindigkeit u_B genannt, oder generell gesagt, die Ionen müssen das Bohm-Kriterium erfüllen, um in die Randschicht eintreten zu können. Damit die Ionen auf die notwendige Geschwindigkeit beschleunigt werden, müssen sie bereits vor der Randschicht ein gewisses Potential $\Delta\phi$ durchlaufen.

Angenommen, die Ionen werden aus dem Zustand der Ruhe beschleunigt und erfahren keine Stöße, so ergibt sich ein notwendiges Potential von

$$\Delta\phi = \frac{kT_e}{2e} \quad (3.5)$$

Dieses Potential fällt über der sogenannten Vorschicht ab, die sich zwischen Randschicht und Plasmavolumen ausbildet. Für ein dünnes Xenon-Plasma, das in den Triebwerken des RIT-Typs brennt, ist die Potentialdifferenz in der Vorschicht lediglich ein Zehntel des Wertes des Randschichtpotentials V_0 (vgl. Gleichung 3.3).

Da über der Vorschicht ein Potential abfällt, muss sich die Ladungsträgerdichte innerhalb der Vorschicht ändern, auch entgegen der Annahme der Quasineutralität. Nimmt man des Weiteren an, dass innerhalb der Vorschicht keine Ionisation stattfindet, dann lässt sich das Verhältnis der Ladungsträgerdichten der Ionen in der Randschichtkante n_s und im Plasmavolumen n_0 angeben als [CB11, 3.30]:

$$\frac{n_s}{n_0} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \approx 0,6 \quad (3.6)$$

Nichtsdestotrotz zeigt sich hier, dass ein Plasma aus diskreten Ladungen aufgebaut ist und eben nur quasineutral erscheint. Spätestens an der Randschichtkante bricht die Näherung der Quasineutralität zusammen, wenn die Ionen die notwendige Bohm-Geschwindigkeit erreicht haben, um in die Randschicht eintreten zu können.

In einer realen Vorschicht wird ein größerer Spannungsabfall vorherrschen. Dabei wird der Spannungsabfall nicht nur deswegen größer sein, weil die Ionen nicht stoßfrei diese im Vergleich zur Randschicht relativ weit ausgedehnte Schicht passieren werden, sondern auch in dieser erzeugt werden können. Somit wird das Potential zwischen dem Zentrum des Plasmas und der Randschichtkante größer sein, als von Gleichung 3.5 nach unten abgeschätzt, und der Dichteunterschied zwischen Plasmavolumen und Randschichtkante ebenfalls.

Nach dem Modell von Tonks und Langmuir, das die Bewegungen in der Vorschicht mit der eines Fluides beschreibt und gleichzeitig die Möglichkeit der Ionisation und Erzeugung von Ladungsträgern in der Vorschicht berücksichtigt, ergeben sich folgende Verhältnisse [TL29]:

$$\Delta\phi = -0,854 \cdot \frac{kT_e}{2e} \quad \text{und} \quad \frac{n_s}{n_0} = 0,425 \quad (3.7)$$

Eine Erzeugung von Ladungsträgern in der Vorschicht bedeutet aber auch, dass die Ionen nicht mehr mit einer einheitlichen Energie die Randschichtkante passieren. Vielmehr wird jedes Ion eine Energie besitzen, die sich seinem Erzeugungsort zuordnen lässt, wobei es eine scharfe maximale Energie für Ionen gibt, die aus dem Plasmavolumen stammen. Somit existiert bereits vor dem Eintritt der Ionen in die Randschicht eine Energieverteilung, die die Ionen auf ihrem Weg zur Wand behalten [IB88] und die Ionenenergie an der Wand ist eine Superposition aus ihrer Energieverteilung an der

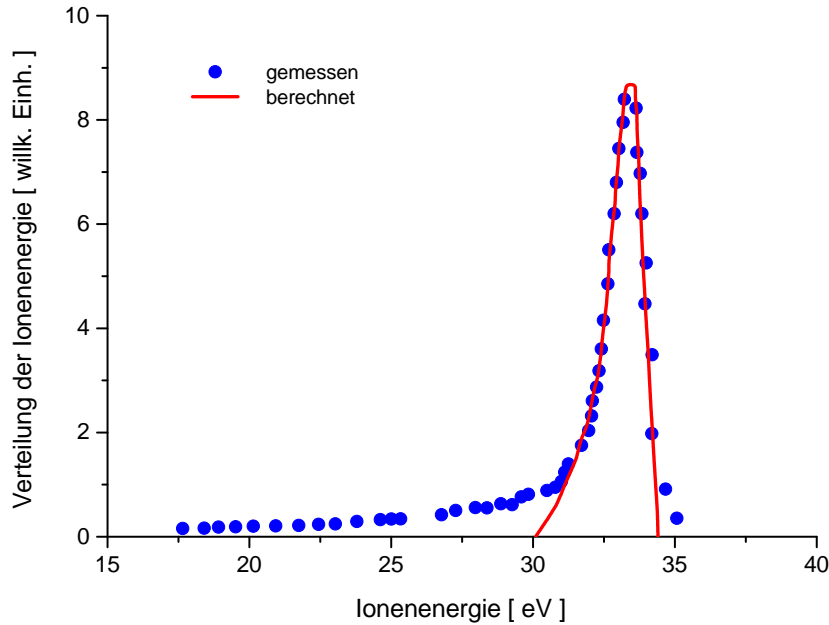


Abb. 3.2: Verteilung der Ionenenergie, mit der Ionen aus dem Plasma auf eine begrenzende Wand treffen. Die gemessenen und berechneten Werten stammen von Ingram et al. [IB88]. Die berechnete Kurve gibt die Verteilung der Ionenenergie wieder, wenn die Ionen die Vor- und Randschicht kollisionsfrei durchlaufen, aber auch in der Vorschicht an verschiedenen Orten durch Elektronenstoß entstehen.

Randschichtkante und der zusätzlich in dem Potential der Randschicht aufgenommenen Energie (siehe Abbildung 3.2).

Bisher wurde nur der Potentialabfall V_0 über der Randschicht betrachtet, aber noch keine Ausdehnung dieser Schicht angegeben. Mit dem sogenannten *ion matrix model* lässt sich die Ausdehnung der Randschicht s anhand des Randschichtpotentials und der Elektronentemperatur berechnen zu [CB11, 3.90]

$$\frac{s}{\lambda_{De}} = \sqrt{\frac{2eV_0}{kT_e}} \quad (3.8)$$

Dieses Modell nimmt innerhalb der Randschicht einen statischen Ionenhintergrund an, der frei von Elektronen ist. Innerhalb dieses Potentials werden die Ionen auf die Wand beschleunigt, ohne Stöße mit dem Ionenhintergrund zu berücksichtigen, so dass die Dicke der Randschicht etwas unterschätzt ist. Allerdings kann mit dieser Abschätzung und dem Potential der Randschicht die Ausdehnung der Randschicht eines Niederdruck Xenon-Plasmas, bei dem Stöße in der Randschicht nahezu ausgeschlossen sind, auf ungefähr drei bis vier Debye-Längen genau eingegrenzt werden.

Eine weitere Abschätzung der Dicke der Randschicht lässt sich mit dem Langmuir-Child-Gesetz anhand von Gleichung 2.2 ableiten. Diese Gleichung lässt sich auf verschiedene

Druckbereiche anwenden und beschreibt die maximale Ionenstromdichte, die erreichbar ist, wenn ein beschleunigendes Potential über einer gewissen Wegstrecke abfällt. Anhand dieses Modells ergibt sich für einen niedrigen Druckbereich [CB11, 3.91]

$$\frac{s}{\lambda_{\text{De}}} = \left(\frac{4\sqrt{2}}{9} \right)^{1/2} \left(\frac{eV_0}{kT_e} \right)^{3/4} \quad (3.9)$$

In diesem Druckbereich sind Stöße von Ionen mit anderen Teilchen innerhalb der Randschicht vernachlässigbar, da ihre freie Weglänge mindestens zehn Debye-Längen beträgt.

Grundlegende Annahme beider Modelle ist, dass sich keine Elektronen innerhalb der Randschicht aufhalten. Diese Annahme ist gerechtfertigt, solange die Felder in der Randschicht sehr groß im Vergleich zu Elektronentemperatur sind, also $kT_e \ll eV_0$ gilt. Dann kann die Elektronendichte in der Randschicht vernachlässigt werden, da sie in Realität kurz nach der Randschichtkante schon um einige Größenordnungen kleiner als die Ionendichte ist.

An dem Modell einer stoßfreien Child-Langmuir-Randschicht haben Kawamura et al. die Zeit berechnet, die ein Ion zum Durchqueren der Randschicht benötigt [KVLB99]:

$$\tau_{\text{ion}} = 3s \sqrt{\frac{M}{2eV_0}} \quad (3.10)$$

Diese Zeit, die auch *ion transit time* genannt wird, ergibt sich als Quotient der Ausdehnung der Randschicht s und der mittleren Geschwindigkeit der Ionen beim Durchqueren der Randschicht. Dabei wird angenommen, dass die Ionen an der Randschichtkante aus dem Zustand der Ruhe starten und innerhalb der Randschicht keine Geschwindigkeit aufgrund von Stößen verlieren. Da aber in Wirklichkeit die Ionen bereits an der Randschichtkante die Bohm-Geschwindigkeit erreicht haben müssen, ist in der Praxis die *ion transit time* geringer als von Gleichung 3.10 vorhergesagt.

Mit Gleichung 3.8, die die Dicke der Randschicht anhand des *ion matrix models* berechnet, und der Debye-Länge aus Gleichung 3.1 ergibt sich ein einfacher Ausdruck für die *ion transit time*, der nur von der Ionenmasse M und der Elektronendichte n_{e0} im Zentrum des Plasmas abhängt:

$$\tau_{\text{ion}} = 3 \sqrt{\frac{\epsilon_0 M}{n_{e0} e^2}} \quad (3.11)$$

Im Falle eines rf-Plasmas müssen streng genommen die Schichtdicke und das Potential in Gleichung 3.10 durch ihre zeitlich gemittelten Pendanten ersetzt werden, da sich diese Eigenschaft im Laufe einer Periode verändern. Da bei einem rf-Plasma die eingekoppelte Energie nicht konstant ist, sondern harmonisch wie die erregende Frequenz um einen mittleren Wert schwingt, wird auch die Elektronentemperatur um einen mittleren Wert oszillieren [Hen13]. Dies hat zur Folge, dass sowohl die Dicke der Randschicht als auch dessen Potential, da beide Größen direkt von der Elektronentemperatur

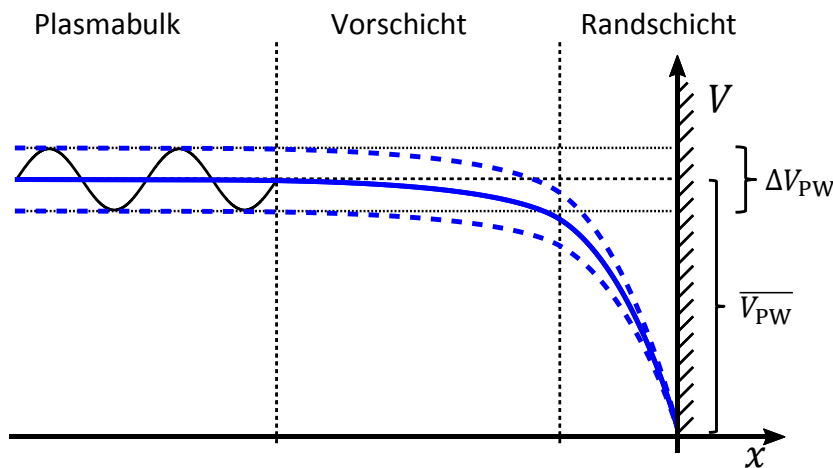
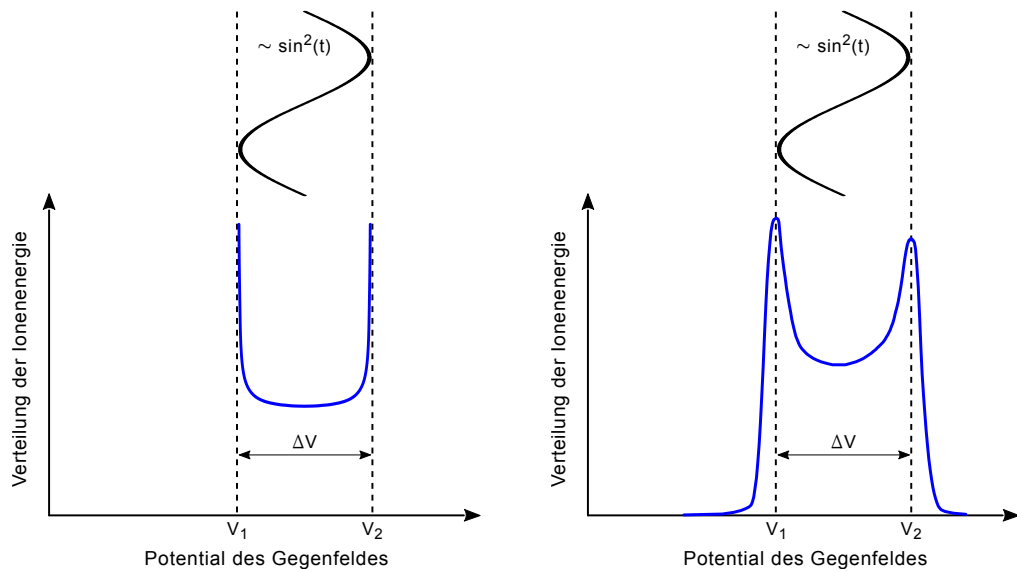


Abb. 3.3: Potentialabfall zwischen dem ungestörten Plasmabulk und einer begrenzenden Wand im Fall eines Plasmas mit zeitlich variierender Energiedeposition [CDS⁺00]. Innerhalb einer Periode der erregenden Schwingung schwankt das abfallende Potential um einen mittleren Wert $\overline{V_{PW}}$ mit einer Amplitude von $1/2 \cdot \Delta V_{PW}$

abhängen, während einer Periode nicht konstant sind sondern einer zeitlichen Variation unterliegen. Folglich schwankt das Potential zwischen dem ungestörten Plasma und der begrenzenden Wand um einen mittleren Wert $\overline{V_{PW}}$ mit einer Amplitude von $1/2 \cdot \Delta V_{PW}$ (siehe Abbildung 3.3).

Wenn die Zeit τ_{ion} , die ein Ion zum Durchqueren der Randschicht benötigt, deutlich kleiner als die Periode einer Schwingung τ_{rf} ist, also $\tau_{ion}/\tau_{rf} \ll 1$, dann wird das Ion mit dem aktuell anliegenden Potential der Randschicht auf die Wand beschleunigt. Dies bedeutet aber auch, dass die Energie, die das Ion beim Queren der Randschicht aufnimmt, von der aktuellen Phase der erregenden Schwingung beim Eintritt in die Randschicht abhängt. Dies hat zur Folge, dass die Ionen, die während eines einzelnen rf-Zyklus an der begrenzenden Wand eintreffen, eine bimodale Energieverteilung aufweisen wie sie in Abbildung 3.4(b) dargestellt ist [QTW10, KVLB99]. Die Verschmierung der Verteilung im Vergleich zu Abbildung 3.4(a) stammt wiederum aus der Verteilung der Ionenenergie, die die Ionen bereits beim Durchqueren der Vorsicht akkumuliert haben (siehe Abbildung 3.2).

Im Gegensatz dazu, also wenn $\tau_{ion}/\tau_{rf} \gg 1$ und folglich ein Ion mehrere Perioden der erregenden Schwingung benötigt, um die Randschicht zu durchqueren, so wird es auch von einem mittleren Potential der Randschicht beschleunigt. Somit ist die Phase zum Zeitpunkt des Eintritts in die Randschicht unbedeutend, da das Ion auf dem weiteren Weg zur Wand mehrmals von der Randschichtkante überholt wird und zu einem späteren Zeitpunkt erneut in die Randschicht eintaucht, bzw. eine sich periodisch ändernde Feldstärke erfährt, die durch das oszillieren des Randschichtpotentials zwischen einem minimalen und maximalen Wert hervorgerufen wird. Dies hat zur Folge, dass die Ionen von einem mittleren Randschichtpotential beschleunigt werden und die



(a) Verteilung der Ionenenergie an der Wand, wenn die Ionen monoenergetisch an der Randschichtkante eintreffen und anschließend vom Potential der Randschicht weiter beschleunigt werden [KVLB99, BCBBM67]

(b) Verteilung der Ionenenergie an der Wand, wenn die Ionen bereits mit einer Energieverteilung an der Randschichtkante eintreffen, wie sie in Abbildung 3.2 gezeigt ist [KVLB99]

Abb. 3.4: Verteilung der Ionenenergie an der Wand aufgrund eines periodisch schwingenden Randschichtpotentials (blaue Kurve). Aufgrund der induktiven Einkopplung ist die eingekoppelte Leistung proportional zu einem quadratisch gemittelten Sinus.

Energieverteilung, mit der sie auf die Wand treffen, deutlich schmaler ist. Umso höher die anregende Frequenz oder umso länger die *ion transit time* wird, umso näher liegen die beiden Peaks der bimodalen Struktur zusammen, bis sie schließlich nicht mehr getrennt voneinander aufgelöst werden können [KVLB99, CDS⁺00] und ein einzelner Peak im Spektrum auftaucht, der die Energieverteilung der Ionen widerspiegelt, wenn sie auf ihrem Weg zur Wand das erste Mal die Randschichtkante passieren (siehe Abbildung 3.2 [IB88]).

KAPITEL 4

Aufbau und Funktionsweise eines Gegenfeld-Analysators

Gegenfeldanalysatoren werden im englischen Sprachgebrauch auch als *retarding potential analyzer* (RPA) oder *retarding field energy analyzer* (RFEA) bezeichnet. Diese Art von Detektor ist ein Hochpass-Filter für Ionen und bestimmt die kinetische Energie von geladenen Teilchen in Teilchenstrahlen. Die aufgenommene Verteilung wird als *ion energy distribution function* (IEDF) bezeichnet und ist spezifisch für einen einzelnen Punkt im Raum; erst durch ein Verfahren des gesamten Detektors im Raum kann eine räumlich aufgelöste Energieverteilung der Ionen bestimmt werden.

Das Messprinzip dieser Detektoren beruht auf dem Erzeugen einer elektrostatischen Barriere, die nur von Teilchen überwunden werden kann, deren kinetische Energie größer ist als dem äquivalenten Potential entspricht [Sim61]. Je nach Art des Detektors werden die durchgelassenen Ionen entweder nach der Barriere aufgesammelt oder direkt auf dem Gipfel der Barriere nachgewiesen. Diese wohldefinierte Barriere wird dem Fluss von Ionen ausgesetzt, die in unserem Fall entweder aus einem Triebwerk (RIT) oder einer Ionenquelle (RIM) stammen. Im Verlauf einer Messung wird das Potential an der Barriere stufenweise erhöht, so dass alle Ionen mit einer Energie niedriger als die Barrierenenergie herausgefiltert werden und mit zunehmendem Barrierenpotential das Signal am Kollektor immer geringer wird. Trägt man dieses Signal über der zugehörigen Gegenspannung auf, so erhält man die typische Strom-Spannungs-Kennlinie eines Gegenfeldanalysators. Diese Kennlinie entspricht der integrierten Form der Verteilungsfunktion der Ionenenergie und wird mittels Differentiation in die übliche Darstellung der IEDF überführt [BP93, Appendix].

Streng genommen bestimmen Gegenfeldanalysatoren nicht die kinetische Energie von geladenen Teilchen, sondern geben Auskunft über deren spezifische Energie, also über das Verhältnis von kinetischer Energie zu Ladung. Dies bedeutet, dass der Ladungszustand bauartbedingt nicht aufgelöst werden kann und keine Unterscheidung zwischen einfach oder mehrfach geladenen Ionen möglich ist.

Eine weitere Eigenschaft dieser Detektoren ist, dass die detektierte Energie nur der Impulskomponente senkrecht zu der erzeugten Potentialbarriere entspricht. Dies hat zur Folge, dass die gesamte kinetische Energie von einfallenden Ionen nur korrekt bestimmt wird, wenn diese exakt senkrecht einfallen. Außerdem dürfen sie beim Abbremsen vor der Barriere keine zusätzliche vertikale Energiekomponente aufgezwungen bekommen.

Diese kann entstehen, wenn elektrostatische Linsen innerhalb des RPA-Kopfes die Ionenbahn beeinflussen oder sich die Ionen aufgrund ihrer gleichen Ladung gegenseitig abstoßen. Als Konsequenz dieser Effekte können manche Ionen die Barriere bereits nicht mehr überwinden, obwohl ihre kinetische Gesamtenergie ausreichen würde. Als Folge verschiebt sich das Maximum im Spektrum zu niedrigeren Energien und gleichzeitig nimmt die gemessene Breite der Verteilung zu.

Bei Energiemessungen an einem Ionentriebwerk befindet sich der Detektor außerhalb des Triebwerkes weit entfernt vom Plasma im Inneren. Dies hat den positiven Effekt, dass der Detektor während der Messung nahezu keinen Einfluss auf die Parameter des Triebwerks nehmen kann, also auch die Quelle der Ionen nicht stören kann. Trotzdem ist es mit diesen Messungen möglich, das Potential des eingeschlossenen Plasmas zu bestimmen, da die Ionenenergie aus der Superposition von Plasma-Wand-Potential und Extraktionsspannung entsteht. Somit ist der RPA über das Gittersystem des Triebwerks quasi direkt mit dem Plasma verbunden, nimmt aber weder einen störenden Einfluss auf die Eigenschaften des Plasmas noch auf die Parameter des Triebwerks.

In diesem Kapitel wird der Aufbau von gegitterten oder hochgelegten RPA-Diagnostiken vorgestellt. Der Unterschied zwischen diesen beiden Typen ist, dass gegitterte Gegenfeld-Analysatoren mehrere Maschengitter als Elektroden nutzen und somit die Ionen nach der Potentialbarriere registrieren, während hochgelegte Gegenfeld-Analysatoren den massiven Kollektor gleichzeitig als Gegenelektrode benutzen. Anschließend werden in diesem Kapitel die Aufgaben der einzelnen Elektroden der in dieser Arbeit entwickelten RPA-Diagnostik sowie deren Funktion dargestellt.

4.1 Aufbau eines gegitterten RPA-Kopfes

In Abbildung 4.1 ist der schematische Aufbau eines gegitterten Gegenfeldanalysators dargestellt. Bei diesem Typ werden mehrere verwobene Maschengitter als Elektroden vor dem Kollektor platziert. An die mittlere Elektrode (Retarding-Elektrode, auch Brems- oder Gegen-Elektrode) wird die variable Gegenspannung angelegt, die die einfallenden Ionen nach ihrer Energie filtert. An die vordere sowie hintere Elektrode (Repeller bzw. Supressor) wird ein leicht negatives Potential angelegt, um Elektronen zu beeinflussen: Der Repeller verhindert das Eindringen von Elektronen in den energie-selektiven Teil des Detektors, während der Supressor die Sekundärelektronen aus dem Kollektor zu diesem zurückdrängt und gleichzeitig verhindert, dass im RPA erzeugte Elektronen den Kollektor erreichen. Nach den drei Elektroden kommt ein massiver Kollektor, der die nach ihrer kinetischen Energie selektierten Ionen aufammelt und ein Stromsignal an die Elektronik sendet.

Für die Auswahl des passenden Maschengitters haben Hanson et al. [HFM72] sowie später Sakai und Katsumata [SK85] einen optimalen Bereich für das Verhältnis aus Durchmesser d und Abstand s der Drähte ermittelt. Hanson et al. grenzten den Bereich anhand eines empirischen Modells auf $0,03 \leq d/s \leq 0,1$ ein. Später verengten Sakai und

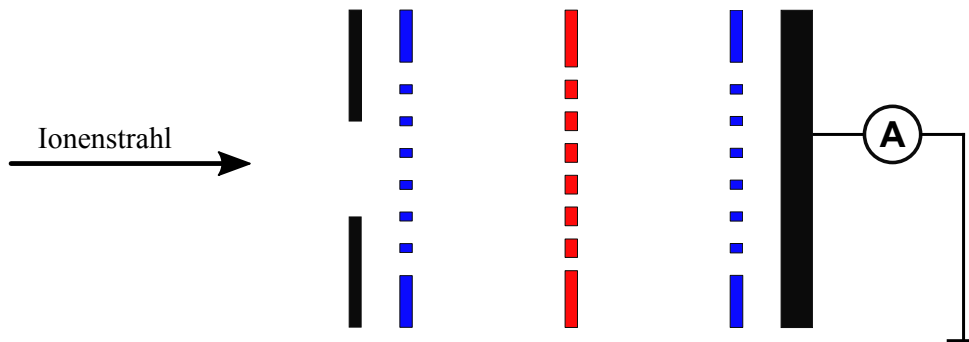


Abb. 4.1: Skizze eines gegitterten RPA-Kopfes der Universität Gießen (Aufbau von links: Eintrittsblende, Repeller, Retarding-Elektrode, Suppressor und Kollektor).

Katsumata zugunsten einer noch besseren Auflösung die Maschen auf ein Verhältnis von $0,1 \leq d/s \leq 1$. Als Grundlage ihrer analytischen Rechnung verwendeten sie ein Maschengitter zwischen zwei geerdeten massiven Metallplatten und bestimmten so den Bereich der optimalen Auflösung. Außerdem konnten sie in ihrer Rechnung den Einfluss des Abstandes zwischen den einzelnen Elektroden erfassen. Generell kann man sagen, dass ein größerer Abstand zwischen den negativen Elektroden und der positiven Retarding-Elektrode die Auflösung verbessert, da die Felder weniger durch die einzelnen Maschen durchgreifen können und zusätzlich die Feldlinien um ein Maschengitter geglätteter sind.

Der sogenannte Linseneffekt, der aufgrund der Potentialmulde zwischen den Drähten einer einzelnen Masche entsteht, hat Einfluss auf die Ionentrajektorien, und zwar genau an der wichtigsten Stelle, nämlich genau an dem Punkt, an dem die Ionen nach ihrer Energie selektiert werden. Eine Folge des Linseneffektes ist ein Ansteigen der geometrischen Transparenz für Ionen, deren kinetische Energie nur wenig geringer ist als dem äquivalenten Potential entspricht. Dieser Stromanstieg entsteht, wenn Ionen, deren ursprüngliche Flugbahn eigentlich auf einem Stückchen Draht enden würde, durch den Linseneffekt in eine Masche gedrückt werden und so die Retarding-Elektrode überwinden können. Dieses Passieren tritt genau dann auf, wenn die angelegte Gegenspannung nur etwas geringer ist als der kinetischen Energie der Ionen entspricht und führt zu einem Stromanstieg am Kollektor. Im Energiespektrum macht sich der Linseneffekt als Buckel, bzw. Überhöhung des Stroms direkt vor dem eigentlichen Abfall bemerkbar [SK85].

Auf die energetische Auflösung des RPA-Kopfes hat neben der Geometrie der Maschengitter auch der Abstand der Elektroden zueinander einen großen Einfluss. Wie von Sakai et al. beschrieben, erhöht ein größerer Abstand zwischen den Elektroden die Auflösung der Ionenenergie. Allerdings kann dieser Abstand nicht beliebig vergrößert werden, sondern ist dadurch begrenzt, dass ein gewisser Strom von einer endlichen Potentialdifferenz nicht auf unendlich langem Gebiet abgebremst werden kann. Andernfalls entstehen zwischen den physischen Elektroden zusätzlich noch virtuelle Elektroden aus Ladungsträgern, die ein axiales elektrisches Feld verursachen

und die einfallenden Ionen frühzeitig reflektieren. Nach Zou et al. [ZCH⁺03] kann die maximal transportierbare Stromdichte J_{lim} errechnet werden:

$$J_{lim} = \frac{9}{16} \sqrt{\frac{Q}{8M}} \frac{\epsilon_0}{d_r^2} V_0^{3/2} \quad (4.1)$$

In dieser Gleichung ist V_0 die Spannung, die der kinetischen Energie der Ionen entspricht, d_r gibt den Abstand zwischen den beiden Elektroden an, Q und M bezeichnen die Ladung und die Masse der Ionen und ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante. Wird bei gegebener Potentialdifferenz und Elektrodenabstand die maximale Stromdichte überschritten, so baut sich zwischen den Elektroden eine Wolke aus Raumladungen auf, die ebenfalls die einfallenden Ladungsträger abbremst. Der Effekt wird auch als virtuelle Elektrode bezeichnet und bewirkt eine Verschiebung des Energie-Peaks im Spektrum zu geringeren Energien.

Im Idealfall erreichen die in den Gegenfeldanalysator einfallenden Ionen den Kollektor ohne mit dem im Messkopf vorhandenen Hintergrundgas zu interagieren. Dazu muss die mittlere freie Weglänge für elastische und inelastische Stöße zwischen den einfallenden Ionen und den Spezies des Hintergrundgases deutlich größer sein als die Flugstrecke der Ionen innerhalb des Messkopfs. Andernfalls interagiert ein wesentlicher Anteil der zu vermessenden Partikel mit dem Hintergrundgas innerhalb des Kopfes, so dass dieser Anteil aus dem zu analysierenden Ionenstrahl verschwindet oder sogar zusätzliche Ladungsträger erzeugt. Dieses Problem tritt vor allem bei Gegenfeldanalysatoren auf, deren Eintrittsöffnung in direktem Kontakt mit dem Plasma steht, da die Dichten in einem Plasma deutlich größer sind als in einer üblichen Vakuumanlage. Abhilfe kann hier ein direkter Anschluss des energiewahlweisen RPA-Kopfes an eine Vakuumpumpe schaffen, so dass der Druck innerhalb des Kopfes verringert wird und folglich die mittlere freie Weglänge innerhalb des Messkopfs steigt. In unserem Fall kann das sehr gute Vakuum der Tankanlage als differentielle Pumpe ausgenutzt werden. Dazu wird das Gehäuse an der Rückseite und den seitlichen Flächen geöffnet und mit einem feinen Maschengitter verkleidet. Der Leitwert des Maschengitters reicht aus, um den Druck innerhalb des Kopfes trotz einfallender Teilchen gering zu halten, schützt aber gleichzeitig die Elektroden vor elektrischen Störungen und geladenen Partikeln von außen.

Auch die Wahl der richtigen Blendengröße am Eingang verspricht eine Reduzierung von sekundären Effekten, die eine Abhängigkeit der gemessenen Stromstärke von der Gegenspannung erzeugen. Um diese Abhängigkeit zu unterdrücken, sollte die Eintrittsblende immer den geringsten Durchmesser und jede weitere Elektrode eine größere Öffnung als ihre vorherige aufweisen [BP93, PL91]. Andernfalls könnten Ionenbahnen fernab der Mittelachse zwar in den RPA-Kopf eintreten, aber ob sie den Kollektor erreichen, hinge von der Aufweitung des Strahls im Inneren des Kopfes ab. Diese Aufweitung ist wiederum von der aktuell anliegenden Gegenspannung abhängig, so dass mit steigender Gegenspannung immer mehr Ionen auf achsfernen Bahnen den Kollektor nicht mehr erreichen, obwohl sie eigentlich noch genügend Energie hätten. Sie träfen

auf die Blenden selbst, die Halterung der Maschengitter oder gar die Isolatoren der einzelnen Elektroden und könnten dort zusätzliche sekundäre Ladungsträger auslösen, die wiederum selbst Stromsignale am Kollektor erzeugen könnten. Als Konsequenz ergäbe sich ein über einen weiten Spannungsbereich kontinuierlich abfallender Ionenstrom am Kollektor, selbst bei einem monoenergetischen Ionenstrahl, bei dem alle eintretenden Ionen die gleiche kinetische Energie aufwiesen. In diesem Fall wäre die geometrische Transparenz des RPA-Kopfes nicht konstant sondern vom Gegenpotential abhängig.

Einen anderen Ansatz, die Auflösung des RPA zu steigern, verfolgten Paulini und Littmark [PL91]. Anstelle eines einzelnen Maschengitters nahmen sie zwei Lochblenden als kombinierte Retarding-Elektrode und legten an beide Blenden das gleiche Gegenpotential an. Auf diese Weise vergrößerten sie die aktive Retarding-Region und minderten so den Felddurchgriff benachbarter Elektroden. Nachteilig wirkt sich dabei jedoch aus, dass die Ionen innerhalb dieses Ensembles mit äußerst geringer Geschwindigkeit eine gewisse Strecke zurücklegen müssen und sich während dieser Zeit gegenseitig abstoßen und so eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu ihrer ursprünglichen Flugbahn aufbauen. Nichtsdestotrotz konnten Paulini und Littmark auch durch eine geschickte Wahl der Eintrittsblende den Linseneffekt dieses Systems drastisch reduzieren.

Am Ringbeschleuniger für Elektronen der Universität Maryland wurde ein Gegenfeldanalysator mit fokussierender Elektrode aufgebaut [ZCY⁺02, CZV⁺04]. Ziel war die Auflösung des RPA-Kopfes zu steigern, indem man den Einfluss von schräg einfallenden Ionenstrahlen und mechanischen Fehlausrichtungen minimierte und die Auswirkung von Raumladungen auf die Aufweitung des einfallenden Ionenstrahls unterdrückte. Hierzu fügten die Autoren eine zylindrische Elektrode direkt vor der retardierenden Elektrode ein, die auf dem gleichen oder einem etwas höheren Potential als die Retarding-Elektrode selbst liegt. Somit konnten sie defokussierende Effekte durch Raumladungen und endliche Strahlemittanz deutlich verringern und der fokussierende Zylinder steigerte in ionenoptischen Simulationen die Auflösung von ursprünglich 20 eV auf unter 1 eV bei einer Elektronenenergie von 2500 eV.

Gegenfeldanalysatoren mit planaren Maschengittern werden größtenteils zur Bestimmung der kinetischen Energie von geladenen Teilchen mit relativ geringer Energie eingesetzt. Waldemar Gärtner hat an der Justus-Liebig-Universität Gießen einen Gegenfeldanalysator bestehend aus drei Maschengittern auf die Bedürfnisse von Ionentriebwerken des RIT-Typs angepasst [Gär10]. Zur deutlichen Verbesserung der Auflösung konnte er ausnutzen, dass der RPA nicht in direktem Kontakt mit dem Plasma des Triebwerks steht. Somit musste die Eingangsblende nicht kleiner als die Debye-Länge des Plasmas sein, um ein Eindringen des Plasmas in den RPA-Kopf zu verhindern und eine Störung des Plasmas durch die Elektroden zu vermeiden. Außerdem konnte der niedrige Neutralgasdruck der Vakuumkammer dazu benutzt werden, über Entlüftungsöffnungen den Hintergrunddruck innerhalb des RPA-Kopfes niedrig zu halten. Aufgrund des niedrigen Hintergrunddruckes innerhalb des RPA-Kopfes war es nun möglich, den Abstand der Retarding-Elektrode zu den benachbarten Maschengittern deutlich zu vergrößern. Somit konnte die Auflösung entscheidend

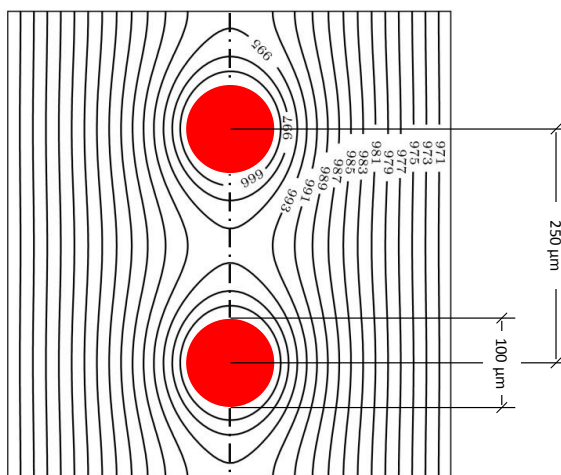


Abb. 4.2: Darstellung der Potentialverteilung zwischen zwei Drähten eines feinen Maschennetzes, wie es der Gegenfeldanalysator von Gärtner als Retarding-Elektrode verwendet [Gär10]. In der Mitte einer Masche baut sich eine Potentialmulde auf und führt dazu, dass die aufgebaute Potentialbarriere Schlupflöcher für einfallende Ionen aufweist, deren Energie nicht mehr ausreicht um die theoretisch aufgebaute elektrostatische Barriere zu überwinden.

verbessert werden und eine Unterstruktur der Energieverteilung der Ionen innerhalb des Plasmas wurde erkannt. Nichtsdestotrotz bleiben bei diesem Konzept die Abweichungen des Retarding-Potentials innerhalb einer einzelnen Masche sowie die damit verbundenen Linseneffekte bestehen (siehe Abbildung 4.2). Beide Effekte begrenzen die maximal mögliche Auflösung und erzeugen eine Verbreiterung und Verschiebung der Energieverteilung.

Die entstehenden systematischen Messunsicherheiten, die sich aus der Potentialabweichung innerhalb einer einzelnen Masche ergeben, lassen sich durch Optimierung der Maschengometrie verbessern, aber eben nicht vollständig eliminieren. Ebenso lässt sich die durch diesen Effekt entstehende Linseneffekte und die daraus resultierende Beeinflussung der Ionentrajektorien nicht verhindern. Aber vor allem ist es in der Praxis nicht möglich, die einzelnen Maschennetze exakt parallel zueinander auszurichten, geschweige denn ein perfektes Alignment zwischen den einzelnen Maschen der verschiedenen Elektroden zu erreichen.

4.2 Minimalistischer Aufbau eines biased RPA-Kopfes

Im Gegensatz zu den eben beschriebenen RPA-Köpfen nutzen die hochgelegten (engl. *biased*) Gegenfeld-Analysatoren eine andere Möglichkeit, die Potentialbarriere zu erzeugen. Ein erster Vorschlag eines biased RPA-Kopfes stammt von J. Arol Simpson

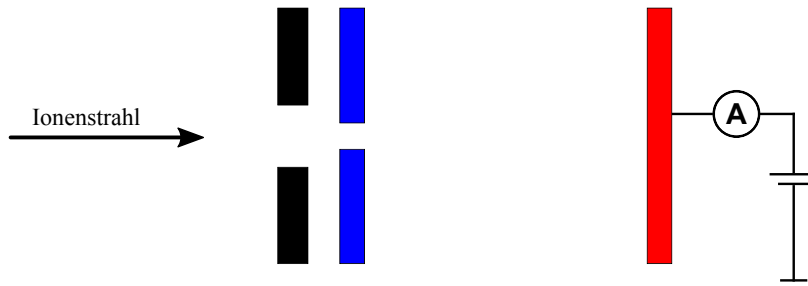


Abb. 4.3: Skizze eines biased RPA-Kopfes nach Simpson [Sim61] (Aufbau von links: Graphitblende, negative Eintrittsblende und Kollektor als Retarding-Elektrode).

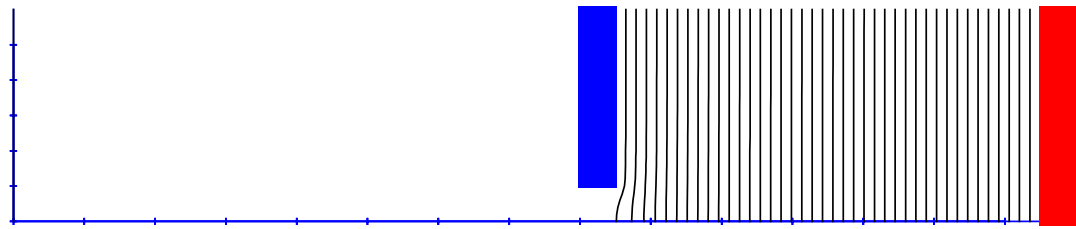
aus dem Jahre 1961 [Sim61]. Er schlägt einen Aufbau aus parallelen Platten vor (siehe Abbildung 4.3), bei dem der Kollektor gleichzeitig als Retarding-Elektrode genutzt wird. Vor dem Kollektor ist lediglich eine einzelne Blende, die einen Ausschnitt aus dem zu untersuchenden Strahl selektiert und aufgrund ihres negativen Potentials alle Elektronen vom Eindringen in den energiewirksamen Teil des Kopfes abhält. Zusätzlich ist an der Front des RPA-Kopfes eine weitere Blende aus Graphit mit größerem Durchmesser montiert, um den Kopf und insbesondere die Halterung der einzelnen Elektroden vor dem Beschuss des Ionenstrahls zu schützen.

Aufgrund der massiven Retarding-Elektrode verlaufen die entscheidenden Feldlinien perfekt parallel zueinander. Somit kommt es zu keinen Potentialkrümmungen und folglich auch zu keinen Linseneffekten. Auch Sekundärelektronen, die aus dem Kollektor stammen, werden von diesem wieder eingesammelt, da der Kollektor das attraktivste Potential für Elektronen in der ganzen Umgebung darstellt. Allerdings werden Sekundärelektronen, die von reflektierten Ionen an der Eingangsblende erzeugt werden, auch vom Kollektor angezogen, so dass sie einen Beitrag zum Stromsignal als Messunsicherheit eingehen.

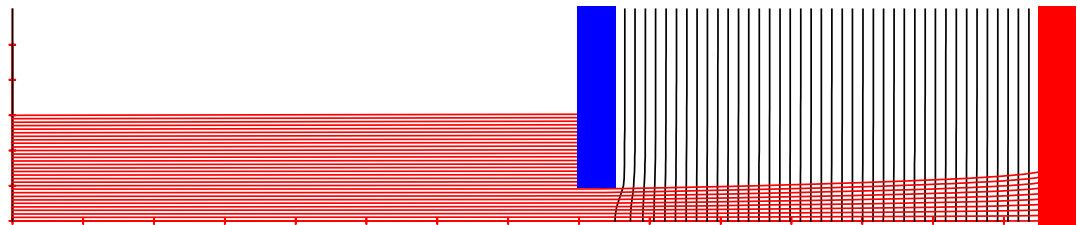
Um die Performance dieses einfachen Aufbaus eines biased RPA-Kopfes zu untersuchen, wurden Simulationen mit dem Ionenoptikprogramm IGUN durchgeführt. Hierzu wurde der Verlauf der Trajektorien eines monoenergetischen Ionenstrahls bei verschiedenen Retarding-Potentialen berechnet und dargestellt (siehe Abbildung 4.4).

Als erstes wurde der Verlauf der Äquipotentiallinien ohne Ionen betrachtet. Hier ist gut zu sehen, dass die entscheidenden Äquipotentiallinien direkt vor dem Kollektor exakt parallel zu diesem verlaufen. Es gibt also keinerlei Krümmungen, die Linseneffekte verursachen können, oder Potentialmulden, die Ionen mit Energien unterhalb der gesetzten Schwelle passieren lassen.

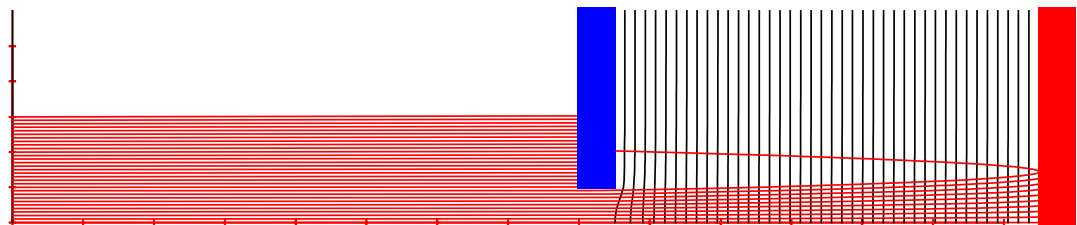
Allerdings zeigen die Simulationen mit Ionen einen anderen Nachteil dieses Kopfdesigns auf. Um diesen zu erkennen, wurde die Strom-Spannungs-Charakteristik des RPA in diskrete Werte des Gegenpotentials unterteilt und die zugehörigen Ionentrajektorien für jedes Gegenpotential dargestellt. In all diesen Simulationen ist eine Aufweitung des Ionenstrahls innerhalb des energiewirksamen Teils des RPA-Kopfes zu erkennen. Dieses Verhalten resultiert aus der Ladung der Ionen, da die neutralisierenden Elektronen an



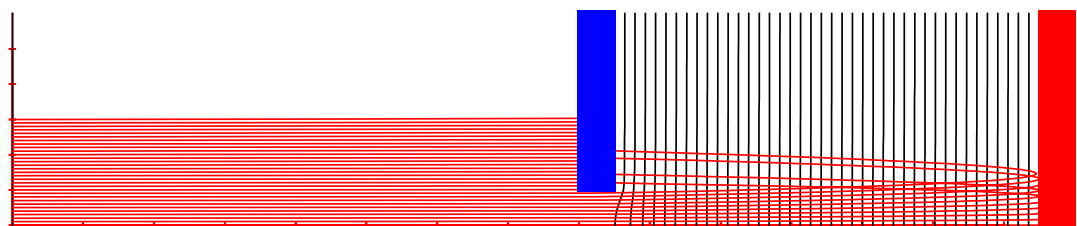
(a) Verteilung der Äquipotentiallinien innerhalb des RPA-Kopfes



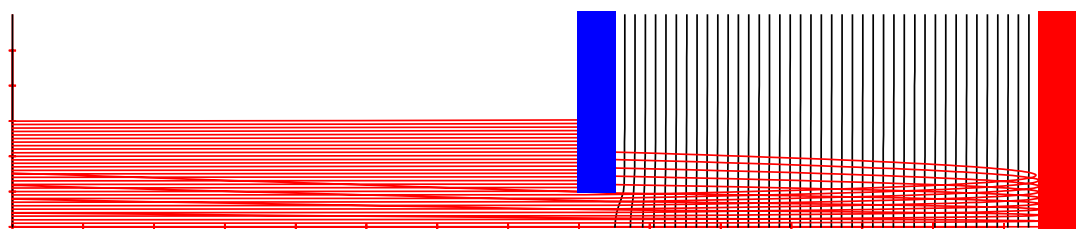
(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1480 V



(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1490 V



(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1500 V



(e) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1501 V

Abb. 4.4: Äquipotentiallinien und Trajektorien eines Ionenstrahls mit 1500 eV bei verschiedenen Gegenspannungen sowie negativen Potential von -30 V, Design des biased RPA-Kopfes nach J. Arol Simpson [Sim61].

der negativen Eintrittsblende aussortiert werden und somit innerhalb des Kopfes keine Quasineutralität mehr vorhanden ist. Die positive Ladung führt zu einem gegenseitigen Abstoßen der Ionen, was besonders deutlich zu Tage tritt, wenn die Ionen kurz vor dem Kollektor den Großteil ihrer kinetischen Energie bereits eingebüßt haben. Im Prinzip ist die Aufspaltung kein Problem, solange sich die Ionen senkrecht zu den Äquipotentiallinien bewegen; besser gesagt müssen vor allem die Ionen den Kollektor senkrecht treffen, deren kinetische Energie dem Gegenpotential entspricht.

Im Falle des hier untersuchten einfachen Aufbaus eines RPA-Kopfes fehlt allerdings jede fokussierende Wirkung auf den abgebremsten Ionenstrahl. Folglich werden Ionen auf Trajektorien außerhalb der Mittelachse bereits bei Gegenspannungen reflektiert, die noch lange nicht ihrer kinetischen Energie entsprechen. Somit sinkt die energetische Auflösung des ganzen Systems und zusätzlich verschiebt sich die gemessene Verteilung der Ionenenergie zu kleineren Potentialen. Zusätzlich treffen reflektierte Ionen auf die negative Eintrittsblende und schlagen dort Sekundärelektronen aus. Diese wiederum werden vom positiven Kollektor angezogen und erzeugen dort einen zusätzlichen Strom, der sich dem eigentlichen Messsignal überlagert.

4.3 Beschreibung des entwickelten biased RPA-Kopfes

In dieser Arbeit wurde ausgehend von dem grundlegenden Prinzip von J. Arol Simpson ein biased RPA-Kopf aufgebaut, der auf Basis der Erkenntnisse des Baus von gegitterten RPA-Köpfen weiterentwickelt wurde und zusätzliche Neuerungen beinhaltet. Die entstandenen Modifikationen wurden mit Hilfe der Ionenoptiksimulation IGUN überprüft.

Die entscheidende Neuerung zur Steigerung der Auflösung war die Integration einer zusätzlichen Elektrode zur Fokussierung des abgebremsten Ionenstrahls, damit alle Ionen senkrecht auf den Kollektor treffen (siehe Abschnitt 4.3.1). Des Weiteren wurde an der Kombination aus Eingangsblende und negativer Elektrode gearbeitet, um Messfehler aufgrund von Sekundärelektronen zu eliminieren (siehe Abschnitt 4.3.2). Außerdem wurden störende Einflüsse auf die eigentliche Strommessung deutlich verringert, indem eine optimierte Isolierung das Auftreten von Kriechströmen verhindert und eine geeignete Schirmung gleichzeitig kapazitive Effekte unterdrückt (siehe Abschnitt 4.3.3).

4.3.1 Fokussieren des Ionenstrahls vor dem Kollektor

Innerhalb des RPA-Kopfes wird der selektierte Ionenstrahl abgebremst. Je nach Stärke des angelegten Potentials werden die Ionen sogar bis zum Stillstand verlangsamt und anschließend quasi reflektiert. Durch die Verlangsamung und vor allem die Reflektion der Ionen erhöht sich die Raumladungsdichte des selektierten Ionenstrahls. Zusätzlich fehlt der Druck der Raumladung des kompletten Ionenstrahls, da sich nur der selektierte Teil des ursprünglichen Strahls innerhalb des RPA-Kopfes befindet. Als Folge dieser

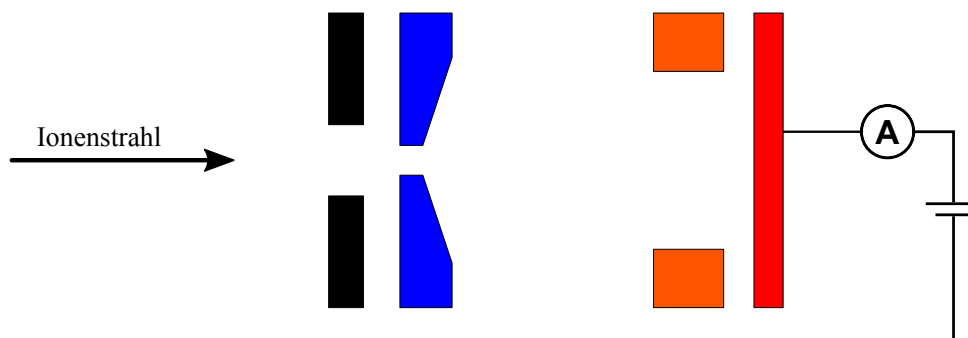


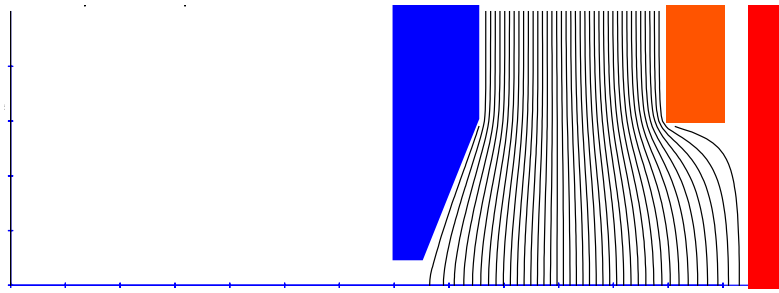
Abb. 4.5: Skizze eines biased RPA-Kopfes mit zusätzlicher fokussierender Elektrode (Aufbau von links: Graphitblende, negative Eintrittsblende, fokussierende Elektrode und Kollektor als Retarding-Elektrode).

beiden Effekte wächst im einfachen RPA-Kopf nach Abbildung 4.3 die vertikale Geschwindigkeitskomponente der Ionen an und der Ionenstrahl spaltet sich auf. Am Ende treffen die abgebremsten Ionen nicht mehr senkrecht auf den Kollektor (siehe Abbildungen 4.4) und somit wird ihre Energie in Strahlrichtung als zu gering bestimmt.

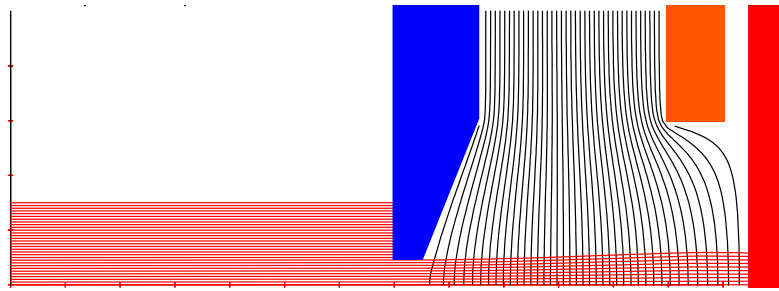
Verhindern kann man diese unerwünschte Aufspaltung nur dadurch, indem man um den kreisrunden Ausschnitt des Ionenstrahls ein rotationssymmetrisches Potential aufbaut, das dem Aufweiten entgegenwirkt, also eine fokussierende Wirkung besitzt. Die Wirkung dieser fokussierenden Geometrie ist vergleichbar mit dem fokussierenden Zylinder, der an der Universität Maryland bei gegitterten Gegenfeldanalysatoren eingesetzt wurde [ZCY⁺02, CZV⁺04]. Allerdings ist bei dem hier vorgestellten Aufbau der Zylinder deutlich kürzer und zu einer relativ dünnen Elektrode geworden. Der Vorteil dieses Aufbaus ist eine deutlich bessere Entlüftung der retardierenden Region innerhalb des RPA-Kopfes und eine Verbesserung der elektrischen Isolierung zwischen negativer Blende und den Elektroden auf Retarding-Potential.

Zusätzlich wurde die negative Eintrittsblende auf der inneren Seite mit Schrägen versehen, so dass die Feldlinien an den Randbereichen der Eintrittsöffnung keine defokussierende Wölbung aufweisen. Somit werden auch Trajektorien weitab von der Mittelachse nicht unnötig verzerrt. Bei einer normalen Bohrung ohne Fase verlaufen die Potentiallinien in einer doppelten Krümmung und in der Mitte der Bohrung entsteht im Fall der negativen Blende eine fokussierende Wirkung auf die Ionen, während Ionen am Rand der Bohrung einer defokussierenden Wirkung ausgesetzt sind. Unterdrückt werden kann dieser Effekt, indem die Form der Blende den Potentiallinien angepasst wird, also eine geeignete Fase auf der einen Seite angebracht wird. Somit bleibt am Ort der Bohrung nur eine Krümmung im Potentialverlauf übrig und achsferne Ionenstrahlen werden nicht unnötig defokussiert.

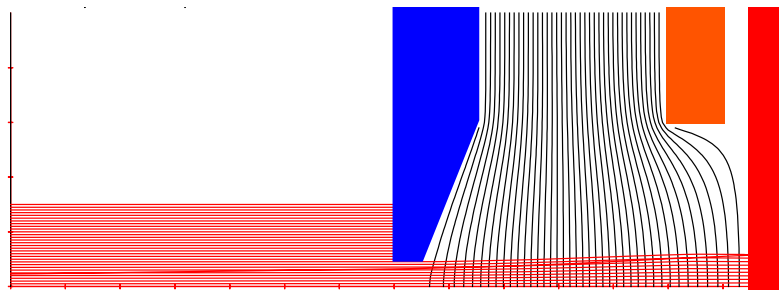
Die Bestimmung der optimalen Geometrie des RPA-Kopfes und der richtigen Dimensionierung des fokussierenden Zylinders erfolgte mit Hilfe der Ionenoptiksimulation IGUN. Hierzu wurden verschiedene Durchmesser und Dicken des fokussierenden Zylinders so-



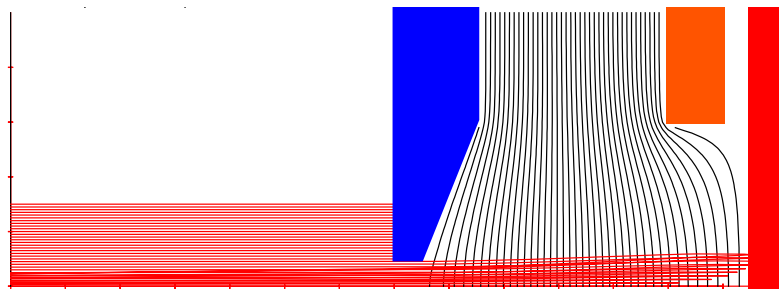
(a) Verteilung der Äquipotentiallinien innerhalb des RPA-Kopfes



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1495 V



(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1500 V

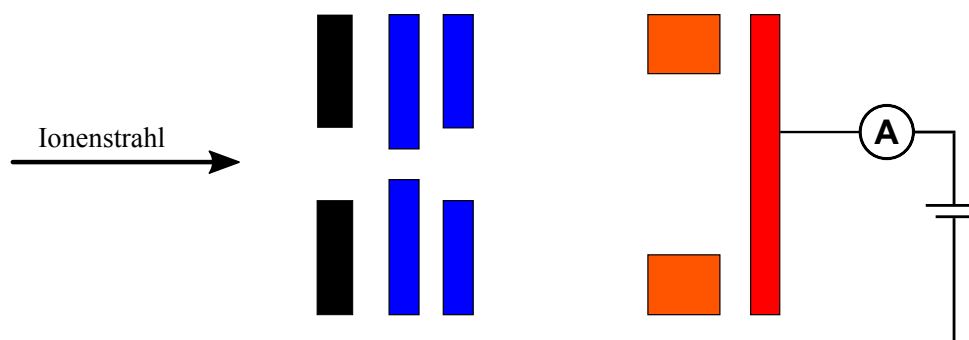


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1501 V

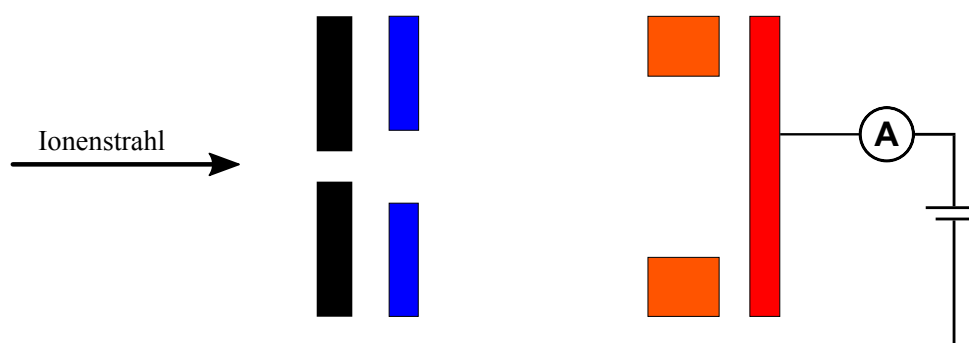
Abb. 4.6: Äquipotentiallinien und Trajektorien eines Ionenstrahls mit 1500 eV bei verschiedenen Gegenspannungen sowie negativen Potential von -30 V, Design eines biased RPA-Kopfes mit fokussierender Elektrode und an die Feldlinien angepasster Eintrittsblende.

wie dessen Abstand zu den benachbarten Elektroden variiert und der Einfluss auf Form der Äquipotentiallinien sowie der Ionenbahnen untersucht. Um den RPA-Kopf nicht nur auf einen einzelnen Betriebspunkt eines Iontriebwerks auszulegen, wurden zusätzlich verschiedene Ionenstrahlparameter des Triebwerks simuliert, also Strahlstrom und -energie variiert. Exemplarisch ist in Abbildung 4.6 der Verlauf der Ionentrajektorien eines Strahls mit 1500 eV bei verschiedenen Gegenpotentialen gezeigt.

4.3.2 Unterdrücken von sekundären Ladungsträgern



(a) Die vordere negative Elektrode ist gleichzeitig Eintrittsblende des RPA-Kopfes; Potential der hinteren negativen Elektrode hat einen größeren Betrag als das der Eintrittsblende.



(b) Die schützende Graphit-Blende ist gleichzeitig Eintrittsblende des RPA-Kopfes und die negative Elektrode hat eine größere Öffnung als die Eintrittsblende.

Abb. 4.7: Skizze eines biased RPA-Kopfes mit einer Elektrodenkonfiguration zum Eliminieren von sekundären Elektronen, die durch reflektierte Ionen an der Eintrittsblende ausgeschlagen werden (Aufbau von links: Graphitblende, negative Eintrittsblende, fokussierende Elektrode und Kollektor als Retarding-Elektrode).

Die ionenoptischen Simulationen des entworfenen RPA-Kopfes im vorangegangenen Abschnitt haben gezeigt, dass alle reflektierten Ionen den RPA durch die Eintrittsöffnung wieder verlassen. Somit können reflektierte Ionen keine sekundären Elektronen oder andere Ladungsträger erzeugen, da sie auf keine Komponenten im Inneren des Kopfes treffen.

In der Realität wird dies leider nicht immer der Fall sein. Bereits ein geringes mechanisches Misalignment der Elektroden innerhalb des Kopfes oder zwischen Ionenquelle und Detektor kann dazu führen, dass ein Teil der reflektierten Ionen die Eintrittsblende trifft. Diese Einschläge setzen Sekundärelektronen frei, die aufgrund der Potentialverteilung im Inneren zum Kollektor hin abgezogen werden und dort ein Stromsignal erzeugen. Es muss also sichergestellt werden, dass diese Sekundärelektronen den Kollektor nicht erreichen können.

Ein erster Schritt zur Lösung dieses Problems ist die Aufteilung der einen negativen Elektrode in zwei negative Elektroden, die direkt hintereinander angebracht sind (siehe Abbildung 4.7(a)). Die hintere Elektrode besitzt eine größere Öffnung als die vordere und gleichzeitig wird sie auf ein niedrigeres Potential gelegt. Somit können sowohl primäre als auch reflektierte Ionen die zweite Blende passieren, ohne mit dieser zu kollidieren. Erzeugen reflektierte Ionen nun Sekundärelektronen an der ersten Blende, so erreichen diese Elektronen den Kollektor nicht, da sie die Potentialmulde zwischen ihrem Entstehungsort und dem Kollektor nicht überwinden können. Somit werden zwar immer noch Sekundärelektronen erzeugt, aber sie können kein unerwünschtes Signal erzeugen, sondern werden von dem energiewirksamen Teil des RPA-Kopfes ferngehalten.

Eine weitere Möglichkeit ist die funktionelle Trennung von Eintrittsblende und negativer Elektrode (siehe Abbildung 4.7(b)). Hierzu wird vor die negative Elektrode eine Eintrittsblende montiert, die einen Ausschnitt aus dem Ionenstrahl selektiert. Die negative Elektrode besitzt eine größere Öffnung als die Blende vor ihr, so dass alle Ionen in beiden Richtungen diese Elektrode sicher passieren können. Werden Sekundärelektronen an der Eintrittsöffnung erzeugt, so können sie aufgrund des Potentials der negativen Elektrode den Kollektor nicht erreichen und erzeugen auch in dieser Konfiguration kein unerwünschtes zusätzliches Stromsignal.

4.3.3 Isolieren des Kollektors gegen resistive und kapazitive Effekte

Um die eigentliche Strommessung im Nano- und Mikro-Amperè-Bereich nicht zu beeinflussen, muss sowohl der Kollektor als auch die Signalleitung gegen Störungen von außen geschützt sein.

Da der Kollektor bei diesem RPA-System gleichzeitig die abbremsende Elektrode ist, liegt er auf einem hohen Potential (im Falle des $\mu\text{N RIT}$ auf ein bis zwei Kilovolt). Dies hat zur Folge, dass über normale Isolatoren aufgrund ihres endlichen Isolationswiderstandes bereits ein Strom im oberen nA-Bereich fließen kann. Da eine Erhöhung des Isolationswiderstandes in der Praxis nur in gewissen Grenzen möglich ist, bzw. die Oberflächenleitfähigkeit durch deponierte Sputterpartikel während des Betriebs zunehmen kann, muss die Potentialdifferenz über dem Isolator verringert werden, um diese sogenannten Leck- und Kriechströme zu vermeiden. Hierzu werden Potential-Ringe (engl. guard rings) eingesetzt, die auf dem gleichen Potential liegen wie das eigentliche Messsignal und alle signalführenden Bauteile und Leitungen kapseln. Somit ist die Potentialdifferenz zwischen Messsignal und Kapselung gleich Null und folglich fließt

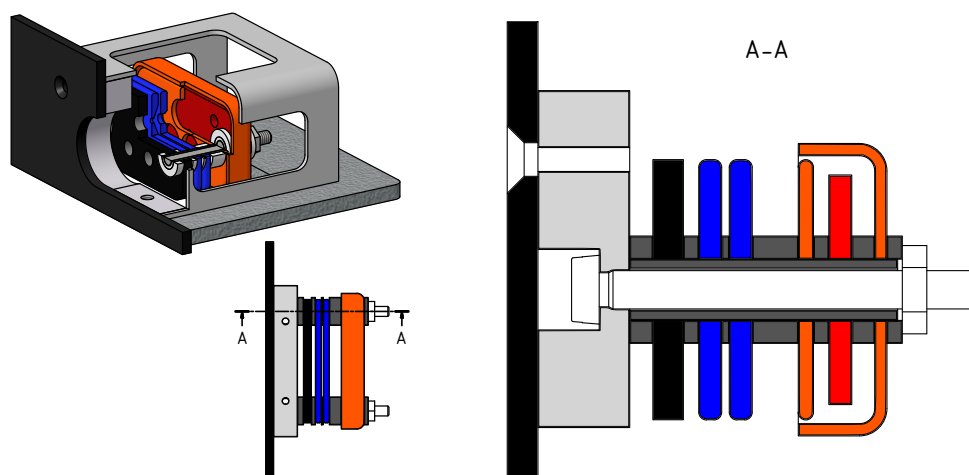


Abb. 4.8: 3D-Schnittansicht des entwickelten Messkopfes (links oben) sowie Schnittansicht entlang der Elektorden-Halterung (rechts) zur Darstellung der Schirmung des hochgelegten Kollektors sowie des mechanischen Aufbaus der Halterung und der Isolierung zwischen den einzelnen Elektroden.

auch kein Strom über die Isolatoren ab.

In der Praxis kann die fokussierende Elektrode für diese Aufgabe genutzt werden (siehe Abbildung 4.8). Sie befindet sich auf der isolierenden Halterung zwischen Kollektor und negativem Gitter und liegt auf dem gleichen Potential wie der Kollektor selbst. Folglich werden die Kriechströme aus der Hochspannungsquelle der fokussierenden Elektrode bedient und erzeugen kein unerwünschtes Signal am Sensor selbst. Als Sensorleitung wird ein geschirmtes Kabel verwendet, dessen Schirmung auf die gleiche positive Hochspannung gelegt wird. Somit ist auch dieser Teil unabhängig von der isolierenden Wirkung des Kabels.

Neben der Unterdrückung von Kriechströmen über fixierende Bauelemente des RPA-Kopfes ist es genauso wichtig, die Strecke zwischen Kollektor und Gehäuse zu isolieren, obwohl diese beiden Bauteile nur über das Vakuum miteinander verbunden sind. Hierzu dient eine metallische Kapsel um den Kollektor, die den Kollektor von hinten bis zur fokussierenden Elektrode nach vorne umschließt, ohne eine leitende Verbindung zu diesen Bauteilen zu haben. Somit ist auch die Brücke zwischen Kollektor und Gehäuse perfekt isoliert und es können keine störenden Stromspitzen durch kurzzeitige Funkenentladungen oder anderweitige Störungen entstehen. Zusätzlich eliminiert diese Kapsel alle störenden kapazitiven Effekte gegen Masse, die somit die Ausleselektronik in ihrer Funktion stören könnten.

4.3.4 Finales Design des entwickelten RPA-Kopfes

In Abbildung 4.9 ist der schematische Aufbau des in dieser Arbeit entwickelten biased RPA-Kopfes gezeigt. Alle entwickelten Elektroden und schirmenden Elemente

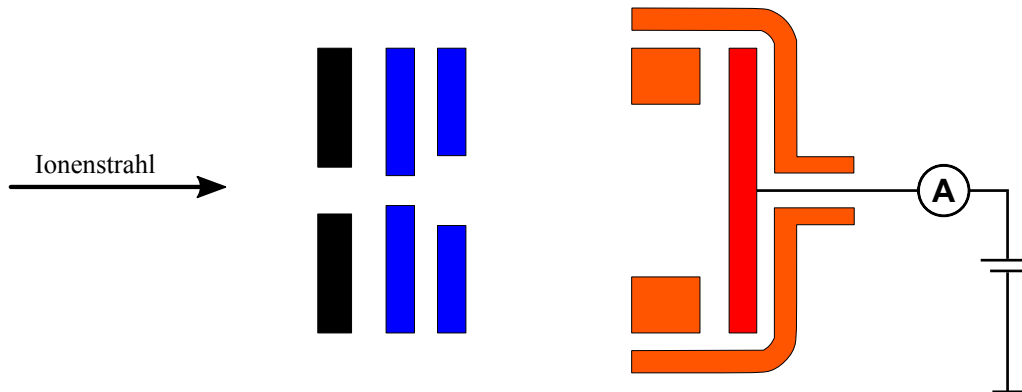


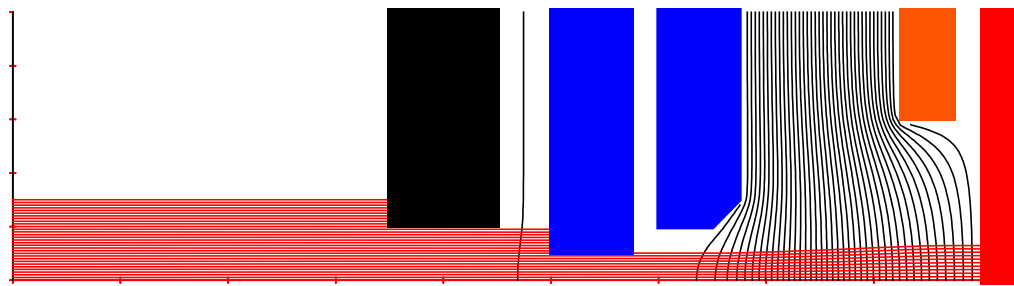
Abb. 4.9: Skizze des finalen Designs des in dieser Arbeit entwickelten biased RPA-Kopfes.

sind in dieser Skizze dargestellt: die fokussierende Elektrode, die ein unerwünschtes Aufweiten des selektierten Ionenstrahls im Inneren des Kopfes verhindert, die Kapsel um die retardierenden Elektroden als elektromagnetische Schirmung gegen das Gehäuse sowie das System aus zwei negativen Blenden zum Fernhalten sekundärer Ionen vom Kollektor.

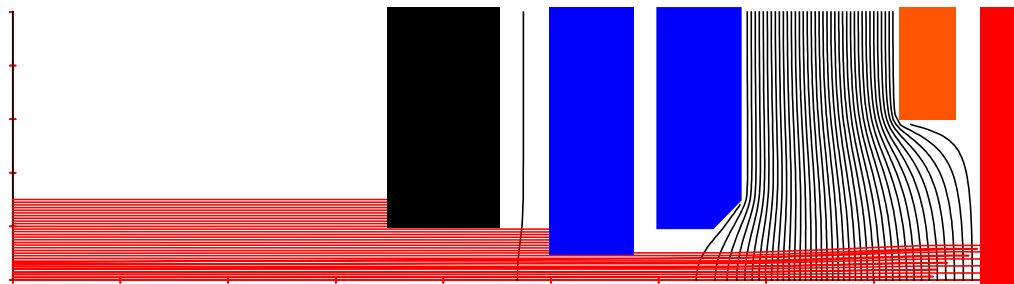
Die Abbildungen 4.10 und 4.11 zeigen den Verlauf der Potential-Linien und der Ionen-Trajektorien im Inneren des entwickelten RPA-Kopfes. In den Simulationen ist zu erkennen, dass sich der selektierte Ionenstrahl beim Verlangsamen zwar etwas aufweitet, aber vor dem Kollektor alle Ionenbahnen parallel verlaufen und somit trotzdem alle Ionen senkrecht auf den Kollektor treffen. Dies zeigt, dass die Fokussierung der Ionen im Inneren des Kopfes weder zu schwach noch zu stark ausgeprägt ist. Außerdem ist deutlich zu erkennen, dass alle reflektierten Ionen die zweite negative Blende problemlos passieren können und diese unter keinen Umständen treffen. Dies hat zur Folge, dass reflektierte Ionen nur an der ersten negativen Blende sekundäre Elektronen ausschlagen können, diese Elektronen aber aufgrund der geschickt gewählten negativen Potentiale des Blenden-Systems niemals den Kollektor erreichen können.

Der Unterschied zwischen den Simulationen in Abbildung 4.10 und 4.11 ergibt sich aus der eintreffenden Stromdichte. Bei der einen Simulationsserie tragen die Trajektorien einen Strom von $0,5 \mu\text{A}$ und bei der anderen Simulation einen Strom von $2 \mu\text{A}$. Die unterschiedlichen Stromdichten repräsentieren verschiedene Betriebszustände des Triebwerks und führen zu unterschiedlichen Ladungsträgerdichten innerhalb des energiewahlenden RPA-Kopfes. Ein Vergleich der beiden Simulationsserien zeigt, dass alle einfallenden Trajektorien immer senkrecht auf den Kollektor treffen, solange die Ionenenergie größer als das äquivalente Gegenpotential ist.

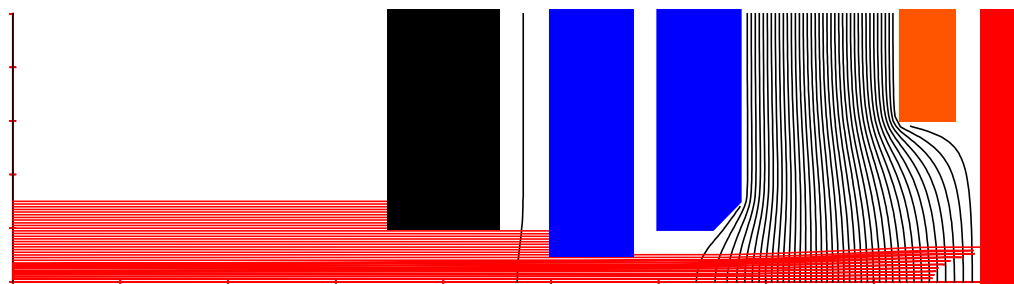
Weitere Simulationen mit dem Ionenoptikprogramm IGUN des finalen Designs des entwickelten Gegenfeldanalysators sind im Anhang zu finden. Bei diesen Simulationen entsprechen sowohl die Ionenenergie als auch die einfallende Ionenstromdichte den Parametern, wie sie im Kapitel 6 bei den aufgenommenen RPA-Spektren auftreten.



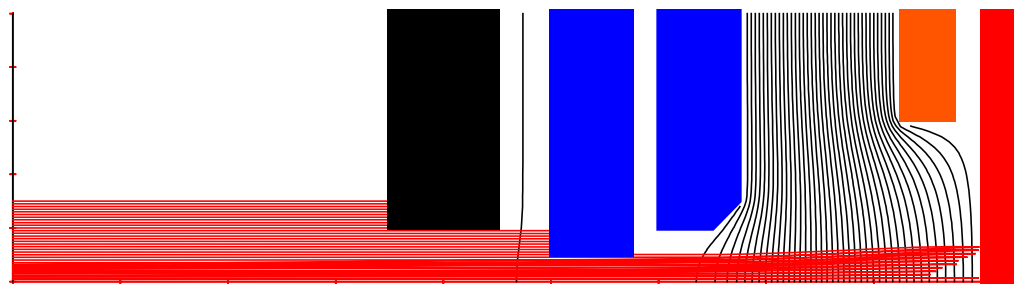
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1495 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1500 V

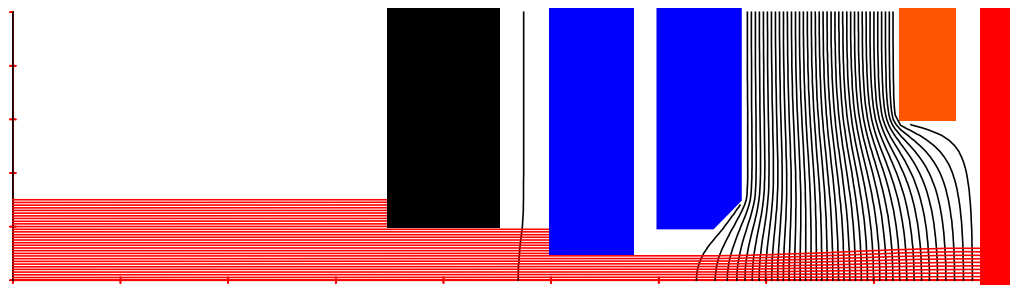


(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1501 V

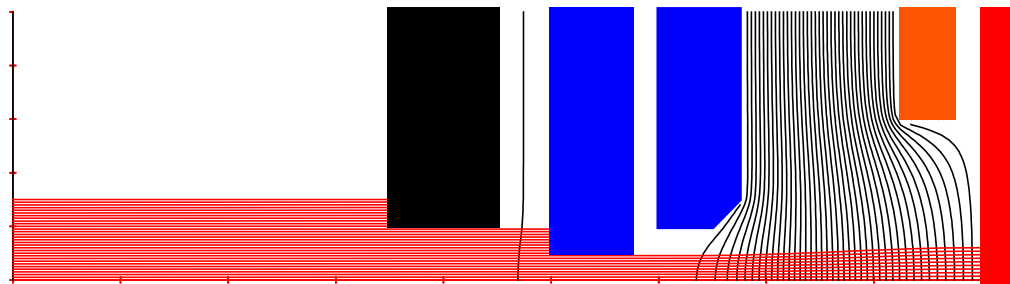


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1510 V

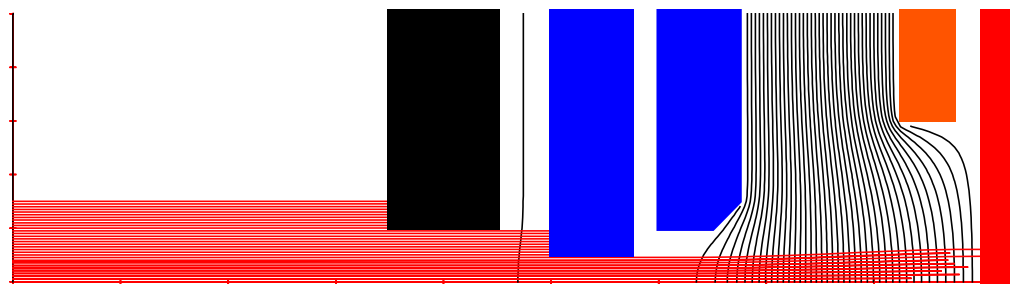
Abb. 4.10: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit fokussierender Elektrode und zwei negativen Blenden zum Unterdrücken von sekundären Ladungsträgern mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V, geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von $0,5 \mu\text{A}$ mit einer Energie von 1500 eV.



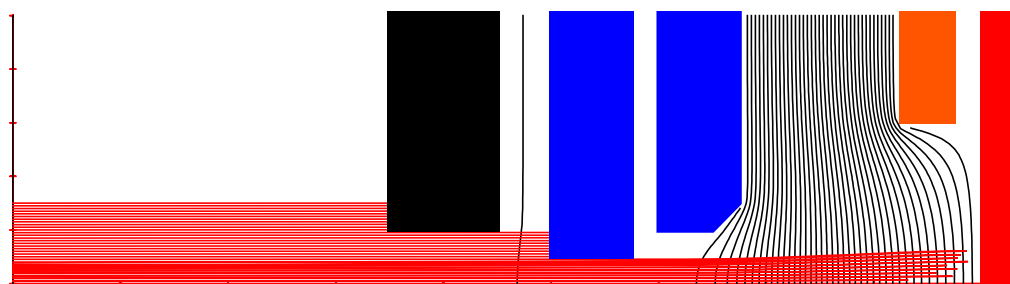
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1495 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1500 V



(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1501 V



(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1510 V

Abb. 4.11: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit fokussierender Elektrode und zwei negativen Blenden zum Unterdrücken von sekundären Ladungsträgern mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V, geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von $2,0 \mu\text{A}$ mit einer Energie von 1500 eV.

Wenn die Ionenenergie größer oder gleich der äquivalenten Gegenspannung ist, werden keine Trajektorien, auch nicht die achsfernsten Ionen-Trajektorien, die gerade noch in den RPA-Kopf eintreten können, vom Kollektor ferngehalten. Aber sobald die Ionenenergie unterhalb der angelegten Gegenspannung liegt, werden alle einfallenden Ionen vom Kollektor ferngehalten und folglich kein Stromsignal mehr erzeugt. Dieser Verlauf der Trajektorien bei verschiedenen Gegenspannungen und zusätzlich für zwei verschiedene Strahlströme lässt bereits auf eine sehr hohe Auflösung des entwickelten RPA-Kopfes schließen. In Kapitel 5.6 wird eine obere Abschätzung der Auflösung anhand eines aufgenommenen Energie-Spektrums ermittelt.

KAPITEL 5

Apparativer Aufbau: Testanlage, Triebwerke und RPA-Diagnostik

In diesem Kapitel werden neben der genutzten Vakuum-Testanlage BigMac und den vermessenen Triebwerken auch die Verfahrenseinheit des Sensorsystems sowie der praktische Aufbau der RPA-Diagnostik vom energiewirksamen Kopf über die Elektronik bis zur Messwerterfassung beschrieben.

5.1 Vakuum-Testanlage BigMac

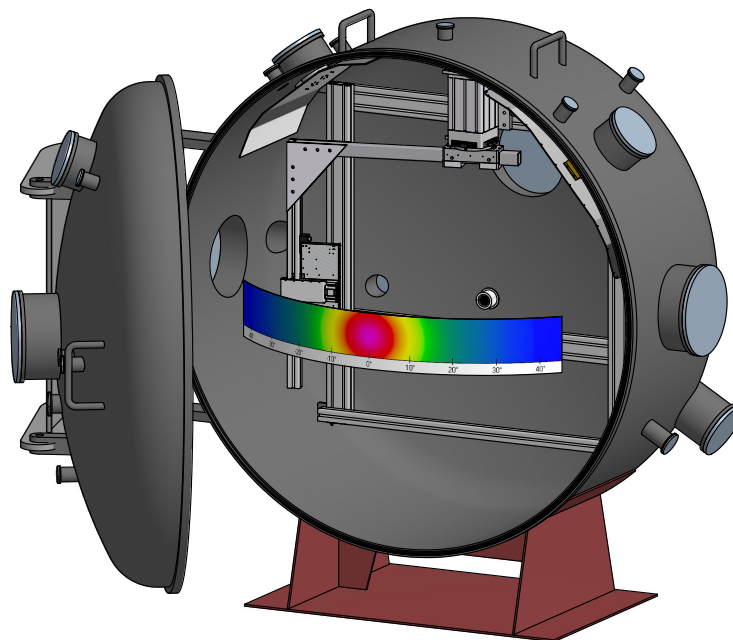


Abb. 5.1: Darstellung der Vakuum-Testanlage BigMac mit Triebwerk in der Mitte und dessen Strahlprofil sowie eingebauter Verfah- und Diagnostik-Einheit

Die Vakuum-Testanlage BigMac an der Justus-Liebig-Universität Gießen ist zylinderförmig mit einem Durchmesser von 1600 mm sowie einer Tiefe von 1200 mm und

umschließt ein Volumen von $2,1 \text{ m}^3$. Um ein ausgezeichnetes Hochvakuum in dieser Anlage zu erzeugen, wird eine Kombination aus Turbomolekular-Pumpen und kryogenen Pumpen eingesetzt. Dieses Pumpsystem erzeugt beim Einsatz des Gases Xenon eine Saugleistung von 26000 l/s und erreicht einen Enddruck von unter $1\text{E-}7 \text{ mbar}$ ohne Gaslast. Ist die Gaslast eines Triebwerkes im Bereich von unter einem sccm abzuführen, so steigt der Druck in den unteren $\text{E-}6 \text{ mbar}$ Bereich an. In der letzten Zeit wurde die Kapazität des kryogenen Systems erhöht, so dass jetzt eine totale Saugleistung von 35000 l/s zur Verfügung steht und somit der Druck auch während den Triebwerkstests im oberen $\text{E-}7 \text{ mbar}$ Bereich bleibt. Diese Drucksenkung beim Betrieb reduziert den ohnehin schon geringen Einfluss des Hintergrundgases auf den Ionenstrahl zusätzlich oder ermöglicht den Test von größeren Triebwerken als den im Rahmen dieser Arbeit mit dem „alten“ Pumpsystem vermessenen.

5.2 Vermessene Triebwerke und elektrisches Equipment

RIT-2.5 mit 37 Extraktionskanälen

Tab. 5.1: Eigenschaften des Triebwerks RIT-2.5

Gitterspannungen:	1600 V, 1250 V, 900 V und -150 V
Ionenstrom:	2 mA bis 15 mA
Xenon 5.0:	0,100 sccm bis 0,250 sccm
rf-Leistung:	8 W bis 25 W
rf-Frequenz:	2,9 MHz
Stromübersetzung:	3,85 AC/DC
	2 Gitter mit 37 Bohrungen
Durchmesser:	1,9 mm und 1,2 mm
Dicken:	0,25 mm und 1,5 mm
Abstand:	0,6 mm

Das RIT-2.5 wurde erstmals von Lotz im Rahmen seiner Diplomarbeit entwickelt und getestet, aber auch im Nachhinein immer weiter verbessert [Lot09]. Mit einem Durchmesser der Entladungskammer von gerade einmal $2,5 \text{ cm}$ ist es momentan das kleinste Triebwerk der RIT-Familie. Seine Entwicklung geht auf Bestrebungen zurück, ein kleines Ionentriebwerk im μN -Bereich zu entwerfen, welches je nach Konfiguration einen Schubbereich von $50 \mu\text{N}$ bis hin zu 1 mN abdeckt, aber dennoch einen äußerst geringen Massenverbrauch von deutlich unter $0,5 \text{ sccm}$ an Xenon aufweist. Somit ist dieses Triebwerk geeignet für wissenschaftliche Mission, die auf der einen Seite einen äußerst präzise regelbaren und dennoch signifikanten Schub wünschen, aber auf der anderen Seite weder viel Treibstoff noch viel elektrische Leistung zur Verfügung stellen können.

RIM-4 mit 151 Extraktionskanälen

Tab. 5.2: Eigenschaften der Ionenquelle RIM-4

Gitterspannungen:	1000 V und -150 V
Ionenstrom:	15 mA
Xenon 5.0:	0,350 sccm bis 1,000 sccm
rf-Leistung:	15 W bis 35 W
rf-Frequenz:	2,1 MHz
Stromüberseztung:	3,1 AC/DC
	3 Gitter mit 151 Bohrungen
Durchmesser:	1,9 mm, 1,2 mm und 1,9 mm
Dicken:	0,5 mm, 1 mm und 1 mm
Abstände:	0,75 mm und 0,75 mm

Die Ionenquelle RIM-4 wurde im Rahmen der Exzellenzinitiative LOEWE „RITSAT“ des Landes Hessen an der Universität Gießen entwickelt. Sie basiert auf der Technologie der Ionentriebwerke [LSM⁺05, KHRL15], wurde aber für ihren Einsatzzweck an die Bedürfnisse einer Ionenquelle zur Materialbearbeitung angepasst. So verfügt sie neben einem 3-Gittersystem über kommerzielle Steckverbindungen auf der Rückseite für alle elektrischen Leitungen sowie ein komplett geschlossenes Gehäuse. Somit ist sie nicht nur leicht zu installieren sondern auch widerstandsfähig gegen alle Sputterprodukte, die bei der Materialbearbeitung in der Vakuumkammer erzeugt werden und sich auch auf der Ionenquellen absetzen können. Außerdem ist eine interne Wasserkühlung vorgesehen, um das RIM-4 auch mit höheren rf-Leistungen zu betreiben. Dadurch entsteht ein deutlich dichteres Plasma im Inneren der Quelle und diese Quelle kann so einen intensiveren Ionenstrahl erzeugen, mit dem effizientere Prozesse beim Sputtern oder ionenunterstütztem Deponieren und Wachsen von Materialschichten möglich sind.

Equipment zum Betrieb eines RIT oder RIM

Das in dieser Arbeit verwendete elektrische Equipment ist in Tabelle 5.3 aufgelistet. Zur Versorgung des Gittersystems und des RFG kamen Netzteile der Firma FuG zum Einsatz. Für den Betrieb der beiden Neutralisatoren aus P21W-Filamenten wurde ein manuell bedienbares Labornetzteil der Firma GwInstek genutzt.

Die Umsetzung der Gleichspannung in die notwendige Hochfrequenz übernahm ein Radiofrequenz-Generator der Firma APCON, der direkt im Vakuum hinter dem Triebwerk verbaut war. Den benötigten Massenfluss an Xenon-Treibstoff regelte ein Massenflussregler der Firma Bronkhorst.

Eine weitere wichtige Aufgabe der *power supply control unit* (PSCU) ist neben dem rechnergestützten Ansteuern der einzelnen Versorgungen auch das Überwachen und

Tab. 5.3: Zum Betrieb der Ionenquellen verwendetes Equipment

	Hersteller	Typ	Seriennummer
RFG	APCON	RFG-40	BB001
MFC	Bronkhorst	F-200CV-AAA-33-V	M5208864A
PHV-supply	FUG	MCP 35-2000	15706-02-01
NHV-supply	FUG	HCP 140-3500	18898-03-01
RFG-supply	FUG	NTN 350-65	18898-01-01
RFG_AUX-supply	FUG	NTN 35-12.5	93 03 4045 02
NTR-supply	GwInstek	SPD-3606	GEO915168

Protokollieren der Parameter und Betriebsmodi dieser Komponenten. Dazu verfügen die verwendeten Netzteile der Firma FuG über eine Ethernet-Schnittstelle, so dass sie von einem Messrechner aus ansprechbar sind. Das im Rahmen dieser Arbeit neu aufgesetzte Programm ist in der Lage, von jedem Netzteil bis zu 500 Strom- und Spannungswerte pro Sekunde abzurufen und zu protokollieren. Die Datenaufzeichnung erfolgt in Intervallen von einer Zehntel bis hin zu mehreren Sekunden, wobei standardmäßig alle Sekunde ein Wert mitgeschrieben wird. Des Weiteren kann im sogenannten fast-Mode jeder ankommende Wert eines jeden Netzteils abgespeichert und graphisch angezeigt werden, um eventuelle Schwingungen, Schwebungen oder unerwünschte Spikes rechtzeitig erkennen zu können.

5.3 Aufbau der Verfahreinheit für die Diagnostik

Ein zu testendes Triebwerk wird üblicherweise auf der Mittelachse der Vakuumkammer montiert und mit dem Rücken möglichst nahe an die hintere Kammerwand gebracht. Die Schubrichtung zeigt parallel zur Mittelachse von dieser Kammerwand weg, so dass sich der Ionenstrahl möglichst ungestört im Kammervolumen ausbreiten kann und nur wenig von den metallenen Wänden gestört wird, die auf Erdpotential liegen.

Die verwendete Verfahreinheit besteht aus einer Rotationsachse, an deren Aufnahme ein L-förmiger Dreharm montiert ist. Die Drehachse verläuft senkrecht zur Extraktionsachse und liegt in der Ebene des Extraktionssystems. Somit bewegen sich die Diagnostik-Einheiten, die auf dem Dreharm montiert sind, auf einer zylindrischen Mantelfläche rund um das Triebwerk, das auf der Zylinderachse der Vakuum-Kammer montiert ist. Diese Mantelfläche ist in der Abbildung 5.1 teilweise dargestellt und mit dem typischen Strahlprofil eines RIT-Triebwerks an dieser Stelle versehen. Als besonderer Montagepunkt seien hier die Detektoren erwähnt, die auf gleicher Höhe wie das Triebwerk liegen und sich auf einem Großkreis um das Triebwerk bewegen. Ein großer Vorteil dieses Montagepunktes ist, dass die Eintrittsöffnungen der einzelnen Detektoren immer senkrecht zu dem einfallenden Ionenstrahl stehen und somit die Ionen parallel

zur Symmetrieachse des Detektors eintreten. Aufgrund der Kammergeometrie und des gewählten Montagepunktes des Triebwerks ist die Drehbewegung auf $\pm 90^\circ$ beschränkt, wobei der Nullpunkt mit der Extraktionsachse zusammenfällt. Der Abstand zwischen Triebwerk und Detektoren kann zwischen 150 und 600 mm variiert werden, war aber in dieser Arbeit grundsätzlich auf 400 mm eingestellt.

Angetrieben wird die Rotationsachse von einem vakuumtauglichen Zweiphasen-Schrittmotor der Firma Phytron. Dieser Schrittmotor macht 200 volle Schritte pro Umdrehung, wobei er auch im Achtel-Schritt-Betrieb genutzt werden kann und erzeugt ein Drehmoment von bis zu 13 Nm. Zusätzlich wurde ein Getriebe mit einer 200fachen Untersetzung zwischen Motor und Dreharm installiert, um die Genauigkeit der Positionierung weiter zu erhöhen. Somit ist selbst im Vollschritt-Betrieb ein Drehen mit einer minimalen Schrittweite von $0,05^\circ$ möglich.

Angesteuert und angetrieben wird der Schrittmotor von einer Treiberstufe der Firma Phytron. Diese versorgt die einzelnen Phasen mit Strom, um ein Umschlagen eines Schrittes zu erzeugen oder ein Halten des aktuellen Schrittes zu gewährleisten. Des Weiteren verfügt sie über Eingänge für Endanschlagstaster, damit die Bewegung auf einen definierten Bereich eingeschränkt wird und gleichzeitig ein definierter Startpunkt bei -90° erzeugt wird. Zusätzlich ist die Treiberstufe mit einer RS232-Schnittstelle ausgestattet, über die ein Messrechner mit der Treiberstufe kommunizieren kann.

5.4 Apparativer Aufbau der RPA-Diagnostik

In diesem Abschnitt wird der apparative Aufbau der entwickelten RPA-Diagnostik beschrieben. Diese besteht aus dem energiewahlbaren Kopf und dem Strom-Spannungswandler sowie der benötigten Hochspannungsgeräte außerhalb des Vakuums.

Abbildung 5.2 zeigt den praktischen Aufbau des RPA-Kopfes. Zu sehen ist ein Schnitt, der sowohl durch einen einzelnen energiewahlbaren Kanal des Gegenfeldanalysators geht als auch durch eine der beiden Halterungen der einzelnen Elektroden. Die Funktion der verbauten Elektroden, der Aufbau der mechanischen Isolierung der Elektroden und die Schirmung der retardierenden Region des Kopfes ist ausführlich in den entsprechenden Abschnitten des Kapitels 4 beschrieben.

Die Öffnungen des Gehäuses sind in der Praxis mit feinem Maschengitter verkleidet, um elektromagnetische Störungen von außen abzuhalten, gleichzeitig aber eine gute Entlüftung des Kopfes zum Vakuum der Kammer hin zu gewährleisten. Somit ergibt sich aufgrund des verwendeten Maschengitters in Verbindung mit den relativ großen Abständen zwischen den hochgelegten Elektroden und den negativen Blenden eine sehr gute Entlüftung des gesamten RPA-Kopfes. Dies hat zur Folge, dass auch während längeren Messungen die mittlere freie Weglänge für einfallende Ionen bezogen auf Stöße mit neutralen Teilchen des Restgases immer länger bleibt als die innere Abmessung des RPA-Kopfes.

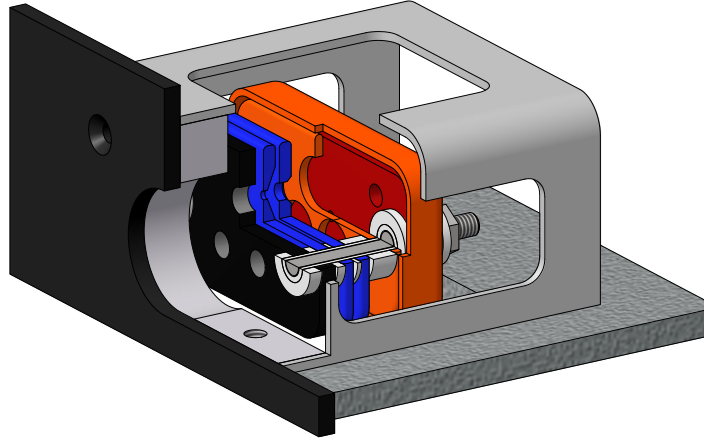


Abb. 5.2: Praktischer Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Gegenfeldanalysators: CAD-Zeichnung mit Schnitt durch einen der drei energieselektiven Kanäle sowie der Halterung der einzelnen Elektroden (Details siehe Abb. 4.8 und 4.9).

Aufgrund der im Durchmesser 1 mm kleinen Eintrittsöffnung eines einzelnen energieselektiven Kanals (siehe Dimension des Kanals in Abbildung 5.3) besteht der komplette RPA-Kopf aus insgesamt drei Kanälen. Ein einzelner Kanal erzeugt am Kollektor ein äußerst schwaches Messsignal, so dass die Stromwandler und Verstärker nur ein sehr schwaches Eingangssignal zum Verarbeiten bekämen. In der Folge würde sich nicht nur ein unnötiges starkes Rauschen dem Messsignal überlagern sondern auch Verzerrungen des eigentlichen Signals entstehen, so dass schlussendlich die Auflösung der einzelnen Strommessungen sich verschlechtern würde. In der Praxis lag sehr oft das Maximum des detektierten Stromes bei wenigen hundert Nano-Ampère und selbst bei Messungen mit hohem Strahlstrom und zusätzlich genau in der Mitte des Ionenstrahls positioniertem Detektor überstieg der detektierte Strom nicht die Schwelle zu einem Mikro-Ampère.

Die relative Abweichung in der Bestimmung der Ionenenergie, die durch den schrägen Eintritt der Ionen in den RPA-Kopf entsteht, lässt sich anhand der geometrischen Gegebenheiten ausrechnen und das Verhältnis von gemessener Energie E_{rec} zu der tatsächlichen Energie E_{real} ergibt sich zu:

$$\frac{E_{\text{rec}}}{E_{\text{real}}} = \frac{d_{\text{Abs}}}{\sqrt{d_{\text{Abs}}^2 + d_{\text{diff}}^2}} = 999,922\% \quad (5.1)$$

In dieser Abschätzung sind d_{Abs} und d_{diff} der Abstand zwischen Quelle und Detektor und der Abstand eines einzelnen energieselektiven Kanals zur Mittelachse des Detektors. Aufgrund der relativ großen Entfernung zur Ionenquelle ergibt sich lediglich eine äußerst geringe Abweichung von weniger als einem Zehntel Promille in der Energiebestimmung. Somit ist es möglich, statt eines perfekt ausgerichteten Kanals in der Praxis drei eng benachbarte Kanäle zu verwenden.

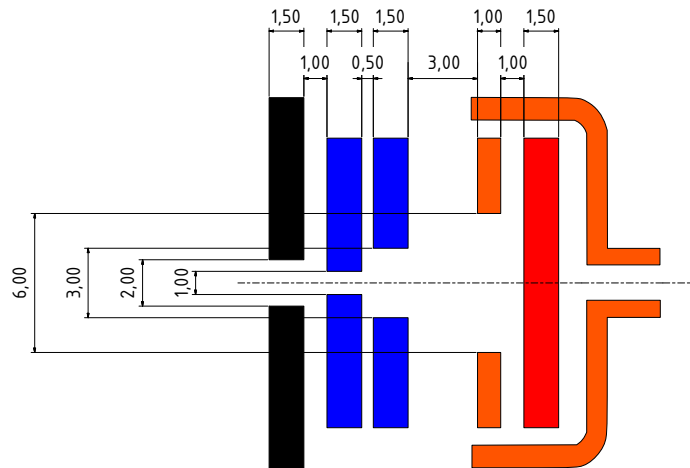


Abb. 5.3: Praktischer Aufbau des in dieser Arbeit verwendeten Gegenfeldanalysators: exportierte CAD-Zeichnung eines energiewahlenden Kanals mit Bemaßung der einzelnen Elektroden sowie deren Abstände zueinander.

Die Elektronik zur Messung der Menge an aufgesammelten Ionen und anschließender Wandlung in ein digitales Signal sitzt im gleichen Gehäuse wie der energiewahlende Kopf des Gegenfeldanalysators (siehe Abbildung 5.4).

Die vom Kollektor aufgesammelten Ionen fließen als Strom über ein geschirmtes Kabel zur galvanisch getrennten und hochgelegten Seite der Elektronik. Um beim Weiterleiten des schwachen Stromes ein Verfälschen durch Kriech- und Leckströme zu vermeiden, liegt der Schirm des Kabels auf dem gleichen Potential wie der Kollektor selbst. In Abbildung 5.5 ist ein Blockschaltbild der notwendigen Elektronik zur Wandlung des registrierten Signals am Kollektor in ein digitales Signal dargestellt. Der an der Elektronikplatine ankommende Strom passiert als erstes ein System aus Filtern, die die sensible Elektronik vor Spannungsspitzen schützen und unerwünschte Signale herausfiltern, gleichzeitig aber auch das eigentliche Signal stabilisieren. Nach dem Filtern wird der Strom in eine Spannung gewandelt (I-U-Wandler) und dabei um einen Faktor 1000 verstärkt. Da dieses Signal für eine Digitalisierung noch immer zu klein ist, wird es von einem analogen Verstärker um einen weiteren Faktor 1000 verstärkt. Nach der zweiten Verstärkung wird das analoge Spannungssignal in eine ihm proportionale digitale Zahl mit einer Auflösung von 24 bit umgewandelt (AD-Wandler). Dieser Wandler wird von einem Mikrocontroller ausgelesen, der über eine RS232-Schnittstelle mit einem Messrechner kommunizieren kann. Die digitale Seite der Elektronik ist in der Lage, insgesamt 10 Messwerte pro Sekunde an den Messrechner zu senden.

Aufgrund des hochgelegten Kollektors muss auch ein Teil der Elektronik auf dem gleichen Potential wie die retardierende Hochspannung liegen und arbeiten. Da aber der Messrechner auf dem Ground-Potential des Labors arbeitet und bedient wird, muss folglich auf dem Weg zwischen Kollektor und Messrechner eine galvanische Trennung der unterschiedlichen Potentiale vorgenommen werden. Bei dem hier vorgestellten Aufbau

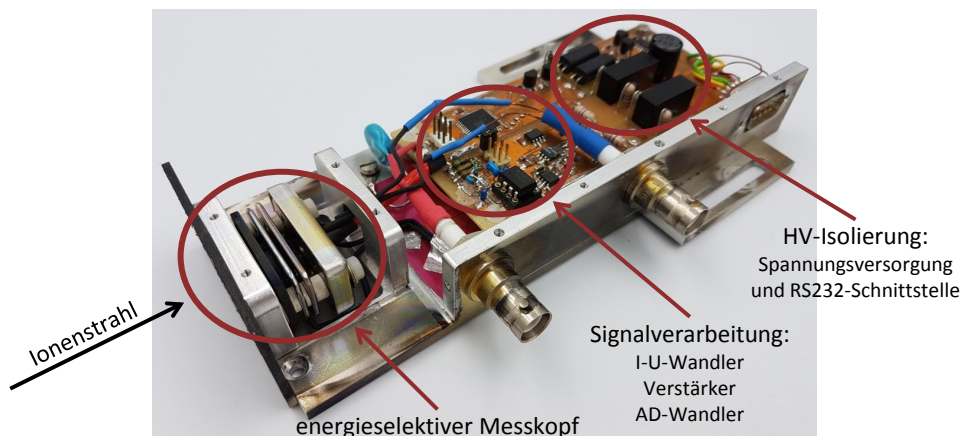


Abb. 5.4: Darstellung des Diagnostik-Moduls im Vakuum: energieselektiver Messkopf (siehe Abb. 5.2) sowie notwendiger Elektronik zur Messung des am Kollektor registrierten Stroms (Blockdiagramm der Elektronik siehe Abb. 5.5)

erfolgt eine galvanische Trennung der RS232-Schnittstelle zwischen Mikrocontroller und Messrechner. Die Trennung arbeitet mit zwei Optokopplern und ist auf der gleichen Platine untergebracht, auf der die Umwandlung, Verstärkung und Digitalisierung des eigentlichen Signals stattfindet. Folglich gibt es auf dieser Platine zwei Regionen mit unterschiedlichen Potentialen, die sich um bis zu 5 kV unterscheiden dürfen. Neben der galvanischen Trennung der Kommunikation ist auch die Spannungsversorgung der hochgelegten Messelektronik vom Ground-Potential getrennt. Hierzu werden zwei isolierte DC/DC-Wandler genutzt, die aus 5 V Eingangsspannung auf der isolierten Seite einmal 5 V und einmal 12 V erzeugen.

Zur Versorgung des RPA-Kopfes mit der passenden Hochspannung werden zwei Netzteile der Firma FuG verwendet: ein MCP 35-2000 mit maximal 2 kV und 15 mA sowie ein HCP 140-6500 mit maximal 6,5 kV und 20 mA. Beide Schaltnetzteile verfügen über die Option der reduzierten Restwelligkeit auf der Ausgangsseite, so dass die angelegte Hochspannung äußerst stabil und Rippel-frei ist. Während der Messungen am Triebwerk war die 0V-Referenz immer auf das gleiche Bezugspotential wie auch das Triebwerk referenziert, also auf den sogenannten Secondary-Star-Ground (SSG). Angesteuert und ausgelesen werden die beiden Netzteile mittels einer Ethernet-Schnittstelle, über die bis zu 500 Spannungs- und Strom-Werte pro Sekunde am Messrechner abgerufen werden können. Typischerweise wurden die Werte mit einer Auflösung von 17 bit plus Vorzeichen und einer Integrationszeit von 20 ms erzeugt, so dass ein einzelnes Bit einer Spannung von 50 mV, bzw. 15 mV entsprach und gleichzeitig jeder ausgelesene Wert einem neu digitalisierten Wert entsprach (Auslesen eines Schieberegisters, welches intern unabhängig von der Abfrage befüllt wird).

In der Praxis hat sich gezeigt, dass mindestens zwei Hochspannungsgeräte notwendig sind, um die Spannungsversorgung des Kollektors und somit auch der hochgelegten Elektronik von der Versorgung der fokussierenden Elektrode und den Guard-Rings

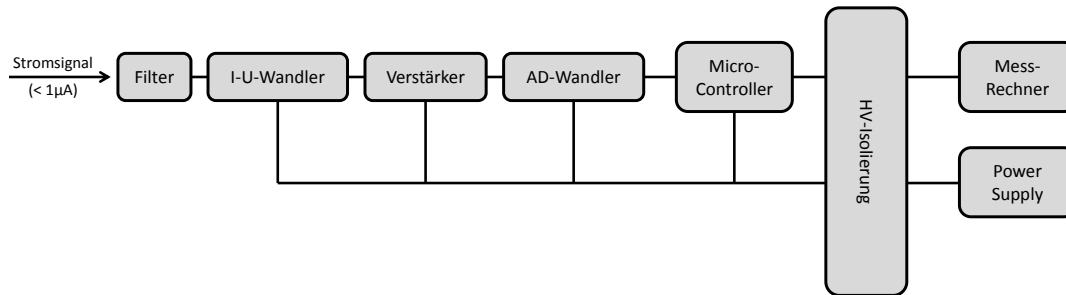


Abb. 5.5: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik, um das am Kollektor registrierte Stromsignal in eine maschinell verwertbare Zahl zu konvertieren.

zu trennen. Aufgrund der langen Zuleitung haben elektrische Störungen an diesen Elektroden auch Einfluss auf die Strommessung, da Schwankungen des Potentials nicht schnell genug vom Netzteil ausgeregelt werden können (bzw. aufgrund des endlichen Widerstands in der Zuleitung in Verbindung mit der Kapazität aufgebaut durch die Elektroden eine Verzögerung entsteht). Somit erzeugen Schwankungen des Potentials einen Stromfluss, der nicht aus dem auftreffenden Ionenstrom resultiert. Außerdem wird der nötige Stromfluss, um die Potentiale konstant zu halten, fälschlicherweise als Messsignal aufgezeichnet.

5.5 Aufnahme und Auswertung einer einzelnen Messung

Zur Aufnahme eines einzelnen Spektrums ist es notwendig, ein automatisiertes Programm zur Datenaufnahme einzusetzen, da pro Messung sehr viele Messwerte anfallen, die zeitkritisch verarbeitet werden müssen. Außerdem ist es von Vorteil, die Gegenspannung automatisch in einem vorgegebenen Intervall mit einer gewählten Schrittweite variieren zu lassen. Diese Automatisierung hat den großen Vorteil, dass sowohl die Schrittweite als auch die Schrittdauer vorgegeben werden können und immer exakt eingehalten werden.

Ehe ein RPA-Spektrum aufgenommen wird, ist der Ort festzulegen, an dem die Energie der Ionen bestimmt werden soll. Neben der Wahl einer einzelnen Messung an nur einem Ort ist auch ein Messmodus basierend auf Messungen an verschiedenen Orten realisiert werden. Hierzu wird ein Winkelintervall vorgegeben, welches dann mit einer bestimmten Schrittweite abgefahren und in jeder Winkelstellung ein komplettes RPA-Spektrum aufgenommen wird.

Vor jeder Messung wird das Intervall der Gegenspannung festgelegt und die gewünschte Schrittweite des aufgenommenen Spektrums ausgewählt. Des Weiteren kann die Schrittweite für verschiedene Bereiche innerhalb des aufgenommenen Spektrums unterschiedlich fein gewählt werden, um steile Flanken besser auflösen zu können, aber gleichzeitig die Messzeit in einem endlichen Rahmen zu halten. Zusätzlich wird die Anzahl der aufgenommen Stromwerte pro Gegenspannungswert festgelegt. Die aufgenommenen Werte

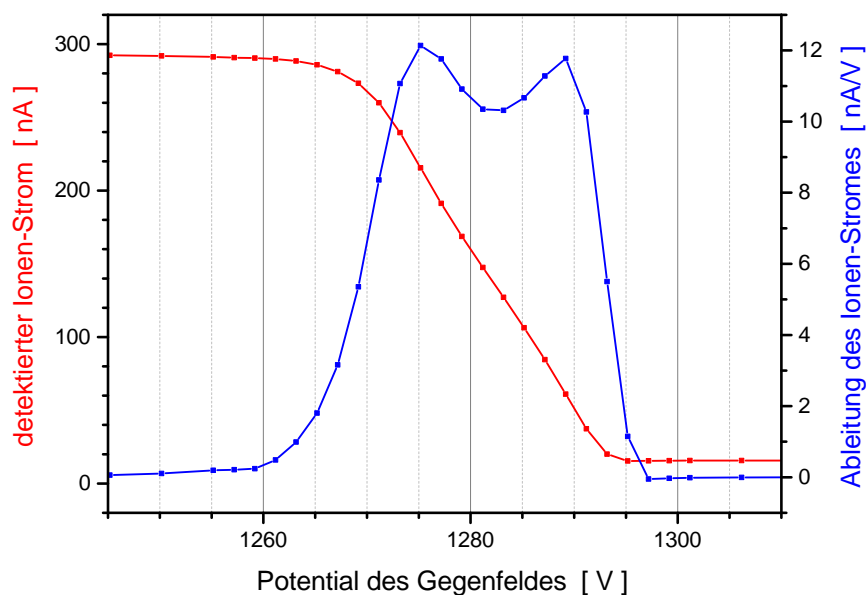


Abb. 5.6: Darstellung einer einzelnen Messung des Gegenfeldanalysators: aufgenommene Daten (rot) und berechnete Ableitung (blau). RIT-2.5 bei 1250 V_{PHV} und 5,7 mA an Strahlstrom

werden von Ausreißern, also zu hohen oder zu niedrigen Werten, bereinigt und der Mittelwert gebildet. Durch das Säubern der aufgenommenen Daten wird verhindert, dass stark fehlerhafte Messwerte durch z.B. elektromagnetische Störungen, Spannungsspitzen oder Funkenentladungen innerhalb des Kopfes in die Mittelwertbildung eingehen und das eigentliche Messsignal verfälschen. Dadurch lässt sich bei gleichen Integrationszeiten pro Messpunkt ein deutlich besseres Signal-Rausch-Verhältnis über das gesamte Spektrum erreichen. Anschließend wird die nächste Gegenspannung eingestellt und kurz gewartet, bis sich die Spannung nicht nur am Ausgang der Spannungsversorgung sondern auch am Detektor selbst stabilisiert hat und sich der Ionenstrahl auf die geänderten Potentiale eingestellt hat, ehe die nächsten Stromsignale vom Kollektor aufgezeichnet werden. Diese Prozedur wird so lange wiederholt, bis das gewählte Intervall der Gegenspannung vollständig vermessen ist und das energetische Spektrum des Ionenstrahls komplett aufgenommen ist.

In Abbildung 5.6 ist ein typisches Energie-Spektrum dargestellt, welches mit dem entwickelten RPA-Kopf an einem RIT-2.5 aufgenommen wurde. Der rote Graph zeigt die sogenannte Strom-Spannungs-Kennlinie des Gegenfeldanalysators. Dabei geht der gemessene Strom immer weiter zurück, wenn die Gegenspannung erhöht wird, denn mit zunehmender Gegenspannung ist es immer weniger Ionen möglich, die aufgebaute Potentialbarriere zu überwinden. Der blaue Graph ist die Ableitung der aufgenommenen Kennlinie und gibt an, wie viele Ionen eine bestimmte Energie besitzen. Streng genommen ist zu sagen, dass die Ableitung angibt, wie viele Ionen ein bestimmtes Verhältnis aus Energie und Ladung besitzen. Allerdings gibt es bei

RIT-Triebwerken in den typischen Betriebszuständen weniger als ein Prozent zweifach geladene Ionen und nahezu keine mehrfach geladenen Ionen, die das Triebwerk verlassen [BES⁺16].

Außerdem ist in Abbildung 5.6 eine weitere Besonderheit der RIT-Triebwerke zu erkennen: Obwohl an das Extraktionssystem eine Spannung von 1250 V angelegt ist, haben die extrahierten Ionen eine Energie im Bereich von 1260 eV bis knapp 1300 eV. Dies liegt daran, dass das Plasma im Inneren des Triebwerks gegenüber den es einschließenden Wänden ein positives Potential erzeugt, das sogenannte Plasma-Wand-Potential. Somit werden die Ionen zunächst in dieser Randschicht beschleunigt, ehe sie in das Feld des Extraktionssystems eintreten und von diesem weiter beschleunigt werden. Als Folge ist die Energie der extrahierten Ionen eine Superposition aus angelegter Extraktionsspannung und Plasma-Wand-Potential. Die Stärke des Plasma-Wand-Potentials und von welchen Größen die Stärke und Ausdehnung abhängt, wird in Abschnitt 3.2 diskutiert.

In Konsequenz kann man diese Überlagerung nutzen, um Informationen über das eingeschlossene Plasma aus dem Energie-Spektrum zu erlangen, ohne das Plasma mit einer Sonde zu stören. Zieht man in der aufgenommenen I-U-Kennlinie das angelegte Beschleunigungspotential ab, so erhält man das Energie-Spektrum der Ionen, wie sie das Plasma im Inneren des Triebwerks verlassen. Strenggenommen muss man allerdings noch beachten, dass dieses Spektrum zu kleineren Energien hin verschmiert ist. Diese Verschmierung entsteht durch sekundäre Stoßprozesse innerhalb der Randschicht des Plasmas und des Gittersystems. Aufgrund von Stößen zwischen Ionen und neutralen Teilchen verlieren die Ionen einen Teil ihrer kinetischen Energie und tauchen im Energie-Spektrum an einer niederenergetischeren Stelle wieder auf.

In diesem reduzierten Energie-Spektrum ist das Plasma-Wand-Potential direkt ablesbar. Mit den entsprechenden Formeln aus Kapitel 3.2 lässt sich somit auch die Temperatur der Elektronen T_e im Plasma bestimmen, da das gemessene Plasma-Wand-Potential V_{PW} eine Superposition aus dem Randschichtpotential V_0 (Gleichung 3.3) und dem Potential der Vorschicht $\Delta\phi$ (Gleichung 3.5) ist:

$$V_{PW} = \frac{kT_e}{2e} \cdot \left(1 + \ln \left(\frac{2\pi m_e}{M} \right) \right). \quad (5.2)$$

RPA-Messungen bei verschiedenen Betriebspunkten entlang den Kurven eines Performance-Mappings des RIT-2.5 zeigen, dass typische Werte des Plasma-Wand-Potentials zwischen 15 und 50 V liegen (Abbildung 6.2). Daraus ergeben sich mit Gleichung 5.2 Elektronentemperaturen zwischen 3 und 10,5 eV.

Der große Vorteil der Bestimmung von T_e auf diese Art und Weise ist, dass keinerlei Sonde innerhalb des Plasmas geschweige denn in der direkten Nähe der Quelle zum Einsatz kommt und somit keine Störungen von der Sonde auf die eigentliche Messgröße übertragen werden können; Nachteil ist allerdings, dass die Bestimmung von T_e von dem zugrunde liegenden Modell der Randschicht des Plasmas abhängt.

5.6 Auflösung der entwickelten RPA-Diagnostik

Die erreichte Auflösung des entwickelten Gegenfeld-Analysators lässt sich bisher nur aus Simulationen der reflektierten Ionentrajektorien bei verschiedenen Gegenspannungen erahnen (siehe Abbildungen 4.10). Um die Auflösung in der Praxis zu bestimmen, wäre ein monoenergetischer Ionenstrahl notwendig, der so ideal im Labor nicht darstellbar ist. Allerdings hat sich bei einigen Messungen mit dem biased RPA gezeigt, dass das Energiespektrum einer Ionenquelle des RIT-Typs eine relativ scharfe Grenze nach oben aufweist und zumindest auf der hochenergetischen Flanke nicht durch sekundäre Prozesse verschmiert ist. Aufgrund der Superposition der konstanten Hochspannung am ersten Gitter und dem schwingenden Plasma-Wand-Potential ist dies auch leicht ersichtlich, denn aufgrund der Kombination aus Gittersystem und elektrisch leitfähigem Plasma überträgt sich das angelegte Potential vollständig auf alle extrahierten Ionen (siehe Beschreibung des Extraktionssystems in Kapitel 2.2). Da die Ionen vor der Beschleunigung im Gittersystem die Schicht zwischen Plasma und Wand durchlaufen, überträgt sich auch dieses Potential vollständig auf alle Ionen. Die Schwingung dieses Potentials kommt aus der zeitlich veränderlichen Energiedeposition ins Plasma aufgrund der oszillierenden Amplituden der eingekoppelten rf-Felder. Da sich sowohl die Energie der Ladungsträger als auch deren Anzahl während eines rf-Zyklus periodisch ändern, ändert sich auch das Plasma-Wand-Potential periodisch. Diese Veränderung ist allerdings so schnell, dass sie nicht mit der RPA-Diagnostik zeitlich aufgelöst werden kann und nur zeitlich gemittelt im RPA-Spektrum in Erscheinung tritt. Dennoch ist das Auftreten einer maximalen Energie im RPA-Spektrum trotz schwingender Randschicht und zeitlicher Mittelung ersichtlich. Diese Ionen stammen aus dem ungestörten Plasmavolumen zur Zeit des maximalen Randschichtpotentials und haben die komplette Randschicht durchlaufen, ohne auf andere schwere Teilchen zu stoßen. Die Verschmierung am anderen Ende des Energiespektrums ist dadurch bedingt, dass manche Ionen in der Randschicht bei einem Stoß mit anderen schweren Teilchen einen Teil ihrer kinetischen Energie verlieren oder sie erst durch Ionisation in der Randschicht entstehen. Folglich durchlaufen diese Ionen nicht die komplette Potentialdifferenz und tauchen im Spektrum bei kleineren Energien auf (siehe Modelle zur Erklärung der nicht kollisionsfreien Randschicht in Kapitel 3.2).

In Abbildung 5.7 sind drei RPA-Spektren dargestellt, die nacheinander am gleichen Betriebspunkt des Triebwerks aufgenommen sind und sich lediglich in der gewählten Schrittweite der Gegenspannung des RPA unterscheiden. Erst in der Vergrößerung der höherenergetischen Flanke zeigt sich der Nutzen der feineren Schrittweite, da die Abrisskannte zum einen steiler ausfällt und zum anderen eine Zwischenstufe erkennbar wird. Trotz der zeitlichen Mittelung der Diagnostik über viele rf-Perioden zeigen die Messkurven außerdem, wie stabil und konstant ein Triebwerk des RIT-Typs läuft, wenn es in seinem thermischen Gleichgewicht betrieben wird.

Anhand dieser Abrisskannte des RPA-Spektrums kann eine praktische Abschätzung der Auflösung angegeben werden, die sicherlich nur eine Obergrenze darstellt, da zum einen das Triebwerk keinen monoenergetischen Ionenstrahl bereitstellt und zum anderen

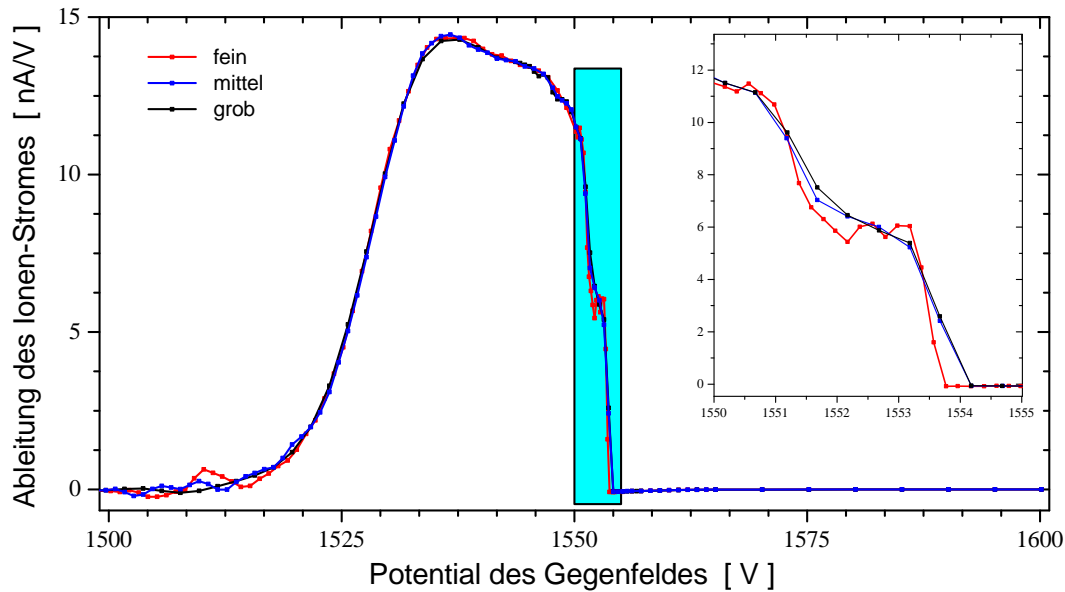


Abb. 5.7: „Abrisskante“ bei maximaler Energie zur Abschätzung der minimalen Auflösung der entwickelten RPA-Diagnostik. Mit einer totalen Breite von 0,6 V bei einer Gegenspannung von 1553,5 V ergibt sich eine relative Auflösung von besser als 0,386 ‰.

das Triebwerk keine ideale Punktquelle ist. Die gesamte Breite des letzten Abfalls der Kennlinie beträgt 0,6 V bei einer Gegenspannung von 1553,5 V, so dass sich eine relative Auflösung der Energie von besser als 0,386 ‰ ergibt.

Talley et al. haben einen Gegenfeldanalysator mit einem Gittersystem entwickelt [TSCV17]. Im Gegensatz zum Extraktionssystem der Ionenquelle sind die Bohrungen deutlich kleiner und die Abstände der Gitter sehr viel größer. In Simulationen haben sie bei einem monoenergetischen Strahl mit 500 eV eine minimale Breite des Signalabfalls von 2,5 V vorhergesagt. Somit ergibt sich eine theoretische Auflösung von 5 ‰.

Kanarov et al. haben einen gegitterten Gegenfeldanalysator mit fokussierendem Zylinder vor der Retarding-Elektrode, wie ihn Zou und Cui et al. zur hochpräzisen Energiebestimmung von Elektronen entwickelt haben [ZCY⁺02, ZCH⁺03, CZV⁺04], auf den Einsatz in hochenergetischen Ionenstrahlen eines Triebwerks optimiert [KSS⁺08]. Dabei wurde sowohl die Eintrittsblende verkleinert als auch die Abstände der einzelnen Elektroden angepasst. Eine experimentell bestimmte Auflösung des entwickelten Designs konnten sie mangels eines monoenergetischen Ionenstrahls nicht angeben. In den aufgenommenen Energiespektren zeigen sich die üblichen Deformationen auf der nieder- und hochenergetischen Flanke des Spektrums, wie sie für gegitterte Gegenfeldanalysatoren typisch sind. Nichtsdestotrotz ist die Auflösung, die die Autoren mit dem fokussierenden Zylinder vor dem Retarding-Gitter erreicht haben, beachtlich im Vergleich zu gegitterten Gegenfeldanalysatoren ohne diese fokussierende Einheit.

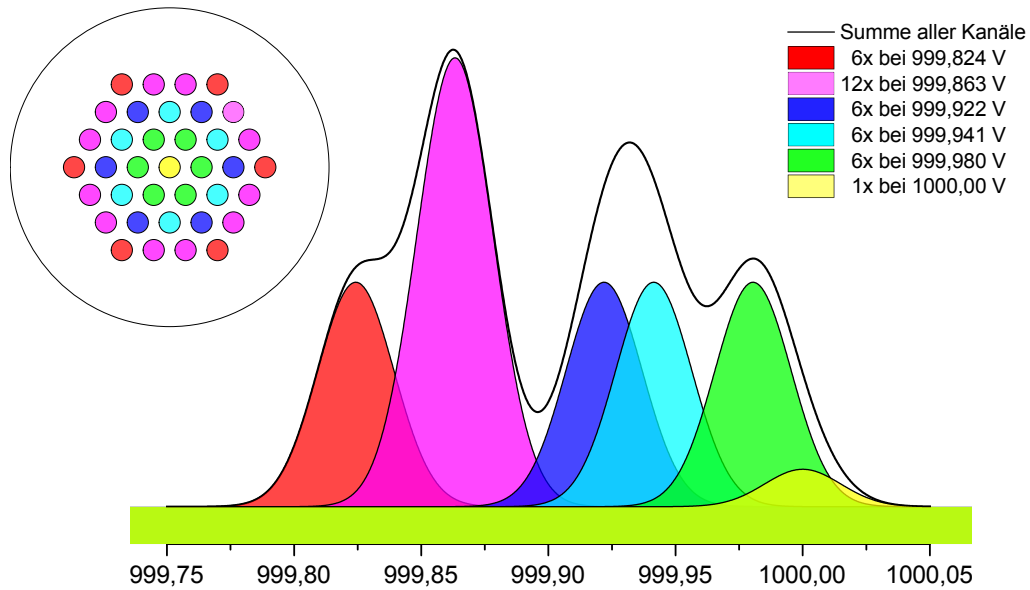


Abb. 5.8: Berechnete Verteilung der Ionenenergie eines monoenergetischen Strahls mit 1000 eV aus den 37 Kanälen des Extraktionsgitters des RIT-2.5. Der Abstand zwischen Quelle und Detektor beträgt 400 mm.

5.7 Abweichung der gemessenen Energie durch schräg eintretende Ionen in den Messkopf







Abweichungen in der absoluten Bestimmung der Energie treten bei Gegenfeldanalysatoren immer dann auf, wenn die Ionen nicht senkrecht auf die höchste Potentiallinie treffen oder erst gar nicht senkrecht in den energiewahlenden Kanal des Detektors eintreten.

Bei dem in dieser Arbeit entwickelten Gegenfeldanalysator verlaufen die Flugbahnen der Ionen innerhalb des RPA-Kopfes immer senkrecht zur retardierenden Potentialfläche (siehe Kapitel 4.3.4) und folglich ergibt sich hieraus keine Abweichung in der Bestimmung der Ionenenergie. Allerdings hat diese fokussierende Eigenschaft kaum Auswirkung auf schräg eintretende Ionen, so dass diese Ionen bei etwas kleineren Energien im Spektrum registriert werden als ihrer wahren Energie entspricht.

Die relative Abweichung aufgrund von schräg eintretenden Ionen bei der Bestimmung der absoluten Ionenenergie lässt sich durch den Winkel ϑ zwischen der Ionenflugbahn und der Achse des RPA-Kopfes angeben:

$$E_{\text{rec}} = E_{\text{real}} \cdot \cos(\vartheta) \quad (5.3)$$

Tab. 5.4: Berechnete Winkel zwischen den einzelnen Extraktionskanälen des RIT-2.5 und dem Detektor sowie der daraus resultierenden Energieabweichung. Die Häufigkeit der einzelnen Winkel ergibt aus der Symmetrie des hexagonalen Gittersystems (siehe Abbildung 5.8).

Farbe in Abb. 5.8	Häufigkeit	Winkel	$\Delta E/E$	registrierte Energie
	1	0,000°	0,000‰	1000,000 eV
	6	0,358°	0,020‰	999,980 eV
	6	0,620°	0,059‰	999,941 eV
	6	0,716°	0,078‰	999,922 eV
	12	0,947°	0,137‰	999,863 eV
	6	1,074°	0,176‰	999,824 eV

Es zeigt sich, dass die detektierte Ionenenergie E_{rec} immer kleiner ist als die tatsächliche Ionenenergie E_{real} . Nach dieser Gleichung ergibt sich bei einer Fehlausrichtung zwischen Ionenstrahl und Detektor von 1° eine Verschiebung im Spektrum von $0,15\text{‰}$.

Neben einer Fehlausrichtung der Achsen von Quelle und Detektor führt auch die geometrische Ausdehnung des Extraktionssystems der Ionenquelle dazu, dass Ionen schräg in den Gegenfeldanalysator eintreten. Die Annahme, dass die Ionenquelle als eine einzelne Punktquelle beschrieben werden kann, ist trotz des großen Abstands zwischen Ionenquelle und Detektor von 400 mm und dem relativ kleinen Durchmesser des Extraktionssystems von 18 mm nur eine Näherung. Wesentlich genauer wird die Beschreibung der Ionenquelle, wenn jeder Extraktionskanal als eine einzelne Punktquelle betrachtet wird. Auf diese Weise lässt sich für jeden emittierenden Kanal ein Winkel zwischen seiner Symmetrieachse und der des Detektor angeben, so dass für jeden Kanal die Abweichung der detektierten Ionenenergie zur tatsächlichen Energie berechnet werden kann.

In Abbildung 5.8 ist die Peakstruktur dargestellt, die der Detektor registriert, wenn aus jedem Extraktionskanal ein monoenergetischer Ionenstrahl mit 1000 eV emittiert wird. Dabei ist die schwarze Kurve die additive Überlagerung der Beiträge der einzelnen Extraktionskanäle. Aufgrund der hexagonalen Anordnung der insgesamt 37 Extraktionskanäle des RIT-2.5 und der daraus resultierenden Symmetrie ergeben sich insgesamt sechs verschiedene Eintrittswinkel für Ionen in den Detektor, die zwischen 0° für den mittleren Kanal und etwas über 1° für die sechs äußersten Kanäle liegen (siehe Tabelle 5.4). Folglich ergibt sich eine maximale Abweichung der Energiemessung von weniger als $0,2\text{‰}$. Die Fläche eines jeden Peaks im dargestellten Spektrum ist proportional der Häufigkeit der Extraktionsöffnungen der entsprechenden Winkelstellung.

In der Praxis besteht nicht nur das Extraktionssystem der Ionenquelle aus diskreten Kanälen, sondern auch der Detektor selbst ist aus insgesamt drei energieselektiven Kanälen aufgebaut, die auf einem Lochkreis von 8 mm angeordnet sind. Das resultie-

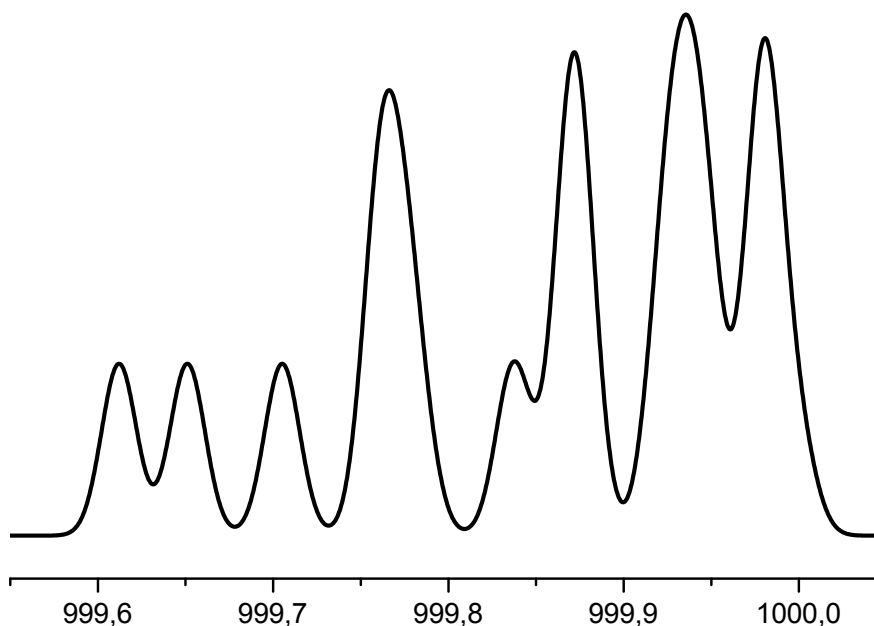


Abb. 5.9: Berechnete Verteilung der Ionenenergie eines Strahls mit 1000 eV aus den 37 Extraktionskanälen des RIT-2.5 und dem verwendeten Detektor mit drei energieselektiven Kanälen. Die Verteilung ist die Summe aus insgesamt 20 Gauß-Verteilungen.

rende Energiespektrum eines monoenergetischen Ionenstrahls aus den 37 Extraktionskanälen des RIT-2.5 registriert mit den drei Kanälen des entwickelten RPA-Kopfes ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Es ist die Überlagerung aus insgesamt 20 einzelnen Peaks bei unterschiedlichen Energien, die sich teilweise so wenig voneinander unterscheiden, dass sie im gesamten Spektrum nicht mehr voneinander unterschieden werden können. Der maximale Eintrittswinkel in einen Kanal des Detektors liegt bei $1,6^\circ$ und führt zu einer Abweichung von knapp $0,4\%$. Diese Abweichung bestimmt die theoretisch erreichbare Energieauflösung des Systems aufgrund der geometrischen Gegebenheiten ohne die fokussierende Wirkung des RPA-Kopfes auf schräg eintretende Ionen zu beachten.

Folglich bedeutet die hier aufgestellte theoretische Auflösung und die in Kapitel 5.6 praktische dargestellte Auflösung des entwickelten RPA-Kopfes, dass man mit diesem fokussierenden RPA-Kopf in der Lage ist, das Energiespektrum einer Ionenquelle des RIT-Typs zu vermessen. Wie bereits Abbildung 5.7 und die weiteren Spektren in Kapitel 6 zeigen, sind die aufgenommenen Energiespektren um ein bis zwei Größenordnungen breiter als Auflösungsvermögen des Detektors. Somit ist die Struktur des Energiespektrums nicht vom Detektor verursacht, sondern stammt originär aus der vermessenen Quelle selbst.

KAPITEL 6

Messungen mit der entwickelten biased RPA-Diagnostik

Anhand von RPA-Spektren lassen sich Informationen über das Plasma im Inneren eines Ionentriebwerks sammeln, ohne das Plasma oder den Betriebszustand des Triebwerks in irgendeiner Art und Weise zu stören. Dies ist möglich, da ein RPA die Energieverteilung der Ionen im Ionenstrahl aufnimmt und folglich nicht in direktem Kontakt mit dem Triebwerk steht oder gar eine Sonde im Inneren des Triebwerks platziert.

Zusätzlich lassen sich aus der Verteilung der Ionenenergien im Strahl wesentliche Parameter des Plasmas bestimmen, da die Ionenenergie aus einer Überlagerung der Beschleunigung im Extraktionssystem der Ionenquelle und der vorangegangenen Beschleunigung der Ionen in der Randschicht des Plasmas resultiert. Diese Superposition der Beiträge zur Ionenenergie ermöglicht es, in den aufgenommenen RPA-Spektren direkt nach Abzug der angelegten Hochspannung das Plasma-Wand-Potential abzulesen.

Aufgrund der verwendeten Hochspannungsversorgung sowohl auf der Seite des Triebwerks als auch auf der Seite der Diagnostik, kann ausgeschlossen werden, dass das RPA-Spektrum von einer schwankenden oder instabilen Hochspannung an den einzelnen Elektroden beeinflusst wird. Darüber hinaus ist beim Triebwerk aufgrund der Kombination aus Plasma und erstem Gitter sichergestellt, dass die angelegte Hochspannung alle Ionen gleichermaßen beschleunigt (siehe Beschreibung des Extraktionssystems in Kapitel 2.2). Des Weiteren kann davon ausgegangen werden, dass die allermeisten Ionen das volle Potential der Randschicht durchlaufen und nur ein kleiner Teil aufgrund eines Stoßes mit anderen schweren Teilchen oder seiner Entstehung durch Stoßionisation in der Randschicht eine geringere Potentialdifferenz durchläuft (siehe Modelle zur Beschreibung der Randschicht eines Niederdruck-Plasmas in Kapitel 3.2).

Aus diesen Gründen lässt sich mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten biased RPA-Diagnostik die Energieverteilung der Ionen im Strahl äußerst präzise und annähernd frei von Verzerrungen aufnehmen.

In den nächsten Abschnitten werden neben einem Performance-Mapping des RIT-2.5 und dem zu jedem Betriebspunkt zugehörigen RPA-Spektrum auch zu ausgewählten Betriebspunkten RPA-Messungen bei verschiedenen Winkeln im Ionenstrahl dargestellt und diskutiert. In einem weiteren Abschnitt werden RPA-Spektren des RIM-4 bei verschiedenen Betriebspunkten und an verschiedenen Orten im Strahl miteinander verglichen und analysiert.

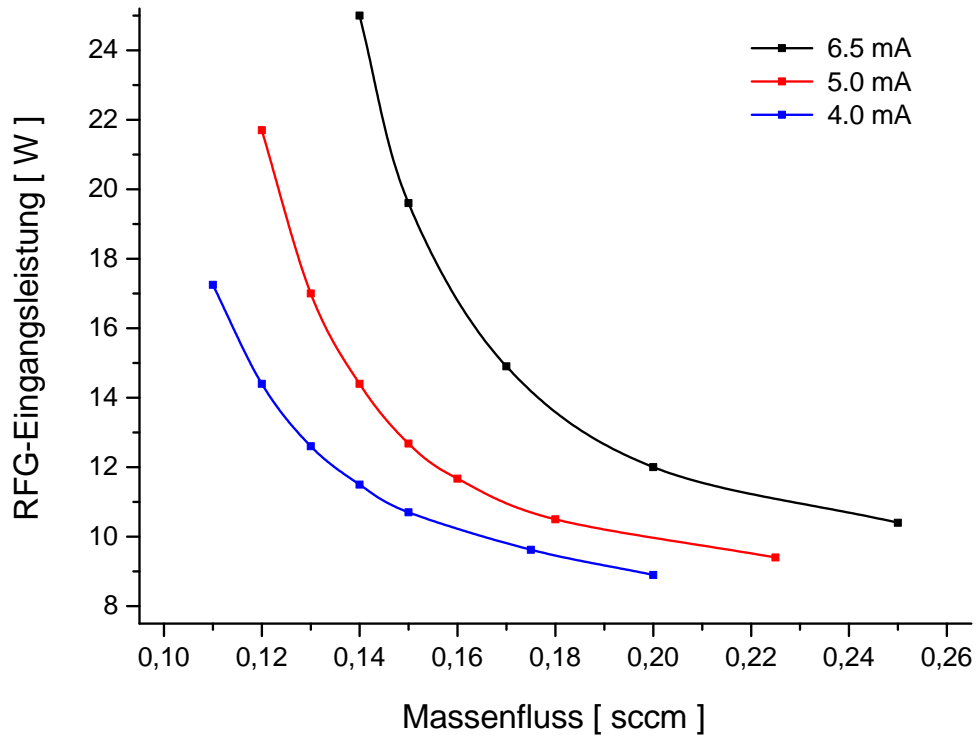


Abb. 6.1: Performance Mapping am RIT-2.5 mit drei verschiedenen Strahlströmen bei $1600 V_{PHV}$ und $-150 V_{NHV}$ (zu jedem Datenpunkt in dieser Grafik wurde ein RPA-Spektrum aufgenommen (s. Abb. 6.2)).

6.1 Messungen am RIT-2.5 mit 37 Extraktionskanälen

RPA-Spektren zu Betriebspunkten eines Performance-Mappings

Ein Performance-Mapping stellt die Leistungsfähigkeit eines Triebwerks graphisch dar und ist vergleichbar mit dem Kennfeld eines Motors. Dazu wird für jeden Betriebspunkt die benötigte elektrische Eingangsleistung des RFG über dem benötigten Massenfluss aufgetragen und die Punkte zu gleichem Strahlstrom zu einer Kurve verbunden. Somit ist anhand solcher Kurvenscharen sofort ersichtlich, wie viel elektrische Leistung und wie viel Treibstoff für einen gewünschten Schub benötigt werden.

In Abbildung 6.1 ist ein Performance-Mapping des RIT-2.5 dargestellt. Die drei aufgenommenen Kurven zu Strahlströmen von 4,0 mA, 5,0 mA und 6,5 mA zeigen den typischen Verlauf, wie er bei einem Triebwerk dieses Typs erwartet wird. Ganz deutlich zu erkennen ist, dass man neben einem minimalen Massenfluss auch immer einen minimalen Leistungsbedarf hat, um das Plasma im Inneren des Triebwerks überhaupt aufrecht zu erhalten. Nichtsdestotrotz führt bei gleichem Schub ein Sparen von Treibstoff immer zu einem erhöhten Bedarf an elektrischer Leistung, genauso wie

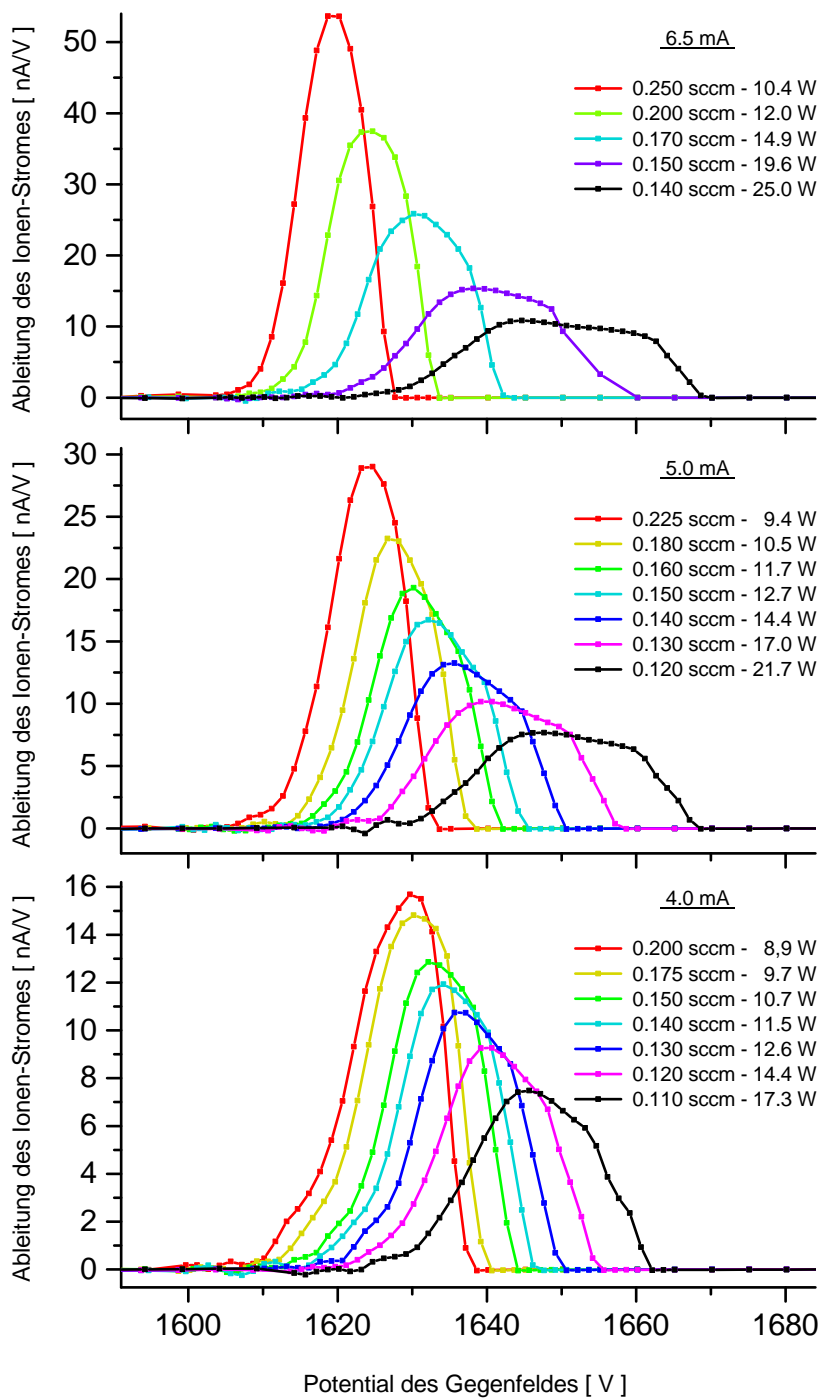


Abb. 6.2: Zusammenstellung der einzelnen RPA-Spektren zu jedem Betriebspunkt des RIT-2.5 bei 1600 V_{PHV} und -150 V_{NHV} entlang der drei Stromkurven des Performance Mappings aus Abb. 6.1

Tab. 6.1: Zusammenstellung der einzelnen Betriebsparameter des RIT-2.5 während des Performance Mappings aus Abbildung 6.1 sowie des Plasma-Wand-Potentials PWP und der zugehörigen Elektronentemperatur T_e der RPA-Spektren aus Abbildung 6.2 (Minimales und maximales Plasma-Wand-Potential sind jeweils bei 80% der totalen Höhe des RPA-Spektrums abgelesen und die Elektronentemperatur anhand dieser Werte berechnet, da keine bimodale Struktur in diesen RPA-Spektren eindeutig erkennbar ist. Dies führt zu einer Unterschätzung des minimalen Potentials und einer Überschätzung des maximalen Potentials sowie der zugehörigen Elektronentemperatur, macht aber dennoch den Verlauf der beiden Parameter deutlich.)

Strom	Massenfluss	rf-Leistung	$V_{PW \min}$	$V_{PW \max}$	$T_{e \min}$	$T_{e \max}$	Fläche
6,5 mA	0,250 sccm	10,4 W	15,7 V	23,1 V	3,3 eV	4,8 eV	589 nA
6,5 mA	0,200 sccm	12,0 W	20,1 V	29,0 V	4,2 eV	6,1 eV	493 nA
6,5 mA	0,170 sccm	14,9 W	25,6 V	36,2 V	5,4 eV	7,6 eV	423 nA
6,5 mA	0,150 sccm	19,6 W	32,2 V	48,8 V	6,7 eV	10,2 eV	363 nA
6,5 mA	0,140 sccm	25,0 W	38,7 V	62,1 V	8,1 eV	13,0 eV	323 nA
5,0 mA	0,225 sccm	9,4 W	20,2 V	28,1 V	4,2 eV	5,9 eV	366 nA
5,0 mA	0,180 sccm	10,5 W	23,8 V	32,1 V	5,0 eV	6,7 eV	318 nA
5,0 mA	0,160 sccm	11,7 W	26,7 V	34,4 V	5,6 eV	7,2 eV	290 nA
5,0 mA	0,150 sccm	12,7 W	28,1 V	37,8 V	5,9 eV	7,9 eV	276 nA
5,0 mA	0,140 sccm	14,4 W	30,8 V	43,1 V	6,5 eV	9,0 eV	255 nA
5,0 mA	0,130 sccm	17,0 W	34,4 V	49,6 V	7,2 eV	10,4 eV	234 nA
5,0 mA	0,120 sccm	21,7 W	41,4 V	59,4 V	8,7 eV	12,4 eV	212 nA
4,0 mA	0,200 sccm	8,9 W	24,7 V	33,5 V	5,2 eV	7,0 eV	242 nA
4,0 mA	0,175 sccm	9,7 W	25,6 V	35,4 V	5,4 eV	7,4 eV	233 nA
4,0 mA	0,150 sccm	10,7 W	28,4 V	38,9 V	6,0 eV	8,2 eV	212 nA
4,0 mA	0,140 sccm	11,5 W	30,5 V	40,4 V	6,4 eV	8,5 eV	203 nA
4,0 mA	0,130 sccm	12,6 W	32,4 V	43,2 V	6,8 eV	9,1 eV	192 nA
4,0 mA	0,120 sccm	14,4 W	36,0 V	46,6 V	7,5 eV	9,8 eV	179 nA
4,0 mA	0,110 sccm	17,3 W	39,8 V	53,1 V	8,3 eV	11,1 eV	164 nA

umgekehrt ein Einsparen von elektrischer Leistung nur durch einen erhöhten Verbrauch von Treibstoff kompensiert werden kann.

Alle aufgenommenen RPA-Spektren zu jedem einzelnen Betriebspunkt der drei Performance-Kurven sind in Abbildung 6.2 dargestellt und die extrahierten Werte für minimales und maximales Plasmapotential sowie die sich daraus ergebenden Elektronentemperaturen sind in Tabelle 6.1 zusammengetragen. Das minimale und maximale Plasmapotential wurde bei 80% der Höhe des aufgenommenen Spektrums abgelesen, da eine Zuordnung der beiden einzelnen Peaks eines erwarteten bimodalen Spektrums nicht möglich ist. Somit wird das minimale Plasma-Wand-Potential etwas unterschätzt und das maximale Plasma-Wand-Potential etwas überschätzt, ebenso wie die zugehörigen Elektronentemperaturen.

Im Prinzip zeigen die RPA-Spektren für die drei verschiedenen Ionenströme ein ähnliches Verhalten: an Betriebspunkten mit hohem Massenfluss und wenig Leistung findet man eine relativ scharf gepeakte Verteilung der Ionenenergie, die die geringste mittlere Ionenenergie aller entlang der Performance-Kurve aufgenommenen RPA-Spektren aufweist; mit verringertem Massenfluss und steigender rf-Leistung verschiebt sich die gesamte Energieverteilung in den RPA-Spektren zu höheren Energien und nimmt gleichzeitig deutlich an Breite zu, während die maximale Höhe abnimmt. Anhand dieser RPA-Spektren und der aus ihnen extrahierten Daten zeigt sich, dass hohe Neutralgasdichten in Verbindung mit niedrigen rf-Leistungen zu einem insgesamt niedrigen Plasma-Wand-Potential führen und die Verteilung der Ionenenergie relativ schmal ist. Hingegen führen niedrige Neutralgasdichten und hohe rf-Leistungen zu einem doppelt bis dreimal so großen Plasma-Wand-Potential sowie zu einer breiteren Verteilung der Ionenenergie, die sich nicht mehr mit einem einzelnen Peak beschreiben lässt. In dem Fall einer stark verbreiterten Energieverteilung ist davon auszugehen, dass das Potential der Randschicht während einer rf-Periode nicht konstant ist sondern sich ebenfalls periodisch verändert (siehe Kapitel 3.2). Eine periodische Änderung des Potentials sowie der Ladungsträgerdichten als auch deren Energien wurde von Henrich in PIC-Simulationen an einem RIT-1.0 gezeigt [Hen13]. Diese Schwingung im MHz-Bereich mit der doppelten rf-Frequenz kann von der verwendeten RPA-Diagnostik zeitlich nicht aufgelöst werden und wird als kontinuierliche Verteilung im Spektrum sichtbar.

Für die Entwicklung von Ionentriebwerken und -Quellen können solche RPA-Spektren äußerst nützlich sein. Zum Beispiel kann je nach Auslegung einer Mission ein Sparen von Treibstoff oder von elektrischer Energie wünschenswert sein. Während die Kurven eines Performance-Mappings lediglich Auskunft darüber geben, ob der gewünschte Betriebspunkt überhaupt möglich ist, zeigen die RPA-Spektren auch, ob ein solcher Betriebspunkt im Hinblick auf die Eigenschaften des Plasmas und die Funktion der Ionenoptik noch sinnvoll ist.

Für die Optimierung des Gittersystems ist neben der Anzahl der Ionen auch die Kenntnis über deren Energie wichtig, mit der sie in die beschleunigenden Felder eintreten. Außerdem hat das Potential der Randschicht, das indirekt auch Auskunft über die Elektronentemperatur im Plasma gibt, einen entscheidenden Einfluss auf

die Ausbildung des Meniskus über einem jeden Extraktionskanal. Somit haben die veränderten Parameter des Plasmas einen spürbaren Einfluss auf die Fokussierung des Gittersystems und folglich auch den erzeugten Schub, so dass sich die Frage stellt, ob die Ionenoptik auf die entsprechenden Betriebspunkte angepasst ist.

Überdies ist die Energie der Ionen beim Verlassen des Plasmas nicht zu unterschätzen, da nicht alle Ionen das Plasma durch einen Extraktionskanal verlassen können, sondern andere Ionen auch auf die an das Plasma angrenzenden Oberflächen treffen und diese schädigen können. Vor allem die zweifach geladenen Ionen, aber ab einem gewissen Potential auch die einfach geladenen Ionen, akkumulieren beim Durchlaufen des Plasma-Wand-Potentials genügend Energie, um beim Auftreffen auf die angrenzenden Oberflächen einzelne Partikel auszulösen. Somit können metallische Partikel des ersten Gitters oder des Gaseinlasses ins Plasma gelangen und sich anschließend auf dem Entladungsgefäß ablagern. Mit der Zeit wächst diese Schicht an und ihre Oberfläche schließt sich vollständig, so dass eine dünne leitfähige Schicht auf dem Inneren des Entladungsgefäßes entsteht. Somit können die rf-Felder der Spule nicht mehr ungehindert ins Plasmavolumen eindringen, um dort ihre Energie zu deponieren und es muss mehr rf-Energie aufgewendet werden, um den gleichen Schub zu erzeugen. Schlussendlich muss mehr Energie in den Radiofrequenzgenerator gesteckt werden, die zum einen zur Verfügung stehen muss und zum anderen als resultierende Wärme abtransportiert werden muss.

RPA-Spektren bei unterschiedlichen Massenflüssen und an verschiedenen Orten im Ionenstrahl

In diesem Abschnitt sind RPA-Spektren dargestellt, die sowohl die Abhängigkeit vom verwendeten Massenfluss bei gleichem Spulenstrom als auch die radiale Abhängigkeit der Energieverteilung aufzeigen. Aufgenommen wurden die Spektren am RIT-2.5, welches mit konstanter Hochspannung von 1250 V sowie -150 V und konstantem RFG-Eingangstrom von 1,15 A betrieben wurde. Bei diesen Messungen wurde der Massenfluss zwischen 0,110 sccm und 0,250 sccm verändert, so dass sich folglich die benötigte rf-Leistung und der extrahierte Strahlstrom änderten. Die Parameter des RIT-2.5 zu den einzelnen Betriebspunkten sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt.

In einem ersten Schritt wurden RPA-Spektren direkt in der Strahlmitte bei verschiedenen Massenflüssen aufgenommen, die in Abbildung 6.3 zusammengestellt sind. Aufgrund der verschiedenen Massenflüsse stellt sich für jeden Betriebspunkt eine andere Neutralgasdichte innerhalb des Plasmavolumens ein und es liegt folglich auch eine andere Plasmadichte vor. Dies führt zu einer veränderten Kopplung zwischen Plasma und Spule, was sich auch in einer anderen rf-Leistung widerspiegelt. Im Gegensatz zu einem Performance-Mapping gehört in dieser Messreihe zu einem geringeren Massenfluss auch eine geringere rf-Leistung, da diese nicht angepasst wird, um bei jedem Betriebspunkt den gleichen Extraktionsstrom zu erhalten.

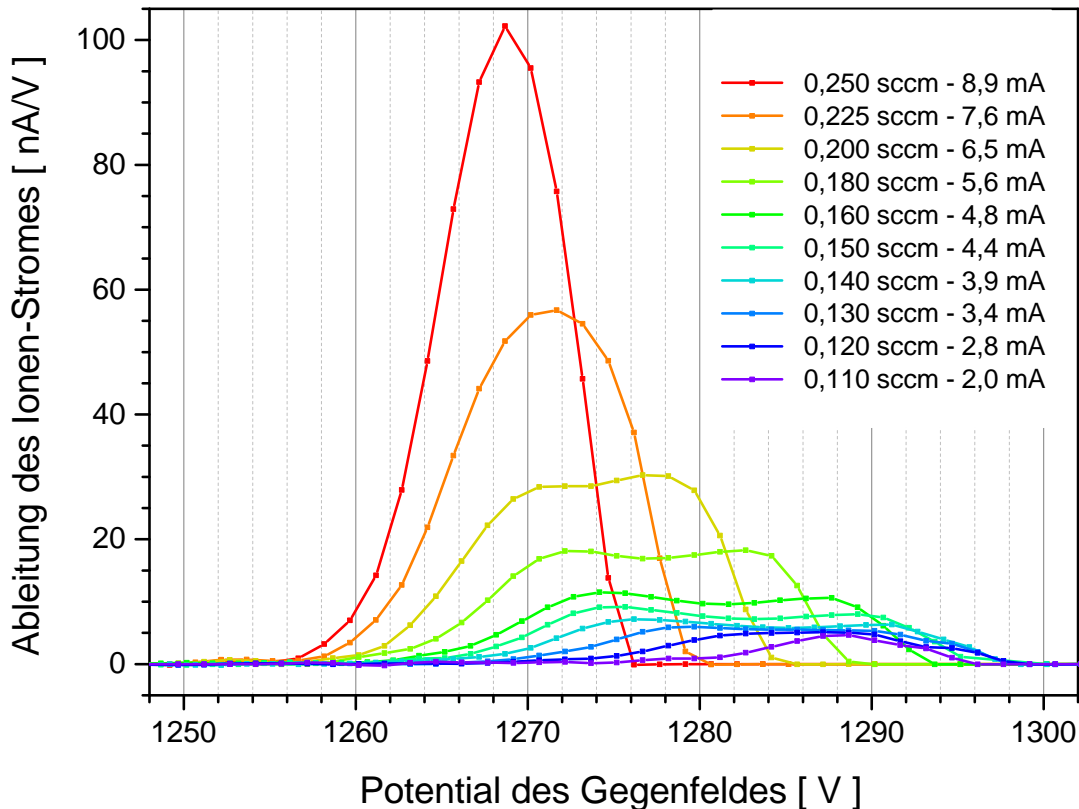


Abb. 6.3: Zusammenstellung aller RPA-Spektren auf der Mittelachse des RIT-2.5 bei Betriebspunkten mit verschiedenen Massenflüssen sowie bei konstant $1250 V_{PHV}$, $-150 V_{NHV}$ und $1,15 A_{RFG,IN}$

In den aufgenommenen RPA-Spektren ist deutlich zu sehen, wie sich neben der absoluten Energie der Ionen auch die Form der einzelnen Spektren verändert. Während hohe Massenflüsse zu einem schmalen Peak bei geringen Energien führen, so führt ein geringerer Massenfluss zu einer Energieverteilung bei höheren Energien, die eine deutlich breitere Form besitzt und teilweise sogar mehrere Maxima aufweist. Zusätzlich nimmt mit einem geringeren Massenfluss nicht nur die Höhe des Spektrums ab sondern auch die integrale Fläche unterhalb der Kurve.

Aufgrund der fokussierenden Eigenschaften des entwickelten RPA-Kopfes und dem Fehlen von Massengittern im Inneren besitzt der RPA-Kopf eine Transparenz von 100%. Somit erreichen alle Ionen mit ausreichend Energie den Kollektor und werden als Strom detektiert. Folglich ist die integrale Fläche des RPA-Spektrums gleich dem Ionenstrom, der durch die Eintrittsblende in den Detektor getreten ist und proportional zur Ionenstromdichte an dieser Stelle im Ionenstrahl. Also kann der biased RPA-Kopf die Ionenstromdichte bestimmen, wie dies ein Faraday-Cup an der gleichen Stelle tun würde. In Tabelle 6.2 sind die eingeschlossenen Flächen des RPA-Spektrums aufgelistet. Mit sinkendem Strahlstrom nimmt die eingeschlossene Fläche stärker ab

Tab. 6.2: Zusammenstellung der der einzelnen Betriebsparameter des RIT-2.5 während der Messungen aus Abbildung 6.3 sowie die eingeschlossene Fläche der RPA-Spektren und der Lage des ersten und zweiten Peaks.

Massenfluss	rf-Leistung	Ionenstrom	Peak ₁	Peak ₂	Fläche
0,250 sccm	14,65 W	8,85 mA	1268 V	1269 V	302 nA
0,225 sccm	13,75 W	7,60 mA	1269 V	1273 V	226 nA
0,200 sccm	12,90 W	6,50 mA	1270,5 V	1277,5 V	162 nA
0,180 sccm	12,25 W	5,60 mA	1272 V	1282 V	117 nA
0,160 sccm	11,70 W	4,75 mA	1274 V	1287 V	81 nA
0,150 sccm	11,40 W	4,40 mA	1275 V	1289 V	67 nA
0,140 sccm	11,10 W	3,90 mA	1276,5 V	1291 V	53 nA
0,130 sccm	10,75 W	3,40 mA	1279 V	1292 V	40 nA
0,120 sccm	10,35 W	2,75 mA	1282 V	1294 V	29 nA
0,110 sccm	9,80 W	2,00 mA	1287 V	1293 V	27 nA

als der Strahlstrom selbst und somit sinkt die Ionenstromdichte in der Mitte des Ionenstrahls stärker ab als der extrahierte Strahlstrom. Dieses Verhalten zeigt sich besonders gut in orts aufgelösten Messungen mit Faraday-Sensoren, die ein komplettes zweidimensionales Profil der Ionenstromdichte in einem bestimmten Abstand vor dem Triebwerk aufnehmen. In von Köhler aufgenommenen Profilen der Ionenstromdichte ist bei verschiedenen Betriebsparametern des RIT-2.5 deutlich zu erkennen [Köh10], wie sich neben dem absoluten Wert der Stromdichte im Zentrum auch das Strahlprofil verändert, wenn der extrahierte Strahlstrom verringert wird. Es ist deutlich zu sehen, dass eine Abnahme des totalen Ionenstrom zu einer überproportional verringerten Stromdichte im Zentrum des Ionenstrahls führt, aber gerade in den Randbereichen zwischen 30 und 40° zur Strahlachse eine nahezu unveränderte hohe Stromdichte vorhanden ist. Diese Beobachtung im Stromdichteprofil spiegelt sich auch in den charakteristischen Divergenz-Winkeln des Ionenstrahls wieder, die mit sinkendem Strahlstrom ansteigen.

Im Anschluss wurden weitere RPA-Spektren für die beiden höchsten Extraktionsströme sowie für einen Betriebspunkt mit doppelt-gepeakter Energieverteilung aufgenommen (siehe Graphen in Abbildung 6.4). Das Besondere an diesen Messungen ist, dass die RPA-Diagnostik nicht nur im Zentrum des Strahls, sondern bei verschiedenen Winkeln bezogen auf die Strahlachse positioniert ist. Somit ist in der Zusammenstellung von Abbildung 6.4 die radiale Abhängigkeit der Verteilung der Ionenenergie zu erkennen. Prinzipiell ist in allen drei Betriebspunkten des Triebwerks zu sehen, dass fernab der Mittelachse die integrale Fläche der gemessenen Verteilung abnimmt und sich deren Form ändert. Insbesondere ist die Tendenz zu erkennen, dass die energiereichsten

Ionen bei großen Winkeln nicht mehr vorhanden sind. Des Weiteren ist in allen drei Messreihen zu erkennen, wie alle RPA-Spektren auf der höherenergetischen Flanke rasch abfallen und sehr steil auf die Nulllinie treffen, aber auf der niederenergetischen Flanke sich erst langsam der Nulllinie nähern ehe sie diese erreichen. Somit ist die gesamte Verteilung leicht asymmetrisch, aber vor allem zu kleineren Energien hin verschmiert.

Die Abnahme der integralen Fläche der aufgenommenen RPA-Spektren bei größeren Winkeln außerhalb der Strahlmitte lässt sich anhand des Strahlprofils eines RIT erklären. In einem typischen Strahlprofil des RIT-2.5 ist zu sehen (Abbildung 2.5), wie außerhalb des Zentrums mit steigendem Winkel die Ionenstromdichte kontinuierlich abnimmt, bis sie schließlich bei etwas über 40° komplett verschwindet. Wie im vorangegangenen Abschnitt bereits beschrieben, ist bei dem entwickelten biased RPA-Kopf die integrale Fläche des aufgenommenen RPA-Spektrums proportional der Ionenstromdichte an dieser Stelle und somit wird die integrale Fläche der Energiepeaks fernab der Mittelachse immer kleiner und schließlich ab einer gewissen Stelle nicht mehr messbar. Im Vergleich zu einem Strahlprofil, welches Informationen über die herrschende Ionenstromdichte an verschiedenen Punkten gibt, geben RPA-Messungen in erster Linie Auskunft über die Energieverteilung der Ionen an bestimmten Punkten. Nichtsdestotrotz ist die winkelaufgelöste Messung der Ionenenergie gleichzeitig ein grobes Abtasten des Profils der Ionenstromdichte des Ionenstrahls.

Das Verschmieren zu kleineren Energie hin und die Asymmetrie des aufgenommenen RPA-Spektrums bringt eine weitere Erkenntnis über das Plasma im Inneren des Triebwerks. Wie in den Kapiteln 2.2 und 3.2 beschrieben, müssen die Ionen aus dem ungestörten Plasmavolumen die Vor- und die Randschicht durchlaufen, ehe sie in die beschleunigenden Felder des Extraktionssystems gelangen. In diesen beiden Schichten erhalten die Ionen bereits einen Teil ihrer kinetischen Energie, der sich zu der im Extraktionssystem aufgenommenen Energie addiert. Abgesehen von der erzeugten Verteilung aufgrund des zeitlich variierenden Plasma-Wand-Potentials, sollten alle extrahierten Ionen die gleiche Energie aufweisen, wenn sie zur gleichen Phase das ungestörte Plasma verlassen haben. Somit sollte ein einzelner Peak oder eine doppeltgepeakte Struktur im RPA-Spektrum zu sehen sein, die an beiden Flanken ähnlich auf die Nulllinie trifft. Allerdings zeigt sich an der niederenergetischen Flanke eine deutliche Verschmierung des RPA-Spektrums, auch wenn deren integrale Fläche nur einen kleinen Bruchteil des gesamten Spektrums ausmacht. Dabei ist besonders hervorzuheben, dass alle Ionen, die diesen Teil des Spektrums aufbauen, zwar unterhalb des Hauptspektrums liegen, aber eine größere Energie haben als dem angelegten Potential am Plasmagrenzanker entspricht, so dass CEX-Prozesse innerhalb des Extraktionssystems als Ursache ausscheiden. Folglich liegt der Ursprung dieser Ionenenergien in dem Gebiet zwischen ungestörtem Plasma und der begrenzenden Wand und es gibt zwei mögliche Erklärungen für deren Auftreten: zum einen können Ionen, die ursprünglich aus dem ungestörten Plasmavolumen stammen, bei einem Stoß in der Vor- oder Randschicht einen Teil ihrer Energie verlieren, zum anderen können Ionen innerhalb dieser beiden Schichten aus einem neutralen Gasatom erzeugt werden und

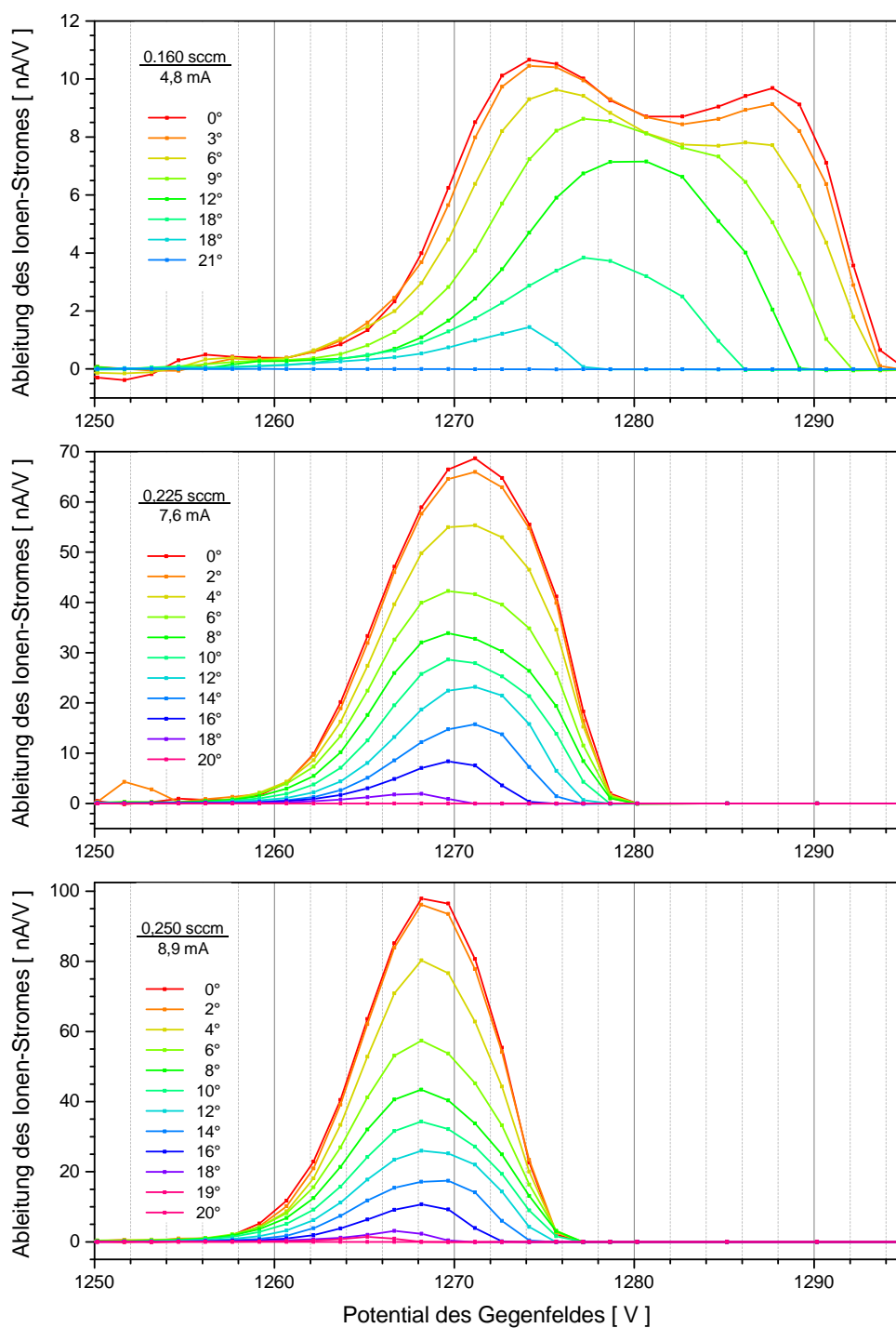


Abb. 6.4: Zusammenstellung der einzelnen RPA-Spektren bei verschiedenen Winkeln zu drei Betriebspunkten des RIT-2.5 mit $1250 \text{ V}_{\text{PHV}}$, $-150 \text{ V}_{\text{NHV}}$ und $1,15 \text{ A}_{\text{RFG,IN}}$ und verschiedenen Massenflüssen von $0,160 \text{ sccm}$, $0,225 \text{ sccm}$ und $0,250 \text{ sccm}$.

durchlaufen somit nicht das volle beschleunigende Potential. Beide Prozesse führen dazu, dass diese Ionen bei kleineren Energien im RPA-Spektrum registriert werden und zeigen, dass das Passieren von Vor- und Randschicht für Ionen aus dem Plasma des Triebwerks nicht komplett kollisionsfrei ist. Allerdings rechtfertigt das Verhältnis der Zahl dieser Ionen zur Gesamtzahl der extrahierten Ionen immer noch die theoretische Annahme zur Beschreibung des Plasmas, dass dessen Randschichten als kollisionsfrei betrachtet werden können und Stöße innerhalb dieser beiden Schichten vernachlässigt werden können.

Die leichte Asymmetrie der aufgenommenen RPA-Spektren lässt sich damit erklären, dass ein Teil der Ionen in der Vorschicht erzeugt wird oder ein Ion aus dem Plasmavolumen in dieser bei einem Stoß einen Teil seiner bisher akkumulierten Energie einbüßt. Diese Prozesse führen dazu, dass die Ionen bereits an der Randschichtkante eine Energieverteilung besitzen, wie sie Ingram et al. beschrieben haben [IB88]. Diese Verteilung ist relativ stark gepeakt und von einer scharfen Abrisskante auf der höherenergetischen Flanke gekennzeichnet, während sich die Verteilung auf der niederenergetischen Flanke asymptotisch der Nulllinie nähert. Da über der Vorschicht im Vergleich zur Randschicht nur ein Zehntel des Plasma-Wand-Potentials abfällt, ist die Energieverteilung an der Randschichtkante für die Asymmetrie des Hauptspektrums verantwortlich, aber erklärt nicht das Verschmieren des RPA-Spektrums zu kleineren Energien hin.

In Abbildung 6.5 ist eine weitere Messreihe am RIT-2.5 gezeigt. Im Vergleich zu den Messreihen aus den Abbildungen 6.3 und 6.4 war der Eingangsstrom des RFG statt 1,15 A nun 1,25 A, während die Extraktionsspannungen mit 1250 V und -150 V gleich waren und wieder Messreihen bei verschiedenen Massenflüssen aufgenommen wurden. Für einen Massenfluss von 0,180 sccm sind auch eine Energieverteilung für verschiedene Winkel gezeigt.

Beide neuen Messreihen zeigen den gleichen prinzipiellen Verlauf, wie er auch an den vorangegangenen Messreihen zu sehen war. So führt erneut ein hoher Massenfluss zu einem relativ schmalen und gepeakten Spektrum bei niedrigen Energien, während ein geringerer Massenfluss zu einem breiten Spektrum mit teilweiser bimodaler Struktur bei höheren Energien führt. Außerdem ist der scharfe Abfall auf der höherenergetischen Flanke genauso gut zu sehen wie das asymptotische Annähern auf der niederenergetischen Flanke. Allerdings ist bei der winkelaufgelösten Messreihe etwas deutlicher zu erkennen, dass bei größeren Winkeln nicht nur die Signatur der energiereichen Ionen aus dem RPA-Spektrum verschwindet, sondern auch die der energieärmeren aus dem Hauptspektrum verschwindet. Dies wird besonders deutlich, wenn man die zu kleineren Energien verschmierte Verteilung der Ionenenergie abzieht, die in der Vorschicht des Plasmas entsteht (siehe Abbildung 3.2). Dann ist sehr deutlich zu erkennen, dass ab einem bestimmten Winkel weder Ionen des ersten noch Ionen des zweiten Hauptpeaks anzutreffen sind, also keine Ionen mehr vorhanden sind, die während den Phasen der minimalen oder maximalen Energieeinkopplung ins Plasma in die beschleunigenden Felder eingetreten sind. So sind achsfern hauptsächlich Ionen anzutreffen, die während den transienten Phasen zwischen diesen beiden Extrema der Energieeinkopplung das Plasma verlassen haben.

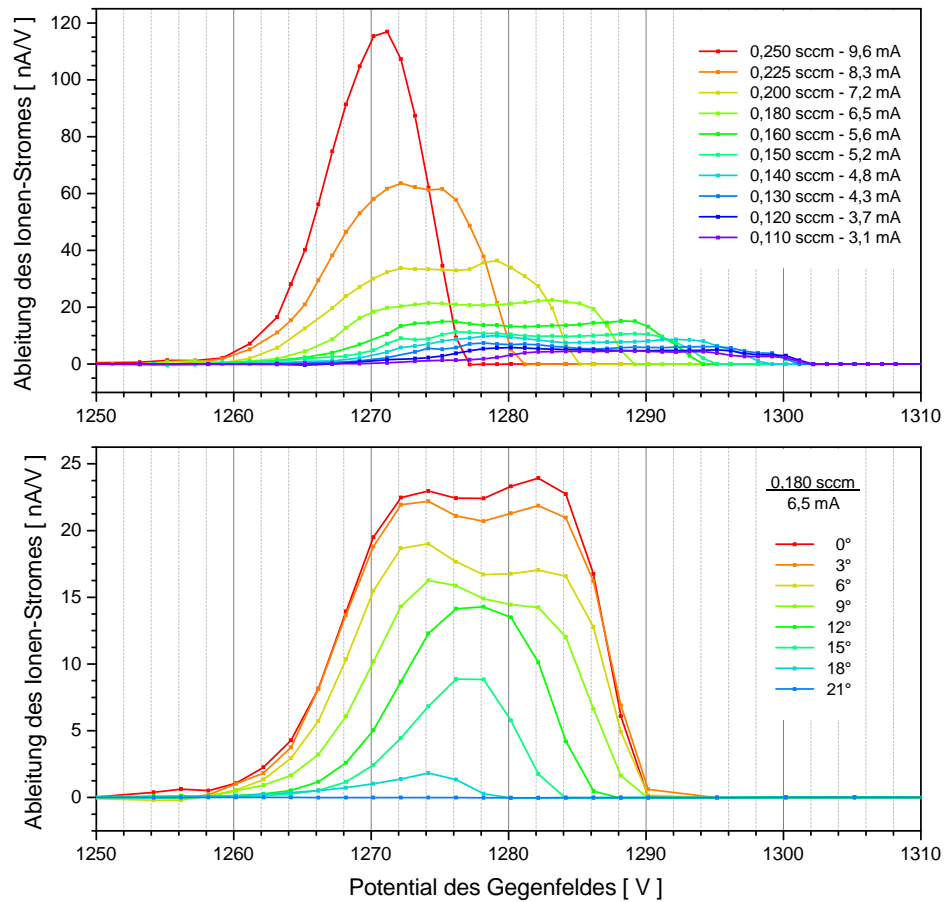


Abb. 6.5: Zusammenstellung aller RPA-Spektren auf der Mittelachse des RIT-2.5 bei Betriebspunkten mit verschiedenen Massenflüssen bei konstant $1250 V_{PHV}$, $-150 V_{NHV}$ und $1,25 A_{RFGIN}$ (oben) und Zusammenstellung der einzelnen RPA-Spektren bei verschiedenen Winkeln bei 0,180 sccm an Massenfluss (unten).

Eine Reihe von Ionenoptik-Simulationen ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Die Geometrie des Extraktionssystems entspricht der des RIT-2.5 mit 37 Extraktionskanälen (Dimensionierung in Abschnitt 5.2) und die angelegten Extraktionsspannungen von 1250 V und -150 V entsprechen den Werten, die bei der Aufnahme der gezeigten RPA-Spektren verwendet wurden. Als weiterer Eingabeparameter wurde bei den vier verschiedenen Simulationen die Temperatur der Elektronen zwischen 3 eV bis 9 eV variiert, was zu unterschiedlichen Plasma-Wand-Potentialen zwischen 16,9 V und 50,6 V führt. Diese vier Simulationen entsprechen den verschiedenen Phasen der Energieeinkopplung und zeigen, wie sich die Fokussierung der Ionenstrahlen zu den verschiedenen Zeiten verändert. Deutlich zu erkennen ist, wie bei einer Elektronentemperatur von 3 eV die Ionen äußerst stark überfokussiert sind, die am Rand gerade noch in den Extraktionskanal eintreten können. Mit steigender Elektronentemperatur geht diese

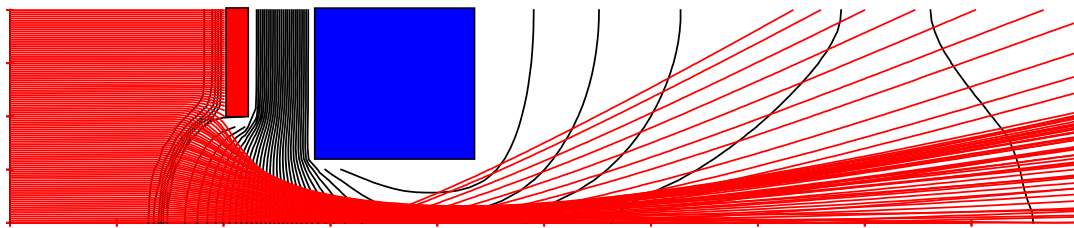
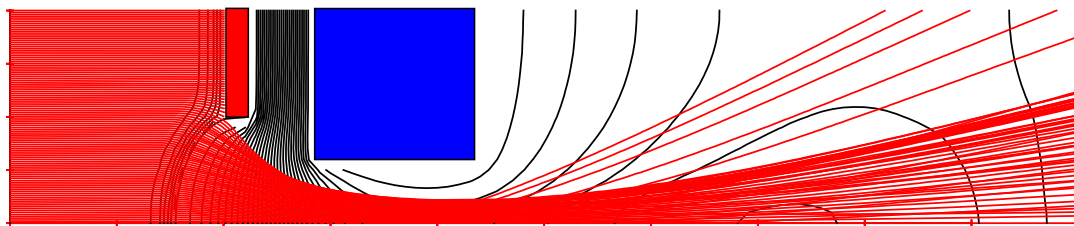
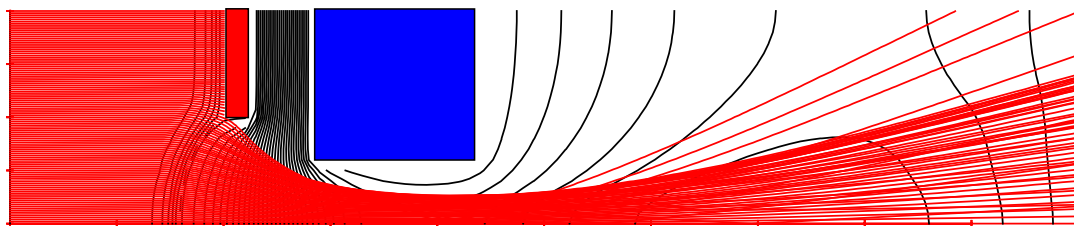
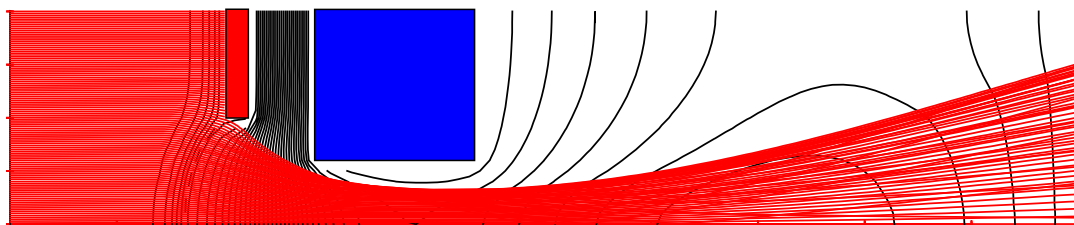
(a) Ionen-Trajektorien bei $T_e = 3 \text{ eV}$ mit $V_{PW} = 16,9 \text{ V}$ (b) Ionen-Trajektorien bei $T_e = 5 \text{ eV}$ mit $V_{PW} = 28,1 \text{ V}$ (c) Ionen-Trajektorien bei $T_e = 7 \text{ eV}$ mit $V_{PW} = 39,4 \text{ V}$ (d) Ionen-Trajektorien bei $T_e = 10 \text{ eV}$ mit $V_{PW} = 66,2 \text{ V}$

Abb. 6.6: Ionenoptik-Simulationen des Extraktionssystems des RIT-2.5 für verschiedene Elektronentemperaturen und folglich mit verschiedenen Plasma-Wand-Potentialen. Geometrie wie in Kapitel 5.2 beschrieben. Extraktionsspannungen von 1250 V und -150 V, Ionendichte von $1 \cdot 10^{11} / \text{cm}^3$.

Fehlfokussierung immer weiter zurück. Hingegen ist der eigentliche Hauptstrahl bei kleinen Elektronentemperaturen besser fokussiert und weniger divergent. Nimmt die Elektronentemperatur zu, so wird dieser Anteil weniger stark fokussiert und weitet sich auf. Bemerkenswert ist, dass vor allem die Trajektoriendichte im Randbereich des Hauptstrahls deutlich abnimmt. Damit erklärt diese Simulationserie die verschiedene Höhe der beiden Peaks im RPA-Spektrum. Da die höherenergetischen Ionen etwas schwächer fokussiert sind und somit deren Anteil im Ionenstrahl divergenter ist, ist ihr Peak im RPA-Spektrum auf der Mittelachse weniger stark ausgeprägt als der Peak der niederenergetischen Ionen. Somit erklären sich die unterschiedlichen Peakhöhen in der bimodalen Energieverteilung des RPA-Spektrums.

6.2 Messungen am RIM-4 mit 151 Extraktionskanälen

In diesem Abschnitt werden verschiedene RPA-Messungen an der Ionenquelle RIM-4 dargestellt und analysiert. Im Gegensatz zum Triebwerk RIT-2.5 besitzt diese Ionenquelle ein voluminöseres Entladungsgefäß (Durchmesser von 4 cm statt 2,5 cm). Das Extraktionssystem besteht aus drei statt zwei Gittern und ist mit insgesamt 151 statt 37 Extraktionskanälen bestückt. Die Spannung an den einzelnen Extraktionsgittern betragen 1000 V am ersten Gitter und -150 V am zweiten, während das dritte Gitter standardmäßig auf dem Potential des *secondary star ground* liegt. Außerdem wird diese Ionenquelle mit einer Frequenz von 2 MHz statt 3 MHz betrieben.

RPA-Spektren entlang der 15 mA Performance-Kurve

In Abbildung 6.7 sind RPA-Spektren für fünf verschiedene Massenflüsse zusammengestellt, die zur Performance-Kurve des RIM-4 mit einem Strahlstrom von 15 mA gehören. Entlang dieser Kurve zeigen die RPA-Spektren ein ähnliches Verhalten, wie es bereits am RIT-2.5 beobachtet wurde (siehe Abbildungen 6.1 und 6.2). So weist das RPA-Spektrum des Betriebspunkts mit hohem Massenfluss und geringer rf-Leistung eine relativ schmale Verteilung der Ionenenergie auf, die knapp oberhalb der angelegten Extraktionsspannung lokalisiert ist. Mit sinkendem Massenfluss und folglich steigender rf-Leistung nimmt nicht nur die Höhe der Verteilung ab und deren Breite zu, sondern die ganze Verteilung der Ionenenergie verschiebt sich mit steigender rf-Leistung zu höheren Ionenenergien. Allerdings ist im Gegensatz zum RIT-2.5 in den RPA-Spektren des RIM-4 bei allen fünf Betriebspunkten eine ausgeprägte Doppelpeak-Struktur zu erkennen. Die für die einzelnen Betriebspunkte bei unterschiedlichen Massenflüssen benötigten rf-Eingangleistungen sind in Tabelle 6.3 zusammengetragen. Außerdem ist in dieser Tabelle neben der integralen Fläche der einzelnen RPA-Spektren auch die Lage der beiden Peaks im RPA-Spektrum und deren zugehörige Elektronentemperatur (berechnet nach Gleichung 5.2) eingetragen. Anhand der einzelnen Werte für die Elektronentemperaturen zeigt sich, dass die Elektronentemperatur des höherenergetischen Peaks um circa 50% höher ist als die des niederenergetischen Peaks.

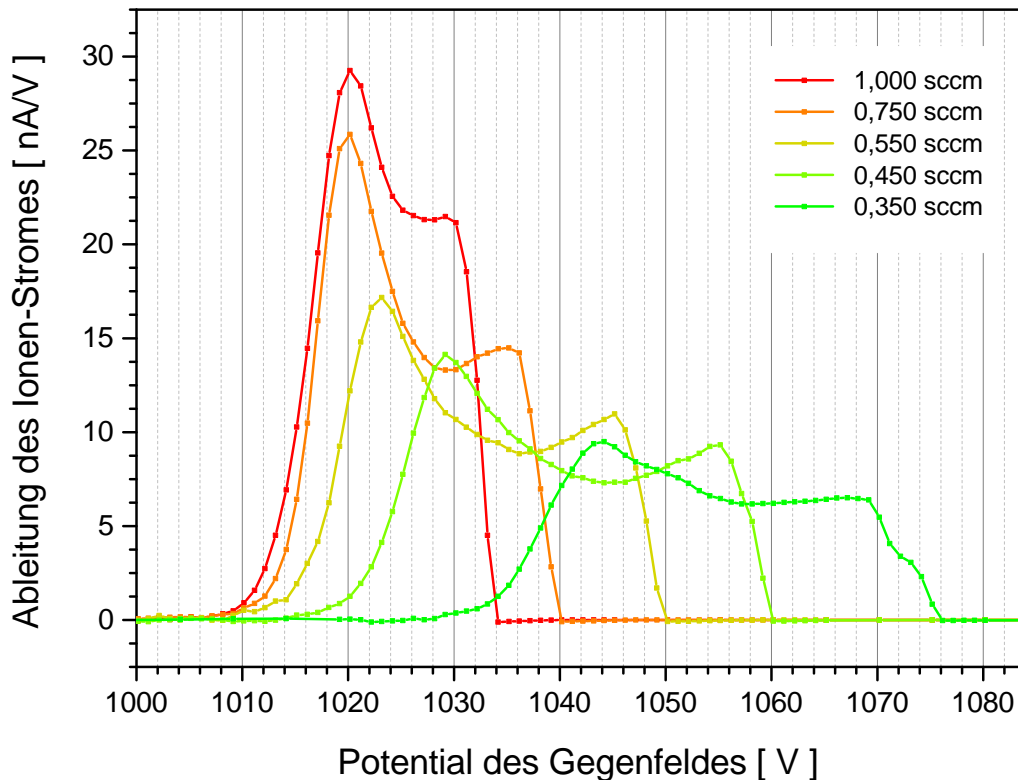


Abb. 6.7: Zusammenstellung der RPA-Spektren der 15 mA Performance-Kurve des RIM-4 mit Extraktionsspannungen von 1000 V und -150 V aufgenommen auf der Mittelachse des Ionenstrahls.

Die andere Dimension des Entladungsgefäßes und folglich die andere Geometrie der rf-Spule führt dazu, dass das RIM-4 im Vergleich zum RIT-2.5 mit einer geringeren Frequenz von 2 MHz betrieben wird und im Plasmavolumen eine etwas geringere Neutralgasdichte herrscht (Skalierungsgesetze der rf-Ionentriebwerke [LSW⁺04]). Die geringere Neutralgasdichte innerhalb des Entladungsgefäßes führt dazu, dass die einzelnen Spezies des Plasmas seltener über Stoßprozesse miteinander interagieren und so vor allem die maximale und minimale Energie der Elektronen während einer rf-Periode sich stärker voneinander unterscheiden, als dies beim RIT-2.5 der Fall ist. Dieser Effekt wird durch die geringere Frequenz zusätzlich verstärkt, da auch die Maxima und Minima des einkoppelnden Feldes länger andauern. Somit können die Elektronen zum einen während einer Halbperiode etwas länger Energie aufnehmen und zum anderen diese Energie seltener in Stoßprozessen auf andere Spezies übertragen, was zu einem Ansteigen der maximalen Elektronentemperatur führt. Gleichzeitig ist bei kleinerer Frequenz auch die Zeit mit wenig Energieeinkopplung länger, was zu einem Absinken der minimalen Elektronentemperatur führt, da in dieser Zeitspanne zum einen keine Energie in das System eingekoppelt wird, aber weiterhin die Energie der Elektronen auf

Tab. 6.3: Zusammenstellung der einzelnen Betriebsparameter des RIM-4 während des Performance Mappings bei einem Strahlstrom von 15 mA aus Abbildung 6.7 sowie der Lage der beiden Peaks im bimodalen RPA-Spektrum mit ihrer zugehörigen Elektronentemperatur nach Gleichung 5.2 und der integralen Flächen der aufgenommenen RPA-Spektren.

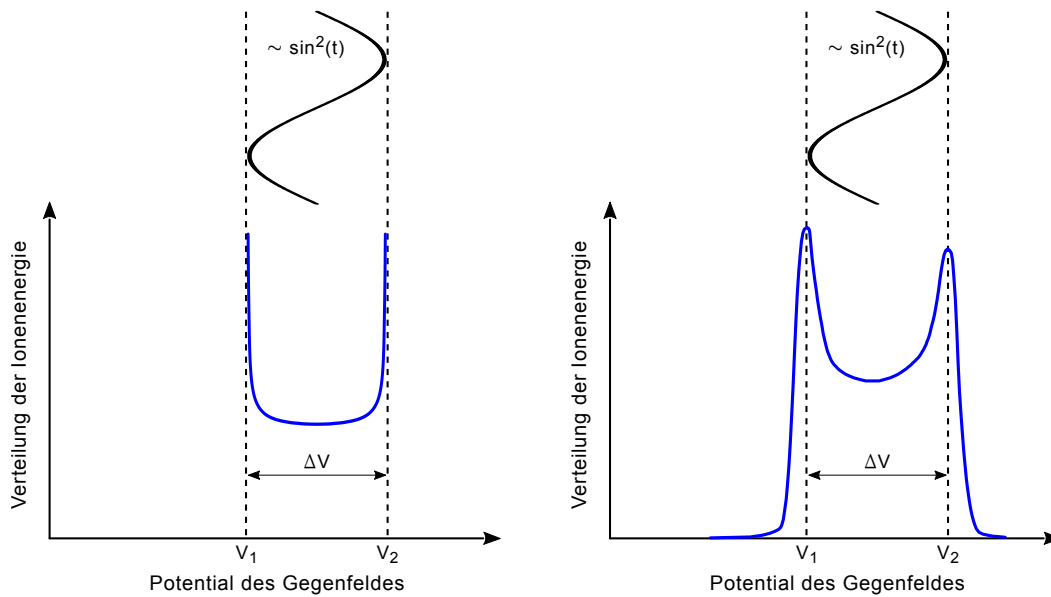
Massenfluss	rf-Leistung	Peak ₁	Peak ₂	T _{e min}	T _{e max}	Fläche
1,000 sccm	16,6 W	1020,1 V	1029,5 V	4,2 eV	6,2 eV	412 nA
0,750 sccm	17,3 W	1020,2 V	1035,1 V	4,2 eV	7,4 eV	391 nA
0,550 sccm	19,6 W	1023,1 V	1045,1 V	4,8 eV	9,4 eV	353 nA
0,450 sccm	23,6 W	1029,1 V	1055,1 V	6,1 eV	11,5 eV	332 nA
0,350 sccm	35,0 W	1044,1 V	1068,0 V	9,2 eV	14,2 eV	230 nA

andere Spezies übertragen wird, die teilweise zur Ionisation von neutralen Gasatomen ausreichen kann.

Innerhalb des Plasmas ist die Elektronentemperatur direkt proportional zum Plasma-Wand-Potential (Gleichung 5.2). Dieses Potential, das sich aus dem Potential der Vorschicht und dem der Randschicht zusammensetzt, beschleunigt die Ionen in einem ersten Schritt, ehe die Ionen in die elektrostatischen Felder des Extraktionssystems eintreten. Da das beschleunigende Potential des Extraktionssystems zeitlich konstant ist, resultiert die Verteilung der Ionenenergie aus der Variation des Plasma-Wand-Potentials. Auch wenn die entwickelte RPA-Diagnostik nicht in der Lage ist, diese hochfrequenten Variationen zeitlich aufzulösen, so ist trotzdem die Form der zwangsläufig zeitlich gemittelten RPA-Spektren charakteristisch für ein periodisch variierendes Potential der Randschicht.

Alle aufgenommenen RPA-Spektren des RIM-4 weisen eine Überlagerung zweier Peaks auf, die teilweise näher beieinander liegen oder deutlich verschiedene Energien aufweisen. Dennoch sind im Gegensatz zu den RPA-Spektren des RIT-2.5 in jedem RPA-Spektrum des RIM-4 beide Peaks immer deutlich voneinander zu unterscheiden, egal ob die Verteilung selbst insgesamt eher schmal oder deutlich breiter ist. Zwischen den beiden Peaks ist ein kontinuierliches Plateau vorhanden, das kontinuierlich in die beiden Peaks zu seinen Rändern übergeht. Diese Struktur deutet eindeutig darauf hin, dass es sich bei den aufgenommenen RPA-Spektren in erster Näherung um die Wahrscheinlichkeitsdichte eines periodisch variierenden Plasma-Wand-Potentials handelt.

In Abbildung 6.8(a) ist die Wahrscheinlichkeitsdichte einer sinusförmigen Schwingung dargestellt. Es zeigt sich deutlich, dass eine harmonische Schwingung die Nulldurchgänge relativ schnell durchläuft, während sie relativ viel Zeit in der Nähe der beiden Extrema verbringt und somit das schwingende System besonders häufig in der Nähe seiner Extrema anzutreffen ist. Dieses Verhalten führt zu einer Wahrscheinlich-



(a) Verteilung der Ionenenergie an der Wand, wenn die Ionen monoenergetisch an der Randschichtkante eintreffen und anschließend vom Potential der Randschicht weiter beschleunigt werden [KVLB99, BCBBM67]

(b) Verteilung der Ionenenergie an der Wand, wenn die Ionen bereits mit einer Energieverteilung an der Randschichtkante eintreffen, wie sie in Abbildung 3.2 gezeigt ist [KVLB99]

Abb. 6.8: Verteilung der Ionenenergie an der Wand aufgrund eines periodisch schwingenden Randschichtpotentials (blaue Kurve). Aufgrund der induktiven Einkopplung ist die eingekoppelte Leistung proportional zu einem quadratisch gemittelten Sinus.

keitsdichte mit zwei einzelnen Peaks, die über ein Plateau verbunden sind. Anhand dieser Überlegungen ergibt sich eine Verteilung der Ionenenergie, wie sie in Abbildung 6.8(a) gezeigt ist. Grundlegende Annahme bei dieser Verteilung ist, dass alle Ionen mit der gleichen Anfangsenergie an der Randschichtkante eintreffen und sich das Potential der Randschicht sinusförmig ändert. Allerdings ist die Annahme, dass die Ionen an der Randschichtkante eine monoenergetische Energieverteilung aufweisen, stark vereinfachend. Zu einer genaueren Beschreibung gelangt man, wenn auch in einem dünnen Plasma mit nahezu kollisionsfreier Randschicht die Möglichkeit der Ionisation in der Vorschicht beachtet wird und folglich die Ionen bereits auf der Höhe der Randschichtkante eine Energieverteilung wie in Abbildung 3.2 aufweisen. Abbildung 6.8(b) zeigt die sich daraus ergebende Verteilung der Ionenenergie, wie sie von Kawamura et al. vorgestellt wurde [KVLB99]. Grundlegende Voraussetzung dieser beiden Erklärungen ist allerdings, dass Ionen, die einmal in die Randschicht eingetreten sind, nicht mehr von der Randschichtkante überholt werden können. Andernfalls würde das Ion zu einem späteren Zeitpunkt erneut in die Randschicht eintreten und somit nicht nur die Beschleunigung von dem Potential der Randschicht zur Zeit seines ersten Eintretens in diese erfahren, sondern effektiv von einem mehr oder weniger zeitlich gemittelten

Randschicht-Potential beschleunigt werden. Damit Ionen mehrmals in die Randschicht eintreten können, muss die Zeit zum Durchqueren der Randschicht τ_{ion} (*ion transit time*) kürzer sein als die Dauer einer halben Periode der Schwingung der Randschicht. Für die *ion transit time* ergeben sich nach Gleichung 3.11 bei Elektronendichten von $2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ bis $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ Zeiten von 35 ns bis 60 ns. Im Vergleich zu einem Viertel der Periodendauer des erregenden rf-Stroms, also 125 ns bei einer Frequenz von 2 MHz, ist die *ion transit time* mindestens zweimal kürzer. Somit kann beim RIM-4 davon ausgegangen werden, dass nahezu alle Ionen die Randschicht durchquert haben, bevor sie von der Randschichtkante überholt werden.

Die Ionen, die die Doppelpeak-Struktur im RPA-Spektrum aufbauen, verlassen das Plasma also zu unterschiedlichen Phasen der harmonisch schwingenden Plasmaentladung. Vereinfacht gesagt wird der eine Peak im RPA-Spektrum von Ionen aufgebaut, die das Plasma zu Zeiten der maximalen Amplitude des erregenden Feldes verlassen haben, also während der maximalen Energieeinkopplung; der andere Peak im RPA-Spektrum wird hingegen von Ionen aufgebaut, die das Plasma zu Zeiten verlassen haben, in denen das erregende Feld zusammengebrochen war und folglich von außen keine Energie in das System eingekoppelt wurde.

Die stärkere Ausprägung der Doppelpeak-Struktur in den RPA-Spektren des RIM-4 im direkten Vergleich zu denen des RIT-2.5 lässt sich anhand der verschiedenen Betriebsfrequenzen erklären. Die Zeitspanne für eine viertel Periode ist bei einer Frequenz von 2 MHz mit 125 ns doch deutlich länger als bei einer Frequenz von 3 MHz mit 83 ns. Dem hingegen hängt die Berechnung der *ion transit time* hängt nach Gleichung 3.11 für dieselbe Ionenspezies nur von der Elektronendichte n_{e0} ab. Da sowohl in der Ionenquelle als auch im Triebwerk die Elektronendichten ähnlich hoch sind, variiert die *ion transit time* weiterhin in einem Bereich von 35 ns bis 60 ns bei Elektronendichten von $2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ bis $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Folglich ist nun gerade bei Betriebspunkten des RIT-2.5 mit geringen Elektronendichten die *ion transit time* nicht mehr wesentlich kleiner als die Zeitspanne, mit der sich das Plasma-Wand-Potential ändert. Da nun teilweise beide Zeitspannen vergleichbar groß sind, wird beim kleineren Triebwerk ein größerer Teil der Ionen nicht nur einmal die Randschichtkante passieren, sondern gleich mehrmals in die beschleunigenden Felder der Randschicht eintreten. In der Folge werden diese mehrfach eintretenden Ionen von einem zeitlich gemittelten Randschicht-Potential beschleunigt und die charakteristische Doppelpeak-Struktur ist nicht mehr so stark ausgeprägt.

Anhand dieser Ausführungen zu den gemessenen RPA-Spektren ist deutlich geworden, dass das Plasma in den Ionenquellen des RIT-Typs nicht unbedingt immer als zeitlich unveränderlich angenommen werden kann, sondern sich die Temperaturen der einzelnen Spezies im Laufe einer Periode ändern können. So schwankt die Elektronentemperatur innerhalb einer einzelnen Periode bei einem hohen Massenfluss von 1 sccm zwischen 4,2 eV und 6,2 eV, während bei einem niedrigen Massenfluss von 0,35 sccm die Elektronentemperatur zwischen 9,2 eV und 14,2 eV (siehe Tabelle 6.3). Anhand dieser Daten zeigt sich, dass zu den Phasen der maximalen Energieeinkopplung in das Plasma die

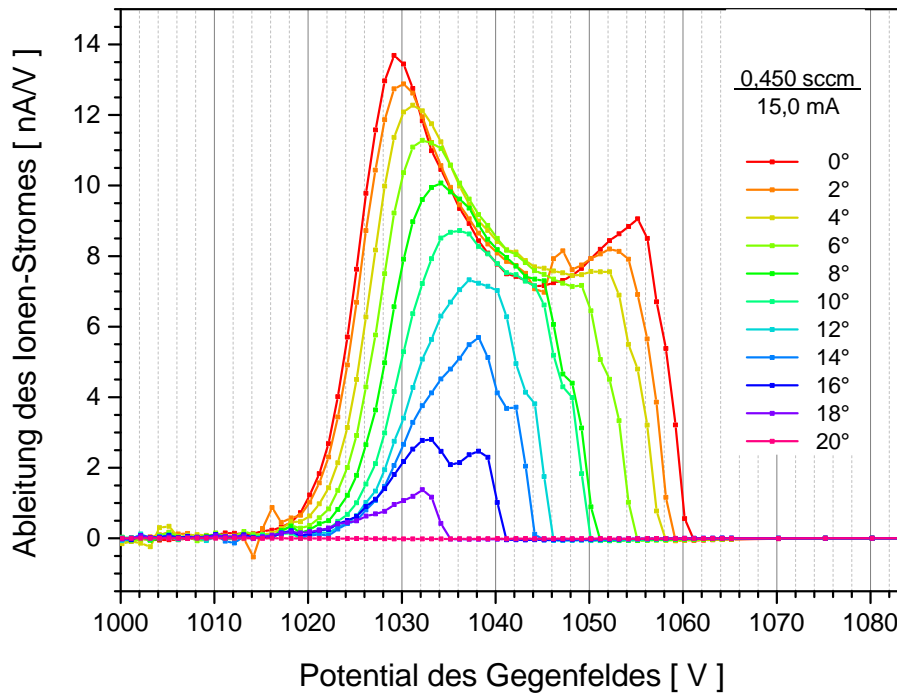


Abb. 6.9: Zusammenstellung der RPA-Spektren am RIM-4 bei verschiedenen Winkeln mit Extraktionsspannungen von 1000 V und -150 V für einen Massenfluss von 0,45 sccm und einen Strahlstrom von 15 mA.

Elektronentemperatur um circa 50% höher ist als zu den Phasen, in den nahezu keine Energie aus rf-Feldern in das Plasma eingekoppelt wird. Diese periodischen Änderungen der Energien der einzelnen Spezies zeigen sich auch in numerischen PIC-Simulationen an einem RIT-1.0 [Hen13].

RPA-Spektren an verschiedenen Orten im Ionenstrahl

In Abbildung 6.9 sind RPA-Spektren bei verschiedenen Winkeln bezüglich der Symmetrieachse des Ionenstrahls zusammengestellt. Der Betriebspunkt zeigt eine äußerst ausgeprägte Doppelpeak-Struktur und entspricht dem des RIM-4 aus dem vorangegangenen Abschnitt mit 0,450 sccm und 15 mA.

Auch in diesen Spektren zeigt sich, wie die doppelt gepeakte Struktur des Spektrums fernab der Symmetrieachse schnell abnimmt und bereits ab einem Öffnungswinkel von 10° kaum noch zu erkennen ist. Sowohl der höherenergetische Peak als auch der niederenergetische Peak im RPA-Spektrum verschwinden und die Verteilung geht in einen einzelnen Peak zwischen den beiden Extrema über. Weiterhin weisen alle aufgenommenen RPA-Spektren eine steil abfallende Flanke zu höheren Energien auf, während sich die Verteilung auf der niederenergetischen asymptotisch der Nulllinie

nähert. Dies zeigt genau wie bei den RPA-Spektren des RIT-2.5 an, dass ein Teil der registrierten Ionen erst in der Vorschicht durch eine Elektronenstoß-Ionisation entstanden ist oder in der Vor- bzw. Randschicht mit einem Neutralgasatom kollidiert ist. Beide Effekte führen dazu, dass diese Ionen nicht das volle Plasma-Wand-Potential durchlaufen haben und somit ihre Signatur im RPA-Spektrum unterhalb der markanten Doppelpeak-Struktur erscheinen.

KAPITEL 7

Resümee

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein neuartiger Messkopf eines Gegenfeldanalysators entwickelt und darauf ausgelegt, die Verteilung der Ionenenergie im Strahl eines Triebwerks des $\mu\text{N RIT}$ -Typs zu vermessen. Diese Triebwerke oder ihre verwandten Ionenquellen emittieren Ionen mit Energien im Bereich von 500 bis 2000 eV. Bei der Entwicklung wurde nicht nur großer Wert auf eine hohe Auflösung gelegt, sondern genauso darauf geachtet, den Einfluss von sekundären Effekten zu minimieren.

Prinzipiell erzeugt jeder Gegenfeldanalysator eine wohldefinierte Potentialbarriere, die nur von Ionen überwunden werden kann, deren kinetische Energie größer ist als die, die dem angelegten Potential entspricht. Entscheidend für die Güte des Messkopfes ist es, dass alle am Kollektor registrierten Ionen die volle Potentialdifferenz durchlaufen haben und senkrecht auf den Kollektor treffen.

Insgesamt besteht der energieselektive Teil des Messkopfes neben dem hochgelegten Kollektor zusätzlich noch aus einer fokussierenden Blende. Diese Blende verhindert, dass die Divergenz des Ionenstrahls innerhalb der abbremsenden Felder zunimmt und sorgt dafür, dass sich alle Ionen senkrecht zu den Äquipotentialflächen bewegen.

Mit dem Aufbau eines abbremsenden Systems aus hochgelegtem Kollektor und fokussierender Elektrode ist sichergestellt, dass die Äquipotentialfläche am Kollektor dem angelegten Gegenpotential entspricht und gleichzeitig alle Ionen mit ausreichender kinetischer Energie die vollständige Potentialdifferenz durchlaufen müssen, ehe sie am Kollektor registriert werden.

Zur Reduktion von sekundären Effekten auf das Messsignal ist vor dem energieselektiven Messkopf ein System aus negativen Blenden aufgebaut. Dieses verhindert ein Eindringen von Elektronen von außen und hält gleichzeitig sekundäre Ladungsträger, die im Inneren des Messkopfes entstehen können, vom Kollektor fern.

Um ein stabiles Gegenpotential am Kollektor zu erzeugen und trotzdem den reinen Ionenstrom auf diesem zu messen, ist es zwingend notwendig, den Kollektor mit einem metallischen Käfig zu umgeben. Dieser Käfig liegt auf dem gleichen Potential wie der Kollektor selbst, so dass am Kollektor keine Kriechströme über die Isolatoren abfließen können und zusätzlich die störende Kapazität zwischen Kollektor und Gehäuse eliminiert ist.

Mit diesen Maßnahmen erreicht der entwickelte Gegenfeldanalysator eine Auflösung von unter 0,4%, die experimentell bei einer Ionenenergie von 1500 eV bestimmt wurde,

und ist damit um mindestens eine Potenz exakter als vergleichbare Gegenfeldanalysatoren mit Maschengittern.

Ein hohes Auflösungsvermögen ist gerade bei Messungen an Ionentriebwerken notwendig, um das Plasma-Wand-Potential exakt zu bestimmen und daraus die Elektronentemperatur zu berechnen. Bei diesem Typ von Ionenquellen resultiert die kinetische Energie der Ionen im Strahl aus einer Überlagerung der Beschleunigung durch das Plasma-Wand-Potential und der Beschleunigung im Gittersystem. Typische Plasma-Wand-Potentiale liegen zwischen 10 und 50 V, während das Gittersystem mit bis zu 2000 V betrieben wird. Somit ist eine exakte Bestimmung des Plasma-Wand-Potentials nur möglich, wenn die Messung der Ionenenergie im Strahl äußerst präzise ist.

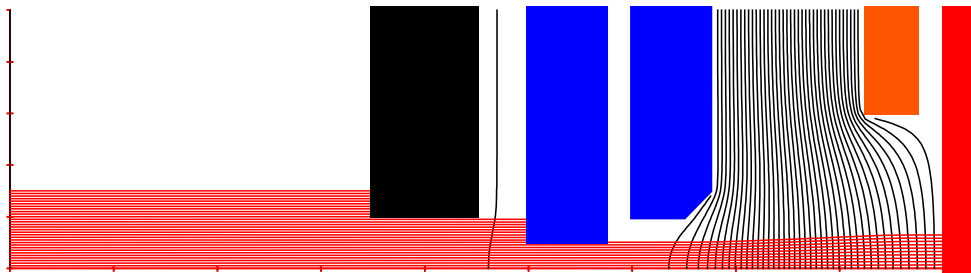
Anhand der Bestimmung der Elektronentemperatur zeigt sich, dass ein Gegenfeldanalysator eine äußerst wertvolle Diagnostik ist, um das Plasma im Inneren der Triebwerke und Ionenquellen zu charakterisieren. Des weiteren ergeben sich aufgrund der Verteilung der Ionenenergie weitere Aussagen über das im Inneren brennende Plasma. So zeigt sich in der charakteristischen Doppelpeak-Struktur, dass das Potential der Randschicht einer periodischen Schwingung unterliegt. Außerdem ist die Randschicht nahezu kollisionsfrei, da Ionenenergien unterhalb des Hauptspektrums nur selten vorkommen.

Im Gegensatz zu Elektroden aus Maschengittern, wie dies bei anderen Gegenfeldanalysatoren üblich ist, verwendet der entwickelte Messkopf kreisrunde Blenden als Elektroden. Somit ist die Transparenz des Messkopfes wohldefiniert und neben der Verteilung der Ionenenergie kann simultan die Ionenstromdichte bestimmt werden. Im Vergleich zu einer weiteren Messung mit einem separaten Faraday-Sensor ermöglicht dieser Gegenfeldanalysator somit zur gleichen Zeit und am gleichen Ort die Messung der Ionenstromdichte und der Verteilung der Ionenenergie. Dies ist vor allem deswegen interessant, da zwei Sensoren, die sich gleichzeitig im Ionenstrahl befinden, diesen deutlich stärker beeinflussen als ein einzelner Sensor mit kleiner und symmetrischer Querschnittsfläche.

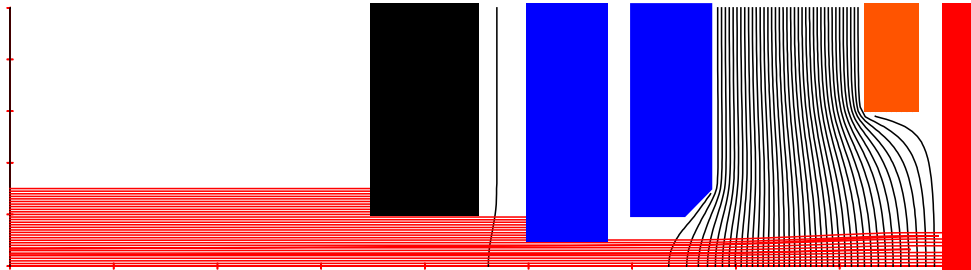
Anhand der aufgenommenen RPA-Spektren zeigt sich, dass ein Gegenfeldanalysator mit sehr hoher Auflösung eine äußerst wichtige Diagnostik ist, um das Plasma im Inneren der Entladungskammer zu charakterisieren und die Entwicklung des Triebwerks bzw. der Ionenquelle voranzutreiben. Vor allem ist bei dieser Art von Diagnostik entscheidend anzumerken, dass die Messung weder einen Einfluss auf den Betriebszustand des Triebwerks und des Plasmas nimmt, noch bauliche Veränderungen am Triebwerk notwendig sind. Damit ist der entwickelte Gegenfeldanalysator eine nicht invasive Methode, sowohl zur Vermessung der Güte des Extraktionssystems als auch zur Bestimmung der Verteilung der Ionenenergie sowie der Elektronentemperatur im Plasma selbst.

Anhang

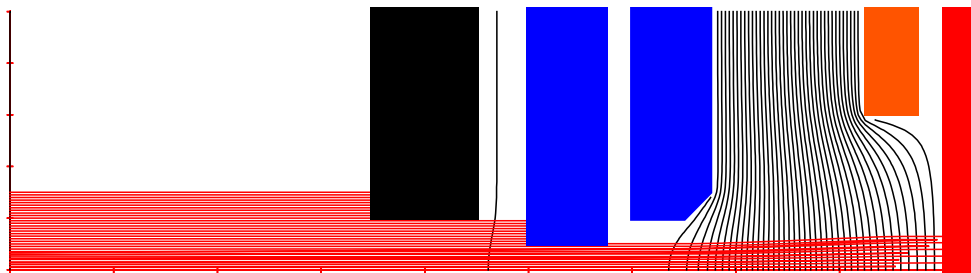
In diesem Abschnitt sind IGUN-Simulationen gezeigt, die den Strahlengang im RPA-Kopf während den aufgenommenen Messungen verdeutlichen. Als Ionenenergie sind die Energieäquivalente der entsprechenden Extraktionsspannungen während des Betriebs gewählt worden, also 1250 eV und 1600 eV für die vermessenen Betriebsmodi des RIT-2.5 (siehe Abschnitt 6.1), sowie 1000 eV für die vermessenen Betriebsmodi des RIM-4 (siehe Abschnitt 6.2). Die gewählten Stromdichten, die in den energieselektiven Messkopf einfallen, entsprechen zwei exemplarisch gewählten Stromdichten, die der Gegenfeldanalysator als integrale Fläche unter dem RPA-Spektrum aufgenommen hat. Die verwendete Geometrie des Gegenfeldanalysators ist in den Kapiteln 4 und 5 detailliert beschrieben und eine bemaßte Skizze ist in Abbildung 5.3 dargestellt.



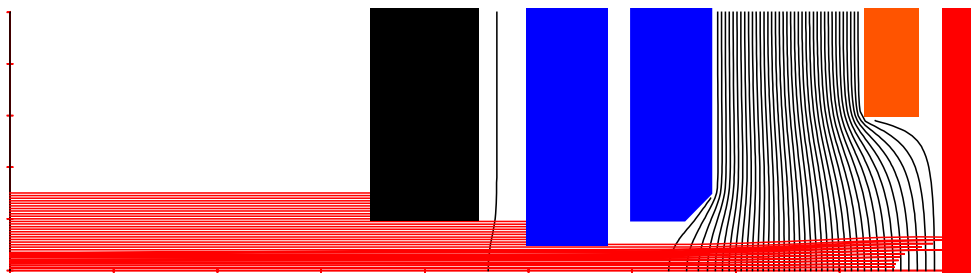
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1598 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1599 V

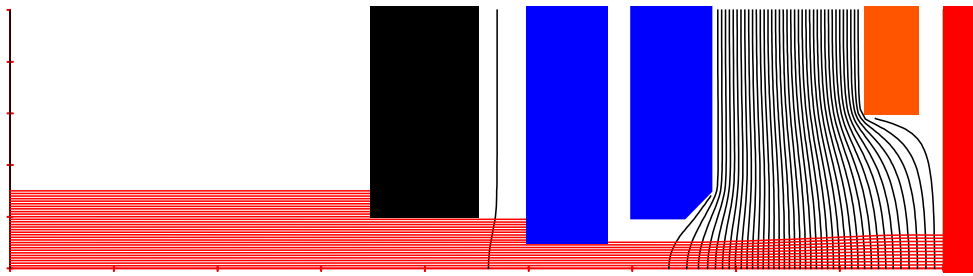


(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1600 V

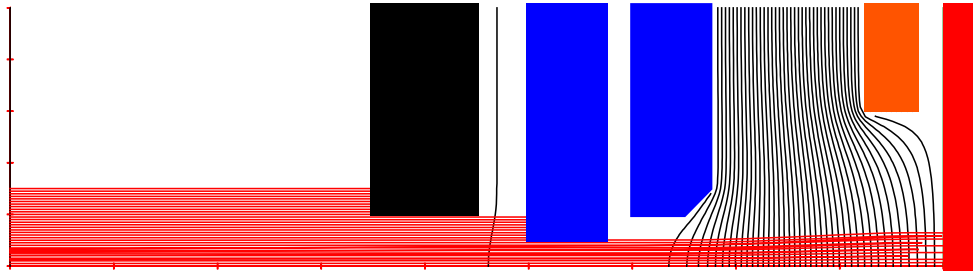


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1601 V

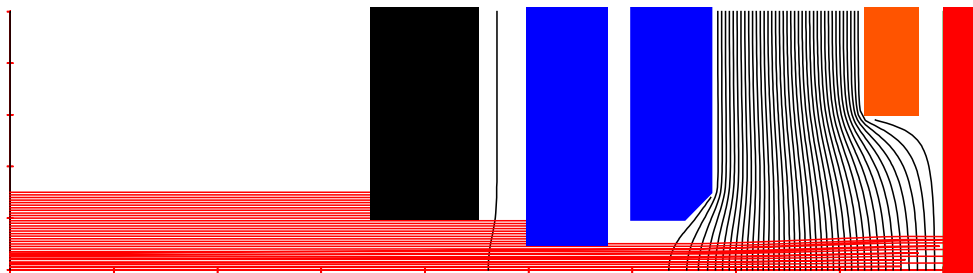
Abb. 7.1: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V , geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von 600 nA mit einer Energie von 1600 eV . Parameter der Simulation anhand eines Betriebspunktes des RIT-2.5 während des Performance-Mappings aus Abbildung 6.1 mit hohem Strahlstrom von $6,5\text{ mA}$ und hohem Massenfluss von $0,250\text{ sccm}$ gewählt.



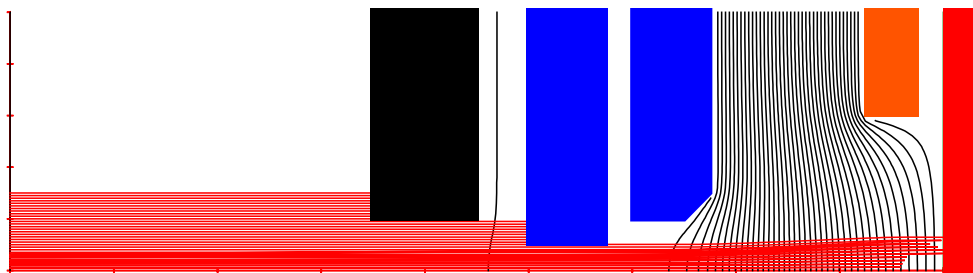
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1598 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1599 V

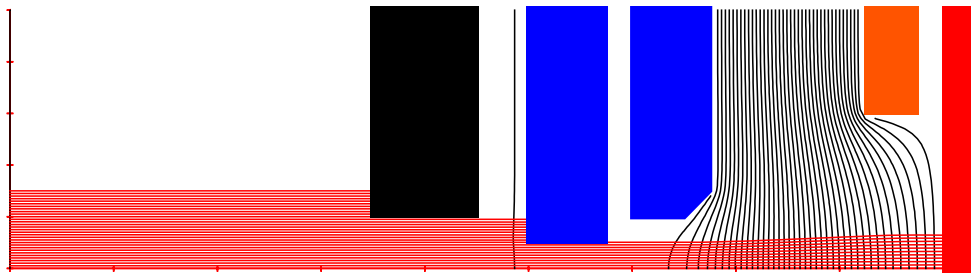


(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1600 V

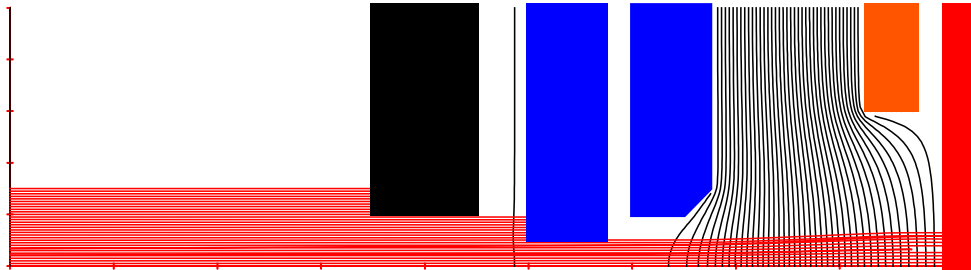


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1601 V

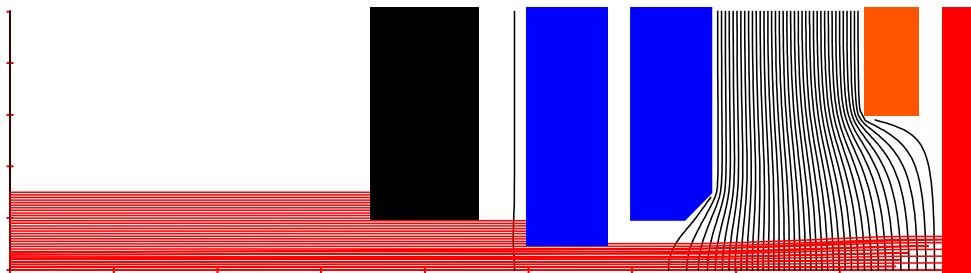
Abb. 7.2: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V, geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von 300 nA mit einer Energie von 1600 eV. Parameter der Simulation anhand eines Betriebspunktes des RIT-2.5 während des Performance-Mappings aus Abbildung 6.1 mit einer mittleren Ionenstromdichte im Zentrum des Strahls gewählt.



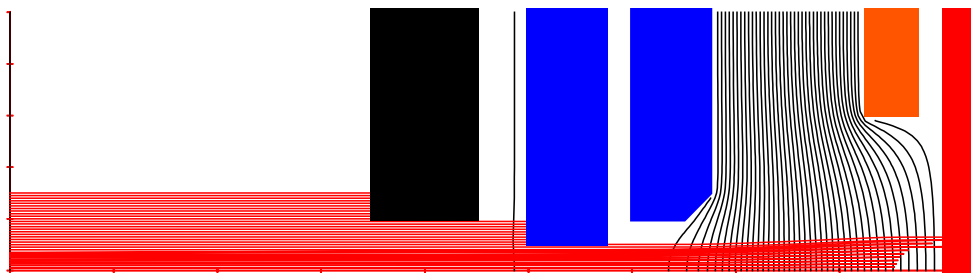
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1248 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1249 V

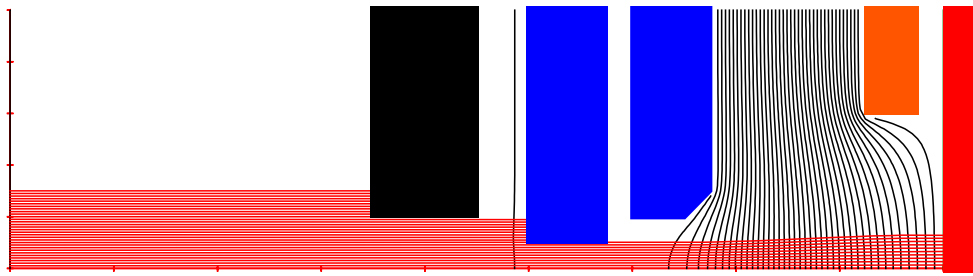


(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1250 V

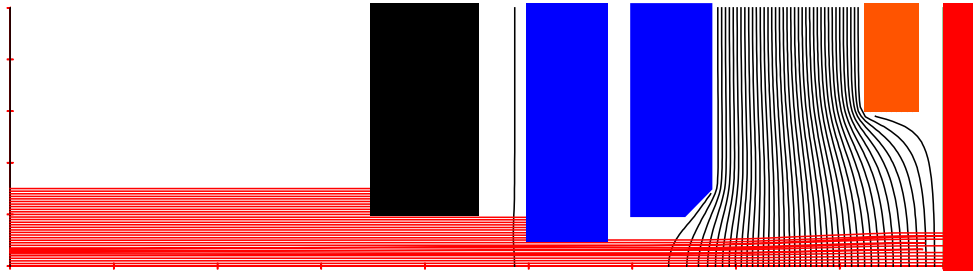


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1251 V

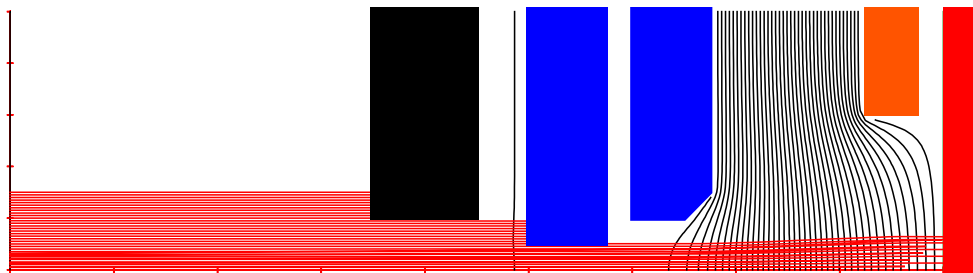
Abb. 7.3: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V , geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von 500 nA mit einer Energie von 1250 eV . Parameter der Simulation anhand eines Betriebspunktes des RIT-2.5 mit hoher Ionenstromdichte im Zentrum des Strahls während den RPA-Messungen aus den Abbildungen 6.3, 6.4 und 6.5 gewählt.



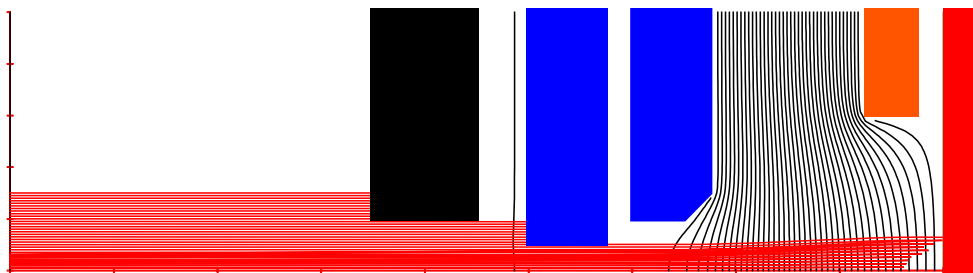
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1248 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1249 V

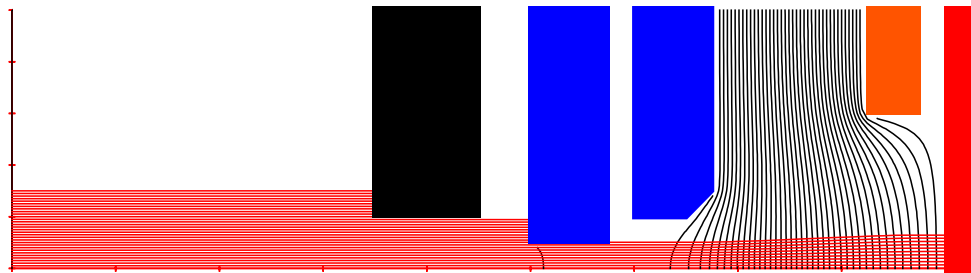


(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1250 V

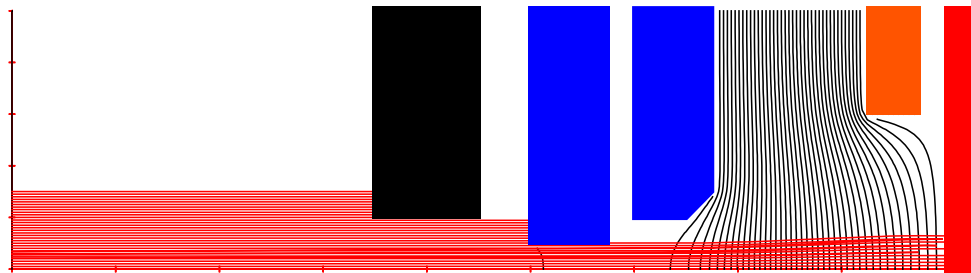


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1251 V

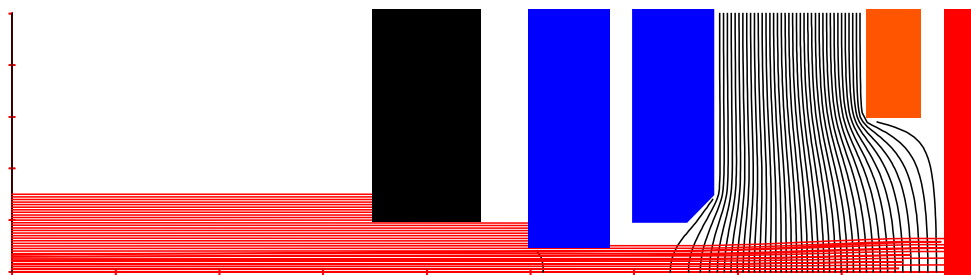
Abb. 7.4: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V, geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von 200 nA mit einer Energie von 1250 eV. Parameter der Simulation anhand eines Betriebspunktes des RIT-2.5 mit mittlerer Ionenstromdichte im Zentrum des Strahls während den RPA-Messungen aus den Abbildungen 6.3, 6.4 und 6.5 gewählt.



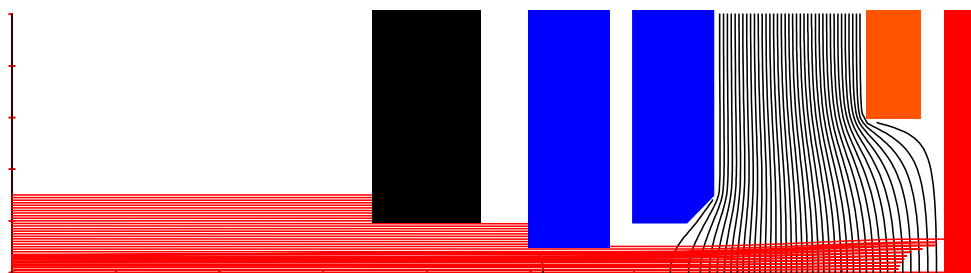
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 998 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 999 V

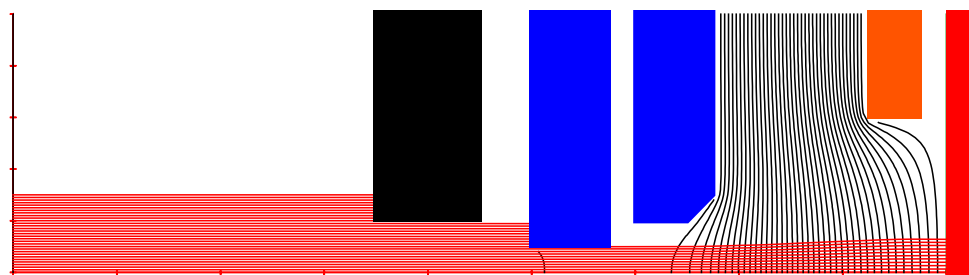


(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1000 V

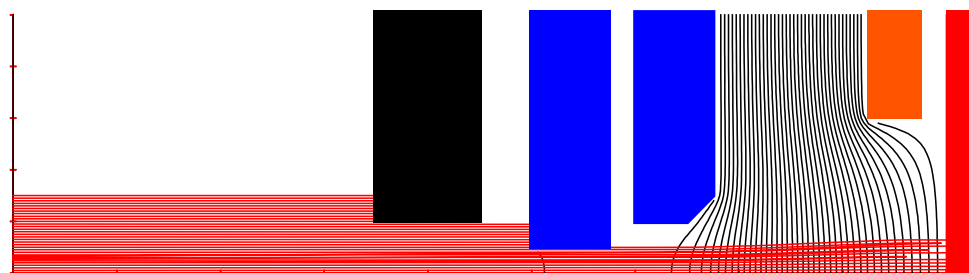


(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1001 V

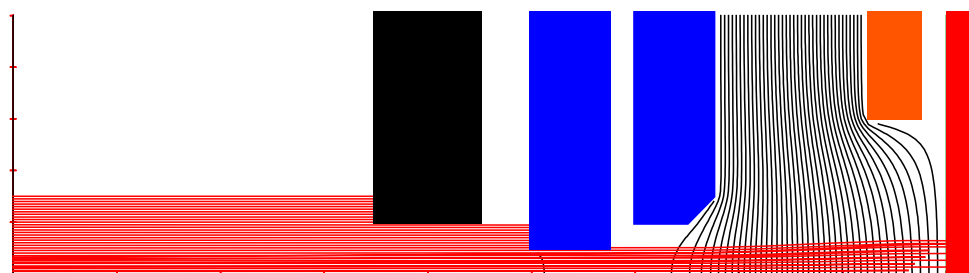
Abb. 7.5: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V, geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von 400 nA mit einer Energie von 1000 eV. Parameter der Simulation anhand eines Betriebspunktes des RIM-4 mit hoher Ionenstromdichte im Zentrum des Strahls während den RPA-Messungen aus der Abbildung 6.7 gewählt.



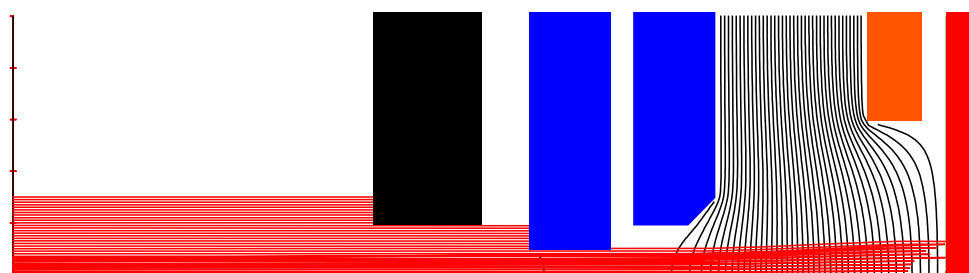
(a) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 998 V



(b) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 999 V



(c) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1000 V



(d) Ionen-Trajektorien für Gegenspannung von 1001 V

Abb. 7.6: Ionenoptik-Simulationen mit finalem Design des entwickelten biased RPA-Kopfes mit negativen Potentialen von -25 V und -50 V, geerdeter Graphit-Blende sowie einem einfallenden Ionenstrom von 200 nA mit einer Energie von 1000 eV. Parameter der Simulation anhand eines Betriebspunktes des RIM-4 mit niedriger Ionenstromdichte im Zentrum des Strahls während den RPA-Messungen aus der Abbildung 6.7 gewählt.

Literaturverzeichnis

- [BCBBM67] P Benoit-Cattin, LC Bernard und A Bordenave-Montesquieu: *Dispersion en énergie des ions produits par une source à excitation de haute fréquence*. Entropie, 18:29, 1967.
- [BES⁺16] Carsten Bundesmann, Christoph Eichhorn, Frank Scholze, Daniel Spemann, Horst Neumann, Damiano Pagano, Simone Scaranzin, Fabrizio Scortecci, Hans J. Leiter, Sven Gauter, Ruben Wiese, Holger Kersten, Kristof Holste, Peter Köhler, Peter J. Klar, Stéphane Mazouffre, Richard Blott, Alexandra Bulit und Käthe Dannenmayer: *An advanced electric propulsion diagnostic (AEPD) platform for in-situ characterization of electric propulsion thrusters and ion beam sources*. The European Physical Journal D, 70(10):212, 2016.
- [BP93] Christian Böhm und Jérôme Perrin: *Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges*. Review of scientific instruments, 64(1):31–44, 1993.
- [CB11] Pascal Chabert und Nicholas Braithwaite: *Physics of radio-frequency plasmas*. Cambridge University Press, 2011.
- [CDS⁺00] Christine Charles, AW Degeling, TE Sheridan, JH Harris, MA Lieberman und RW Boswell: *Absolute measurements and modeling of radio frequency electric fields using a retarding field energy analyzer*. Physics of Plasmas (1994-present), 7(12):5232–5241, 2000.
- [Chi11] CD Child: *Discharge from hot CaO*. Physical Review (Series I), 32(5):492, 1911.
- [CvG84] Francis F Chen und Schweickhard E von Goeler: *Introduction to plasma physics and controlled fusion volume 1: Plasma physics*. Plenum Press New York and London, 1984.
- [CZV⁺04] Y Cui, Y Zou, A Valfells, M Reiser, M Walter, I Haber, RA Kishek, S Bernal und PG O’Shea: *Design and operation of a retarding field energy analyzer with variable focusing for space-charge-dominated electron beams*. Review of Scientific Instruments, 75(8):2736–2745, 2004.
- [Dan00] Karsten Danzmann: *LISA mission overview*. Advances in Space Research, 25(6):1129–1136, 2000.

- [DDST99] E Davis, C Dunn, R Stanton und J Thomas: *The GRACE mission: meeting the technical challenges*. IAF-99-B.2.05, 1999.
- [Gär10] Waldemar Gärtner: *Design, Konstruktion und Test eines präzisen Gegenfeldanalysators zur energetischen Strahlvermessung eines μ NRIT-Triebwerkes*. Diplomarbeit, I. Physikalisches Institut Justus-Liebig-Universität Giessen, 2010.
- [Gär17] Waldemar Gärtner: *Thermal- und Leistungsanalyse des μ NRIT's-2.5 basierend auf 3D-Simulationen*. Dissertation, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Giessen, 2017.
- [Har03] Hans Peter Harmann: *Untersuchung und Modellierung der Ionenstrahlformung großflächiger Ionenquellen mit Hilfe einer beweglichen Faradaysondenzeile*. Dissertation, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Giessen, 2003.
- [Hen13] Robert Henrich: *Development of a plasma simulation tool for Radio Frequency Ion Thrusters*. Dissertation, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Giessen, 2013.
- [HFM72] WB Hanson, DR Frame und JE Midgley: *Errors in retarding potential analyzers caused by nonuniformity of the grid-plane potential*. Journal of Geophysical Research, 77(10):1914–1922, 1972.
- [IB88] SG Ingram und N St J Braithwaite: *Ion and electron energy analysis at a surface in an RF discharge*. Journal of Physics D: Applied Physics, 21(10):1496, 1988.
- [Kau75] Harold R Kaufman: *Technology of electron-bombardment ion thrusters*. In: *Advances in Electronics and Electron Physics*, Band 36, Seiten 265–373. Elsevier, 1975.
- [KHRL15] Peter J Klar, Klaus Hannemann, Ubbo Ricklefs und Hans Leiter: *Overview of the research activities of the RITSAT-project*. IEPC-2015-89, 2015.
- [Köh10] Peter E. H. Köhler: *Design und Inbetriebnahme eines Strahlprofil-Detektors und azimutale Strahlanalyse an Triebwerken des μ NRIT-Typs*. Diplomarbeit, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Giessen, 2010.
- [KSS⁺08] V Kanarov, D Siegfried, P Sferlazzo, A Hayes und R Yevtukhov: *High resolution energy analyzer for broad ion beam characterization*. Review of Scientific Instruments, 79(9):093304, 2008.
- [KVLB99] E Kawamura, V Vahedi, MA Lieberman und CK Birdsall: *Ion energy distributions in rf sheaths; review, analysis and simulation*. Plasma Sources Science and Technology, 8(3):R45, 1999.
- [Lan13] Irving Langmuir: *The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum*. Physical Review, 2(6):450, 1913.

- [LAP⁺17] HJ Leiter, Ch Altmann, JP Porst, D Lauer, Marcel Berger und Michael Rath: *Six Decades of Thrust-The Ariane Group Radiofrequency Ion Thrusters and Systems Family*. IEPC-2017-27, 2017.
- [Lei00] Hans J. Leiter: *Entwicklung, Bau und Test eines RIT 15 "breadboard engineering models"*. Technischer Bericht, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Giessen, 2000.
- [LF67] H Löb und J Freisinger: *Ionenraketen (Sammlung Vieweg)*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1967.
- [LFP⁺11] HW Loeb, D Feili, GA Popov, VA Obukhov, VV Balashov, AI Mogulkin, VM Murashko, AN Nesterenko und S Khartov: *Design of high-power high-specific impulse RF-ion thruster*. In: *32nd International Electric Propulsion Conference, Wiesbaden, Germany*, Seiten 1988–2007, 2011.
- [LL05] Michael A Lieberman und Alan J Lichtenberg: *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.
- [Lot09] Benjamin Lotz: *Design, Konstruktion und Test eines entladungsoptimierten Ionenstrahltriebwerkes des μ NRIT-Typs*. Diplomarbeit, I. Physikalisches Institut der Justus-Liebig-Universität Giessen, 2009.
- [LSM⁺05] HW Löb, KH Schartner, BK Meyer, D Feili, St Weis und D Kirmse: *„Forty years of Giessen EP-Activities and the recent RIT-Microthrusters Development“*. In: *29th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2005-031*, 2005.
- [LSW⁺04] Horst W. Loeb, K. H. Schartner, Stefan Weis, Davar Feili und Bruno K. Meyer: *Development of RIT-microthrusters*. In: *55th International Astronautical Congress*, 2004.
- [PAA⁺17] JP Porst, Ch Altmann, C Arnold, J Kuhmann, C Syring und Marcel Leiter, HJ Berger: *The RIT 2X propulsion system: current development status*. IEPC-2017-505, 2017.
- [PL91] H Ch Paulini und U Littmark: *A simple and compact retarding field energy analyzer for the characterization of broad ion beams of low energy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 58(2):260–265, 1991.
- [QTW10] XV Qin, YH Ting und AE Wendt: *Tailored ion energy distributions at an rf-biased plasma electrode*. Plasma Sources Science & Technology, 19(6), 2010.
- [Sim61] J Arol Simpson: *Design of retarding field energy analyzers*. Review of Scientific Instruments, 32(12):1283–1293, 1961.
- [SK85] Yoshiyuki Sakai und Ituso Katsumata: *An energy resolution formula of a three plane grids retarding field energy analyzer*. Japanese Journal of Applied Physics, 24(3R):337, 1985.

- [Tar02] M Tarz: *Simulation des Ladungstransportes in Breitstrahlionenquellen*. Dissertation, Fakultät für Physik und Geowissenschaften der Universität Leipzig, 2002.
- [TL29] L Tonks und I Langmuir: *Phys. Rev. 34, 876 (1929)*. Phys. Rev., 34:876, 1929.
- [TSCV17] ML Talley, S Shannon, L Chen und JP Verboncoeur: *IEDF distortion and resolution considerations for RFEA operation at high voltages*. Plasma Sources Science and Technology, 26(12):125001, 2017.
- [vK13] Achim von Keudell: *Vorlesungsskript-Einführung in die Plasmaphysik II*. Ruhr-Universität Bochum, 2, 2013.
- [WJS⁺11] Neil Wallace, Peter Jameson, Christopher Saunders, Michael Fehringer, Clive Edwards und Rune Floberghagen: *The GOCE ion propulsion assembly-lessons learnt from the first 22 months of flight operations*. In: *32nd International Electric Propulsion Conference*, 2011.
- [ZCH⁺03] Y Zou, Y Cui, I Haber, M Reiser und PG O'Shea: *Longitudinal space-charge effects in a retarding field energy analyzer*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 6(11):112801, 2003.
- [ZCY⁺02] Y Zou, Y Cui, V Yun, A Valfells, RA Kishek, S Bernal, I Haber, M Reiser, PG O'Shea und JG Wang: *Compact high-resolution retarding field energy analyzer for space-charge-dominated electron beams*. Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 5(7):072801, 2002.
- [Zio03] Konstantin Ziolkowsky: *Eine Rakete in den kosmischen Raum*. Raluga „Erforschung der Weltenräume mit Reaktionsraumschiffen. Äalugei, 26:82, 1903.