

# Experimente und Simulationen zur Filterung und Injektion in einen toroidalen Ionenspeicherring

— Masterarbeit —

Heiko Niebuhr

Institut für Angewandte Physik  
Goethe-Universität Frankfurt am Main



2. Januar 2014

Betreuer: Prof. Dr. Ulrich Ratzinger und Dr. Martin Droba





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der Filterkanal: Theoretische Betrachtung, Entwicklung und Simulation</b>	<b>5</b>
2.1	Theoretische Überlegungen und Vergleich Filterkanal vs. Dipolmagnet . . . . .	6
2.2	Konzept, Auslegung und Konstruktion . . . . .	7
2.3	Auslegung des Repellers zur Sekundärelektronenunterdrückung . . . . .	10
2.4	Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen . . . . .	14
2.4.1	Emittanz, Strahlradius, Wölbung und Speziesverteilung . . . . .	19
2.4.2	Auswirkung der Raumladungskompensation . . . . .	23
2.4.3	Auswirkung des Lochdurchmessers . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Der Um- und Aufbau des Experiments</b>	<b>33</b>
3.1	Die Struktur des Experiments . . . . .	33
3.2	Aufbau eines neuen Injektors . . . . .	33
3.3	Das neue Hochspannungsterminal . . . . .	38
3.4	Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals . . . . .	42
3.5	Aufbau des Filterkanals . . . . .	50
3.6	Entwicklung und Untersuchung der neuen Faraday-Tasse . . . . .	53
3.6.1	Theoretische Bestimmung der benötigten Repellerspannung . . . . .	55
3.6.2	Experimentelle Untersuchung der Funktionalität . . . . .	57
3.6.3	Überlegungen zu einem weiteren Experiment . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Der Filterkanal: Experimentelle Erforschung</b>	<b>69</b>
4.1	Die Tassenkonfiguration . . . . .	69
4.2	Erste Vermessung eines Wasserstoffionenstrahls mit dem Filterkanal . . . . .	74
4.3	Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen . . . . .	77
4.4	Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen . . . . .	86
4.5	Die Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Untersuchungen zum Injektionssystem</b>	<b>103</b>
5.1	Die möglichen Konfigurationen der Toroidsegmente und des Injektionssystems . .	103
5.2	Theoretische Berechnung der benötigten Injektionskanalhöhe . . . . .	105
5.3	Bestimmung der optimalen Strahlenergie für den Strahltransport . . . . .	108
5.4	Entscheidung für eine Konfiguration . . . . .	112
5.5	Der Injektionsmagnet . . . . .	113
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>115</b>
	<b>Literatur</b>	<b>119</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>121</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>127</b>

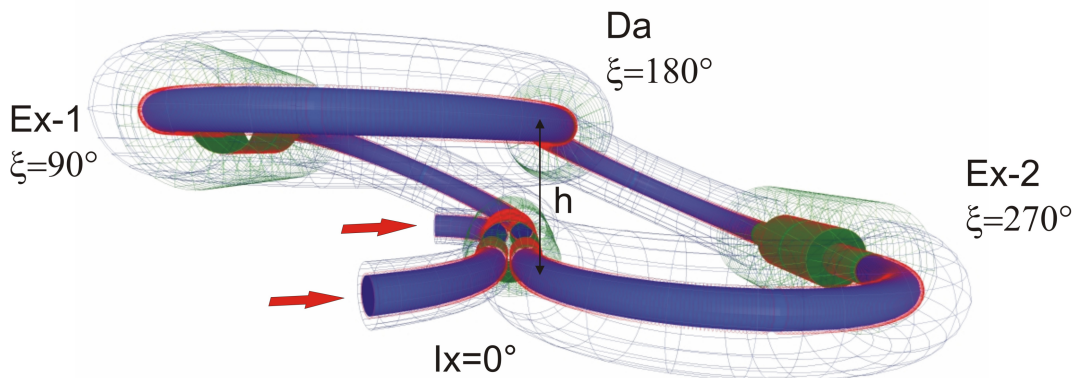


# 1 Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung und Untersuchung eines neuen Filtersystems zum Filtern und Vermessen der Zusammensetzung eines intensiven Ionenstrahls bestehend aus verschiedenen Wasserstoffspezies. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde ein Filterkanal entwickelt und dieser mittels konzeptioneller Untersuchungen, Simulationen und Experimenten erforscht. Außerdem wurde ein weiterer Injektor mit Hochspannungsterminal und Peripherie aufgebaut, um Experimente zur Untersuchung der Injektion eines Wasserstoffionenstrahls zwischen zwei toroidale Magneten (Toroidsegmente) durchführen zu können. Theoretische Rechnungen sowie Simulationen in Zusammenhang mit der Konfiguration eines solchen Injektionssystems wurden zusätzlich durchgeführt.

Die hier vorgestellte Arbeit steht im Zusammenhang mit dem „Figure-8“ Speicherringprojekt des IAP, bei dem ein supraleitender magnetostatischer Speicherring (Abbildung 1.1), basierend auf toroidalen Magnetfeldstrukturen, entwickelt und aufgebaut werden soll [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Ein solcher Speicherring hätte gegenüber gängigen Ringen bestehend aus Dipolmagneten den großen Vorteil, dass aufgrund der dauerhaften Fokussierung der eingeschlossenen Ionenstrahlen durch die toroidalen Magnetfelder deutlich höhere Strahlströme – im Bereich von einigen Ampere – im Ring gespeichert werden könnten.

Um dieses Ringprojekt umsetzen zu können, ist das genaue Verständnis des Strahlverhaltens von



**Abbildung 1.1:** Geplanter supraleitender magnetostatischer Speicherring „Figure-8“ bestehend aus acht Toroidsegmenten, zwei Bereichen für Experimente (Ex), einem Bereich zur Strahlanalyse (Da) und dem Injektionssystem (rote Pfeile) [6]

geladenen Teilchen in toroidalen Magnetfeldern notwendig. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf der vertikalen  $R \times B$  Drift, welche für die benötigte Ringgeometrie in Form einer Acht verantwortlich ist. Um diesen Speicherring umsetzen zu können, muss daher neben numerischen Simulationen zur Untersuchung und Auslegung des Rings, auch der Transport durch sowie die Injektion eines Ionenstrahls in toroidale Magnetfeldstrukturen mittels Simulationen und Experimenten untersucht werden.

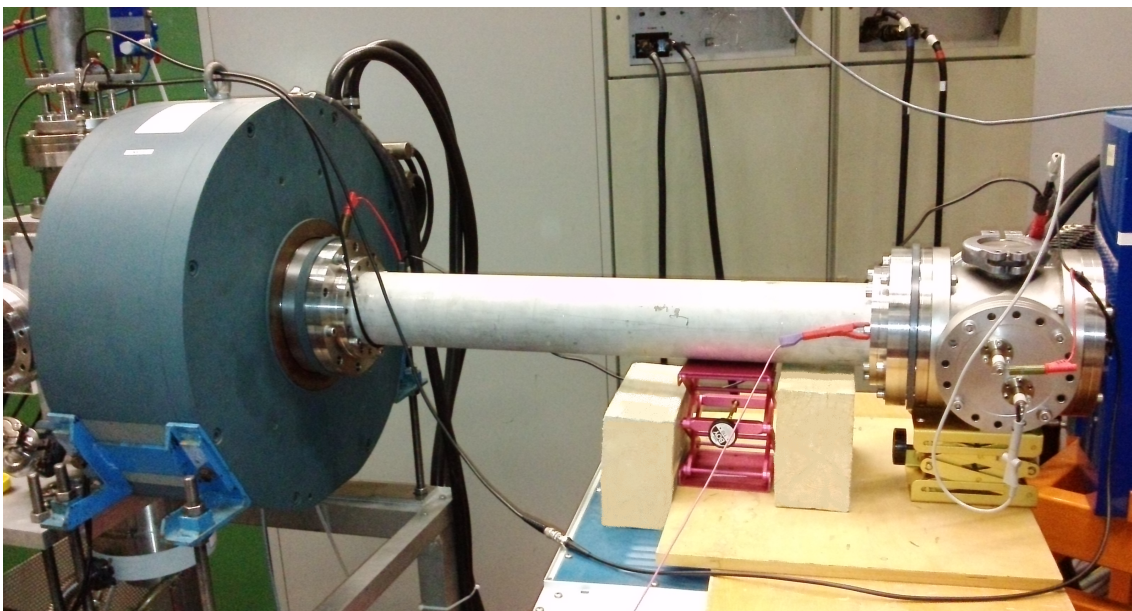
Die meisten bisherigen Untersuchungen haben sich mit der transversalen Strahldynamik mittels Theorie, Simulation und Experiment beim Strahltransport eines Wasserstoffionenstrahls durch ein oder zwei Toroidsegmente beschäftigt [7, 8, 9]. In diesen Untersuchungen wurde der Ionenstrahl bei den Experimenten jeweils an verschiedenen Orten im Transportkanal mittels eines Detektors basierend auf einem Phosphorschirm und einer Kamera vermessen. In weiteren Simulationen wurden die magnetischen Flächen in einem solchen Speicherring mittels Boozer-Koordinaten untersucht, womit ein besseres Verständnis des Ringkonzepts erreicht wurde [10].

Die Entwicklung eines neuen Detektors zur Vermessung der transversalen Strahldynamik, basierend auf Photodioden welche das Restgasleuchten des Strahls messen, wurde im Rahmen dieses Projekts auch durchgeführt [11].

In der hier vorliegenden Arbeit ging es schwerpunktmäßig darum, den Aufbau des Experiments zur Untersuchung der Injektion in und des Strahltransports einzelner Ionenspezies durch toroidale Magnetfeldstrukturen weiter zu bringen. Dafür wurde es nötig an zwei Bereichen zu arbeiten. Zum einen musste ein neuer Filterkanal entwickelt werden, um die benötigten Ionenstrahlen bestehend aus nur einer Wasserstoffspezies zu erzeugen. Zum anderen musste ein weiterer Injektor mit Hochspannungsterminal aufgebaut werden, um den zur Untersuchung der Injektion benötigten zweiten Strahl bereitzustellen.

Begonnen wurde damit, den neuen Filterkanal (Abbildung 1.2) zu entwickeln, aufzubauen und zu untersuchen. Ein solches Filtersystem für Wasserstoffionenstrahlen ist für dieses Projekt notwendig, da die verwendeten Volumenionenquellen im Wasserstoffbetrieb Ionenstrahlen bestehend aus drei verschiedenen Ionenspezies –  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen – erzeugen können [12]. Diese drei Ionenspezies haben zwar die selbe Ladung und kinetische Energie, unterscheiden sich aber in Masse und Impuls, wodurch das Driftverhalten der drei Spezies in Magnetfeldern verschieden ist. Untersuchungen haben gezeigt, dass dabei das Verhalten des Gesamtstrahls von der Zusammensetzung des Strahls und dem Driftverhalten der einzelnen Ionenspezies bestimmt wird [7]. Dies erschwert die experimentelle Untersuchung und die Anpassung des Strahls an die Magnetfeldkonfiguration. Aufgrund der experimentellen Gegebenheiten ist es daher notwendig den Ionenstrahl zu filtern um dafür zu sorgen, dass nur noch eine Spezies im Strahl vorhanden ist.

Dazu wurde zunächst mittels theoretischer Betrachtungen das Konzept des Kanals untersucht



**Abbildung 1.2:** Aufgebauter Filterkanal bestehend aus einem Solenoid, einem langen Driftrohr und einer Lochblende / Hinter der Lochblende ist ein Tank mit eingebaute Faraday-Tasse angeschlossen

und die Funktionalität der Filterung und Vermessung der Strahlzusammensetzung analysiert. Danach wurde der Kanal mit Hilfe von Simulationen ausgelegt und anschließend nach genauen Vorgaben gebaut. Gleichzeitig wurden mittels weiteren Simulationen das Strahlverhalten im Kanal genauer analysiert und zusätzlich die Auswirkungen verschiedener Parameter (Raumladungskompensation und Lochdurchmesser) auf das Filterverhalten des Kanals untersucht (Kapi-

tel 2). Anschließend wurde der zusammengebaute Kanal mittels Experimenten erforscht. Dabei wurden mehrere Experimente mit verschiedenen Quellen- und Strahlparametern durchgeführt, wobei vor allem die Filtereigenschaften sowie die Vermessung der Strahlzusammensetzung umfangreich untersucht und im Bezug auf die Funktionalität des Filterkanals diskutiert wurden (Kapitel 4).

Der zweite Teil dieser Arbeit befasste sich direkt mit dem Aufbau des Injektionsexperiments zur Untersuchung der Injektion eines Wasserstoffionenstrahls zwischen zwei Toroidsegmente. Da für die Untersuchung der Injektion zwei Ionenstrahlen gleichzeitig – ein Injektionsstrahl und ein Ringstrahl – benötigt werden, wurde der vorhandene Experimentalaufbau komplett verändert, umgebaut und ergänzt. Ein höhenverstellbarer Injektor samt Hochspannungsterminal und Peripherie wurde entwickelt, aufgebaut und in Betrieb genommen. Dieser besteht dabei aus einer Volumenionenquelle, einer neu entwickelten Faraday-Tasse sowie einem Solenoid und besitzt die selbe Geometrie wie der schon vorhandene Injektor. Die Faraday-Tasse, welche zur Vermessung des Quellenstroms im neuen Injektor sowie zusätzlich zur Vermessung des Ionenstrahlstroms hinter dem Filterkanal eingesetzt wird, wurde dabei im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, experimentell durchgemessen und auf ihre Funktionalität geprüft. Das Hochspannungsterminal für den neuen Injektor wurde mit Netzteilen bestückt, überholt und daraufhin in Betrieb genommen. In diesem Zusammenhang wurden auch die verschiedenen Möglichkeiten für die Verschaltung einer Volumenionenquelle mit dem dazugehörigen Hochspannungsterminal diskutiert und der Zusammenhang zur Strahlenergie hergestellt (Kapitel 3).

Mittels theoretischer Rechnungen wurde der aufgrund der  $R \times B$  Drift benötigte Höhenunterschied zwischen Injektionskanal und Transportkanal für das Injektionsexperiment bestimmt und der neuen Injektor auf den errechneten Bereich vorkonfiguriert. Zusätzlich wurde mittels Simulationen die optimale Strahlenergie bestimmt, bei der der Strahl beim Transport durch den Transportkanal angepasst ist und somit die Auswirkung der Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten sowie die Beeinflussung durch das Injektionssystem am geringsten sein sollten. In diesem Zusammenhang wurde auch auf die möglichen Geometrien zum Aufbau des Injektionsexperiments eingegangen und mittels der angesprochenen Untersuchungen sowie anderer Begründungen eine Geometrie für den Aufbau festgelegt (Kapitel 5).



## 2 Der Filterkanal: Theoretische Betrachtung, Entwicklung und Simulation

Beim Arbeiten mit Wasserstoffionenstrahlen kommt es in vielen Fällen vor, dass der Ionenstrahl, welcher von der Ionenquelle erzeugt wird, aus drei unterschiedlichen Ionenspezies besteht [12]. Dabei handelt es sich um  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen. Diese drei Spezies werden in verschiedenen großen Anteilen von den in dieser Arbeit verwendeten Volumenionenquellen, erzeugt. Die verschiedenen Ionen besitzen zwar nach dem Verlassen der Quelle die gleiche Energie und Ladung, unterscheiden sich aber aufgrund ihrer unterschiedlichen Masse in Bezug auf Geschwindigkeit und Impuls. Aufgrund dieser Eigenschaften ist das Verhalten der drei Ionenspezies in elektrischen Feldern gleich, in magnetischen Feldern aber unterschiedlich. Daher besteht in der Regel bei Experimenten mit vorhandenen Magnetfeldern die Notwendigkeit, einen Wasserstoffionenstrahl zu erzeugen, welcher nur aus einer der drei Ionenspezies besteht. Unterlässt man dies und hat gleichzeitig keinen Detektor, der die drei Ionenspezies getrennt voneinander detektieren kann, ist die genaue Untersuchung der Drifteffekte des Strahls sehr aufwendig oder sogar gar nicht möglich. Der Grund dafür ist, dass durch die unterschiedlichen Drifteffekte der drei einzelnen Ionenspezies im magnetischen Feld das Verhalten des gesamten Strahls durch Überlagerung der Einzeleffekte zustande kommt. Es liegen somit drei einzelne Strahlen vor, die sich beim Transport durch das Experiment überlagern. Daher sind Vergleiche der gemessenen Drifteffekte des Gesamtstrahls mit theoretischen Werten oder Ergebnissen aus Simulationen kaum möglich. Dieses Problem tritt beispielsweise bei der Untersuchung des Transports eines ungefilterten Wasserstoffionenstrahls durch zwei toroidale Magnetsegmente auf, wie es deutlich beobachtet werden konnte [7]. Da auch das aufzubauende Injektionssystem den Ionenstrahl mittels eines Magnetfelds ablenkt, würden auch hierbei unterschiedliche Drifteffekte für die verschiedenen Ionenspezies auftreten. Es ist daher notwendig, zur genauen experimentellen Untersuchung der Drifteffekte des Strahls, dafür zu sorgen, dass der Ionenstrahl beim Transport durch die Magnetfelder nur noch aus einer Ionenspezies besteht, oder wenigstens von einer deutlich dominiert wird. Um dies zu gewährleisten, gibt es prinzipiell zwei Methoden: Zum einen besteht die Möglichkeit durch die korrekte Wahl der Quellenparameter dafür zu sorgen, dass der Ionenstrahl, der die Quelle verlässt, schon zu einem sehr großen Anteil aus Ionen der gewünschten Spezies besteht. Dies ist bei den hier genutzten Volumenionenquellen für  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen bis zu einem Anteil von über 91% und 95% möglich. Für  $H_1^+$  Ionen erhält man auf diesem Wege dagegen höchstens einen Anteil von 58% [12]. Da bei den mit diesem Experiment durchzuführenden Untersuchungen ein Hauptaugenmerk auf Protonenstrahlen gelegt werden soll, ist eine andere Methode zur Erzeugung eines solchen Ionenstrahls notwendig. Des Weiteren ist das genaue Einstellen der Ionenquelle in diesem experimentellen Aufbau mit Problemen verbunden, da die externen Magnetfelder der Solenoide und Toroidsegmente Einfluss auf die Ionenquellen nehmen. Das Feld der geschirmten Solenoide kann man aufgrund seiner Symmetrie zum Quellenfeld herausrechnen. Dies ist bei dem inhomogenen Feld der ungeschirmten Toroidsegmente aber nicht ohne weiteres möglich, sodass dieses einen deutlichen Einfluss auf das Plasma in der Plasmakammer hat und somit die Strahlzusammensetzung verändert. Daher kann man aufgrund fehlender dauerhafter Messmöglichkeit der Zusammensetzung nicht sicher sein, dass die gewünschte Ionenspezies den maximalen Anteil am Ionenstrahl einnimmt. Daher bleibt im hier aufzubauenden Experiment nur die Möglichkeit den Ionenstrahl, nachdem er die Quelle verlassen hat, zu filtern und bestenfalls noch zu vermessen, um den Strahl, welcher die Quelle verlässt, auf die gewünschte Spezies zu optimieren.

Aufgrund dieser Tatsache sind zwei Filterkanäle zur Erzeugung von Ionenstrahlen bestehend aus nur einer Ionenspezies elementare Bestandteile des aufzubauenden Experiments, um sowohl den Ringstrahl als auch den Injektionsstrahl transportieren und untersuchen zu können. Daher wird

## 2.1 Theoretische Überlegungen und Vergleich Filterkanal vs. Dipolmagnet

im Folgenden der hierzu entwickelte Filterkanal vorgestellt.

### 2.1 Theoretische Überlegungen und Vergleich Filterkanal vs. Dipolmagnet

Zur Filterung eines Ionenstrahl nach unterschiedlichen Spezies gleicher Ladung ist, wie zuvor angesprochen, nur ein Magnetfeld geeignet. Dabei können verschiedene Magnetfeldkonfigurationen genutzt werden, um einen Ionenstrahl nach verschiedenen Eigenschaften zu filtern. Die gebräuchlichste Methode, welche in der Regel zum Filtern von Ionenstrahlen nach Masse, Ladung, Impuls oder kinetischer Energie eingesetzt wird, basiert auf der Verwendung eines Dipolmagnets. Mit diesem Magnet, welcher eine Magnetfeld senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ionen erzeugt, ist es möglich, die verschiedenen Ionenspezies unterschiedlich stark abzulenken und in ein Detektorsystem zu leiten und/oder nur die für das weitere Experiment gewünschte Ionenspezies ins anschließende Strahlrohr weiterzuleiten. Diese Methode ist für alle Strahlenergien, bis in den Hochenergiebereich, anwendbar. Der Nachteil dieser Methode besteht darin, dass der Ionenstrahl in einem Dipolmagnetfeld nur eine schwache Fokussierung erhält. Der Strahl driftet daher beim Transport durch den Magnet auseinander und erfährt, abhängig von der Driftstrecke im Filterkanal und seiner Raumladung, eine Aufweitung. Besitzt der zu filternde Strahl eine hohe Raumladung, können daher bei dieser Methode deutliche Strahlvergrößerungen und sogar Strahlverluste auftreten. Zusätzlich wird hinter dem Dipolmagnet aufgrund der Aufweitung des Strahls in der Regel eine weitere Strahloptik zur Fokussierung benötigt, um den Ionenstrahl weiter transportieren zu können.

Ein anderes Konzept zur Filterung des Ionenstrahl baut auf einem solchen Strahloptikelement zur Fokussierung des Ionenstrahls auf. Ein weit verbreiteter Magnet zur Fokussierung von Ionenstrahlen ist das Solenoid. Dieser erzeugt ein magnetisches Feld parallel zur Strahlachse. Aufgrund der radialen Randfeldkomponenten am Ein- und Ausgang des Magnets erhalten die Ionen einen transversalen Kick, sodass diese dann im homogenen Bereich des Magnets mittels des parallelen Magnetfelds zur Achse hin fokussiert werden. Die Fokussierstärke dieser magnetischen Linse lässt sich mittels der Formel

$$k = \left(\frac{q^2 B^2}{8mE}\right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{q^2 B^2}{4p^2}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{qB}{2p} \quad (2.1.1)$$

berechnen [8]. Die Formel zeigt, dass die Fokussierstärke und damit auch die Brennweite der Linse abhängig von der kinetischen Energie  $E$  und der Masse  $m$  oder dem Impuls  $p$  der Strahlionen ist. Des Weiteren hängt diese natürlich noch von der Ladung  $q$  und der Magnetfeldstärke  $B$  ab. Bei einem Wasserstoffionenstrahl bestehend aus  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen wären die Brennweiten für die drei Ionenspezies daher aufgrund ihrer unterschiedlichen Massen verschieden. Die  $H_1^+$  Ionen hätten eine kürzere Brennweite als die  $H_2^+$  Ionen und diese wiederum eine kürzere als die  $H_3^+$  Ionen. Diese Eigenschaft kann man sich zu Nutze machen, um einen Filterkanal mit einem Solenoid aufzubauen.

Es ist noch anzumerken, dass das Solenoid immer fokussiert, ungeachtet dessen, ob die geladenen Teilchen eine positive oder negative Ladung besitzen. Das hat zur Folge, dass auch Elektronen, welche sich im Ionenstrahl befinden, fokussiert werden und damit im Ionenstrahl verbleiben.

Um das angesprochene Filtersystems umzusetzen, benötigt man neben dem Solenoid noch ein Driftrohr und eine Lochblende. Zum Aufbau des Filterkanals wird das Driftrohr hinter dem Solenoid angebracht und daran folgend die Lochblende befestigt. Wird der Brennpunkt und somit der Fokuspunkt einer der Ionenspezies in die Mitte des Lochs gelegt, wird diese Spezies durch das Loch transportiert, während die anderen Spezies das Loch nicht treffen und im Driftrohr und auf der Blende verloren gehen. Auf diesem Wege ist möglich den Ionenstrahl zu filtern und nur die gewünschte Spezies hinter der Lochblende zu erhalten. Dabei ist darauf zu achten, dass das Loch in der Blende einen größeren Durchmesser haben muss als der Strahl der gewünschten Spezies



im Fokuspunkt. Diese Bedingung ist notwendig, damit eine hohe Transmission der gewünschten Spezies durch die Lochblende möglich ist. Des Weiteren darf das Driftrohr nicht zu kurz sein, damit die Spezies die herausgefiltert werden sollen genug Strecke besitzen um weg driften und verloren gehen zu können.

Ein solcher Filterkanal hat den Vorteil, dass der Ionenstrahl während der Filterung fokussiert wird. Dadurch können auch Ionenstrahlen mit sehr hoher Raumladung gefiltert werden. Der Nachteil dieser Methode besteht dagegen darin, dass das Solenoid, selbst bei hohen Magnetfeldstärken, hochenergetische Ionenstrahlen nur schwach fokussieren kann. Die Brennweite würde bei hohen Energien sehr groß werden, wodurch der Filterkanal sehr lang sein müsste. Dies würde wiederum zu weiteren, beispielsweise praktischen Problemen bei der Umsetzung führen. Daher ist der hier vorgestellte Filterkanal für hochenergetische Ionenstrahlen eher ungeeignet.

Welche der beiden Methode ist nun für den Einsatz im durchzuführenden Experiment besser geeignet?

Die verwendeten Volumenionenquellen erzeugen Ionenstrahlen mit Energien von bis zu 20 keV und Strahlströmen von einigen mA. Die Raumladungseffekte spielen daher eine wichtige Rolle bei der Betrachtung der Strahldynamik. Daher sind lange Driftstrecken ohne Fokussierelemente zu vermeiden. Des Weiteren befindet sich die Strahlenergie im niederenergetischen Bereich, sodass eine Fokussierung des Strahls durch einen Solenoid effizient ist. Aufgrund dieser Eigenschaften und der Tatsache, dass zwei Solenoide zum Experimentieren zur Verfügung standen, wurde ein Filterkanal bestehend aus einem Solenoid, einem Driftrohr und einer Lochblende entwickelt, aufgebaut und untersucht.

## 2.2 Konzept, Auslegung und Konstruktion

Um das vorgestellte Konzept des Filterkanals auf seine grundlegende Funktionalität zu überprüfen, wurden im ersten Schritt Simulationen mit dem Programm „Lintra11“ durchgeführt, bei denen die Parameter so gewählt wurden, dass eine grobe Einschätzung der Performance eines solchen Kanals durchgeführt werden konnte. Dabei lag der Fokus vor allem auf den Fragen, in welcher Größenordnung die Transmission der drei Spezies bei geeigneter Wahl der Magnetfeldstärke ist und in welchem Bereich die benötigte Magnetfeldstärken für die drei Spezies liegen. Anders formuliert: Wie stark können die unerwünschten Spezies herausgefiltert und die gewünschte Spezies im Strahl gehalten werden und wie stark muss dabei das benötigte Magnetfeld sein?

In den dazu durchgeführten Simulationen wurde ein Aufbau gewählt, der zunächst aus einer 200 mm langen Driftstrecke ohne Feld hinter der Ionenquelle bestand. Daran angeschlossen befand sich das 250 mm lange Solenoid, dessen Feld sich nur im Magnet selbst befand und nicht aus diesem heraus reichte (perfekte Schirmung des Solenoids). Dahinter wurde ein 800 mm langes Driftrohr gesetzt. Die darauf folgende Lochblende befand sich zentriert in einem 100 mm lange Driftstück hinter diesem Driftrohr. Das Loch hatte dabei einen Durchmesser von 20 mm und eine Tiefe von 10 mm. Abgeschlossen wurde der Aufbau mit einem 200 mm langen Driftrohr ohne Feld.

Als Eingangsverteilung wurde für alle drei Spezies eine schon zuvor bei Strahltransportsimulationen verwendete Verteilung genutzt, welche aus einer Messung der verwendeten Ionenquelle stammt (maximaler  $H_1^+$  Strom / 10000 Teilchen) [8, 7]. Die Energie der Ionen der drei Spezies wurden auf 8,6 keV, der Strahlstrom jeweils auf 1 mA festgesetzt (Gesamtstrahlstrom 3 mA). Die Schrittweite für die Simulationen wurde zunächst auf 1 mm gesetzt. Zusätzlich wurde eine Raumladungskompensation (Verhältnis der Elektronen- zur Ionendichte im Strahl) von 0,9 eingestellt. Es wurden mehrere Simulationen durchgeführt, bei denen die Magnetfeldstärke variiert wurde, um die Einstellungen zu finden, bei der die jeweilige Ionenspezies die maximalen Transmission hat. In Abbildung 2.1 sind die Transporte für die drei Einstellung mit der jeweiligen

## 2.2 Konzept, Auslegung und Konstruktion

höchsten Transmission zu sehen. Dabei ist die eingestellte Magnetfeldstärke des Solenoids jeweils mit angegeben.

Die Transmission der gewünschten Spezies liegt in allen drei Fällen bei über 99%. Die unerwünschten Spezies haben gleichzeitig eine Transmission von 0%.

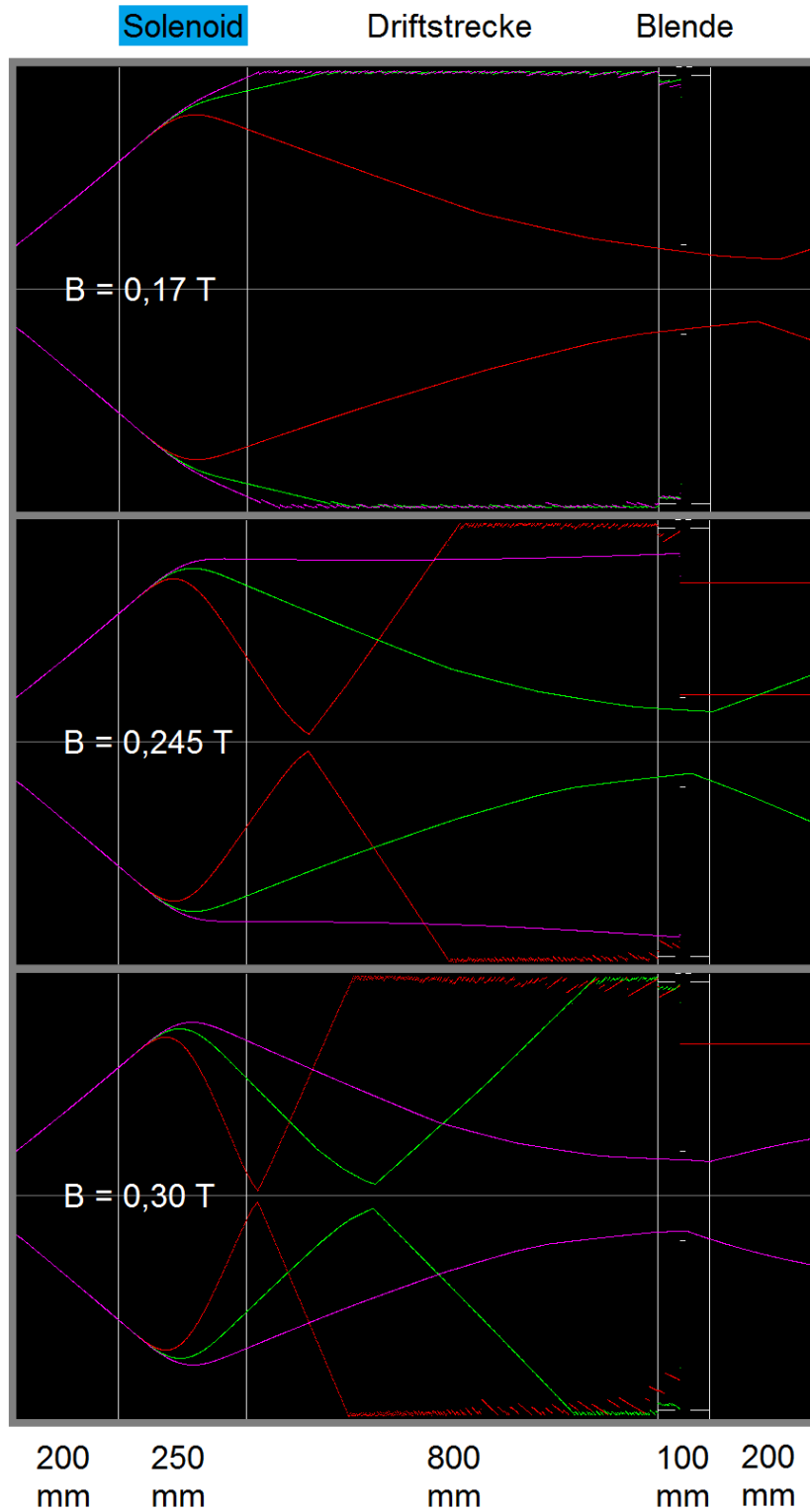
Diese ersten Untersuchungen des Filterkanalkonzepts zeigten, dass das Filtern eines Ionenstrahls mittels eines Solenoids, eines Driftrohrs und einer Lochblende prinzipiell möglich ist. Auf diesen Ergebnissen aufbauend wurde deshalb mit der Auslegung und Entwicklung eines solchen Filterkanals begonnen.

Neben den vakuumtechnischen und mechanischen Eigenschaften des Kanals wurden die Auswirkungen der hohen Ionenverluste im Filterkanal auf die Funktionalität des Kanals und das gesamte Experiment betrachtet. So gehen Ionen im Filterkanal verloren, weil diese die Blende oder die Wand des Driftrohrs treffen. Bei diesem Auftreffen werden Elektronen aus den Oberflächen herausgeschlagen, welche zurück ins Driftrohr wandern und wiederum auf die Wand des Rezipienten oder die Blende treffen können. Es werden immer mehr Elektronen aus der Wand herausgeschlagen, sodass die Anzahl der Sekundärelektronen im Kanal stark zunimmt. Diese großen Mengen an Sekundärelektronen können zu Schwierigkeiten bei der Untersuchung des Strahls mittels bestimmter Detektoren führen [7]. Aus diesem Grund sollte, ähnlich wie bei einer Faraday-Tasse, eine Sekundärelektronenunterdrückung in Form eines elektrostatischen Repellers in den Filterkanal eingebaut werden.

Des Weiteren besteht die Möglichkeit, wenn eine solche Elektronenunterdrückung vorhanden ist, den Kanal von einem reinen Filter zu einem Filter-und-Detektor weiterzuentwickeln. Dazu müssen, wie bei einer Faraday-Tasse, die Oberflächen auf welchen Ionen verloren gehen, isoliert aufgehängt werden. Auf diesem Weg lässt sich mittels eines Amperemeters, welches zwischen dem isoliert aufgehängten Teil des Kanals und Erde geschaltet wird, der genaue Verluststrom des Ionenstrahls im Kanal messen. Grundvoraussetzung für eine gute Funktionalität dieses Detektors ist, dass zum einen die Ionen nur auf den isoliert aufgehängten Flächen verloren gehen, zum anderen, dass keine Sekundärelektronen den Filterkanal verlassen oder erreichen können. Ist eine der beiden Bedingungen nicht erfüllt, kommt es zu einer Verfälschung der Messergebnisse. Aufgrund dieser Detektionsmöglichkeit des Verluststroms kann der Kanal zusätzlich als ein Massenspektrometer zur Vermessung der Zusammensetzung des Ionenstrahls verwendet werden. Dazu variiert man die Magnetfeldstärke des Solenoids schrittweise und misst den Verluststrom im Kanal. Ist die Feldstärke so eingestellt dass der Fokuspunkt einer Spezies im Loch der Blende liegt, kann diese den Filterkanal fast verlustfrei passieren. Die anderen beiden Spezies gehen dagegen bei dieser Magnetfeldeinstellung im Kanal verloren. Die Differenz zwischen dem gesamten Strahlstrom und dem gemessenen Verluststrom ergibt den Strom der durch das Loch transportierten Ionenspezies. Mittels Variation der Magnetfeldstärke kann man dabei für jede Ionenspezies im Strahl die Einstellung finden, bei der die Spezies fast verlustfrei transportiert werden kann und die anderen beiden Spezies verloren gehen. Auf diesem Wege ist es möglich, die genau Strahlzusammensetzung des Ionenstrahls mittels Filterkanal und Solenoid zu vermessen.

Es ist noch anzumerken, dass es sich bei dem Filterkanal nicht nur um ein Massenspektrometer handelt, sondern dieser prinzipiell auch als Impuls-, Ladungs- oder Energiespektrometer betrachtet werden kann. Der Grund dafür ist die Abhängigkeit der Fokussierstärke des Solenoids von diesen Größen.

Aufgrund dieser Verwendungsmöglichkeit als Massenspektrometer wurde bei der Konstruktion des Filterkanals dafür gesorgt, dass das Driftrohr und die Lochblende elektrisch isoliert aufgehängt sind. Des Weiteren wurde dafür gesorgt, dass eine effiziente Sekundärelektronenunterdrückung vorhanden ist, sodass der Filterkanal ohne weiteres zum Vermessen der Zusammensetzung des Ionenstrahls verwendet werden kann. Dabei wurde eine solche Sekundärelektronenunterdrückung zunächst nur für die große Hauptöffnung am Anfang des Kanals eingeplant. Für



**Abbildung 2.1:** Transporte maximaler Transmission der drei Ionenspezies  $H_1^+$  (oben/rot),  $H_2^+$  (mit-tig/grün) und  $H_3^+$  (unten/pink) bei verschiedenen Magnetfeldstärken durch den Filterkanal

## 2.3 Auslegung des Repellers zur Sekundärelektronenunterdrückung

die Lochblende wurde eine solche Konstruktion außer acht gelassen. Der Grund dafür ist, dass das Loch am Ende des Kanals deutlich kleiner ist und somit davon ausgegangen werden kann, dass kaum Sekundärelektronen dieses passieren werden. Eine Verfälschung der Messergebnisse des Filterkanals aufgrund des Fehlens einer zweiten Sekundärelektronenunterdrückung ist aus diesem Grund kaum zu erwarten.

Der Filterkanal wurde mit dem Programm „Autodesk Inventor 2012“ konstruiert. Dieser beginnt mit einem CF160 Flansch mit einem Repellerring. Dieser Repellerring hat einen Innendurchmesser von 110 mm und ist für die Sekundärelektronenunterdrückung in Richtung Solenoid und Ionenquelle gedacht. Daran anschließend folgt der erste Isolierflansch aus Vinidur. Dann kommt der erste Übergangflansch. Dieser bildet einen Übergang auf CF100, woran das anschließende 790 mm lange Driftrohr (CF100) montiert wird. Am Ende dieses Driftrohrs befindet sich der Flansch mit der Lochblende. Das mittige Loch hat hier einen Durchmesser von 20 mm und eine Tiefe von 10 mm. Gleichzeitig bildet dieser Flansch einen Übergang von CF100 auf CF160. Dahinter folgt der zweite Isolierflansch aus Vinidur und ein CF160 Abschlussflansch. Hier endet der eigentliche Filterkanal. Für die Untersuchungen mittels Simulationen wurde dahinter noch ein 130 mm langes CF160 Driftrohr montiert. Damit besitzt der gesamte Filterkanal, vom Solenoid bis zu diesem Endrohr, eine Länge von 988 mm. Isolierkappen aus Vinidur für die verwendeten Schrauben (M8 / 80 mm) wurden ebenfalls konstruiert, da ansonsten keine isolierte Aufhängung möglich gewesen wäre. Bis auf die beiden Vinidur Isolierflansche und -kappen sind alle Teile aus Edelstahl. Zur Dichtung des Filterkanals wurden zwischen Edelstahlflanschen CF100 und CF160 Flachdichtungen verwendet, bei den Verbindungen zu den Isolierflanschen O-Ringe mit einem Innendurchmesser von 140 mm und Außendurchmessern von 150 mm.

In den Abbildungen 2.2 und 2.3 ist der konstruierte Filterkanal einmal von vorne und einmal von hinten zu sehen. Bei der Hinteransicht kann man die Lochblende erkennen. Beim vorderen Flansch fehlt bei diesen Abbildungen der Repellerring. Im Anhang zu dieser Arbeit sind die genauen Konstruktionszeichnungen der gefertigten Bauteile des Kanals zu finden.

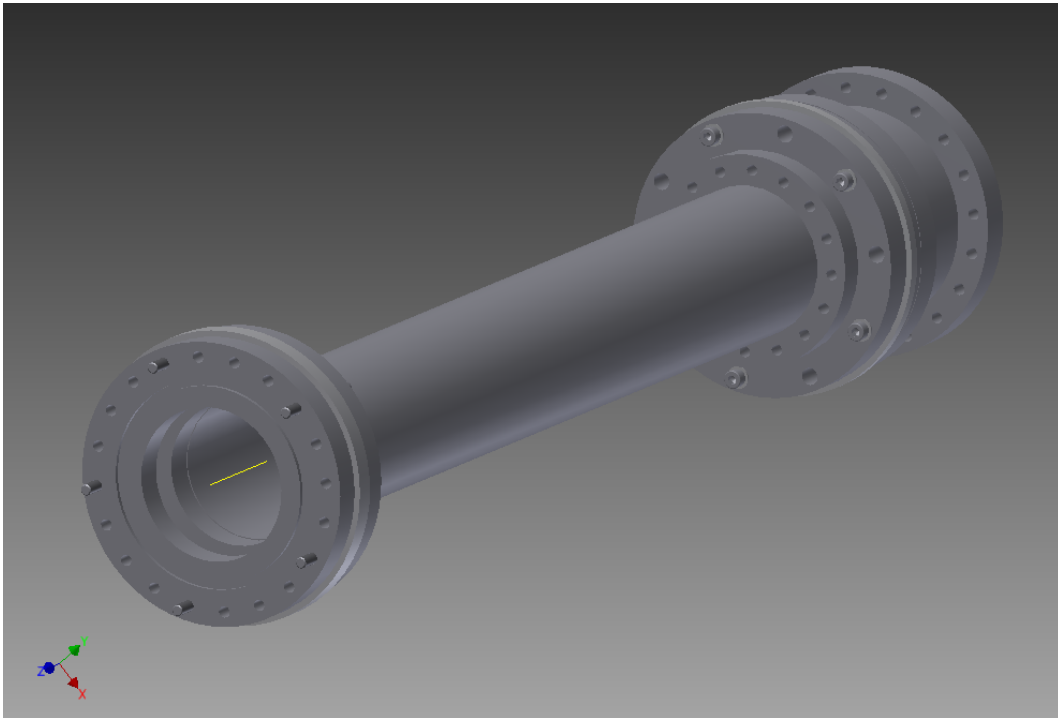
Die Geometrie des fertig konstruierten Filterkanals wurde für das Simulationsprogramm „Lintral1“ nachgebaut und der Filterkanal mittels Simulationen, diesmal mit einer deutlich höheren Präzision, untersucht. Auf die Ergebnisse dieser Simulationen wird in Kapitel 2.4 eingegangen.

## 2.3 Auslegung des Repellers zur Sekundärelektronenunterdrückung

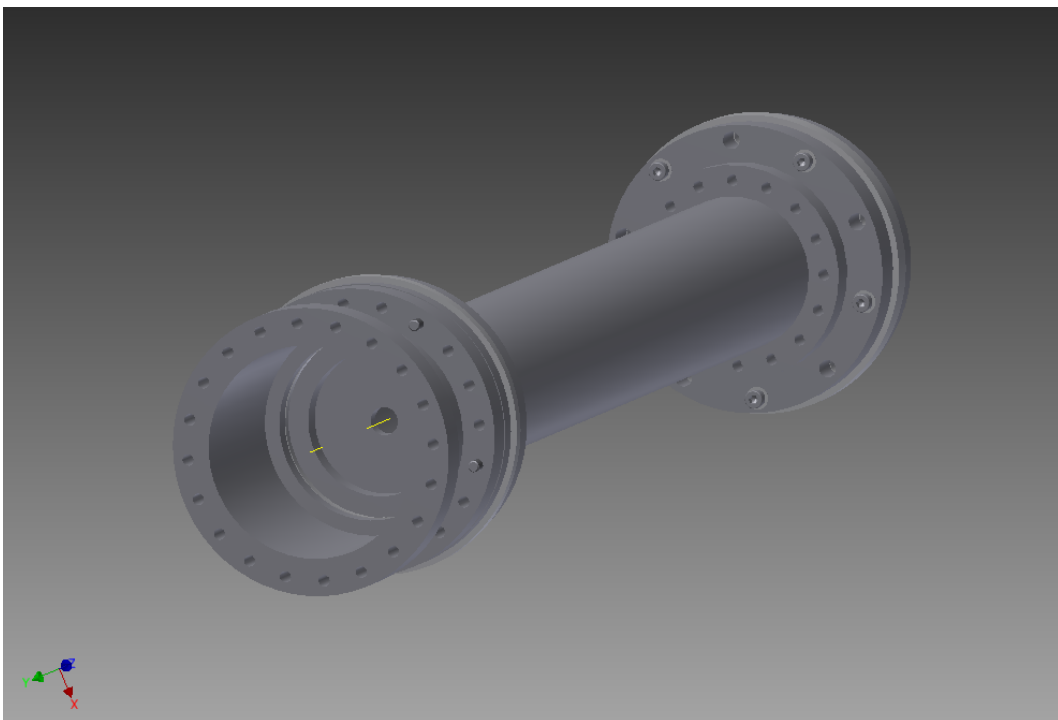
Bei der im Filterkanal geplanten Sekundärelektronenunterdrückung handelt es sich um einen elektrostatischen Repeller zur Verhinderung der Sekundärelektronentransporte in oder aus dem Kanal. Der dazu verwendete ringförmige Repeller hat dabei einen Innendurchmesser von 110 mm. Der Zusammenhang zwischen angelegter negativer Spannung am Repeller und der Höhe der Potenzialbarriere in der Mitte des Repellers ist linear. Die Mitte ist dabei aufgrund der Ringform des Repellers der Ort, wo die negativen Potenzialbarriere am kleinsten ist. Legt man auf diesen Repeller eine negative Spannung von -500 V, erhält man ein negative Potenzialbarriere von -256,8 V in der Mitte in der Repellerebene. Legt man die doppelte negative Spannung von -1000 V an, erhält man das doppelte negative Potenzial von -513,6 V, bei der dreifach angelegten Spannung von -1500 V sogar das dreifache von -770,5 V. Diese Werte wurden mit dem Programm „Gaborm9“ berechnet.

Um nun die benötigte Höhe der negativen Potenzialbarriere in der Repellerebene und somit die benötigte negative Spannung des Repellers bestimmen zu können, muss zusätzlich noch das Strahlpotenzial der im Experiment zu erwartenden Ionenstrahlen berechnet werden. Der Grund dafür ist, dass das positive Strahlpotenzial des Ionenstrahls das negative Potenzial des Repellers abschwächt und es damit den Sekundärelektronen erleichtert die Potenzialbarriere zu überwinden. Daher ist es zur korrekten Auslegung des Repellers notwendig, das Strahlpotenzial der im

### 2.3 Auslegung des Repellers zur Sekundärelektronenunterdrückung



**Abbildung 2.2:** Konstruierter Filterkanal von vorne (Zeichnung erstellt mit „Inventor 2012“)



**Abbildung 2.3:** Konstruierter Filterkanal von hinten (Zeichnung erstellt mit „Inventor 2012“): Gut erkennbar ist die Lochblende am Ende des Kanals

## 2.3 Auslegung des Repellers zur Sekundärelektronenunterdrückung

Experiment Verwendung findenden Ionenstrahlen zu kennen.

Mit Hilfe einer theoretischen Formel lässt sich für einen homogenen Ionenstrahl bestehend aus  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen, welcher mittels des Filterkanals gefiltert werden soll, das Strahlpotenzial abschätzen. Benötigt wird dazu nur der Strahlradius  $r_s$ , der Radius des Strahlrohrs  $r_w$  (hier der Radius des Repellers), die Masse  $m$  und die kinetische Energie  $E_{Kin}$  der Strahlionen sowie der Strahlstrom der jeweiligen Spezies und damit natürlich die Zusammensetzung des Strahls.

Das Strahlpotenzial innerhalb eines homogenen Ionenstrahls lässt sich mit der Formel

$$\Phi(r) = \Delta\phi \left(1 + 2 \ln\left(\frac{r_w}{r_s}\right) - \frac{r^2}{r_s^2}\right) \quad (2.3.1)$$

bestimmen [13]. Dabei ist

$$\Delta\phi = \sum_i \frac{I}{4\pi\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2E_{Kin}}}, \quad (2.3.2)$$

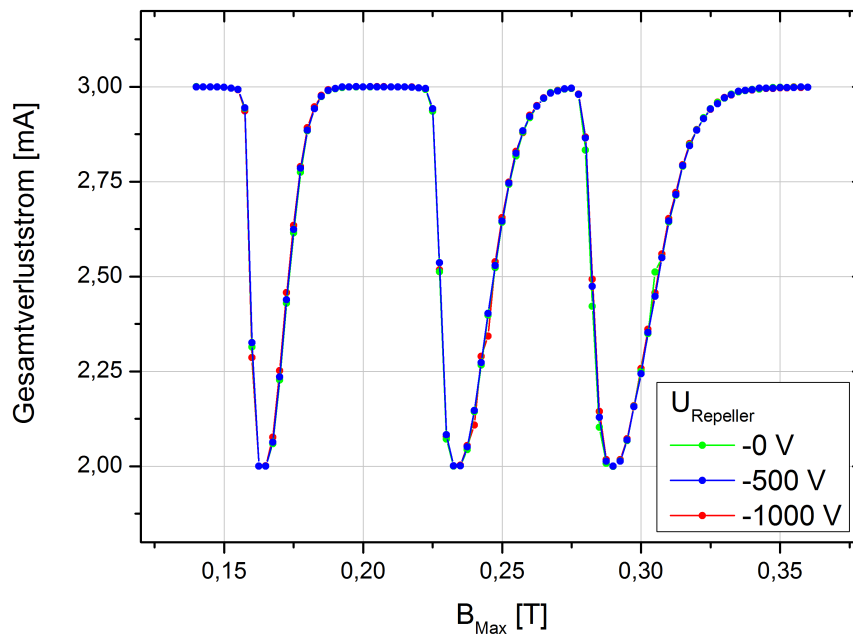
wobei  $i$  für die im verwendeten Strahl auftretenden Ionenspezies steht.

Es ist anzumerken, dass bei Ionenstrahlexperimenten in der Regel keine vollständig homogenen Strahlen auftreten. Das reelle Potenzial der Strahlen wird daher größer sein als hier berechnet. Aus diesem Grund sind die hier durchgeführten Abschätzung des Potenzials als eine untere Grenze zu betrachten.

Zur Abschätzung des Strahlpotenzials wurden Parameter gewählt, die die Ionenstrahlen, welche später im Experimente eingesetzt werden sollen, besitzen. Dabei wurde zunächst davon ausgegangen, dass alle drei Ionenspezies in gleichen Anteilen im Strahl vorliegen. So wurde für die  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen jeweils ein Strahlstrom von 1 mA und eine kinetische Energie von 7,8 keV angenommen. Bei dieser Energie handelt es sich um die in den späteren Experimenten hauptsächlich eingesetzte Strahlenergie (dazu siehe Kapitel 5.3). Der Radius des Repellers, also des Strahlrohrs, war 55 mm. Die Strahlradien wurden aus den Hauptsimulationen, welche in Kapitel 2.4 detailliert besprochen werden, am Ort des Repellers bestimmt. Dabei sind diese aufgrund der unterschiedlichen Fokussierstärke für jede der drei Ionenspezies verschieden. Das Strahlpotenzial ist dabei je größer, umso stärker der Strahl fokussiert ist. Im Filterkanalexperiment ist die Fokussierung der drei Spezies im Bereich des Repellers beispielsweise beim Transport der  $H_3^+$  Ionen durch den Kanal recht hoch (dazu siehe Abbildung 2.10). Dabei hat die  $H_1^+$  Spezies in der Repellerebene einen Strahlradius von ungefähr 3 mm, die  $H_2^+$  Spezies einen von ungefähr 25 mm und die  $H_3^+$  Spezies einen von ungefähr 35 mm. Aus diesen Werten ergibt sich ein Strahlpotenzial von ungefähr 101 V in der Mitte der Repellerebene.

In einem zweiten Schritt wurde das Potenzial für einen Ionenstrahl abgeschätzt, welcher ein höheres Strahlpotenzial besitzt. Dabei wurde angenommen, dass der Strahl zu 50 % aus den in der Repellerebene sehr stark fokussierten  $H_1^+$  Ionen besteht und die Strahlenergie nur 6 keV beträgt. Das heißt, dass als Strahlstrom für die  $H_1^+$  Ionen 1,5 mA, für die  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen jeweils 0,75 mA angenommen wurde. Damit ergibt sich eine Strahlpotenzial in der Mitte der Repellerebene von ungefähr 129 V.

Um nun die Frage zu beantworten, wie hoch die negative Repellerspannung und damit die negative Potenzialbarriere in der Mitte der Repellerebene sein muss, ist es notwendig, die kinetische Energie der Sekundärelektronen zu betrachten. Diese liegt dabei im Bereich kleiner 50 eV, wobei ein Großteil der Sekundärelektronen sogar nur eine Energie kleiner 10 eV besitzt [9, 7]. Damit die Sekundärelektronen die negative Potenzialbarriere nicht überwinden können, muss die Summe von Strahlpotenzial und kinetischer Energie der Sekundärelektronen kleiner als die negative Potenzialbarriere am selben Ort sein. Ist diese Bedingung erfüllt, können keine Sekundärelektronen aus diesem Energiebereich die Barriere überwinden. Dabei muss diese prinzipiell an jedem Ort in der Repellerebene erfüllt sein. In den hier durchzuführenden Experimenten sollte dies in der



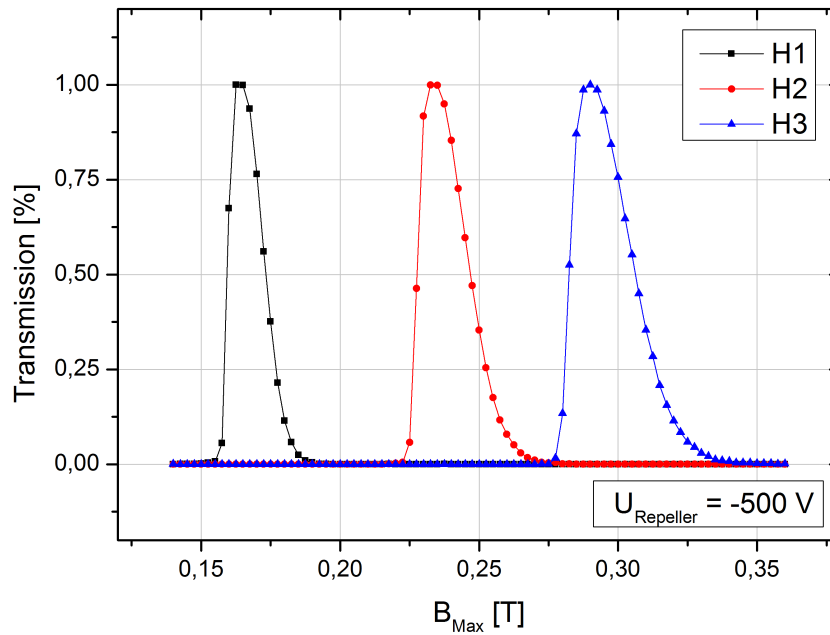
**Abbildung 2.4:** Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids für drei verschiedene Repellerspannungen

Regel immer gewährleistet, wenn die Potenzialbarriere in der Mitte des Kanals hoch genug ist. Schaut man sich nun die Werte für die errechneten Strahlpotenziale, sowie die für die negative Potenzialbarriere in der Mitte der Repellerebene an, stellt man fest, dass die negative Barriere deutlich höher ist als die Summen aus Strahlpotenzial und kinetischer Energie der Sekundärelektronen. Somit sollten selbst die Sekundärelektronen mit einer hohen kinetischen Energie von 50 eV – auch beim hohen Strahlpotenzial von 129 V – die negative Potenzialbarriere von -256,8 V, welche bei einer angelegten Repellerspannung von -500 V vorhanden ist, nicht überwinden können.

Zusammenfassend ist daher festzustellen, dass eine negative Repellerspannung von -500 V in den meisten Fällen ausreichen sollte, um die Sekundärelektronen daran zu hindern, den Filterkanal zu verlassen oder zu erreichen. Die Messung des Verluststroms sollte daher nicht verfälscht werden. Ob dieser Spannungswert und damit die theoretische Abschätzung stimmt, wird im Rahmen der experimentellen Untersuchung des Filterkanals überprüft.

Zusätzlich wurde noch mittels Simulationen überprüft, ob der Repeller eine Auswirkung auf das Filterverhalten und damit auf die Transporteigenschaften der Strahlionen durch den Filterkanal besitzt. Dazu wurden Simulationen mit negativen Repellerspannungen von -500 V, -1000 V und -1500 V durchgeführt und der Verluststrom im Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids betrachtet. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 2.4 zu sehen. Der Repeller hat in diesem Spannungsbereich keine Auswirkungen auf die Funktionalität des Filterkanals und damit auf die Transporteigenschaften der Ionen. Auf die Parameter sowie die vollständigen Ergebnisse dieser Simulationen wird als nächstes eingegangen.

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen



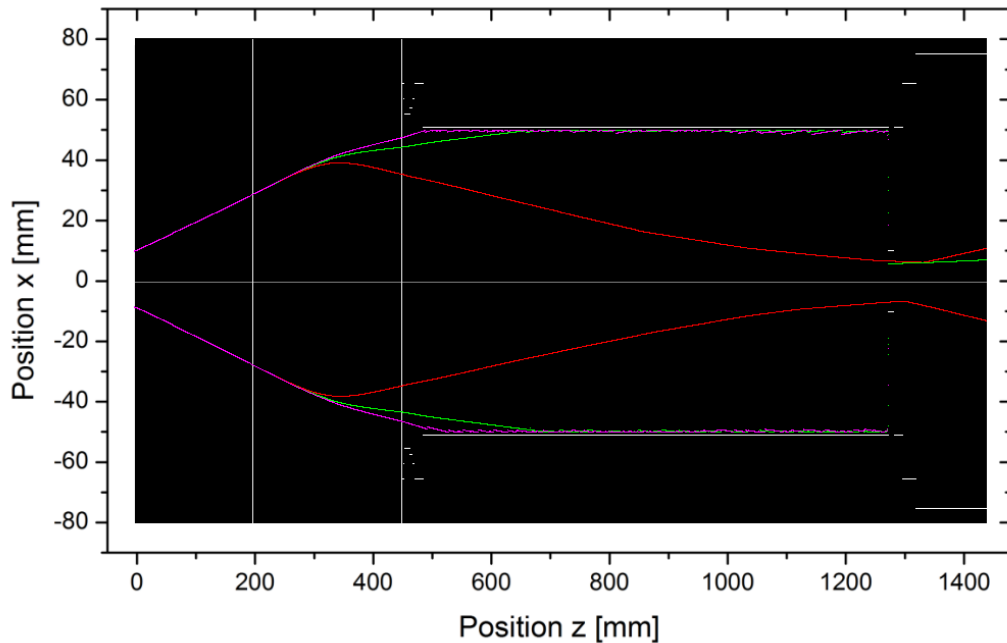
**Abbildung 2.5:** Transmission der drei Ionenspezies in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen

Mittels der erstellten Geometrie wurden weitere Simulationen mit dem Programm „Lintra11“ durchgeführt. Dabei wurde diesmal die Präzision erhöht, indem die Schrittweite von 1 mm auf 0,2 mm gesetzt wurde. Des Weiteren wurde die Magnetfeldstärke in kleineren Schritten variiert. Die Strahlenergie wurde von zuvor 8,6 keV auf 7,8 keV reduziert, da diese Strahlenergie im Experiment verwendet werden soll (dazu siehe Kapitel 5.3). Der Strahlstrom lag weiterhin bei 1 mA pro Ionenspezies (Gesamtstrom 3 mA). Es wurde, wie bei den Simulationen zuvor, die selbe Anfangsverteilung der Ionen im Strahl verwendet. Die Raumladungskompensation (Verhältnis der Elektronen- zur Ionendichte im Strahl) wurde zunächst weiterhin bei 0,9 belassen. Die Repeller-Elektrode zur Sekundärelektronenunterdrückung wurde, wie zuvor mittels Theorie bestimmt, bei den Simulationen auf eine Spannung von -500 V gesetzt. Zusätzlich wurden, um nicht nur den transversalen sondern auch den longitudinalen Raumladungskräften gerecht zu werden, Iterationsrechnungen für die drei Filtereinstellungen mit maximaler Transmission der jeweiligen Spezies (Hauptsimulationen) durchgeführt.

Bei diesen Simulationen lag die maximale Transmission der  $H_1^+$  Ionen bei einer Magnetfeldstärke von 0,165 T, der  $H_2^+$  Ionen bei 0,235 T und der  $H_3^+$  Ionen bei 0,290 T. Es wurde für die jeweilige Spezies eine maximale Transmission von 99% erreicht, während die jeweiligen anderen beiden Spezies mit unter 1% Transmission verloren gingen. In Abbildung 2.5 ist die Transmission der drei Ionenspezies in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids dargestellt. Dabei ist die Filterung des Ionenstrahls deshalb so effizient, weil sich die drei Peaks nicht überschneiden. Ansonsten wäre keine vollständige Trennung der drei Ionenspezies möglich. Des Weiteren ist die Peakbreite für die  $H_1^+$  Ionen deutlich geringer als für  $H_2^+$  Ionen. Diese haben wiederum eine geringere Peakbreite als die  $H_3^+$  Ionen. Auf mögliche Gründe dafür wird in Kapitel 2.4.3 eingegangen.





**Abbildung 2.6:** Transport der drei Ionspezies durch den Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von  $0,165 \text{ T}$  /  $H_1^+$  Ionen erreichen eine Transmission von 99%

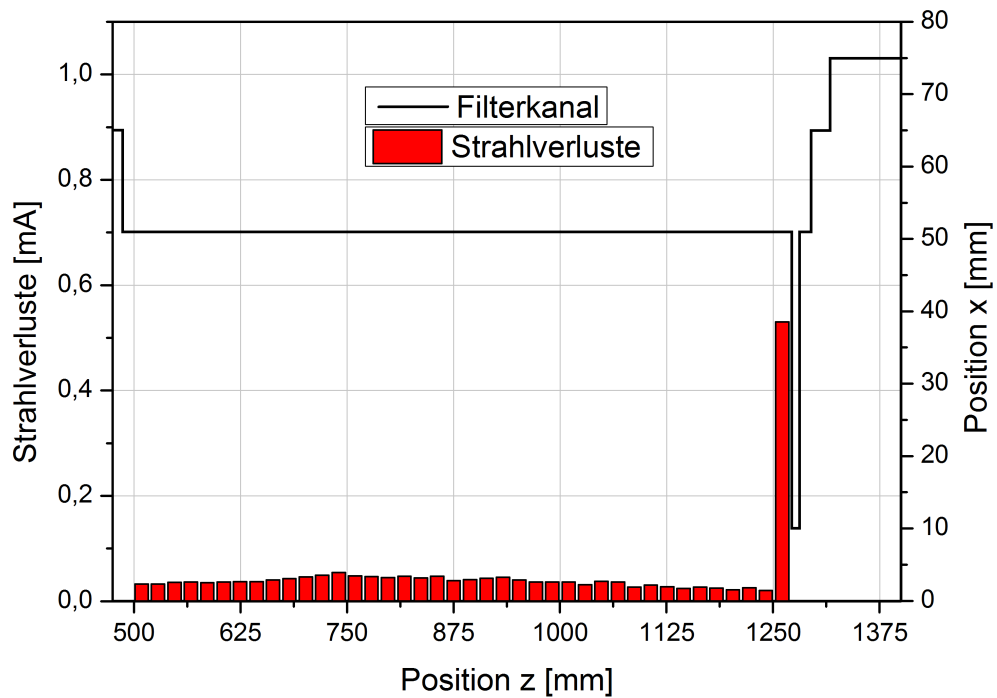
Zusätzlich wurden für diese drei Hauptfiltereinstellungen mit maximaler Transmission, der Transport durch den Kanal noch genauer analysiert. Dazu wurde das Strahlverhalten (Envelope) der drei Ionspezies im Filterkanal bei diesen drei Magnetfeldstärken dargestellt und zusätzlich untersucht, an welchem Ort die Ionspezies verloren gehen. Dazu wurde der Verluststrom gegen die Position im Filterkanal aufgetragen. Zur besseren Veranschaulichung wurde zusätzlich die Geometrie des Kanals mit in die Abbildung gelegt. In den Abbildungen 2.6 und 2.7 sind die Ergebnisse für die maximale  $H_1^+$  Transmission bei einer Magnetfeldstärke von  $0,165 \text{ T}$  zu sehen. In den nächsten beiden Abbildungen 2.8 und 2.9 sind die Ergebnisse für die maximale  $H_2^+$  Transmission bei einer Magnetfeldstärke von  $0,235 \text{ T}$  dargestellt. Als letztes sind in den Abbildungen 2.10 und 2.11 noch die Ergebnisse des Strahltransports für die maximale  $H_3^+$  Transmission bei einer Magnetfeldstärke von  $0,290 \text{ T}$  zu sehen.

Die vorgestellten Ergebnisse für den Transport durch den Filterkanal und die dazugehörigen Verluste zeigen, welche Magnetfeldstärken eingestellt werden müssen, um die jeweilige Spezies durch den Filterkanal zu transportieren und die anderen beiden unerwünschten Spezies herauszufiltern. Gleichzeitig sind die Ergebnisse dieser Simulationen eine weitere Bestätigung für die Funktionalität des Filterkanalkonzeptes, da zum einen die Schrittweite und damit die Präzision bei diesen Simulationen deutlich erhöht wurde und gleichzeitig mittels Iterationsrechnungen nicht nur die Auswirkungen der transversalen sondern auch die der longitudinalen Raumladungskräfte mit betrachtet wurden. Des Weiteren zeigen die Ergebnisse der Untersuchung für die Orte der Verluste im Filterkanal, dass die Ionen des Strahls bei der Filterung nur auf den isoliert aufgehängten Flächen, also dem Driftrohr und der Blende, verloren gehen. Der Verwendung des Filterkanals als Massenspektrometer steht damit nichts mehr im Weg.

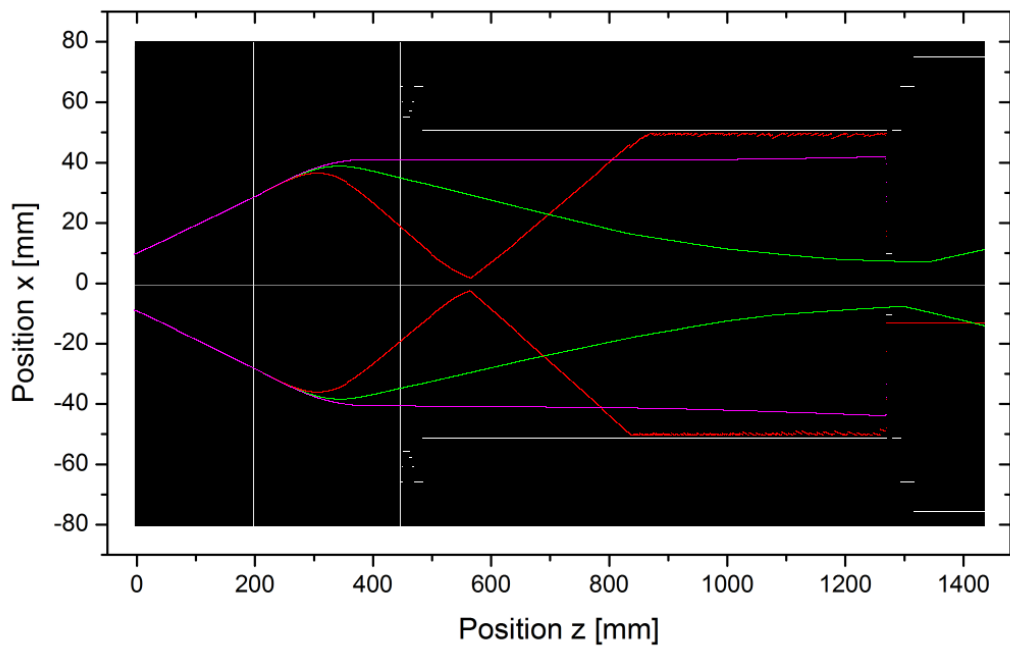
Aufbauend auf diesen Simulationsergebnissen wurden die Teile des Filterkanals in Auftrag gegeben und gefertigt.

Bei der Verwendung des isoliert aufgehängten Filterkanals als Massenspektrometer ist die entscheidende Messgröße der Verluststrom in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Aus diesem

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen

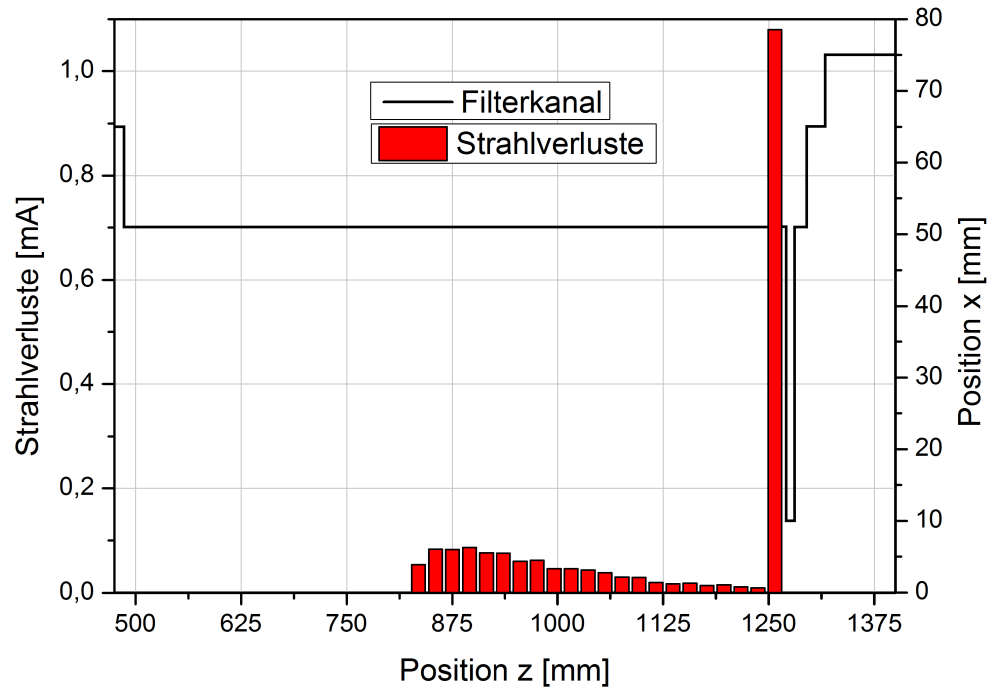


**Abbildung 2.7:** Dargestellt ist der Verluststrom der Ionen gegen die Position im Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,165 T und dazu die Geometrie des Filterkanals

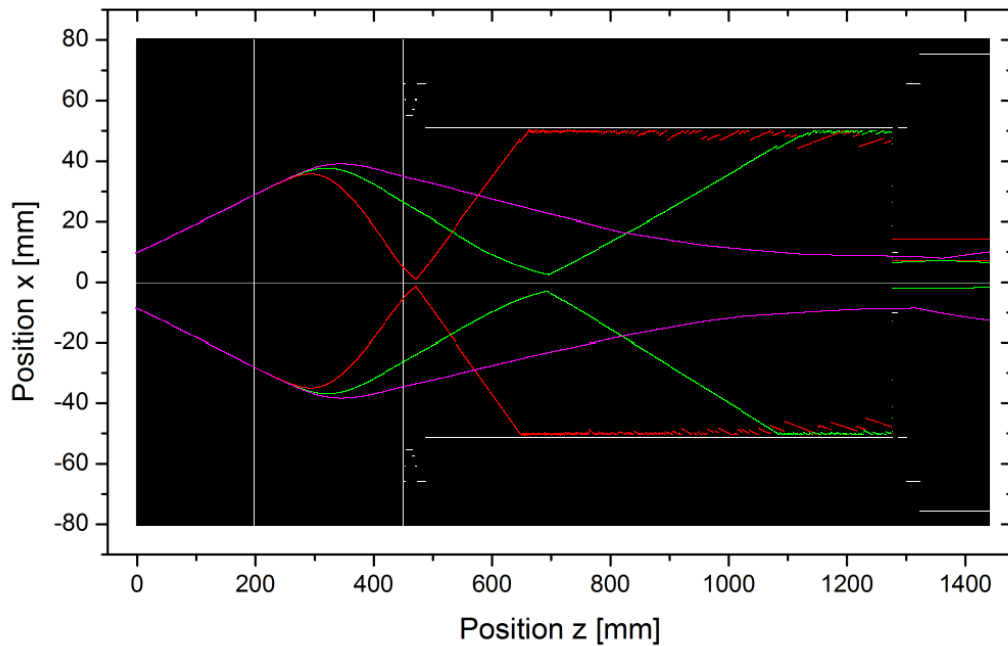


**Abbildung 2.8:** Transport der drei Ionenspezies durch den Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,235 T /  $H_2^+$  Ionen erreichen eine Transmission von 99%

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen

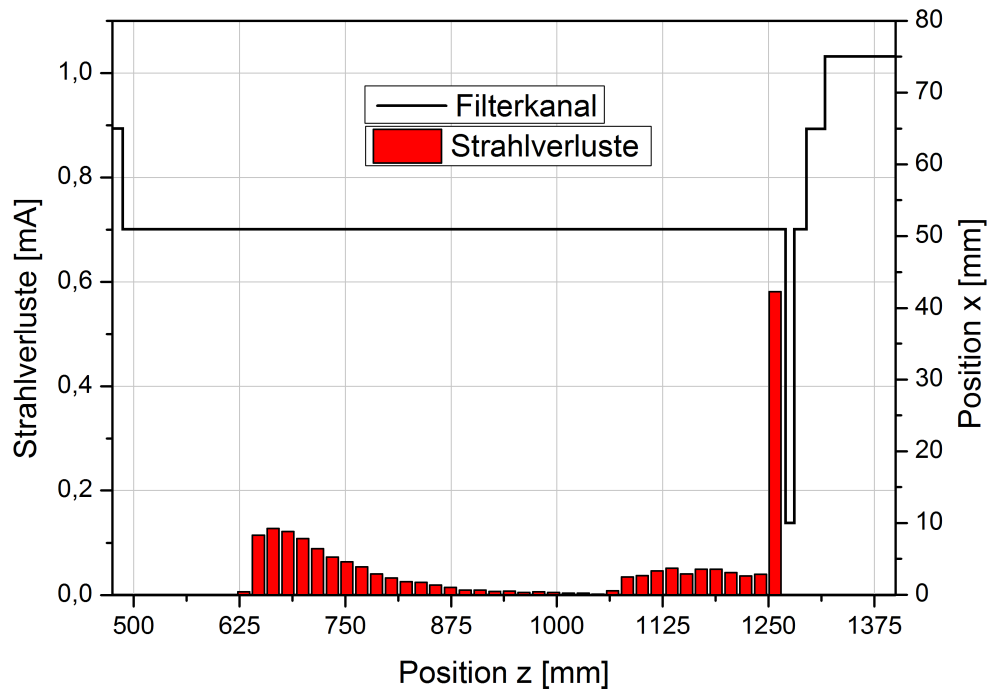


**Abbildung 2.9:** Dargestellt ist der Verluststrom der Ionen gegen die Position im Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,235 T und dazu die Geometrie des Filterkanals



**Abbildung 2.10:** Transport der drei Ionenspezies durch den Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,290 T /  $H_3^+$  Ionen erreichen eine Transmission von 99%

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen



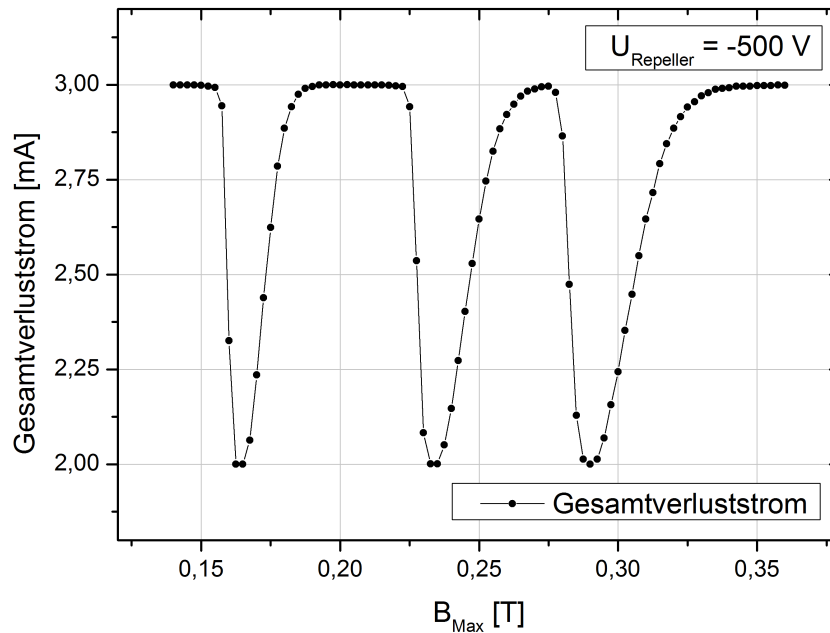
**Abbildung 2.11:** Dargestellt ist der Verluststrom der Ionen gegen die Position im Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,290 T und dazu die Geometrie des Filterkanals

lässt sich die Strahlzusammensetzung bestimmen. Deshalb wurde der Verluststrom in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke in Abbildung 2.12 mittels der Simulationsdaten dargestellt.

Der Verluststrom bricht dabei dort ein, wo die Transmissionskurve bei den drei bekannten Magnetfeldeinstellungen ansteigt, da die jeweilige Spezies durch die Lochblende driftet und somit nicht verloren geht. Anhand der maximalen Tiefe des Einbruchs kann man auf den Strahlstrom der jeweiligen Spezies im Strahl schließen. Liegt ein Ionenstrahl bestehend aus mehreren Spezies vor, entstehen im Verluststrom mehrere solcher Einbrüche. Aus jedem dieser lässt sich der Strahlstrom der dazugehörigen Spezies bestimmen und dadurch die genaue Zusammensetzung des Ionenstrahls. Zur Überprüfung der Richtigkeit einer Messung ist zu beachten, dass die einzelnen Strahlströme der verschiedenen Spezies aufaddiert den Gesamtstrahlstrom ergeben müssen. Damit diese Bedingung erfüllt ist, muss es jeweils eine Magnetfeldeinstellung geben, bei der die Transmission der gewünschten Spezies sehr hoch – bestenfalls im Bereich von 99 % – und die der restlichen, unerwünschten Spezies sehr niedrig – bestenfalls im Bereich von 1 % – ist. Dabei ist die Messmöglichkeit je präziser, umso höher die Transmission der gewünschten Spezies und umso niedriger die der unerwünschten ist. Eine zu hohe Transmission der unerwünschten Spezies würde auf einen nicht vollständige Trennung der Peaks hinweisen.

In den hier durchgeführten Simulationen betrug der Gesamtstrahlstrom 3 mA. Jede einzelne Spezies war dabei mit 1 mA vertreten. In der Verlustkurve treten drei Einbrüche mit einer jeweiligen Tiefe von 1 mA auf. Daher war die genannte Bedingung bei den durchgeführten Simulationen vollständig erfüllt.

Obwohl das hier vorgestellte Filterkanalkonzept für Wasserstoffionenstrahlen konzipiert und untersucht wurde, könnte es prinzipiell auch ohne große Veränderungen für Ionenstrahlen bestehend aus unterschiedlichen Ionenspezies anderer Elemente verwendet werden. Es müsste auch nicht zwangsweise direkt hinter einer Ionenquelle genutzt werden, sondern könnte durch Verwendung



**Abbildung 2.12:** Verluststrom des Ionenstrahls im Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids

geeigneter Strahloptiken auch in Strahlkanäle eingebunden werden. Für solche Einsatzzwecke wären aber noch weitere Untersuchungen notwendig.

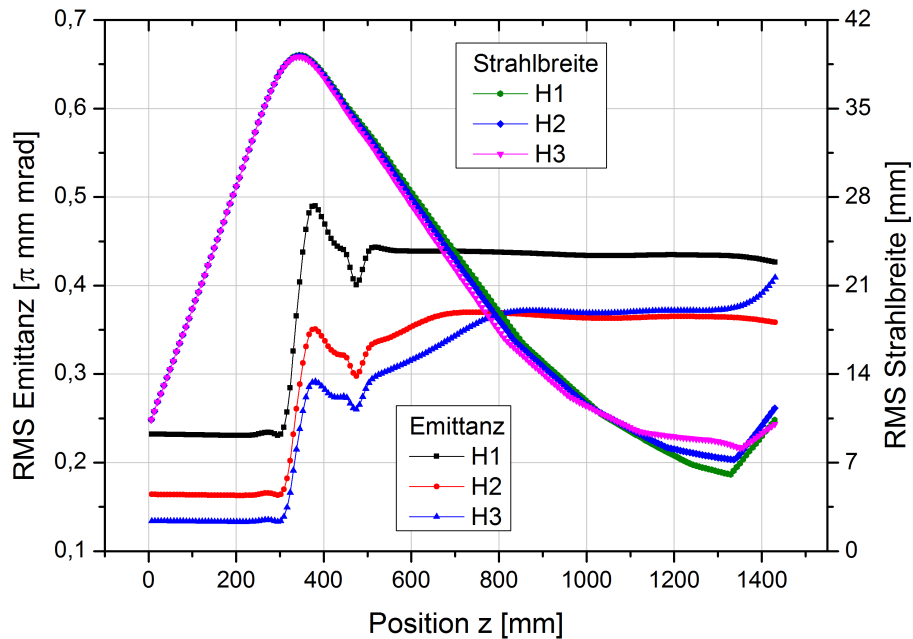
#### 2.4.1 Emittanz, Strahlradius, Wölbung und Speziesverteilung

Im nächsten Schritt wurde die RMS Emittanz, der RMS Strahlradius und die Wölbung des Ionenstrahls beim Transport durch den Filterkanal analysiert. Des Weiteren wurde, auf der Betrachtung dieser Größen aufbauend, die Verteilung der Ionen im Strahl untersucht. Dabei wurden für diese Untersuchungen der genannten Größen die zuletzt vorgestellten Simulationen verwendet, bei welchen die Raumladungskompensation auf 0,9 gesetzt wurde. Für alle drei Spezies wurden bei diesen Untersuchungen die Ergebnisse verwendet, bei der die Transmission der jeweilige Spezies maximal war. Die Magnetfeldstärke für die  $H_1^+$  Ionen war dabei 0,165 T, für die  $H_2^+$  Ionen 0,235 T und für die  $H_3^+$  Ionen 0,290 T.

Die RMS Emittanz macht eine Aussage über die Strahlqualität, die RMS Strahlbreite über die Größe des Strahls. Dabei wird bei den RMS Größen die Ionenverteilung im Strahl mit eingerechnet und somit berücksichtigt. Die Ergebnisse für diese beiden Größen sind für die angesprochenen Simulationen in Abbildung 2.13 zu sehen.

Bei Betrachtung der Ergebnisse für die Strahlbreite ist die fokussierende Wirkung des Solenoids deutlich zu erkennen. Der Punkt geringster Strahlbreite liegt dabei für alle drei Spezies in der Lochblende am Ende des Filterkanals. Da hier der Strahl maximal fokussiert ist, ist die Transmission der jeweiligen Spezies durch die Lochblende maximal. Hinter der Lochblende beginnt, nachdem der Strahl durch das Loch transportiert wurde, wieder die Aufweitung des Strahls. Dabei ist festzustellen, dass im Bereich des Lochs die RMS Strahlbreite der drei Spezies unterschiedlich ist. So ist hier der  $H_1^+$  Ionenstrahl am kleinsten und  $H_3^+$  Ionenstrahl am größten. Dies deutet auf eine andere Ionenverteilung im Strahl hin, wobei sich ein größerer Anteil der

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen



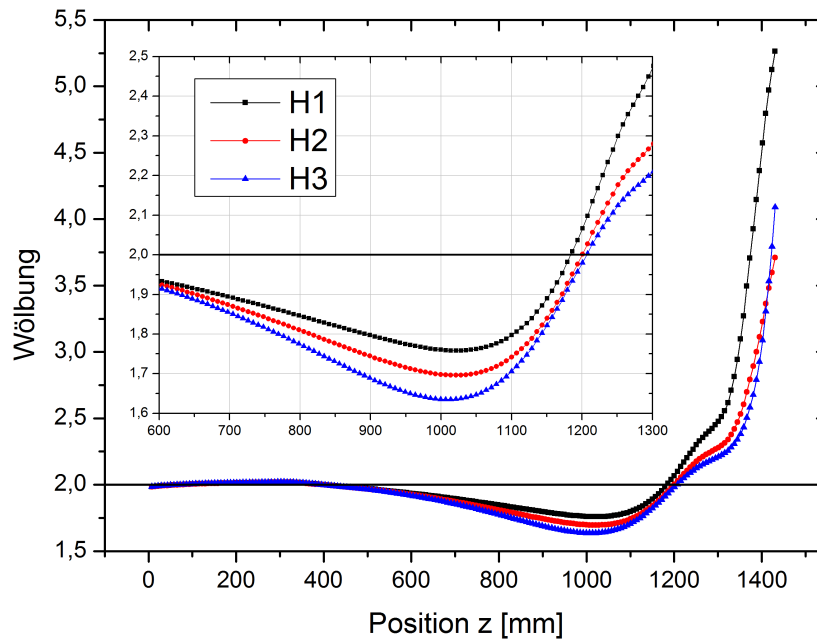
**Abbildung 2.13:** RMS Emittanz und RMS Strahlbreite aufgetragen gegen die Position im untersuchten Aufbau

schwereren  $H_3^+$  Ionen weiter außen im Strahl befinden sollte.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse für die Strahlemittanz ist festzustellen, dass man hier bei allen drei Spezies drei Bereiche betrachten sollte. Am Anfang, direkt nach Verlassen der Quelle, ist und bleibt die RMS Emittanz konstant. Dann, ungefähr ab der Mitte des Solenoids, beginnt die Emittanz zu wachsen. Dabei steigt diese zunächst sehr stark an und fällt dann wieder leicht ab. Danach kommt es zu einem inversen Peak. Dieser stellt einen charakteristischen Punkt in den Kurven da und befindet sich bei allen drei Spezies an der exakt gleichen Stelle. Beim Ort handelt es sich um den Anfang des Filterkanals, genauer die Stellen, an der sich die Repellerelektrode befindet. Im dritten Bereich, im Filterkanal und dahinter, verhalten sich die drei Spezies leicht unterschiedlich. So bleibt die Emittanz des  $H_1^+$  Ionenstrahl konstant, während bei den beiden anderen Spezies zunächst noch ein Anstieg festzustellen ist, bevor auch diese eine konstante Emittanz einnehmen. Beim  $H_3^+$  Strahl ist am Ende des Kanals, also nach der Filterung, der Beginn eines Anstiegs zu erkennen. Vom Betrag her ist die RMS Emittanz je größer, umso leichter die dazugehörige Ionenspezies ist. Im dritten Bereich ist die Emittanz des  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionenstrahl über weite Strecke gleich.

Diese Ergebnisse für die RMS Emittanz kann man so interpretieren, dass beim Transport durch das Solenoid und den Filterkanal eine Umverteilung der Ionen innerhalb des Strahl stattfindet. Dabei ist davon auszugehen, dass diese Veränderungen der RMS Emittanz auf die Abhängigkeit dieser von der Ionenverteilung im Strahl zurückzuführen sind, auf welche im weiteren Verlauf eingegangen werden soll.

Im nächsten Schritt wurde dazu die Wölbung der drei Ionenstrahlkomponenten untersucht. Die Wölbung [14] macht dabei eine direkte Aussage über die Verteilung der Ionen im Strahl. Bei einer Wölbung von zwei liegt eine homogene Verteilung der Ionen im Strahl vor. Ist die Wölbung kleiner als zwei befinden sich mehr Ionen am Rand des Strahls als im Zentrum. Man spricht in



**Abbildung 2.14:** Wölbung der drei Ionenstrahlen verschiedener Spezies aufgetragen gegen die Position im untersuchten Aufbau

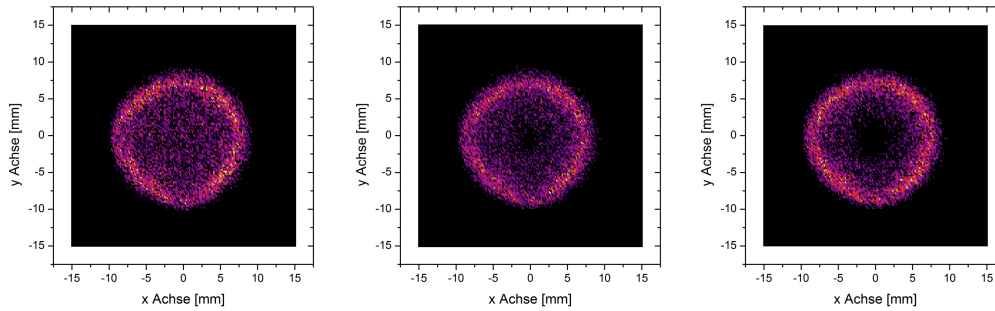
diesem Fall von einem Hohlstrahl, bei dem sich ein Ring von Ionen um das Zentrum herausbildet. Ist die Wölbung dagegen größer als zwei, befinden sich mehr Ionen im Inneren des Strahls als am Rand. Der Rand des Strahls wird daher ausgedünnt.

Für die durchgeführten Simulationen wurde für jede der drei Spezies die Wölbung ausgewertet. Die Ergebnisse für die Wölbung der drei einzelnen Ionenstrahlen verschiedener Spezies sind in Abbildung 2.14 dargestellt. Dabei wurde neben der Darstellung der Wölbung über die gesamte Strecke des Aufbaus noch der Bereich im Filterkanal deutlicher hervorgehoben.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist zunächst einmal festzustellen, dass es sich am Anfang um einen Ionenstrahl mit weitgehend homogener Ionenverteilung handelt. Die Wölbung ist fast zwei. Dies ändert sich nachdem der Strahl vom Solenoid fokussiert wurde. Im Filterkanal kommt es dann bei allen drei Spezies zu einer klaren Abweichung von einem homogenen Strahl. Die Wölbung sinkt unter den Wert von zwei, was wie oben angesprochen, die Entstehung eines Hohlstrahls bedeutet. Dabei ist das Minimum der Wölbung je tiefer, umso schwerer die Ionenspezies ist. Der  $H_3^+$  Ionenstrahl wird daher am stärksten zum Hohlstrahl. Das Minimum in der Wölbungskurve durchlaufen die Ionenstrahlen aller drei Spezies ungefähr nach dreiviertel des Filterkanals. Danach beginnt die Wölbung wieder anzusteigen. Noch einige Zentimeter vor der Lochblende ist die Wölbung wieder zwei, steigt aber danach deutlich weiter an. Nach dem Transport durch die Lochblende nimmt die Wölbung noch deutlicher zu.

Bei den hier vorliegenden Auswertungen wird zwar immer nur eine Spezies allein im Strahl betrachtet, bei den Simulationen wurde aber ein Ionenstrahl durch den Kanal transportiert, der aus allen drei Spezies zu gleich Teilen bestand. Erst im Filterkanal traten Verluste auf und nach der Lochblende bestand dieser wirklich nur noch aus einer Spezies. Davor traten Wechselwirkungen zwischen den drei Spezies auf. Diese Information ist notwendig, um einen möglichen Grund diskutieren zu können, warum die Hohlstrahlbildung bei den drei Spezies unterschiedlich stark

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen



**Abbildung 2.15:** Strahlverteilung in der transversalen Ebene für den  $H_1^+$  (Links),  $H_2^+$  (Mitte) und  $H_3^+$  (Rechts) Ionenstrahlanteil am Ort der minimalen Wölbung

auftritt.

Der Unterschied in der Wölbung für die drei Spezies entstammt somit möglicherweise der Wechselwirkung der drei Strahlkomponenten untereinander. Dies wäre mittels der Simulationen mit den Magnetfeldstärken von 0,235 T (siehe Abbildung 2.8) und 0,290 T (siehe Abbildung 2.10) zu erklären. Bei der erstgenannten werden die  $H_1^+$  und  $H_3^+$  Ionen herausgefiltert, sodass ein  $H_2^+$  Ionenstrahl übrig bleibt. Dabei werden die  $H_1^+$  Ionen überfokussiert und die  $H_3^+$  Ionen zu schwach fokussiert und gelangen somit nicht durch das Loch am Ende des Filterkanals. Diese Überfokussierung der  $H_1^+$  Ionen sorgt dafür, dass die Raumladung im Brennpunkt der  $H_1^+$  Ionen erhöht ist. Dies hat Auswirkungen auf die  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen, welche dadurch deutlich weniger stark ins Zentrum driften können. Dadurch nimmt die Ausprägung eines Hohlstrahls zu. Beim zweiten Fall, bei dem die  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Ionen herausgefiltert werden um einen  $H_3^+$  Ionenstrahl zu erzeugen, ist dieser Effekt noch ausgeprägter, da die  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Ionen ihren Brennpunkt vor dem der  $H_3^+$  Ionen durchlaufen. Durch das zweimalige Auftreten einer hohen Raumladung im Zentrum können die  $H_3^+$  Ionen noch schlechter ins Zentrum driften und der Hohlstrahl prägt sich noch deutlicher aus. Dieser physikalische Effekt könnte somit für die Zunahme der Wölbung bei höherer Speziesmassen verantwortlich sein.

Überprüfen könnte man dies, indem man entweder die Wölbung der drei Ionenspezies bei einer Raumladungskompensation von 1,0 untersucht, oder indem man den Strahltransport einzelner Ionenspezies simuliert und die Wölbung der drei Spezies für diesen Fall untersucht. Da bei beiden Untersuchungen keine Raumladungseffekte zwischen den Spezies auftreten sollten, könnten mögliche Unterschiede nicht auf diese zurückzuführen sein.

Eine andere Erklärungsmöglichkeit für die Entstehung der Hohlstrahlen und den Unterschieden bei den drei verschiedenen Spezies könnte in der geometrischen Aberration des Solenoids beim Transport durch diesen liegen. Um die Frage nach den Gründen für diese physikalischen Effekte beantworten zu können, müsste daher weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

Zuletzt soll noch die Verteilung der Ionen in der transversalen Ebene und im Phasenraum direkt betrachtet werden. Dazu wurde zunächst die Strahlverteilung in der transversalen Ebene für alle drei Ionenstrahlen verschiedener Spezies am Ort der minimalen Wölbung grafisch dargestellt. Dies ist in Abbildung 2.15 zu sehen.

Bei diesen Darstellungen des Strahls in der transversalen Ebene sind die Ausprägungen des Hohlstrahls deutlich zu erkennen. Dabei sind auch die Unterschiede zwischen den drei Strahlen verschiedener Ionenspezies deutlich zu sehen. So sind beim  $H_3^+$  Ionenstrahl im Zentrum kaum noch Ionen vorhanden und die Ausprägung des Rings herum sehr deutlich zu erkennen, während beim  $H_1^+$  Ionenstrahl noch mehrere Ionen im Zentrum zu sehen sind.



Zusätzlich wurde noch für vier Orte im Aufbau die Phasenraumverteilung des  $H_1^+$  Strahls ausgewertet. So wurde die Phasenraumverteilung am Eingang des Solenoids, 150 mm hinter dem Solenoid im Filterkanal, direkt vor der Lochblende und am Ende des Aufbaus ausgewertet und in Abbildung 2.16 dargestellt.

Es ist festzustellen, dass der Strahl am Anfang divergent die Quelle verlässt und sich nach der Fokussierung durch das Solenoid zu einen konvergenten Strahl verändert. In der Lochblende ist der Strahl maximal fokussiert. Am Ende des Aufbaus, nachdem der Strahl im Loch seine Strahl-taille durchlaufen hat, divergiert dieser wieder. Die Form der Phasenraumellipse ist am Anfang perfekt ellipsenförmig und verformt sich beim Transport durch den Aufbau. Dabei nimmt diese eine S-Form an.

Das konvergente und divergent Verhalten des Strahls zeigt dabei keine Besonderheiten auf und verhält sich genau so, wie man es bei der Fokussierung durch einen Solenoid und den Transport durch einen feldfreien Kanal erwarten würde.

Als nächstes soll nun noch auf die Auswirkungen der Raumladungskompensation und des Loch-durchmesser auf den Transport und die Transmission durch den Filterkanal eingegangen werden. Dabei spielt die hier analysierte Strahlionenverteilung der drei Spezies eine wichtige Rolle.

### 2.4.2 Auswirkung der Raumladungskompensation

In den bisher vorgestellten Simulationen wurde eine Raumladungskompensation von 0,9 für den Ionenstrahl über die gesamte Driftstrecke angenommen. Dieser Wert wurde gewählt, da erwartungsgemäß eine hohe Raumladungskompensation bei vergleichbaren Konfigurationen vorliegt. Trotzdem stellt sich die Frage, wie sich das Strahlverhalten und vor allem die Filterung in Abhängigkeit vom Kompensationsgrad des Ionenstrahls verändert.

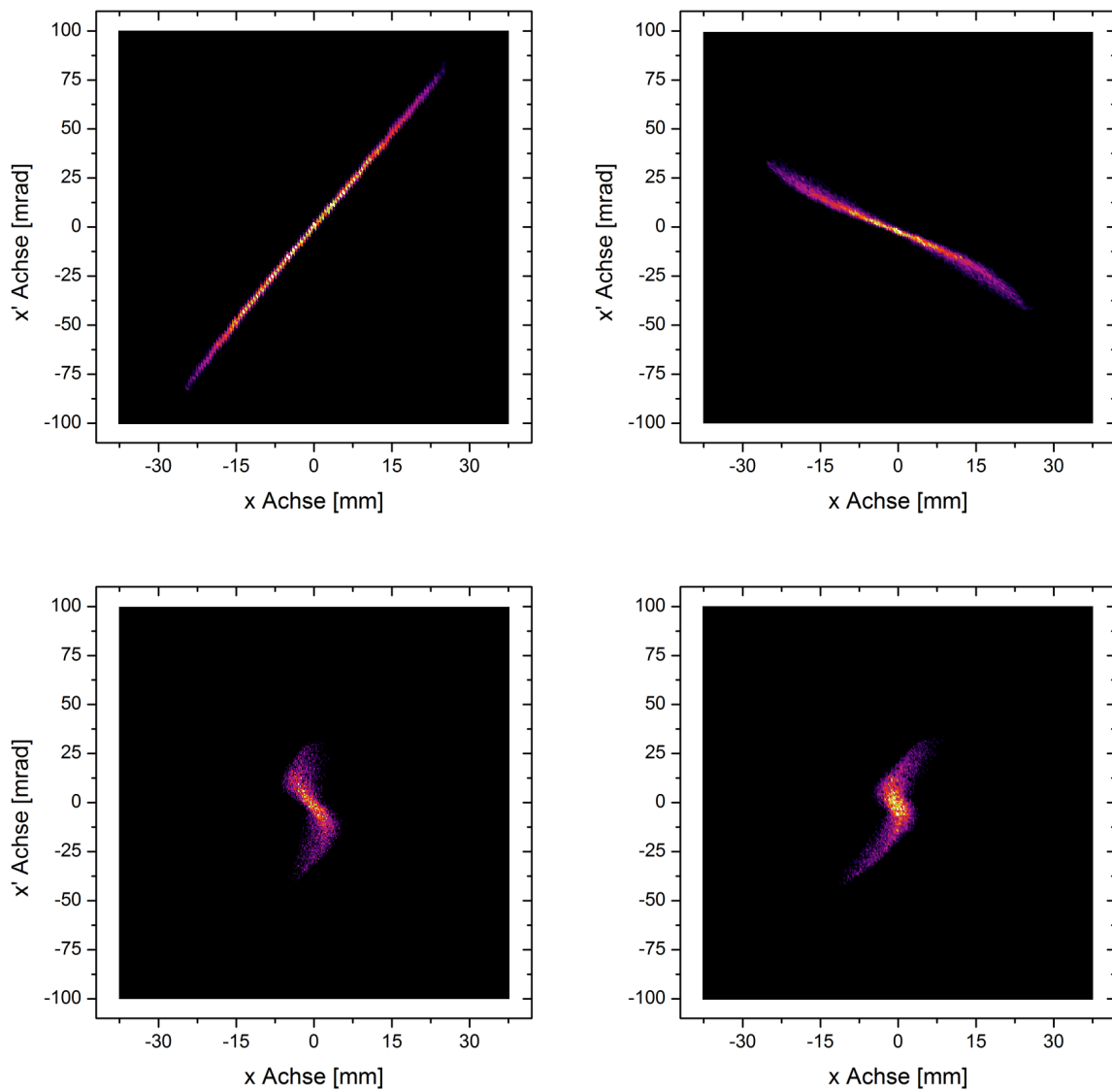
Aus diesem Grund wurden weitere Simulationen durchgeführt, bei denen die Raumladungskompensation von 0,0 bis 0,8 in Schritten von 0,1 variiert wurde. Die Magnetfeldstärke des Solenoids wurde dabei für jeden Kompensationsgrad von 0,14 T bis 0,40 T mit einer Schrittweite von 0,025 T variiert. Die Simulationen mit den Raumladungskompensationen 0,9 und 1,0 wurde zuvor und dabei bis zu einer Magnetfeldstärke von 0,36 T durchgeführt.

Bei der Auswertung der Ergebnisse wurde das Augenmerk auf zwei Beobachtungen gelegt: zum einen auf den veränderten Transport durch den Filterkanal im allgemeinen und zum anderen auf die Transmission durch die Lochblende in Abhängigkeit von der Raumladungskompensation und der Magnetfeldstärke des Solenoids.

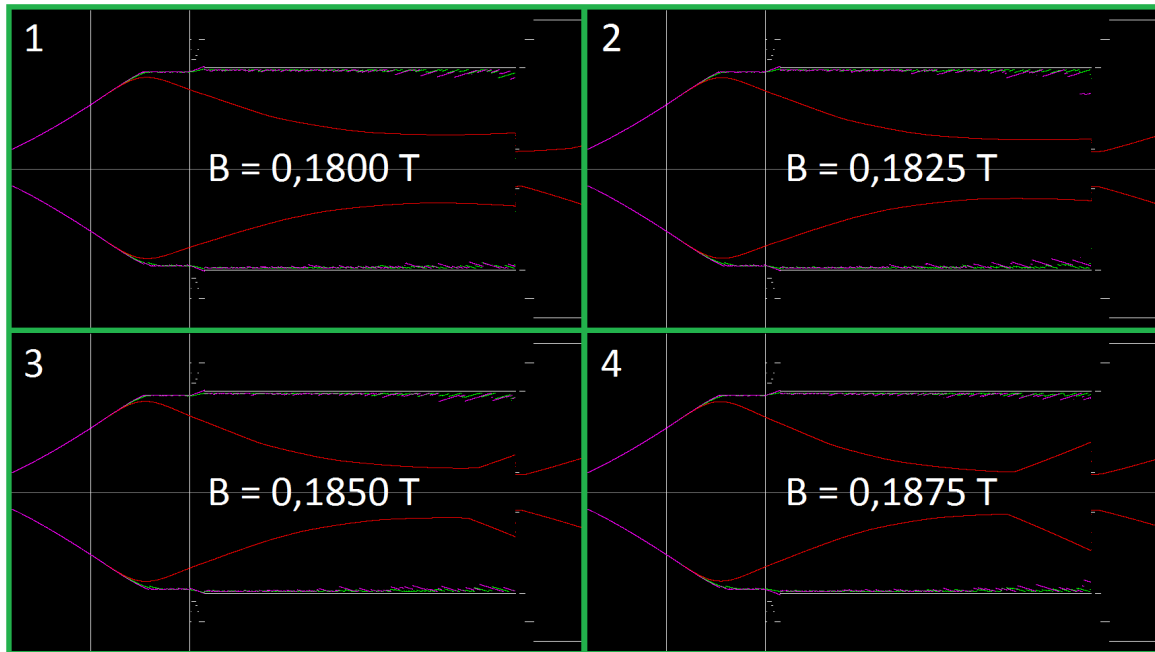
Der Transport durch den Filterkanal im allgemeinen ist in Abbildung 2.17 anhand einiger Beispiele für das Strahlverhalten im Filterkanal bei tiefer Raumladungskompensation (RK) dargestellt. Dazu wurden die Simulationen mit einer RK von 0,2 herangezogen und das Verhalten der  $H_1^+$  Spezies beim Durchgang durch den Punkt geringster Strahlbreite in der Lochblende betrachtet. Die dabei eingestellte Magnetfeldstärke ist jeweils mit angegeben.

Bei den darstellten Transporten durch den Filterkanal ist zu erkennen, dass der Strahl, anders als bei den zuvor durchgeführten und gezeigten Simulationen mit höheren Raumladungskompensationen, beim Durchgang des Fokuspunkts durch die Lochblende deutlich weniger stark zusammen fokussiert wird. Die Enveloppe geht dabei nicht mehr vollständig durch das Loch. Der Grund für diesen Effekt sollte in der deutlich stärkeren Wirkung der Raumladung des Strahls liegen. Da die Raumladungskompensation kleiner ist, wirkt die Raumladung des Strahls deutlich stärker und die Ionen im Strahl stoßen sich stärker voneinander ab. Damit wird für das Fokussieren des Strahls ein deutlich erhöhtes Magnetfeld benötigt. Zuvor war das benötigte Magnetfeld in der Größenordnung von 0,165 T, nun ist es in dem Bereich von 0,185 T. Des Weiteren ist das Solenoid aufgrund der größeren Raumladung nicht mehr dazu in der Lage, den Ionenstrahl stark genug zu fokussieren, sodass dieser keine Verluste auf der Lochblende aufweist.

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen



**Abbildung 2.16:** Phasenraumverteilung des  $H_1^+$  Ionenstrahls an vier Orten im Aufbau: am Eingang des Solenoids (Links oben), 150 mm hinter dem Solenoid im Filterkanal (Recht oben), direkt vor der Lochblende (Links unten) und am Ende des Aufbaus (Rechts unten)



**Abbildung 2.17:** Transport der  $H_1^+$  Spezies durch den Filterkanal bei einer Raumladungskompensation von 0,2 / Gezeigt sind die Einstellungen bei denen der Punkt geringster Strahlbreite im Bereich der Lochblende liegt

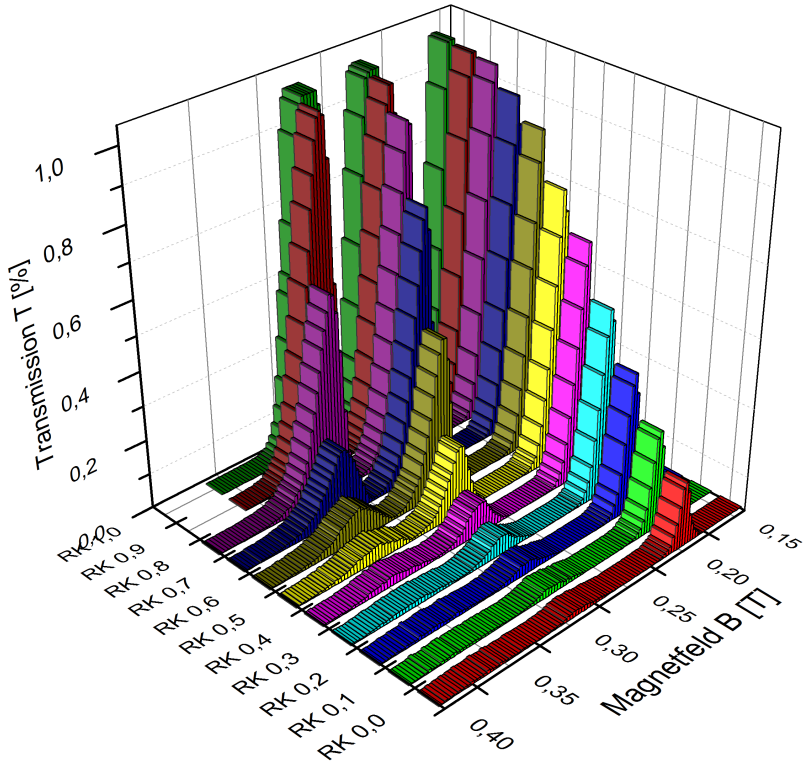
Damit lässt sich zusammenfassend sagen, dass bei einer Reduktion der Raumladungskompensation und der dadurch stärkeren Raumladungseffekte im Strahl, das Solenoid nicht mehr in der Lage ist den Strahl stark genug zu fokussieren, sodass dieser vollständig durch den Filterkanal transportiert werden kann.

Das bedeutet, dass bei solchen Parametern der Filterkanal anders designend werden müsste. Um herauszufinden, welche Änderungen notwendig wären und ob diese überhaupt möglich sind, müssten weitere Simulationen durchgeführt werden. Für den Betrieb des hier entwickelten Filterkanals wird eine hohe Raumladungskompensationen im Experiment vorausgesetzt.

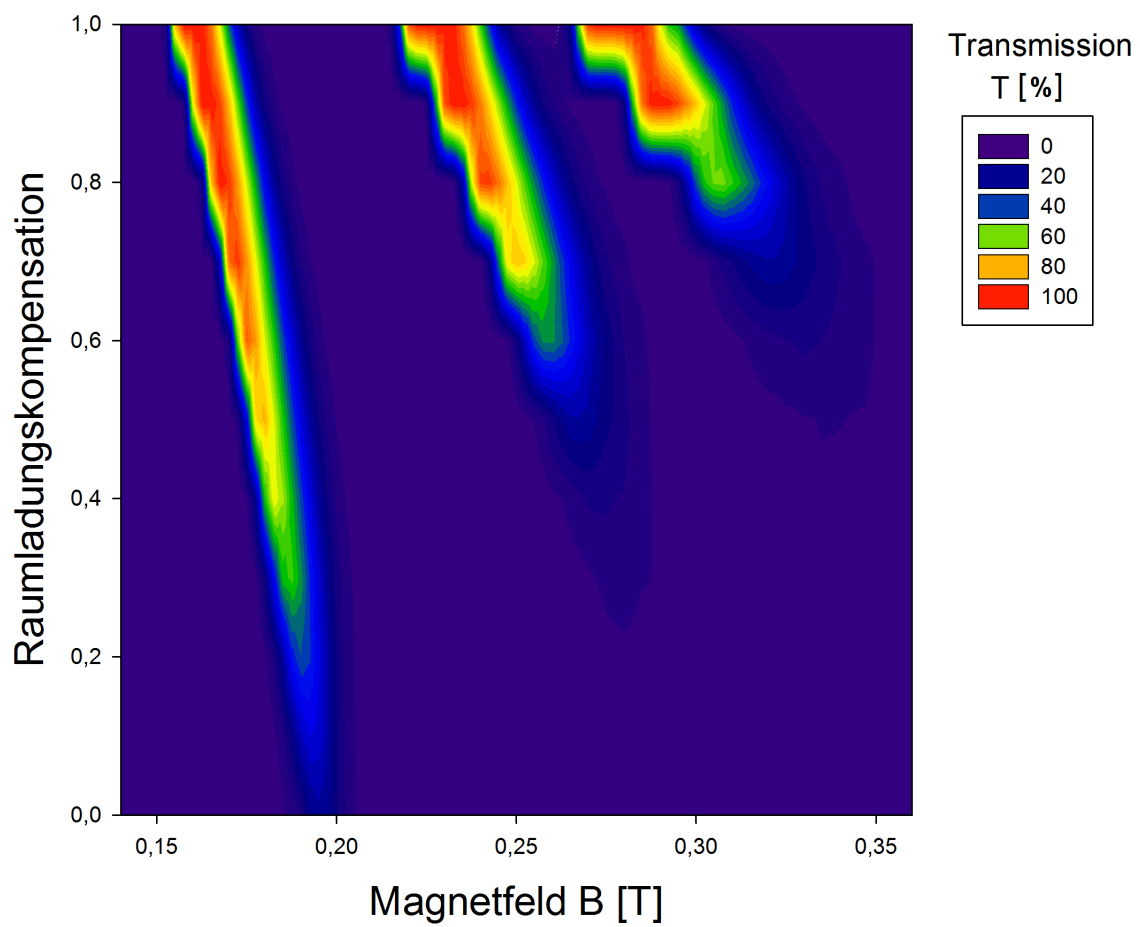
Die Transmission der drei Ionenspezies in Abhängigkeit von der Raumladungskompensation und der eingestellten Magnetfeldstärke soll als nächstes betrachtet werden. Dazu wurden die Ergebnisse der Simulationen zusammen in einem dreidimensionalen Graph dargestellt. Dabei wurde die Transmission gegen die Magnetfeldstärke und die Raumladungskompensation aufgetragen. Die dreidimensionale Darstellung der Ergebnisse ist in Abbildung 2.18 zu sehen. Zusätzlich wurden die Ergebnisse auch noch zweidimensional dargestellt. Dazu wurde für die Transmission eine Farbdarstellung gewählt. Diese ist in Abbildung 2.19 zu sehen.

Auch bei dieser Auswertung und Darstellung der Ergebnisse ist deutlich zu erkennen, dass die Transmission mit höherer Raumladungskompensation ansteigt. Dabei ist hier nun auch der Unterschied zwischen den drei Ionenspezies sichtbar: Je schwerer die Ionenspezies ist, umso höher muss die Raumladungskompensation – unabhängig von der Magnetfeldstärke – sein, damit überhaupt einen nennenswerter Anteil (Transmission 20%) durch den Filterkanal gelangt. So ist dies bei  $H_1^+$  Ionen schon bei einer RK von 0,0 möglich, bei  $H_2^+$  Ionen erst bei einer RK von 0,5 und bei  $H_3^+$  Ionen sogar erst ab einer RK von 0,7. Bei einer Raumladungskompensation von 0,9 und 1,0 liegt bei allen drei Spezies eine vollständige Transmission (über 99%) vor. Das bedeutet, dass die Zunahme der Transmission in Abhängigkeit von der Raumladungskompensation je stärker

2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen



**Abbildung 2.18:** Dreidimensionale Darstellung der Transmission aufgetragen gegen die Raumladungskompensation und die Magnetfeldstärke



**Abbildung 2.19:** Farbdarstellung der Transmission aufgetragen gegen die Raumladungskompensation und die Magnetfeldstärke

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen

ist, umso schwerer die Ionenspezies ist. Bei  $H_3^+$  Ionen ist diese somit am stärksten. Des Weiteren ist festzustellen, dass der Magnetfeldbereich maximaler Transmission bei einer Raumladungskompensation von 1,0 bei  $H_3^+$  Ionen am breitesten, bei  $H_1^+$  Ionen dagegen am dünnsten ist. Zusätzlich ist zu erkennen, dass zum Erreichen einer möglichst hohen Transmission bei Zunahme der Raumladungskompensation ein Abnahme der Magnetfeldstärke notwendig ist.

Die Gründe für diese Ergebnisse sollten auf die schon zuvor diskutierte Ionenverteilung im Strahl zurückzuführen sein. So befinden sich je mehr Ionen im Ring des Strahls der jeweiligen Strahlkomponente, umso schwerer die Spezies ist. Nimmt die Raumladungskompensation ab und die Wechselwirkung der Strahlionen untereinander zu, wird der Strahl beim Transport durch den Filterkanal nicht so stark fokussiert. Die Ionen befinden sich somit weiter weg vom Strahlzentrum und gehen vermehrt auf der Blende verloren. Dies sorgt für den angesprochenen Effekt, dass bei tiefen Raumladungskompensationen vor allem die schwereren Ionenspezies nicht durch die Lochblende gelangen, da diese auch bei hohen Raumladungskompensationen aufgrund der starken Hohlstrahlbildung dies nur knapp schaffen. Das bei Zunahme der Raumladungskompensation die Magnetfeldstärke für die maximale Transmission abnimmt ist erwartungsgemäß, da durch die schwächere Wechselwirkung der Strahlionen untereinander und die damit verbundene geringere Aufweitung des Strahls, eine schwächere Magnetfeldstärke zur Fokussierung der Ionen ausreicht. Auf die Gründe für die größere Peakbreite der schwereren Ionen wird als nächstes bei der Betrachtung der Auswirkung des Lochdurchmessers genauer eingegangen.

### 2.4.3 Auswirkung des Lochdurchmessers

Ein weiterer Parameter des Filterkanals der mittels Simulationen untersucht wurde, war der Durchmesser des Lochs der Lochblende am Ende des Kanals. Dabei wurde wiederum die Transmission der drei Spezies in Abhängigkeit von dieser Größe betrachtet.

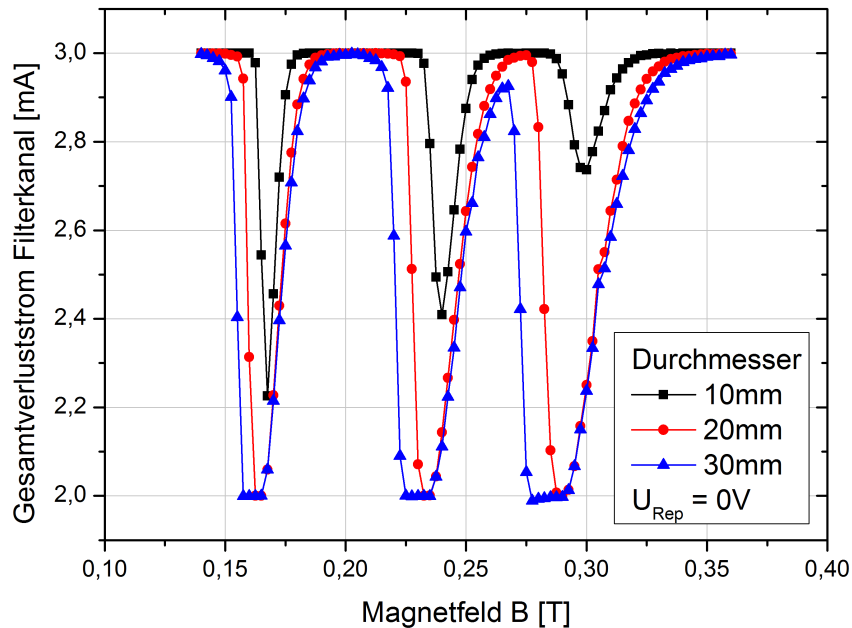
Diese Untersuchungen waren notwendig, um die genauen Auswirkungen des Lochdurchmessers auf das Transmissionsverhalten der drei Spezies zu verstehen und so gegebenenfalls mittels Veränderung des Durchmessers eine Optimierung des Filterkanals durchführen zu können. Des Weiteren konnte auf diese Weise auch abgeschätzt werden, welche Auswirkungen ein geringfügig schief aufgehängter Filterkanal auf das Transmissionsverhalten der drei einzelnen Spezies hat.

Die Geometrie sowie die übrigen Strahlparameter (RK 0,9) wurden bei den dazu durchgeführten Simulationen wieder gleich gewählt. Für den Durchmesser des Lochs der Lochblende wurden drei verschiedene Größen gewählt. Neben dem bisher immer verwendeten Durchmesser von 20 mm wurden nun zusätzlich noch die Durchmesser 10 mm und 30 mm untersucht.

Die Ergebnisse dieser Simulationen wurden wieder auf zwei verschiedene Arten dargestellt. Zum einen wurde der Verluststrom im Filterkanal gegen die Magnetfeldstärke aufgetragen, zum anderen die Transmission gegen die Magnetfeldstärke. Die Verluststromdarstellung der Ergebnisse ist für den gesamten untersuchten Magnetfeldbereich in Abbildung 2.20 zu sehen.

Dabei ist bei dieser Darstellungsweise schon zu erkennen, dass die Einbrüche in der Verlustkurve, also die inversen Peaks, bei der Zunahme des Lochdurchmessers breiter werden. Das bedeutet, dass der Magnetfeldbereich in dem eine Spezies mit einer Transmission größer Null durch den Kanal transportiert werden kann, breiter wird. Gleichzeitig ist aber auch festzustellen, dass bei einem zu kleinen Lochdurchmesser die maximale Transmission der Spezies deutlich geringer ausfällt.

Um einen genaueren Blick auf die Ergebnisse für die einzelnen Spezies werfen zu können, wurden die drei Magnetfeldbereiche mit den inversen Peaks jeweils einzeln in einer Abbildung dargestellt. Dazu wurde die Transmission gegen die Magnetfeldstärke aufgetragen. In Abbildung 2.21 ist der Magnetfeldbereich dargestellt, in dem die  $H_1^+$  Ionen durch Kanal transportiert werden. In Abbildung 2.22 ist das selbe für die  $H_2^+$  Ionen und in Abbildung 2.23 für die  $H_3^+$  Ionen zu sehen.



**Abbildung 2.20:** Verluststrom im Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm

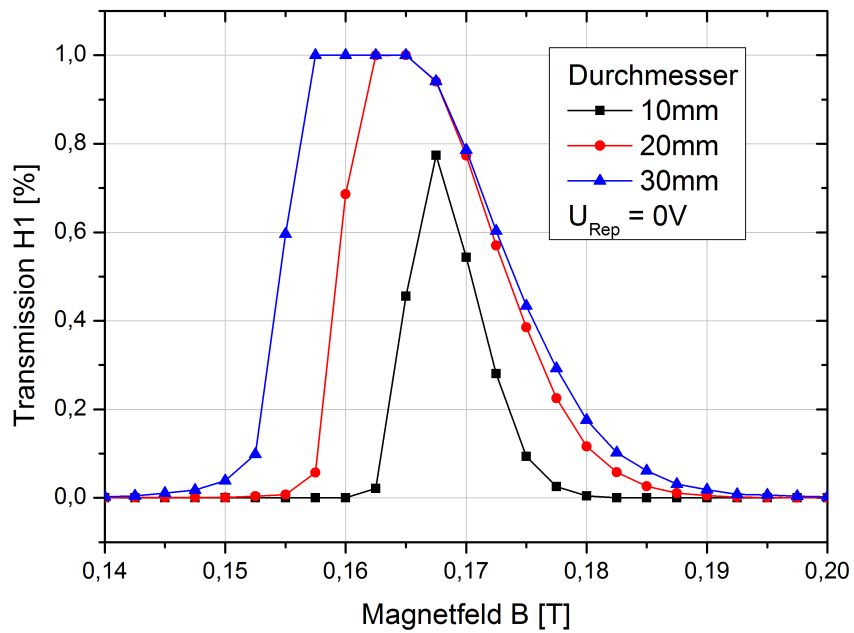
Es ist festzustellen, dass die Breite der Peaks bei Zunahme des Lochdurchmessers zwar anwächst, dies aber nicht in beide Richtungen geschieht. So ist der Abfall der Peaks in den Transmissionskurven hin zu höheren Magnetfeldstärken bei den beiden Simulationen mit 99% Transmission (20 und 30 mm) fast gleich. Auf der anderen Seite der Peaks, hin zu niedrigeren Magnetfeldstärken, ist das Verhalten der Peaks dagegen anders. So bricht der Peak je früher in diese Richtung ein, umso kleiner der Lochdurchmesser ist. Das ist der Grund, warum die Breite der Peaks und damit der Magnetfeldbereich, in dem eine Transmission über Null erreicht werden kann, bei kleineren Lochdurchmessern schmaler wird.

Diese Beobachtung zeigt, dass aufgrund des größeren Lochdurchmessers die Ionen schon bei einer schwächeren Fokussierung durch das Loch transportiert werden und nicht auf der Blende verloren gehen. Wird der Strahl dagegen überfokussiert, gehen die Ionen bei beiden Lochdurchmessern auf der Blende verloren. Dies zeigt, dass die Aufweitung des Strahls hinter dem Brennpunkt deutlich stärker sein sollte als die Fokussierung davor. Durch die Vergrößerung des Lochdurchmessers wird daher erreicht, dass ein schwächer fokussierter Ionenstrahl durch den Kanal gelangt. Für einen überfokussierten Strahl ändert sich dagegen fast nichts.

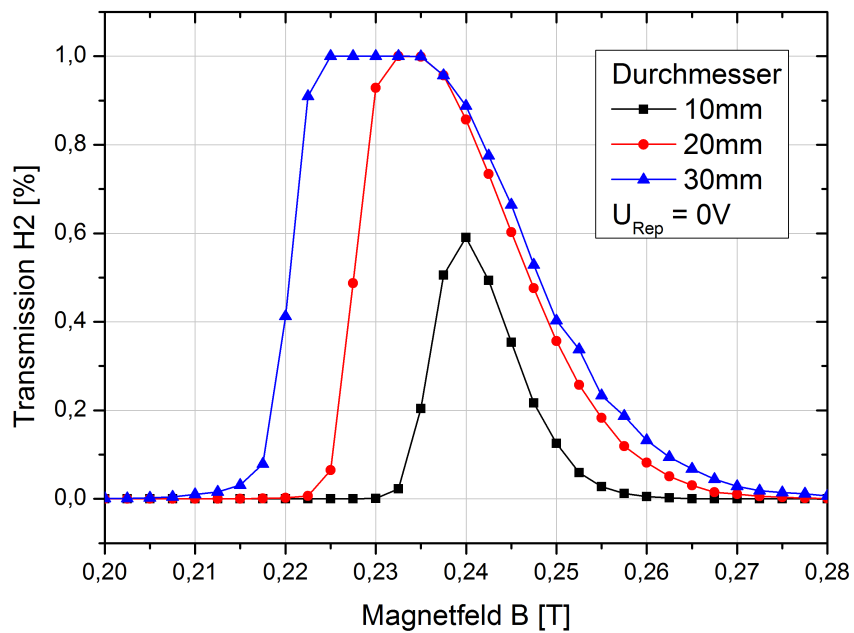
Des Weiteren ist festzustellen, dass die Breite des Magnetfeldbereiches mit Transmission größer Null zusätzlich abhängig von der jeweiligen Ionenspezies ist. So ist erkennbar, dass der Magnetfeldbereich der  $H_3^+$  Ionen am breitesten ist, gefolgt von dem der  $H_2^+$  Ionen. Der Bereich der  $H_1^+$  Ionen ist am schmalsten. Die großen Unterschiede in der Breite stammen hauptsächlich daher, dass der Abfall der Transmission hin zu höheren Magnetfeldern je langsamer verläuft, umso schwerere die jeweilige Ionenspezies ist. Es ist auch zu erkennen, dass der Bereich in dem eine Transmission von 99% vorliegt bei allen drei Spezies fast gleich breit ist. So nimmt die Breite dieses Bereichs mit zunehmender Speziesmasse nur leicht zu.

Diese Beobachtung zeigt dabei, dass die Überfokussierung des Strahls je schneller zu einer Auf-

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen

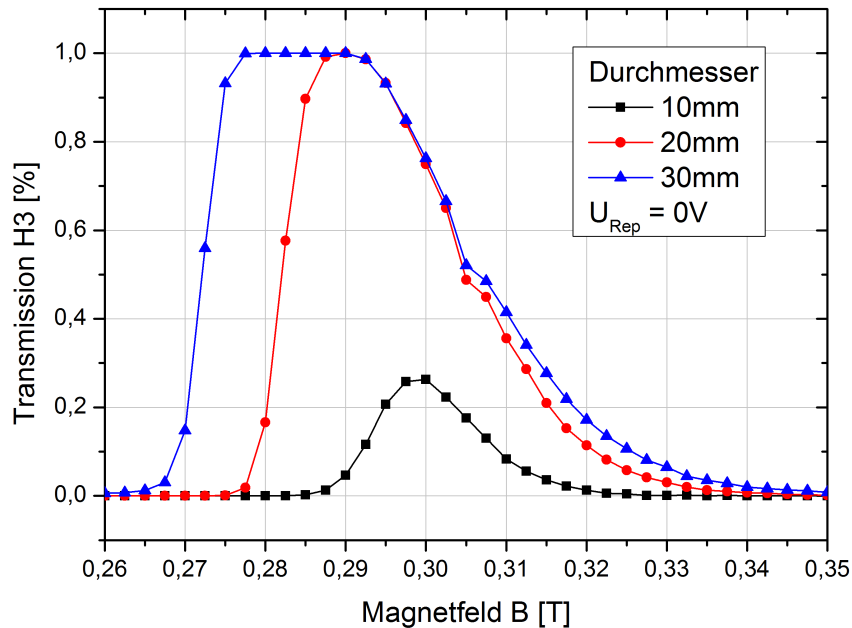


**Abbildung 2.21:** Transmission der  $H_1^+$  Ionen durch den Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm



**Abbildung 2.22:** Transmission der  $H_2^+$  Ionen durch den Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm





**Abbildung 2.23:** Transmission der  $H_3^+$  Ionen durch den Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm

weitung dieses führt, umso leichter die Ionenspezies ist. Des Weiteren wird durch die leichte Zunahme des Magnetfeldbereichs mit 99% Transmission nochmals bestätigt, dass die schwereren Ionen bei hoher Raumladungskompensation prinzipiell besser durch den Filterkanal transportierbar sind als die leichteren.

Die Ergebnisse zeigen auch, dass bei einem sehr kleinen Lochdurchmesser (10 mm) der Magnetfeldbereich, in dem überhaupt eine Transmission auftritt, deutlich schmaler wird. Dabei liegt die maximale Transmission bei allen drei Spezies deutlich unter 99%. Die Höhe der maximalen Transmission ist bei einem kleinen Lochdurchmesser dabei auch abhängig von der Spezies. So ist bei dem Durchmesser von 10 mm die Transmission der leichten  $H_1^+$  Ionen mit 77% am höchsten. Die anderen beiden Ionenspezies haben mit 59% ( $H_2^+$ ) und 26% ( $H_3^+$ ) eine geringere Transmission.

Diese Beobachtung zeigt noch einmal, dass die drei Ionenspezies beim Transport durch den Filterkanal nicht homogen im Strahl verteilt sind. In Kapitel 2.4.1 konnte gezeigt werden, dass sich beim Transport durch den Filterkanal bei allen drei Spezies ein Hohlstrahl bildet, welcher je stärker ausgebildet ist, umso größer die Masse der jeweilige Spezies ist. Aus diesem Grund ist die Transmission der  $H_3^+$  Ionen bei einem sehr kleinen Lochdurchmesser deutlich geringer als die der  $H_1^+$  Ionen. Die  $H_3^+$  Ionen, welche sich verstärkt am Rand des Strahls befinden, können bei einem sehr kleinen Lochdurchmesser nicht das Loch durchqueren und gehen auf der Blende verloren. Die  $H_1^+$  Ionen befinden sich dagegen vermehrt im Zentrum des Strahls und gelangen somit noch eher durch das Loch. Die  $H_2^+$  Ionen liegen in der Transmission zwischen den beiden Spezies, da hier noch mehr Ionen im Zentrum sind als bei den  $H_3^+$  Ionen, aber gleichzeitig auch mehr am Rand als bei den  $H_1^+$  Ionen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass mittels Variation des Lochdurchmessers der Lochblende am Ende des Filterkanals die maximale Transmission der Spezies sowie der Magnetfeldbe-

## 2.4 Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen

reich dieser Transmission beeinflusst werden können. Vergrößert man den Durchmesser, nimmt die Größe des Magnetfeldbereichs zu, indem die Ionenspezies mit einer Transmission größer Null durch den Filterkanal transportiert werden können. Die Größe des Bereichs mit einer Transmission von 99% nimmt dabei leicht zu. Damit der Strahl weiterhin vollständig gefiltert werden kann, ist bei Vergrößerung des Lochdurchmessers darauf zu achten, dass sich die größer werdenden Peaks in den Transmissionskurven auf keine Fall überschneiden. Verkleinert man den Durchmesser, sorgt man zum einen dafür, dass der Magnetfeldbereich für die Transmission schmaler wird und zum anderen dafür, dass die schwereren Spezies aufgrund ihrer stärkere Ausbildung eines Hohlstrahl schlechter durch die Lochblende gelangen und eher auf der Blende verloren gehen. Damit ist es möglich, die maximale Transmission zu Gunsten der leichteren Spezies zu verschieben.

Die Ergebnisse zeigen dabei zusätzlich, dass im Fall eines schief aufgehängten Filterkanals, bei dem dadurch der Lochdurchmesser auf der einen Seite kleiner wird, die Transmission der schwereren Ionenspezies stärker beeinflusst wird als die der leichteren. Das hätte zur Folge das die Messung des Strahlstromanteils der schwereren Ionenspezies stärker fehlerbehaftet wäre. Die Größenordnung eines solchen Fehlers ist hier nicht abschätzbar.

## 3 Der Um- und Aufbau des Experiments

Ein großer Teil der Arbeiten die im Zusammenhang mit dieser Forschungsarbeit getätigt wurden, lag in der Entwicklung und dem Aufbau des Experiments zur Untersuchung des Filterkanals, der Vermessung des Strahltransports einzelner Ionenspezies und des Injektionssystems. Dazu musste zunächst das alte Experiment [7] abgebaut und alle Elemente dessen (Magneten, etc.) neu positioniert und ausgerichtet werden. Damit einhergehend mussten die Versorgungssysteme (Strom, Wasser, Druckluft, etc.) abgebaut und nach der Neupositionierung der Bauteile wieder neu verlegt und angeschlossen werden.

Um den Neuaufbau durchführen zu können, mussten zusätzlich neue Teile konstruiert und gebaut sowie schon vorhandenen Teile überholt werden.

In diesem Kapitel soll nun im Einzelnen der Aufbau des neuen Experiments beschrieben und auf die verschiedenen Komponenten genauer eingegangen werden.

### 3.1 Die Struktur des Experiments

Um das Experiment in dem zur Verfügung stehenden Areal aufbauen zu können, wurden zunächst verschiedenen Möglichkeiten zur Umsetzung analysiert. Dazu musste im ersten Schritt festgesetzt werden, welche Untersuchungen genau, und vor allem wie, mit dem neuen Aufbau durchgeführt werden sollten. Dabei wurde sich auf drei festgelegt: die Untersuchung des Filterkanals, die Vermessung des Strahltransports einzelner Ionenspezies und der Aufbau und die Untersuchung des Injektionssystems. Weitere kleinere Untersuchungen, wie beispielsweise die Vermessung der neuen Faraday-Tasse, wurden beim Aufbau mit eingebunden.

So wurde zunächst damit begonnen, das Experiment durchzuplanen und danach Schritt für Schritt aufzubauen. Dabei wurde für diese Arbeit das Experiment bis zum Filterkanal errichtet und mit diesem wurden Messungen durchgeführt. Der weitere Aufbau soll zukünftig erfolgen.

Um alle technischen und experimentell notwendigen Bedingungen des Experiments umsetzen sowie den zur Verfügung stehende Platz optimal ausgenutzt zu können, wurden maßstabgerechte Pläne des aufzubauenden Experiments erstellt. In Abbildung 3.1 sind drei Aufbaumöglichkeiten dargestellt, welche für dieses Experiment erarbeitet wurden. Der Aufbau des hier vorgestellten Experiments wurde nach dem rechten Plan durchgeführt.

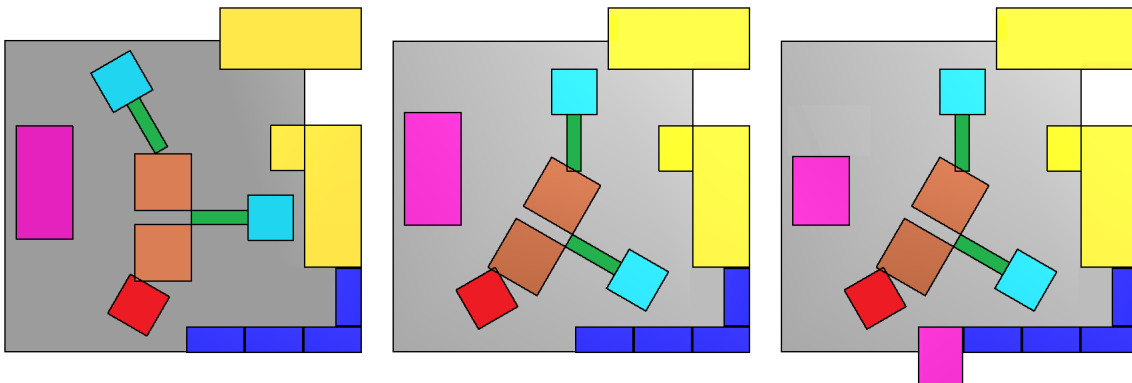
Beim Umbau des Experiments wurde gleichzeitig mit dem Aufbau eines zweiten Injektors, welcher aus der zweiten Ionenquelle mit ihrem Solenoid besteht, begonnen. Auf den Aufbau des Injektors soll als nächstes, auf das dazugehörigen Hochspannungsterminal, welches repariert, neu bestückt, umgebaut und neu verkabelt wurde, als übernächstes genauer eingegangen werden.

### 3.2 Aufbau eines neuen Injektors

Um den neuen Injektor aufbauen zu können, mussten mehre Teile neu konstruiert und gebaut, viele weitere Teile überholt werden. Das Ziel bestand dabei darin, dass der Ionenstrahl, welcher vom neuen Injektor erzeugt wird, möglichst die gleichen Strahleigenschaften besitzt wie der Strahl des schon vorhandenen Injektors. Aus diesem Grund wurde eine fast gleiche Ionenquelle und ein baugleicher Solenoid für den neuen Aufbau verwendet.

Des Weiteren wurde darauf geachtet, dass die Positionierung der Bauteile bei beiden Injektoren gleich ist, sodass die Driftstrecke der Ionenstrahlen vom Ausgang der Quelle (Groundelektrode) bis zum Ende des Solenoids gleich ist. Deshalb wurde der Quellentank des alten Injektors mit leichten Veränderungen (bei der Verschweißung der Einzelteile) ein weiteres mal gebaut (siehe Abbildung 3.2). Zusätzlich wurde zwischen dem Quellentank und dem Solenoid ein Zwischenflansch mit gleicher Länge (60 mm) wie beim alten Injektor verwendet. Damit sind alle Driftstrecken für

### 3.2 Aufbau eines neuen Injektors



**Abbildung 3.1:** Ausgearbeitete Pläne für den Aufbau des neuen Experiments / Rechter Plan wurde umgesetzt / Farbzuoordnung: Gelb: Hochspannungsterminals und Netzteile, Türkis: Injektoren, Grün: Filterkanäle, Braun: Toroidsegmente, Rot: Endtank, Rosa: Hochstromnetzteile (5 Stück), Blau: Schränke

die Ionen bei beiden Injektoren gleich lang.

Ein Unterschied zum vorhandenen Injektor ist die Ionenquelle in ihrer aktuellen Konfiguration. Bei dieser handelt es sich prinzipiell um eine baugleiche Quelle bei der die wichtigen und nicht einfach austauschbaren Elemente komplett baugleich zur alten Quelle sind. Dabei handelt es sich um die komplette Plasmakammer sowie die Flansche und Hauptabmessungen des Extraktionssystems. Unterschiede findet man beim verwendeten Quellsolenoid und bei den Lochblenden der einzelnen Elektroden des Extraktionssystems. So besitzt zum einem das verwendete Solenoid eine andere Windungszahl, wodurch der Zusammenhang von Strom zu Magnetfeld anders ist, zum anderen sind die Extraktionslöcher im sonst baugleichen Extraktionssystem in zwei von drei Fällen kleiner. So besitzt die alte Quelle Löcher mit Durchmessern von 3 mm (Plasmaelektrode), 4 mm (Screeningelektrode) und 5 mm (Groundelektrode), wohingegen die Extraktionslöcher bei der neuen Quelle Durchmesser von 2 mm, 4 mm und 3 mm haben. Aufgrund des kleineren Durchmessers bei der Plasmaelektrode bei der neuen Quelle liefert diese bei gleichen Quelleinstellungen aber trotzdem in der Regel einen geringeren Strahlstrom. Des Weiteren sollten sich weitere Strahlparameter, wie beispielsweise der Divergenzwinkel, bei den erzeugten Strahlen der beiden Quellen unterscheiden.

An sich ist es möglich die neue Quelle exakt genauso zu konfigurieren wie die alte Quelle. Dazu muss der Zusammenhang zwischen Strom und Magnetfeld des Solenoids bestimmt werden und die beiden kleineren Extraktionslöcher vergrößert werden. Letzterer Punkt wird möglich, indem die vorhandenen Lochblenden der Elektroden aufgebohrt oder neu gefertigt und ausgetauscht werden.

Bei dem Fokussierelement des Injektors handelt es sich dagegen um ein baugleichen normalleitenden Solenoid mit einem Driftrohrdurchmesser von 106 mm und einer Driftröhrlänge von 251 mm. Der Magnet ist geschirmt und kann ein maximales Magnetfeld von 0,7236 T bei einem Strom von 360 A aufbauen.

Ein weiterer Unterschied zum schon vorhanden Injektor liegt darin, dass dieser auf einer festen Höhe steht, der neue Injektor dagegen höher montiert wurde und zusätzlich höhenverstellbar ist. Der Grund dafür liegt im Injektionsprozess: Damit der Injektionsstrahl vollständig vom Injektionskanal in den Transportkanal gelangen kann, muss der Injektionskanal höher oder tiefer (abhängig von der Richtung des Magnetfelds) sein, da der Strahl aufgrund der Krümmung des

Magnetfelds eine  $R \times B$  Drift nach unten oder oben erfährt. Die Driftstrecke nach unten oder oben ist dabei abhängig von den Strahlparametern wie der Ionenmasse und -energie, der Magnetfeldstärke und -krümmung und der Ionenladung. Da Ionenstrahlen verschiedener Eigenschaften transportiert werden sollen, muss die Höhe des Injektionskanals und somit vom Injektor verändert werden können. Eine Veränderung der Höhe des Transportkanal wäre aus physikalischer Sicht auch eine mögliche Lösung. Diese Variante wurde verworfen, weil die beiden Toroidsegmente sowie der alten Injektor nicht höhenverstellbar sind und die ganze Umsetzung somit aufwendiger gewesen wäre.

Die Veränderung der Höhe ist bei dem hier aufgebauten Injektor auf zwei Wegen möglich: Zum einen über die Füße des Gestells (Spielraum: 3-4 cm) und zum anderen über die Tragehalterungen des Quellentanks und des Solenoids (Spielraum: über 10 cm). Wenn man die Höhe des Injektors verstellen muss, sollte man dies zuerst über die Füße machen. Nur wenn der dort vorhandene Spielraum nicht ausreicht, kann die zweite Option zusätzlich genutzt werden. Der Grund für diese Reihenfolge liegt in der Tatsache, dass man an den Füßen nur vier anstatt acht Muttern, welche die Last tragen, verstellen muss und zusätzlich durch die Gummifüße ein kurzzeitiges Schiefstehen des Injektors unproblematisch ist. Muss man die Höhe trotzdem über die Tragehalterungen verstellen, ist darauf zu achten, dass die Muttern nur in sehr kleinen Schritten verändert werden. Ansonsten kann es zu der Situation kommen, dass Teile der Last nicht mehr auf den dazugehörigen Trägerstangen, sondern auf dem Zwischenflansch liegen. Dies führt zu ungewollten Spannungen im Injektor und kann möglicherweise zu einer Verzerrung des Injektors und im schlimmsten Fall zu einem Verlust der Dichtheit führen.

Im Zusammenhang mit der Höhenverstellbarkeit ist noch anzumerken, dass es leichter und unproblematischer ist, den Injektor abzusenken als anzuheben. Dies ist vor allem dem sehr hohen Gewicht des Solenoids geschuldet. Das ist auch der Grund, warum der Injektor von Anfang an deutlich höher aufgebaut worden ist. Dieser wurde 0,12 Meter höher als der alte Injektor und der Transportkanal aufgebaut. In Kapitel 5.2 wird auf die Gründe für diese gewählte Höhe genau eingegangen.

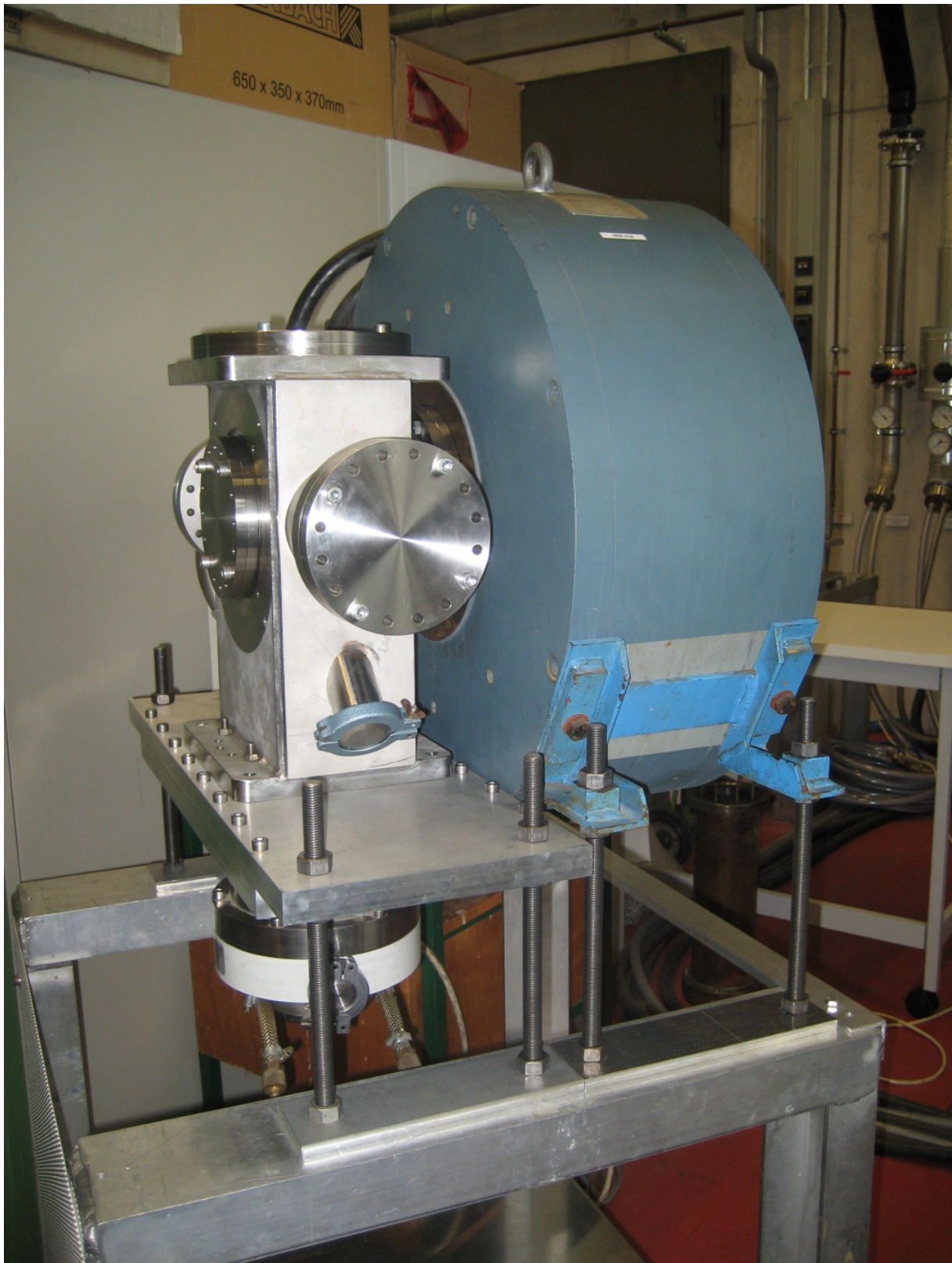
Zuletzt ist noch darauf hinzuweisen, dass die Höhenverstellung nur bei einem abgekoppelten und heruntergefahrenen Injektor durchgeführt werden sollte. Das bedeutet, dass der Injektor dabei nicht mit dem Rest des Experiments verbunden sein und nicht unter Vakuum stehen sollte. Auch alle Komponenten, wie die Quelle, das Solenoid und die Faraday-Tasse, sollten dabei abgeschaltet sein.

Um die angesprochene Höhenverstellbarkeit und gleichzeitig eine maximale Stabilität gewährleisten zu können, wurden als Träger für den Quellentank und das Solenoid, M16 Gewindestangen aus Stahl mit einer Länge von 350 mm verwendet. Diese wurden in das Solenoid geschraubt und an der Quellentankhalterung mittels Muttern befestigt. In das Gestell wurden acht Löcher gebohrt und mittels einer aufliegenden Mutter die richtige Höhe der Bauteile eingestellt. Zwischen diese Haltemuttern und das Gestell wurden zusätzlich angefertigte Aluminiumplatten (Dicke 10 mm) mit zwei Löchern gelegt, um die Last der Bauteile auf eine möglichst große Fläche auf dem Aluminiumgestell zu verteilen.

Das zusammengebaute Grundgerüst des neuen Injektors ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Dabei sind das Solenoid sowie der Quellentank aufgestellt, befestigt, ausgerichtet sowie mit einem CF160 Flansch (Länge 60 mm) vakuumdicht miteinander verbunden. Des Weiteren wurde der Quellentank nach unten und die Turbomolekularpumpe mit einem Schutzgitter nach oben an der Halterung des Quellentanks vakuumdicht befestigt. Alle weiteren Öffnungen wurden für eine Lecktest verschlossen. Beim durchgeführten Lecktest wurde mit diesem Aufbau eine Leckrate von  $1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar} \frac{\text{l}}{\text{s}}$  erreicht. Im Zusammenhang mit der Pumpleitung der verbauten Turbomolekularpumpe ( $500 \frac{\text{l}}{\text{s}}$ ) ergibt sich daraus ein theoretischer Enddruck von  $1 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$  (Enddruck =  $\frac{\text{Leckrate}}{\text{Pumpleistung}}$ ).

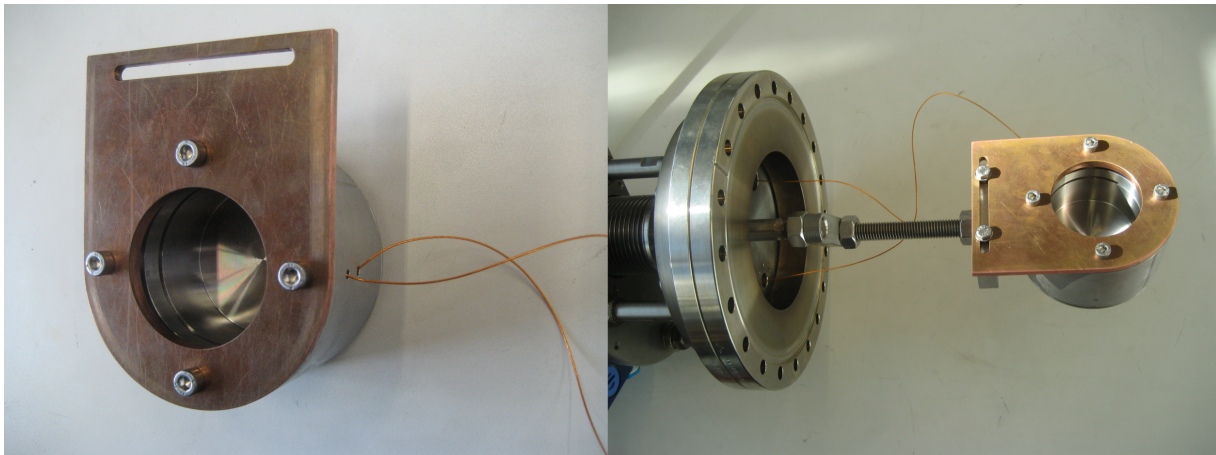


### 3.2 Aufbau eines neuen Injektors

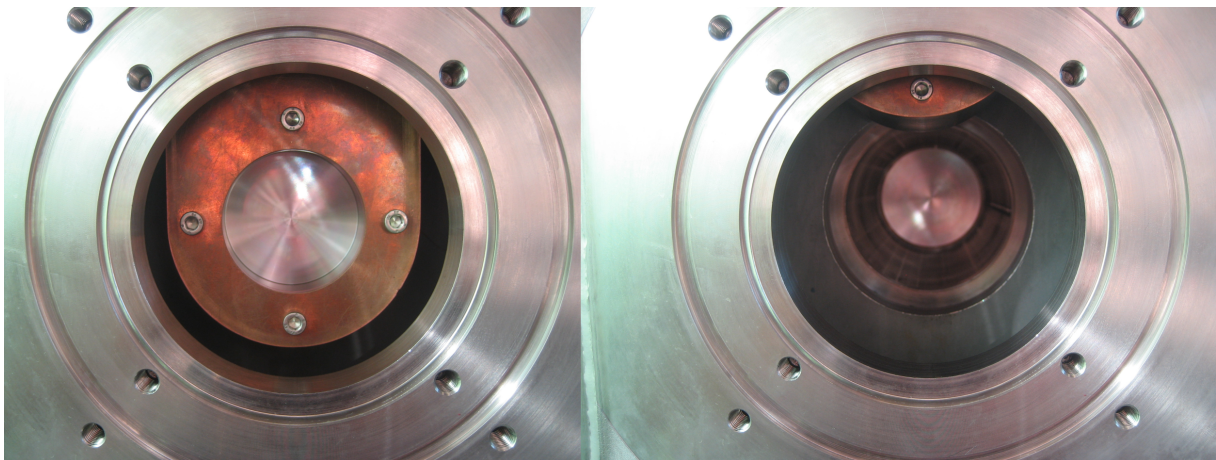


**Abbildung 3.2:** Grundgerüst des neu aufgebauten Injektors mit Quellentank und Solenoid





**Abbildung 3.3:** Links: Faraday-Tasse mit angeschlossenen Signalkabeln / Rechts: Pneumatische Halterung der Tasse mit montierter und angeschlossener Faraday-Tasse



**Abbildung 3.4:** Links: Injektor mit hereingefahrener Tasse / Rechts: Injektor mit herausgefahrener Tasse

Dieser theoretische Enddruck und damit die gemessene Leckrate sind für diesen Injektor vollkommen ausreichend.

Im nächsten Schritt wurde die zuvor reparierte Halterung für die Faraday-Tasse mit der dazugehörigen neu entwickelten Tasse (siehe Kapitel 3.6) bestückt und eingebaut. Diese pneumatische Halterung ist dafür gedacht, die Faraday-Tasse in den Strahlengang herein und heraus fahren zu können. Die Faraday-Tasse wurde dazu an der Halterung mit einer dafür entwickelten und gebauten Konstruktion befestigt und korrekt ausgerichtet. Danach wurden die Signalkabel der Tasse (Repellerspannung und Strahlstrom) mittels zweier Hochspannungsvakuumdurchführungen durch die Halterung aus der Vakuumkammer herausgeführt. Die fertig zusammengebaute Halterung samt Tasse wurde in den Injektor eingebaut und ein weiterer Lecktest durchgeführt. Dabei wurde die selbe Leckrate wie zuvor erreicht. Bilder der Faraday-Tasse mit angeschlossenen Signalkabeln, sowie an der Halterung montiert, sind in Abbildung 3.3 zu sehen. In Abbildung 3.4 ist die Faraday-Tasse aus Sicht der Ionenquelle einmal rein- und einmal rausgefahren zu sehen. Im letzten Schritt wurde die Ionenquelle am Injektor angebracht. Diese wurde davor zerlegt, gereinigt und durchgemessen. Bei der Ionenquelle handelt es sich, genau wie bei der Quelle am alten Injektor, um eine wassergekühlte Volumenionenquelle mit einem Triodenextraktionssystem. Mit der Quelle können Ionenstrahlen mit einer Energie von bis zu 20 keV und Strahlströme von

### 3.3 Das neue Hochspannungsterminal

einigen mA (Wasserstoffstrahl: 3 mA +) erzeugt werden. Dabei kann die Quelle nur einfach geladenen Ionen erzeugen.

Dazu wird in der Plasmakammer mittels Elektronen, welche durch ein heißes Wolframfilament (Thermoemission / Abstand des Filaments vom Extraktionsloch bei beiden Quellen in dieser Arbeit: 5 mm) in der Mitte der Kammer bereitgestellt werden, ein eingelassenes Restgas durch Stoßionisation ionisiert. Die Elektronen werden dabei aufgrund einer Potenzialdifferenz zwischen Filament und Plasmakammerwand beschleunigt und durch ein senkrechtes Magnetfeld auf eine Kreisbahn gelenkt. Dadurch verlängert sich die Flugstrecke und damit die Wahrscheinlichkeit auf ein Atom zu treffen und dieses zu ionisieren. Die Ionen werden durch das Extraktionssystem aus der Plasmakammer herausgesaugt, beschleunigt und zu einem Strahl formiert.

Zum Betrieb der Quelle wird ein Hochspannungsterminal benötigt, welches drei Netzteile besitzt: eins für das Solenoid, eins für das Filament und eins zur Steuerung der Potenzialdifferenz und des Stroms zwischen Filament und Plasmakammerwand (Bogen). Auf dieses Hochspannungsterminal wird in Kapitel 3.3 genau eingegangen.

Nachdem die Quelle vorne am Quelltank des Injektors angebracht, ausgerichtet und verschraubt war, wurde beim anschließenden Lecktest eine Leckrate von  $2 \cdot 10^{-8} \text{ mbar} \frac{\text{l}}{\text{s}}$  gemessen. Trotz der geringfügigen Verschlechterung ist diese für einen Injektor mit Turbopumpe vollkommen ausreichend.

Zur Umsetzung des Pumpsystems am neuen Injektor sind eine Vorpumpe, ein Ventil und eine Hauptpumpe im Einsatz. Bei der Vorpumpen handelt es sich um eine Drehschieberpumpe und bei der Hauptpumpe um eine Turbomolekularpumpe (Pfeiffer TMU 520). Die Turbopumpe ist das selbe Modell wie beim alten Injektor. Die Pumpe weist eine Pumpleistung von 500 l/s auf und wird mit Wasser gekühlt. Der Unterschied zum alten Injektor ist dabei, dass die Turbopumpe am neuen Injektor zum jetzigen Zeitpunkt keine magnetische Abschirmung besitzt. Eine solche Vorrichtung wäre aber, falls sie trotz des großen Abstandes zu den ungeschirmten Toroidsegmenten notwendig würde, jederzeit nachrüstbar.

Zum Messen des Drucks im Injektor ist eine Druckmessröhre vom Typ Pfeiffer PKR 251 am Quelltank angebracht. Diese „Full-Range“ Röhre besitzt zwei Messsensoren und kann den Druck in einem Bereich von 1000 mbar bis  $5 \cdot 10^{-9}$  mbar ohne Unterbrechungen messen [7].

Der tiefste mit dem beschriebenen Pumpsystem im vollständig aufgebauten Injektor erreichte Druck lag bei einem Wert von  $1,3 \cdot 10^{-7}$  mbar. Dieser Druck ist damit besser als der des alten Injektors, welcher nicht tiefer als  $7 \cdot 10^{-7}$  mbar fällt.

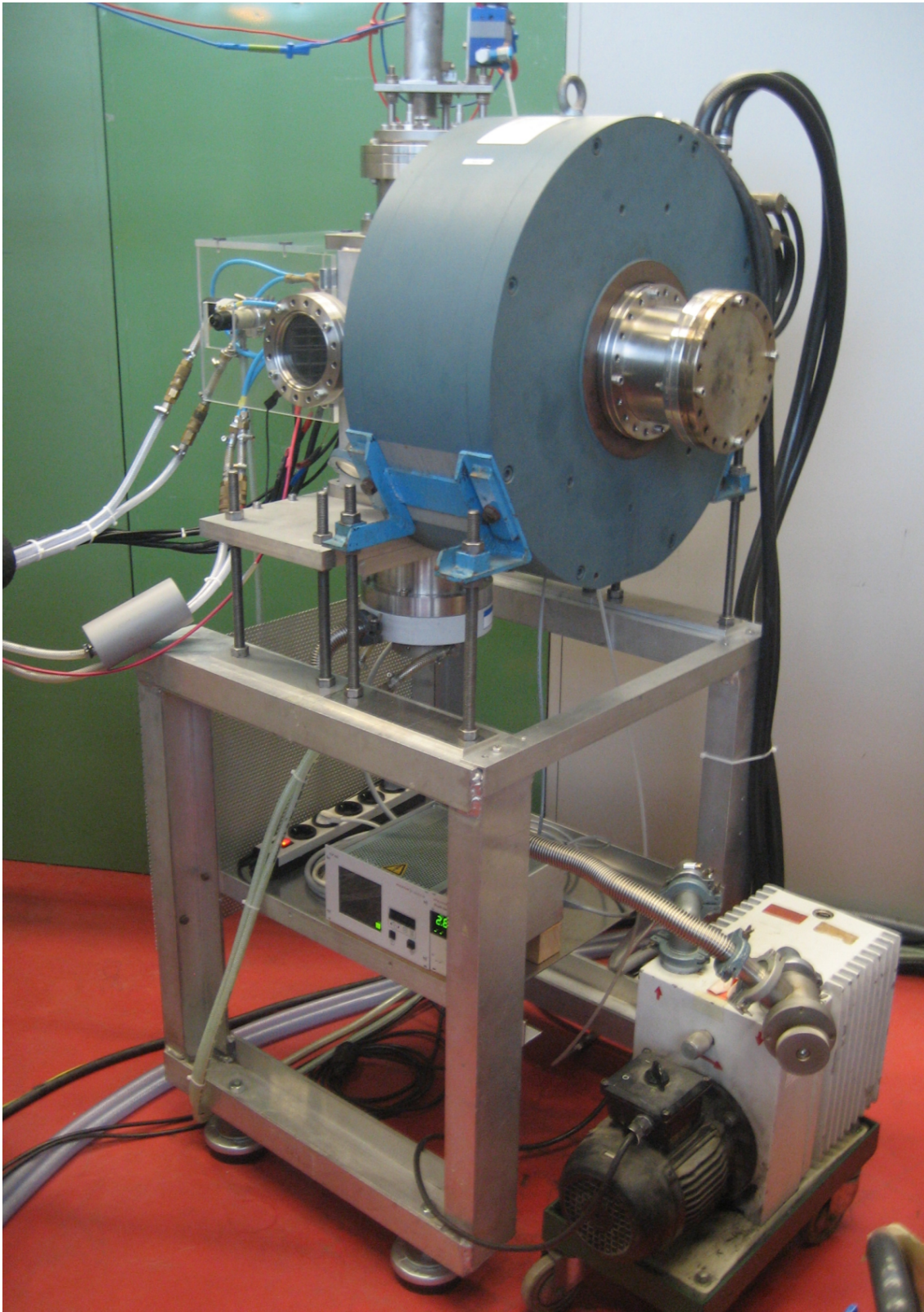
Damit war der Aufbau des neuen Injektors abgeschlossen. Ein Foto des fertig zusammengebauten Injektors mit allen seinen Elementen ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

### 3.3 Das neue Hochspannungsterminal

Das neue Hochspannungsterminal musste, bevor es verwendet werden konnte, repariert, verkabelt und mit Netzteilen bestückt werden. Um diese Arbeiten durchführen zu können, ist ein genaues Verständnis der Funktionalität eines Hochspannungsterminals notwendig. Im Folgenden soll darauf eingegangen werden und gleichzeitig der genau Aufbau des hier aufgebauten Terminals beschrieben werden.

Bei einem Hochspannungsterminal handelt es sich, einfach formuliert, um eine von der Netzerde getrennte Mehrfachsteckdose, an die Netzteile angeschlossen werden können, die auf einem deutlich erhöhten Potenzial arbeiten sollen. Dies ist notwendig, da solche Netzteile, wie sie für den Quellenbetrieb benötigt werden (Hochleistungsnetzteile mit Spannungen von bis zu 150 V bei mehreren Ampere oder Strömen von bis zu 100 A bei mehreren Volt), eine maximale Spannung von einigen 100 V (bei den verwendeten FUG Netzteilen: 600 V) zwischen Gehäuse/Nullleiter und Ausgangssignal erlauben. Möchte man in den Hochspannungsbereich vordringen um beispiels-





**Abbildung 3.5:** Vollständig aufgebauter neuer Injektor

### 3.3 Das neue Hochspannungsterminal

weise eine Ionenquelle betreiben zu können, ist es notwendig, die Gehäuse und Nullleiter der Steuernetzteile der Quelle vom normalen Stromnetz und somit von der Netzerde zu trennen. Tut man dies nicht, kommt es zu Überschlägen in den Netzteilen und damit zum Nicht-Funktionieren dieser. Dabei kann es auch zu Beschädigungen der Netzteile kommen.

Beim Aufbau und damit für das genaue Verständnis der Funktionalität eines Hochspannungsterminals spielt der physikalische Effekt der Influenz eine sehr wichtige Rolle. Legt man beispielsweise ein Bauteil im Terminal auf Hochspannung und die darum herum liegenden Bauteile nicht, kommt es nicht zu einem Überschlag (selbst wenn der Abstand gering genug dafür ist), da die anderen Bauteile durch eine interne Umkonfiguration der Elektronen das elektrische Feld abschirmen und somit einen Überschlag verhindern. Dieser Prozess wird in der Regel als Floating bezeichnet. Er funktioniert nur, wenn die anderen Bauteile nicht geerdet sind. Sind diese geerdet, kann es zu einem Überschlag kommen, da das Feld von geerdeten Bauteilen nicht abgeschirmt werden kann. Daher ist es unbedingt notwendig, dass die Netzerde durch die Verwendung eines Terminals, in welchem sich ein Trenntrafo befindet, nicht mit den Bauteilen im Hochspannungsterminal verbunden ist. Auf diesem Wege können diese Bauteile, solange sie nicht explizit mit auf die Hochspannung gelegt werden, floaten.

Aus diesen Überlegungen ergeben sich prinzipiell zwei unterschiedliche Grundideen für den Aufbau eines Hochspannungsterminals. Entweder legt man die Hochspannung wirklich nur auf die Elemente, die diese aus technischen Gründen benötigen (z.B. Plasmakammer und Plasmaelektrode) und lässt den Rest der Bauteile im Hochspannungsterminal floaten, oder man legt alle Bauteile im Terminal auf das gleiche Grundpotenzial, indem man alle direkt mit der Hochspannung verbindet. Die Floatingmethode wird in sehr vielen Hochspannungsterminals verwendet. Ihr Nachteil ist, dass es aufgrund unerwünschter Kontakte trotzdem immer wieder zu Problemen mit Überschlägen kommen kann. Aus diesem Grund wurden beim Aufbau des neuen Terminals die zweite Methode gewählt und alle Bauteile im Inneren des Terminals mit der Hochspannung verbunden. Dadurch befinden sich alle Bauteile auf dem selben Grundpotenzial. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Gefahr von Überschlägen stark reduziert wird. Der Nachteil ist dagegen, dass diese aufwendiger ist (Verkabelung) und zu einer höheren Gesamtkapazität des Terminals führt und dadurch, falls es trotzdem zu einem Überschlag kommt, die Gefahr von Beschädigungen an Bauteilen aufgrund der größeren Menge an gespeicherter Energie steigt.

Der genaue Aufbau des neuen Terminals ist dabei wie folgt: Bei der Mehrfachsteckdose im Terminal handelt es sich um eine über einen 32A Drehstromanschluss gespeiste Dose mit zwei 16A Drehstromanschlüssen sowie mehreren 230V Steckplätzen. Der Nullleiter der Dose wird auf Hochspannung gelegt. Damit diese Hochspannung gehalten wird und nicht einfach über den Nullleiter Richtung Netzanschlusserde abfließt, ist zwischen dem Netzanschluss und der auf Hochspannung liegenden Mehrfachsteckdose ein Trenntrafo installiert. Dieser ist dabei für die transportierte Leistung sowie die maximal anliegende Hochspannung (hier 20 keV) ausgelegt. Damit sind alle an diese Mehrfachsteckdose angeschlossenen Netzteile von der Netzerde getrennt. Des Weiteren befindet sich zwischen Trenntrafo und Netzanschluss noch eine Schaltbox um das Terminal an und aus zu schalten. Diese ist bei einem Hochspannungsterminal aus Sicherheitsgründen notwendig, da hierüber auch die Notausknöpfe laufen. Kommt es zu einem Problem, kann das Terminal sofort vom Netz getrennt werden, ohne den Stecker ziehen zu müssen. Auf diesem Wege lässt sich auch die Ionenquelle notabschalten. Des Weiteren sorgt diese Schaltbox dafür, dass die Anlaufströme des Terminals beim Starten nicht zu hoch sind, sodass die Netzsicherung nicht herausspringt. Dazu wird das elektrische Signal beim Anschalten des Terminals zeitlich verzögert, sodass die Sicherung nicht reagieren kann.

Die Hochspannung wird außerhalb des Terminals von einem Hochspannungsnetzteil bereit gestellt und mittels Hochspannungskabel bis zum Nullleiter der Mehrfachsteckdose im Terminal geführt. Dies wird in der Regel über zwei Kabel bewerkstelligt: Ein Hochspannungskabel geht

vom Netzteil bis zum Terminal. Im Terminal befindet sich ein Anschluss für das Hochspannungskabel in Form eines Hochspannungssteckers. Von diesem geht ein weiteres Kabel weiter zum Nullleiter. Von dort geht es weiter zum Netzteilrack, an welches wiederum die Quellennetzteile und ein Widerstand angeschlossen sind. Dabei ist aus Sicherheitsgründen unbedingt darauf zu achten, dass das Hochspannungskabel zwischen Netzteil und Terminal auf der Netzteilseite einen Stecker und auf der Terminalseite eine Buchse hat. Dies ist notwendig, damit auch in dem Fall, dass das Kabel im Betrieb herausgezogen wird, niemals ein auf Hochspannung liegender Stecker offen liegt. Dieser Zustand wäre extrem gefährlich und muss daher verhindert werden.

Des Weiteren wird im Terminal zwischen Hochspannungsstecker und Nullleiter ein Widerstand in die Leitung eingebaut. Dieser Widerstand ist zum Schutz der Netzteile sowie der Ionenquelle. Um die genaue Funktionalität des Widerstands zu verstehen, kann man ein Ersatzschaltbild betrachten. Mit dem Widerstand  $R$  zwischen dem Hochspannungsnetzteil und dem aufladbaren Hochspannungsterminal entsteht ein RC Schwingkreis. Das Terminal stellt dabei den aufgeladenen Kondensator mit der Kapazität  $C$  dar. Dieser wird vom Hochspannungsterminal mit einem Ladestrom  $I$  und der angelegten Hochspannung  $U$  geladen. Im normalen Betrieb sind die Ladeströme gering (einige mA), da nur die Leistung transportiert werden muss, welche in der Ionenquelle aufgrund der Strahlextraktion und der Leckströme über das Wasser verloren geht. Kommt es im Terminal oder in der Ionenquelle aber zu einem Überschlag, also zu einer schlagartigen Entladung des Kondensators, wird das Hochspannungsnetzteil sofort mit dem Nachladen des Kondensators beginnen und dazu den höchst möglichen Ladestrom nutzen. Wenn dieser Ladestrom zu hoch ist, also zu viel Leistung in das Terminal fließt, kann es zu Beschädigungen an den Bauteilen des Terminals kommen. Um dies zu verhindern, ist der Widerstand dazwischengeschaltet: Fließt ein hoher Strom in das Terminal und damit über den Widerstand, ist der Spannungsabfall und damit der Leistungsverlust am Widerstand extrem hoch. Somit sind die Bauteile in diesem Fall geschützt. Die Notwendigkeit für den Einsatz eines solchen Widerstands ist unabhängig vom verwendeten Hochspannungsnetzteil. Normalerweise wird der maximale Ladestrom durch das Netzteil begrenzt und kann am Netzteil eingestellt werden. Kommt es zu einem Überschlag, also einem zeitlich sehr schnelles Ereignis, beginnt das Netzteil sofort mit dem Nachladen. Die Regelelektronik des Netzteils benötigt aber eine gewisse Zeit bevor sie den Strom begrenzen kann. Daher fließt für einen sehr kurzen Augenblick die gesamte zur Verfügung stehende Leistung ins Terminal. Aus diesem Grund ist ein solcher Widerstand in einem Hochspannungsterminal notwendig. Ein solcher Widerstand ( $R = 80,3k\Omega$ ) wurde daher in das neue Terminal eingebaut. Des Weiteren entstehen bis auf einen verhältnismäßig geringen Leistungsverlust (einige Watt), keine Nachteile im Normalbetrieb des Terminals. Es ist nur darauf zu achten, dass der Widerstand im Strahlbetrieb für einen geringen Spannungsabfall sorgt (einige 100 V) und damit die Extraktionsenergie des Ionenstrahls um diesen Betrag reduziert wird.

Prinzipiell kann der Widerstand auch andersherum als ein Schutz für das Hochspannungsnetzteil angesehen werden. Der Widerstand verhindert einen hohen Leistungstransport in beide Richtungen. Eine Situation in der Leistung Richtung Hochspannungsnetzteil fließt, kann dabei aber nur durch defekte Bauteile im Terminal oder durch eine Fehlbedienung des Gesamtsystems zustande kommen.

Im neuen Terminal selbst sind, wie zuvor ausgeführt, alle Bauteile mit der Hochspannung verbunden. Dazu gehören neben dem Nullleiter der Mehrfachsteckdose, das Netzteilrack und alle Gehäuse der verbauten Teile (Netzteile, Widerstand, usw.). Ansonsten treten nur Potenzialdifferenzen von ungefähr 100 V auf, welche notwendig sind um die Ionenquelle zu betreiben.

Es ist noch anzumerken, dass das verwendete Hochspannungsnetzteil für das Hochspannungsterminal so ausgewählt werden muss, dass es genug Ladestrom liefern kann, um alle Verluste des Hochspannungsterminals auszugleichen. Dazu gehören neben den Verlusten aufgrund der Extraktion des Ionenstrahls auch die Verluste über das Kühlwasser. Letzteres kann dabei in

### 3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals

Abhängigkeit von der Bauart des Terminals und der eingestellten Hochspannung einige mA betragen. Für das Screeningnetzteil, welchen in der Regel auf eine negative Spannung von 10 % der Spannung des Hochspannungsnetzteils gesetzt wird, gilt die selbe Bedingung für den Ladestrom. Die auftretenden Ströme sind dabei aber im stabilen Betrieb unter einem Milliampere.

Bei dem hier neu aufgebauten Terminal sind die verwendeten Netzteile für die Quellenelemente luftgekühlt. Dies hat zur Folge, dass nur die Quelle an sich mit Wasser gekühlt werden muss (Plasmakammer, Plasmaelektrode und Screeningelektrode). Dazu wird mittels Schlauchschnecken der Wasserweg deutlich verlängert und somit dafür gesorgt, dass der Wasserwiderstand zwischen Hochspannung und Erde (Wasseranschluss) möglichst hoch ist. Auf diesem Wege wird gewährleistet, dass der Verluststrom über das Kühlwasser, welcher zu einem erhöhten Ladestrom und damit aufgrund des eingebauten Schutzwiderstandes zu einer stärkeren Reduktion der Hochspannung im Terminal und an der Quelle führt, möglichst gering ausfällt. In den Tabellen 3.1 und 3.2 sind die Wasserverlustströme für eine jeweils angelegte Hochspannung, einmal für das neue Hochspannungsterminal (Plasmagenerator und Plasmaelektrode) und zusätzlich für die Screeningelektroden der neuen Quelle, aufgelistet. Dabei wurden die dazugehörigen Messungen jeweils zweimal durchgeführt. Der Grund dafür liegt in regelmäßigen Veränderungen der Wasserqualität des Kühlwassers in der Experimentierhalle. Bei den hier gezeigten Messungen sind kein großen Unterschiede zwischen den Werten feststellbar. Die auftretenden Unterschiede sind auf die Einstellungspräzision der Spannung zurückzuführen. Trotzdem sollte, nach Beendigung von Strahlexperimenten, der Wasserverluststrom über die beiden Elemente jedes Mal überprüft werden.

Das alte Terminal besitzt im Gegensatz zum neuen Terminal wassergekühlte Netzteile. Diese zusätzliche Wasserverbindung zur Erde sorgt mitunter dafür, dass die Verlustströme über das Wasser bei diesem Terminal deutlich höher sind als beim Neuen.

Ein genauer Schaltplan des neuen Hochspannungsterminals mit den verbauten Komponenten, sowie aller maximalen Spannungs- und Stromangaben der verbauten Netzteile, ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Dabei ist anzumerken, dass alle Bauteile innerhalb des orangenen Kastens im Faradayschen Käfig, also im abgeschirmten und geschützten Bereich, liegen.

Zwei Fotos des aufgebauten Hochspannungsterminals sind in Abbildung 3.7 zu sehen. Dabei sieht man auf dem linken Foto das Hochspannungsterminal von der Seite. Auf dem rechten Foto sind die im Terminal verbauten Quellennetzteile von vorne zu sehen. Dabei ist auch zu erkennen, wie diese im Hochspannungsbetrieb gesteuert werden. Dazu werden Stäbe aus Plastik verwendet, welchen mittels einer speziellen Halterung an den Stellschrauben der Netzteile befestigt wurden. Auf diesem Wege ist eine sichere und präzise Steuerung der Netzteile und damit der Quelle im Hochspannungsbetrieb möglich.

Zur Verkablung der Quelle mit dem Hochspannungsterminal wurden die auf Hochspannung liegenden Kabel, welche das Hochspannungsterminal auf dem Weg zur Quelle verlassen müssen, in einem Plastikrohr, welches am Hochspannungsterminal befestigt wurde, verlegt. Dadurch wurde gewährleistet, dass diese Kabel, die unter keine Umständen mit geerdeten Objekten in Kontakt kommen dürfen, sicher und getrennt von allen anderen Versorgungssystemen verlegt sind. Zu sehen ist dieses Rohr auf dem Foto des gesamten Experiments in Abbildung 3.10 in der rechten unteren Ecke am Hochspannungsterminal.

### 3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals

Im Folgenden soll die Verschaltung der Quellennetzteile mit den beiden Quellen dargestellt und die daraus resultierenden Unterschiede für den Betrieb der Quellen diskutiert werden. Des Weiteren wird auf die genau Bestimmung der Strahlenergie eingegangen.

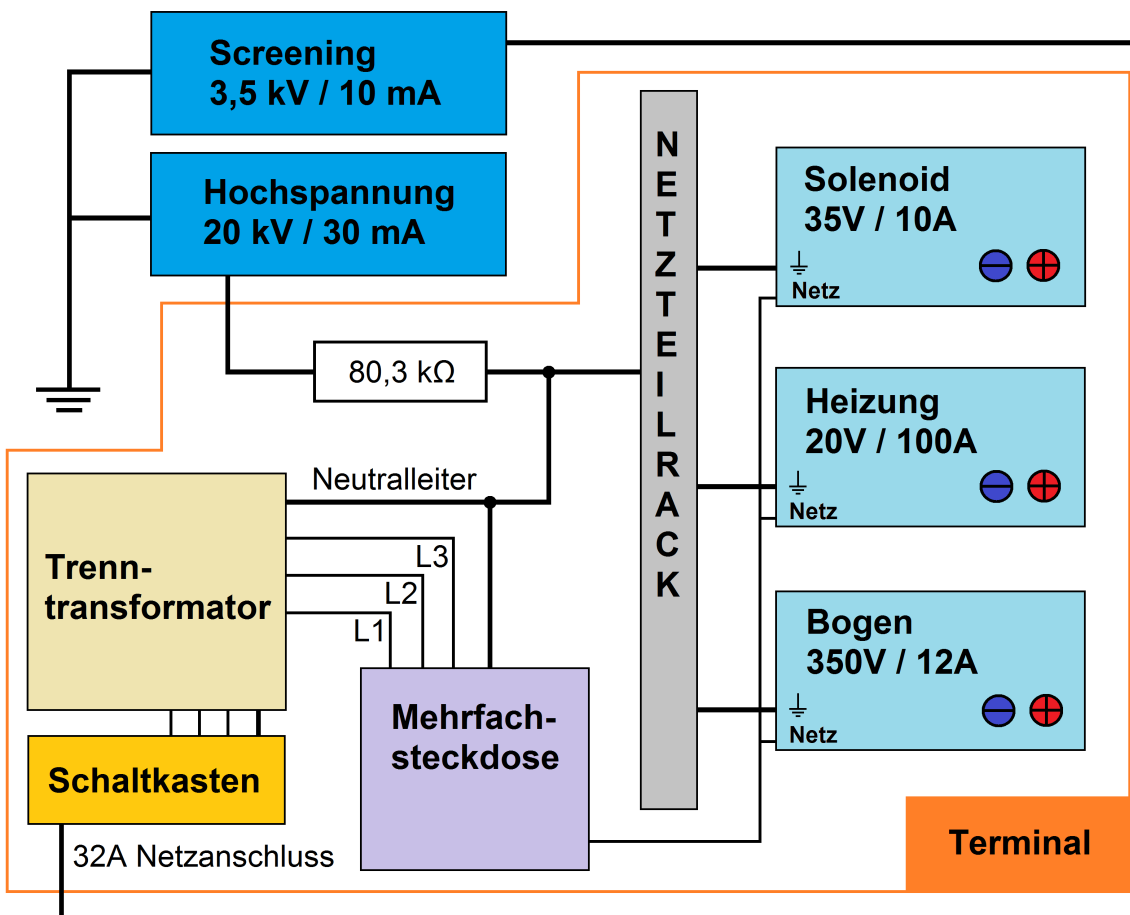
Für den Betrieb einer Quelle werden für jede der beiden Quellen drei Netzteile benötigt, welche

### 3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals

**Tabelle 3.1:** Wasserverluststrom über die Plasmaelektrode und den Plasmagenerator für die am neuen Hochspannungsterminal angelegte Hochspannung

Hochspannung U [kV]	Wasserverluststrom I [mA] Messung 1	Wasserverluststrom I [mA] Messung 2
0	0	0
0,5	0	0
1	0,1	0,1
1,5	0,1	0,1
2	0,2	0,2
2,5	0,2	0,2
3	0,3	0,3
3,5	0,3	0,3
4	0,4	0,4
4,5	0,4	0,5
5	0,5	0,5
5,5	0,6	0,6
6	0,6	0,6
6,5	0,7	0,7
7	0,7	0,7
7,5	0,8	0,8
8	0,8	0,8
8,5	0,9	0,9
9	0,9	0,9
9,5	1	1
10	1	1,1
10,5	1,1	1,1
11	1,1	1,2
11,5	1,2	1,2
12	1,3	1,3
12,5	1,3	1,3
13	1,4	1,4
13,5	1,4	1,4
14	1,5	1,5
14,5	1,5	1,5
15	1,6	1,6

### 3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals



**Abbildung 3.6:** Schaltplan des neuen Hochspannungsterminals mit den dazugehörigen Netzteilen / Zusätzlich angegeben sind die maximalen Spannungs- und Stromwerte (Ausgang)



### 3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals

**Tabelle 3.2:** Wasserverluststrom über die Screeningelektrode für die an der Elektrode des neuen Injektors angelegte Hochspannung

Hochspannung U [kV]	Wasserverluststrom I [mA]	
	Messung 1	Messung 2
0	0	0
-0,1	-0,03	-0,03
-0,2	-0,06	-0,06
-0,3	-0,09	-0,09
-0,4	-0,12	-0,12
-0,5	-0,15	-0,15
-0,6	-0,18	-0,18
-0,7	-0,21	-0,21
-0,8	-0,25	-0,25
-0,9	-0,28	-0,28
-1	-0,31	-0,31
-1,1	-0,33	-0,34
-1,2	-0,36	-0,37
-1,3	-0,4	-0,4
-1,4	-0,42	-0,43
-1,5	-0,45	-0,46



**Abbildung 3.7:** Links: Hochspannungsterminal von der Seite / Rechts: Blick auf die im Terminal verbauten Quellennetzteile

### 3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals

im jeweiligen Hochspannungsterminal für den Betrieb der einzelnen Quellenkomponenten notwendig sind. Dazu gehört ein Netzteil für das Quellenfilament, eins für das Quellsolenoid und eins für die Plasmakammer (Bogen). Letzteres ist dabei zusätzlich über ein 100 Ohm Widerstand mit der Plasmaelektrode verbunden. Alle diese Netzteile befinden sich im Netzteilrack des Hochspannungsterminals und liegen somit auf Hochspannung.

Bei den verwendeten Volumenionenquellen sollte das Filamentnetzteil einen Strom von bis zu 70 A bei einer Spannung von bis zu 15 V liefern. Das Solenoidnetzteil sollte einen Strom von bis zu 6 A bei einer Spannung von bis zu 20 V liefern und das Bogennetzteil sollte eine Spannung von bis zu 150 V bei einem Strom von bis zu 12 A liefern. Die angegebenen Werte für den Strom stellen dabei mögliche Höchstwert für die verwendeten Volumenionenquellen dar. Die dazu angegebenen Spannungswerte sollten bei der richtigen Wahl der Materialien und der Längen des Filaments und des Solenoids nicht überschritten werden. Auch bei den Werten für das Bogennetzteil sollte man nicht höher als hier angegeben gehen. Es wäre aber auch möglich die Quellen mit schwächeren Netzteilen zu betreiben. Trotzdem ist es ratsam, die Netzteile so zu wählen, dass diese Werte erreicht werden können, da man sonst nicht das gesamte Potenzial der Quelle nutzen kann.

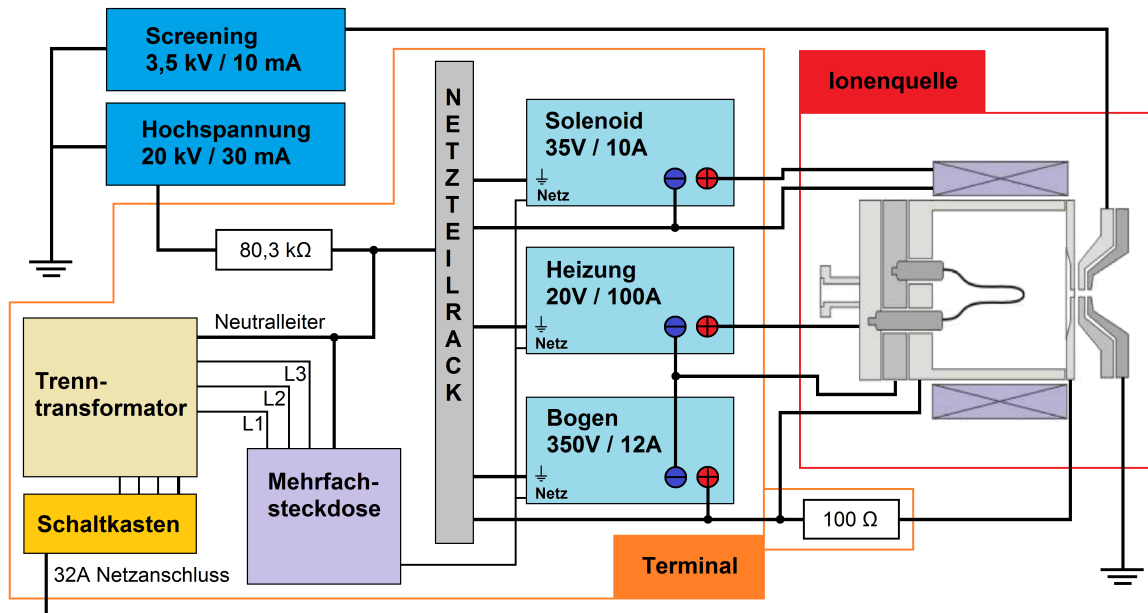
Um die genannten Quellennetzteile in den Hochspannungsterminals mit den Quellen zu verschalten, gibt es zwei unterschiedliche Möglichkeiten. Der Unterschied liegt dabei darin, dass es zwei Wege gibt, eine Potenzialdifferenz zwischen dem Filament und der Plasmakammerwand aufzubauen. Entweder man reduziert das Potenzial des Filaments oder man erhöht das der Plasmakammerwand, jeweils im Bezug auf die Hochspannung. Auf die Funktionalität der Plasmakammer und damit auf das erzeugbare Plasma hat die verwendete Methode keine Auswirkung. Der Unterschied zwischen den beiden Verschaltungsmethoden wird erst durch die Betrachtung des Extraktionssystems deutlich.

So ist die Plasmakammerwand über einen Widerstand mit der Plasmaelektrode, der Hauptelektrode des Extraktionssystems, verbunden. Dadurch wird das Potenzial auf der Plasmaelektrode zunächst durch das auf der Plasmakammerwand definiert. Das Potenzial der Plasmaelektrode definiert dabei die Strahlenergie des Ionenstrahls. Um die Strahlenergie genau zu bestimmen, ist es elementar, das Potenzial der Plasmaelektrode genau zu kennen. Verschaltet man die Plasmakammerwand und das Filament nun so, dass die Plasmakammerwand im Bezug auf die Hochspannung hochgelegt wird, verändert man gleichzeitig das Potenzial der Plasmaelektrode. Legt man stattdessen das Filament runter, bleibt die Plasmakammerwand und damit die Plasmaelektrode auf dem Potenzial der Hochspannung. Für die Funktionsweise des Plasmagenerators macht es keinen Unterschied, welche der beiden Verschaltungen genutzt wird. Es ist nur notwendig bei der Bestimmung des Plasmaelektrodenpotenzials und damit der Strahlenergie darauf zu achten, welche Verschaltungsmethode gewählt wurde, um die Strahlenergie korrekt bestimmen zu können.

Bei den beiden in diesem Experiment verwendeten Quellen, wurden beide vorgestellten Verschaltungsmethoden verwendet. Die neue Quelle mit dem neu aufgebauten Hochspannungsterminal ist dabei so verschaltet, dass das Filament im Bezug zur Hochspannung mittels des Bogennetzteils heruntersetzt wird und auf diesem Wege die Potenzialdifferenz zwischen Plasmakammerwand und Filament erzeugt wird. Dies führt dazu, dass die Hochspannung direkt auf der Plasmakammerwand und der Plasmaelektrode liegt. In Abbildung 3.8 ist ein Schaltbild mit der genauen Verschaltung des neuen Hochspannungsterminals mit der neuen Quelle zu sehen.

Bei der Verschaltung der alten Quelle mit dem alten Hochspannungsterminal wird dagegen genau die andere Methode verwendet. So ist hier die Plasmakammerwand und damit auch die Plasmaelektrode mittels des Bogennetzteils im Verhältnis zur Hochspannung hochgesetzt, um die Potenzialdifferenz zwischen Filament und Plasmakammerwand zu erzeugen. Dies muss bei der Bestimmung der Strahlenergie beachtet werden. Der Grund für diese Verschaltung ist dabei historisch bedingt. Ein Umbau auf die andere Methode, welche bei der neuen Quelle samt Terminal verwendet wird, wäre aufgrund der Konstruktion des alten Terminals sehr arbeitsintensiv.





**Abbildung 3.8:** Plan der Verschaltung des neuen Hochspannungsterminals mit der neuen Quelle

In Abbildung 3.9 ist ein Schaltbild mit der Verschaltung der Netzteile im alten Hochspannungsterminal mit der alten Quelle zu sehen.

Da man die Strahlenergie bei den hier verwendeten Quellen nicht direkt und ohne weitere Detektoren präzise messen kann, muss man das Plasmaelektrodenpotenzial möglichst genau kennen um darüber auf die genaue Strahlenergie schließen zu können [8]. Dieses Potenzial wird dazu aus der angelegten Hochspannung, weiterer angelegter Spannungen und den auftretenden Spannungsabfällen errechnen. Dabei findet der größte Spannungsabfall am schon diskutierten Schutzwiderstand des Hochspannungsterminals statt. Dieser  $80,3\text{ k}\Omega$  Widerstand führt bei einem Ladestrom von einigen mA zu einem Spannungsabfall von einigen 100 V. Ein weiterer möglicher Spannungsabfall findet zwischen Plasmakammerwand und Plasmaelektrode statt. Der hier vorhandene  $100\ \Omega$  Widerstand sorgt dafür, dass die Plasmaelektrode ein wenig negativer geladen ist als die Plasmakammerwand. Dadurch wird das Plasma in der Plasmakammer polarisiert und die Ionen können besser aus der Kammer extrahiert werden. Dies bedeutet aber auch, dass das positive Potenzial auf der Plasmaelektrode kleiner als das auf der Plasmakammerwand ist. Dabei wird es um den Spannungsabfall am verbauten  $100\ \Omega$  Widerstand reduziert. Damit ist der Stromfluss über diesen Widerstand wichtig, um den genauen Spannungsabfall und damit das genaue Potenzial der Plasmaelektrode im Bezug zum Potenzial der Plasmakammerwand bestimmen zu können. Weiterhin ist zu beachten, dass in Abhängigkeit von der schon angesprochenen Verschaltung von Plasmakammerwand und Filament ein weiterer Spannungseintrag – die Bogenspannung – vorliegen kann.

Des Weiteren gibt es noch einen Plasmaparameter von dem die Strahlenergie abhängt. So werden die Ionen in einem brennenden Plasma innerhalb der Plasmakammer erzeugt. Das Plasma selbst besitzt eine Potenzialunterschied zur Wand der Plasmakammer. Diesen Potenzialunterschied nennt man Plasmapotenzial. Dieses Potenzial durchfallen die Ionen bei der Extraktion zuerst. Dieses verändert die Strahlenergie zusätzlich, da die Ionen dieses Potenzial beim Verlassen des Plasmas durchlaufen müssen. Die thermische Energie der Ionen im Plasma spielt dagegen für die Strahlenergie keine Rolle. Da diese Energie ungerichtet ist, beeinflusst sie aber die Ener-

3.4 Verschaltung der beiden Quellen mit den Hochspannungsterminals

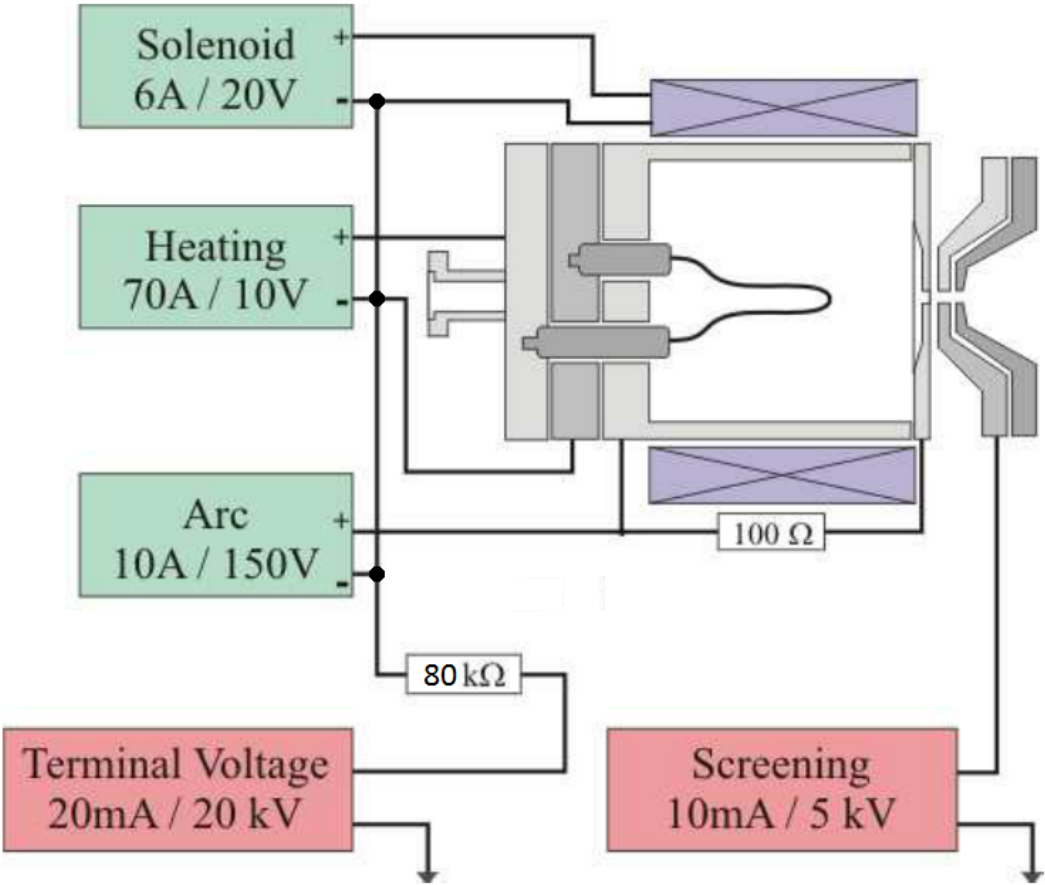


Abbildung 3.9: Plan der Verschaltung der alten Quelle mit dem alten Hochspannungsterminal [8]

gieunschärfe des Ionenstrahls.

Um die Energie des Ionenstrahls berechnen zu können, wurden aus den angesprochen Elementen zwei Formeln erzeugt. Damit ist es möglich, aus den eingestellten und gemessenen Parametern die Strahlenergie sehr genau zu bestimmen.  $E_{Beam}$  ist dabei die Strahlenergie,  $U_{HV}$  die ans Hochspannungsterminal angelegte Hochspannung,  $I_{HV}$  der ins Terminal fließende Ladestrom,  $I_{PlaEle}$  der über den Widerstand (hier  $100 \Omega$ ) zwischen Plasmakammerwand und Plasmaelektrode fließende Strom,  $\Phi_{Pla}$  das Plasmapotenzial und  $U_{Bog}$  die eingestellte Bogenspannung. Aus diesen Größen, die teilweise gemessen und teilweise eingestellt werden, ist es durch die Wahl der passenden Formel möglich, die Strahlenergie sehr genau zu bestimmen.

Für die Verschaltung, bei der das Filament um die Bogenspannung heruntergesetzt wird (neue Quelle/Terminal), erhält man die Formel:

$$E_{Beam} = q \cdot (U_{HV} - 80,3 \text{ k}\Omega \cdot I_{HV} - 100 \Omega \cdot I_{PlaEle} + \Phi_{Pla}) \quad (3.4.1)$$

Wenn nicht das Filament herunter, sondern die Plasmakammerwand und damit die Plasmaelektrode um die Bogenspannung hoch gesetzt wird, muss diese bei der Bestimmung der Strahlenergie mit eingerechnet werden. In diesem Fall erhält man die Formel:

$$E_{Beam} = q \cdot (U_{HV} - 80,3 \text{ k}\Omega \cdot I_{HV} - 100 \Omega \cdot I_{PlaEle} + \Phi_{Pla} + U_{Bog}) \quad (3.4.2)$$

Das Plasmapotenzial liegt bei den verwendeten Ionenquellen in der Regel in der Größenordnung von bis zu  $10 \text{ V}$  [15]. Dabei ist es für die drei Wasserstoffionenspezies bei gleichen Temperaturen leicht unterschiedlich. Berechnen kann man das Potenzial mit folgender Formel [16]:

$$\Phi_{Pla} = -\frac{kT_e}{2e} \ln\left(2\pi\gamma\left(1 + \frac{T_i}{T_e}\right)\frac{m_e}{m_i}\right) \quad (3.4.3)$$

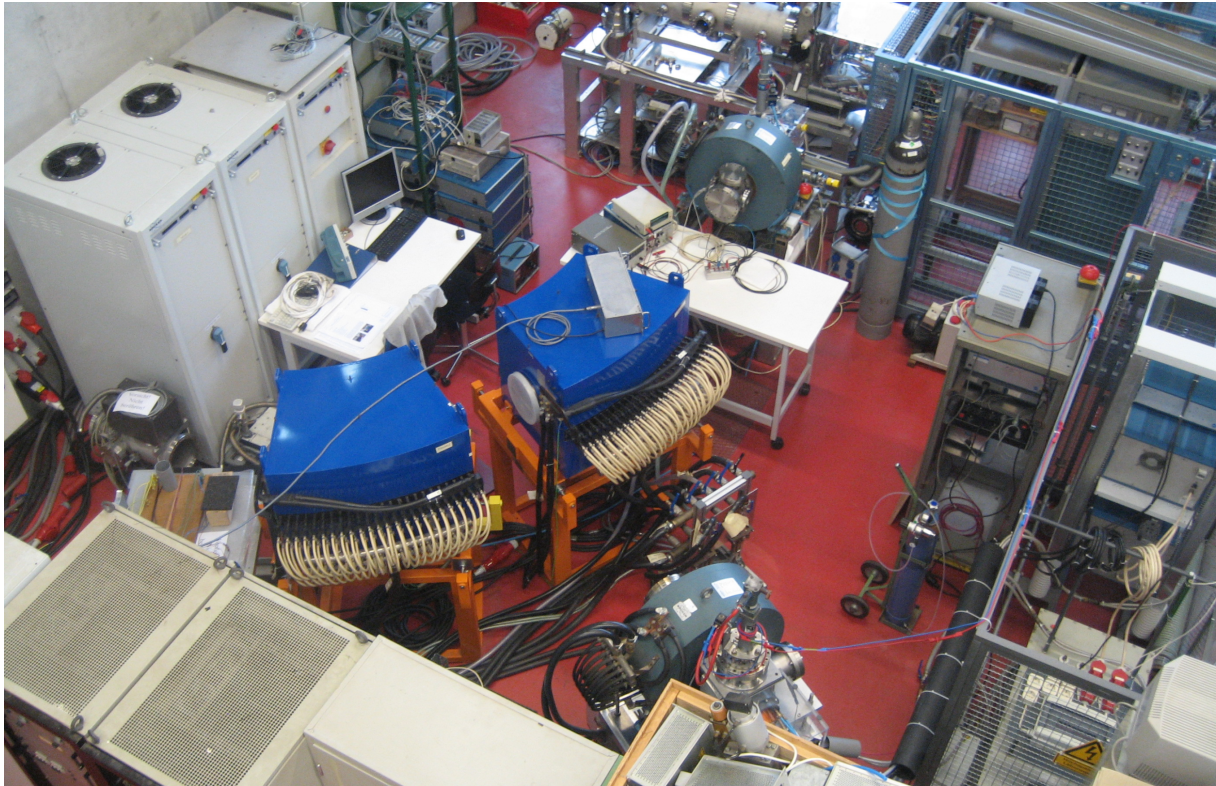
Dabei sind  $T_i/T_e$  die Ionen- und Elektronentemperatur,  $m_i/m_e$  die Ionen- und Elektronenmasse,  $k$  die Boltzmann-Konstante,  $e$  die Elementarladung und  $\gamma$  die adiabatische Konstante von  $5/3$ . Für die drei Wasserstoffspezies erhält man mit dieser Formel bei einer Iontemperatur von  $0,5 \text{ eV}$  und einer Elektronentemperatur von  $5 \text{ eV}$  ein Plasmapotenzial von  $12,68 \text{ V}$  für  $H_1^+$ ,  $14,41 \text{ V}$  für  $H_2^+$  und  $15,42 \text{ V}$  für  $H_3^+$  Ionen. Bei den angenommenen Temperaturwerten handelt es sich um Werte, wie sie bei den verwendeten Ionenquellen zu erwarten sind [15].

Diese genannten und errechneten Potenzialwerte sind dabei im Verhältnis zur gesamten durchlaufenden Beschleunigungsspannung und zu allen anderen auftretenden Spannungseinträgen sehr gering. Die Potenziale befinden sich betragsmäßig in der Größenordnung der Energieunschärfe der Quelle. Aus diesem Grund ist das Plasmapotenzial bei der Bestimmung der Strahlenergie in der Regel vernachlässigbar. Nur wenn eine sehr genaue Energieangabe benötigt wird, muss diese Größe mit betrachtet werden. Dazu sollten genauere Untersuchungen bezüglich des Plasmas und seines Potenzials [15] durchgeführt werden.

Zur Bestimmung der Strahlenergie in dieser Arbeit wurden nur Teile der beiden präsentierten Formeln verwendet. So wurde das Plasmapotenzial aus genannten Gründen nicht mit eingerechnet. Des Weiteren konnte der Spannungsabfall über den Widerstand zwischen Plasmakammerwand und Plasmaelektrode nicht mit eingerechnet werden, da mit dem momentanen Aufbau der dazu notwendige Strom nicht gemessen werden konnte. Der Spannungsabfall über den großen Schutzwiderstand der Terminals und der Spannungseintrag aufgrund der Bogenspannung beim alten Terminal wurde für die Berechnung der Strahlenergie dagegen immer berücksichtigt.

Zum Abschluss der Betrachtungen zum neuen Hochspannungsterminal ist noch anzumerken, dass es mit den hier und in Kapitel 3.3 gezeigten Schaltplänen und getätigten Erklärungen ohne Probleme möglich sein sollte, ein weiteres Hochspannungsterminal aufzubauen, mit der dazugehöriger Ionenquelle zu verkabeln und in Betrieb zu nehmen.

### 3.5 Aufbau des Filterkanals



**Abbildung 3.10:** Komplet aufgebautes Experiment (ohne Filterkanal) / Stand: Januar 2013

### 3.5 Aufbau des Filterkanals

Der Aufbau des Filterkanals wurde begonnen, nachdem der Rest des Experiments, wie zuvor beschrieben, aufgebaut war. Beide Injektoren samt Hochspannungsterminals, alle Magneten mit den dazugehörigen Hochstromnetzteilen und das gesamte Versorgungssystem waren zu diesem Zeitpunkt voll einsatzbereit. Ein Foto von oben des soweit aufgebauten Experiments ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

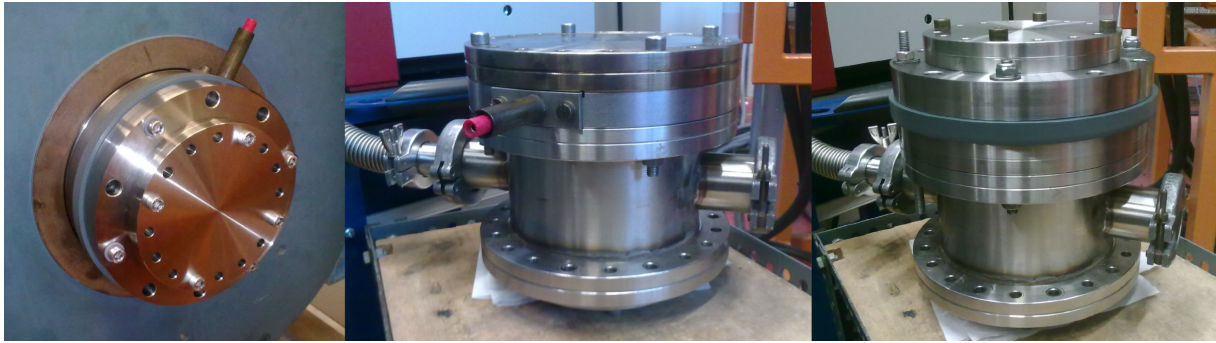
Dabei sind die beiden Injektoren und die beiden Toroidsegmente so angeordnet, dass der Aufbau des Injektionssystems und des Filterkanals durchgeführt werden kann.

Aufbauend auf diesem Status des Experiment wurde mit dem Aufbau und der Untersuchung des Filterkanals begonnen. Dazu wurden die gefertigten Bauteile des Kanals zunächst auf ihre Leckrate hin überprüft. Dabei wurde ein besonderes Augenmerk auf die Übergänge zwischen dem Solenoid und dem Repellerflansch, sowie zwischen den Bauteilen aus Edelstahl und denen aus Vinidur, gerichtet. Dazu wurden die jeweiligen Bauteile zusammengesetzt, an einen geschlossenen Vakuumtank geschraubt und das Ganze mit einem Blindflansch verschlossen. Der Tank selbst war mit einem Lecktester verbunden. In Abbildung 3.11 sind Fotos der Vakuumtests für verschiedene Bauteile zu sehen.

Diese Untersuchungen hatten zum Ergebnis, dass die Leckrate bei allen Tests im erwarteten Bereich lag und daher keine Problem mit dem Druck im Filterkanal auftreten sollten.

Nachdem diese Lecktests abgeschlossen waren, wurde damit begonnen, den Filterkanal an dem neuen Injektor anzubringen. Dabei wurde dieser nicht sofort komplett aufgebaut, sondern zunächst nur ein Teil vom Kanal am Injektor befestigt. Dieser erste Teil bestand dabei aus allen Bauteilen bis hin zum Driftrohr. Der Kanal bestand zu diesem Zeitpunkt somit aus dem Repellerflansch, dem vorderen Vinidur Flansch (Isolatorflansch), dem Übergangflansch sowie dem langen Drift-





**Abbildung 3.11:** Lecktest der Bauteile des Filterkanals / Mitte: Repellerflansch / Links und Rechts: Repellerflansch, erster Vinidur Flansch und vorderer Übergangsfansch



**Abbildung 3.12:** Teilweise aufgebauter Filterkanal in Tassenkonfiguration

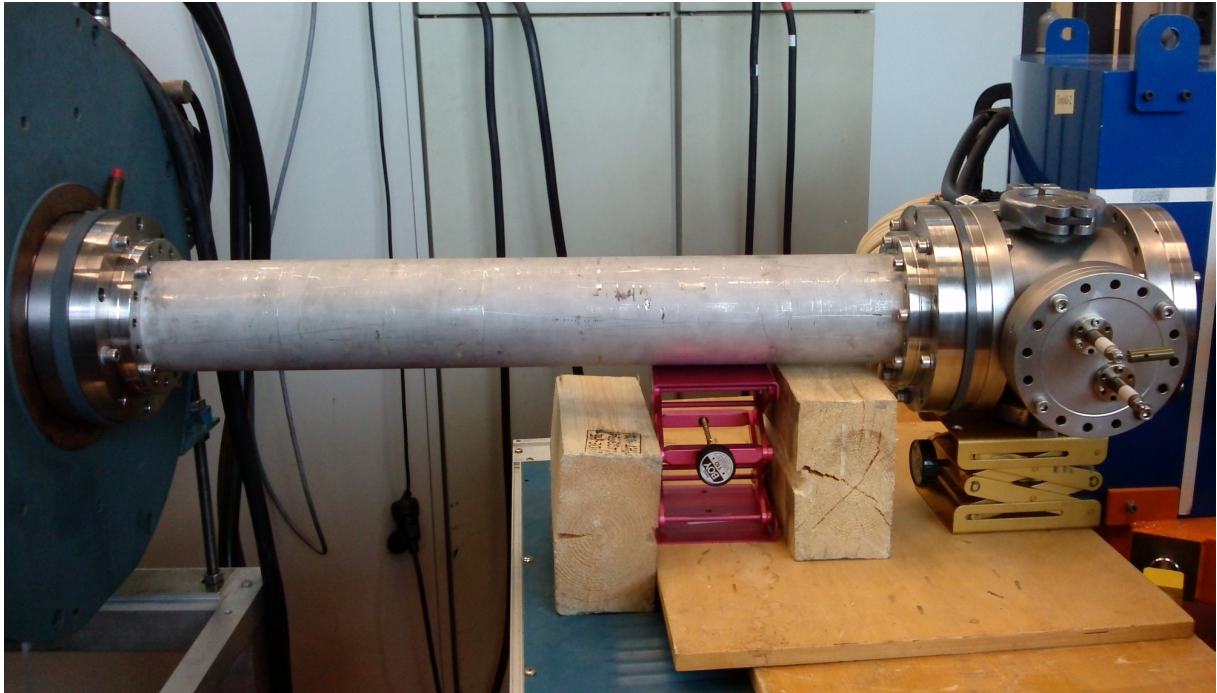
rohr. Dieses wurde mittels einer Rohrhalterung abgestützt und am Ende mit einem CF100 Blindflansch verschlossen. Ein Foto dieses Aufbaus ist in Abbildung 3.12 zu sehen.

Mittels dieser Tassenkonfiguration des Filterkanals wurden nun die ersten Experimente durchgeführt. Dabei wurden zunächst die Einschusseigenschaften in den Kanal, die isolierte Aufhängung des Kanals und die Funktionalität des Repellers experimentell untersucht.

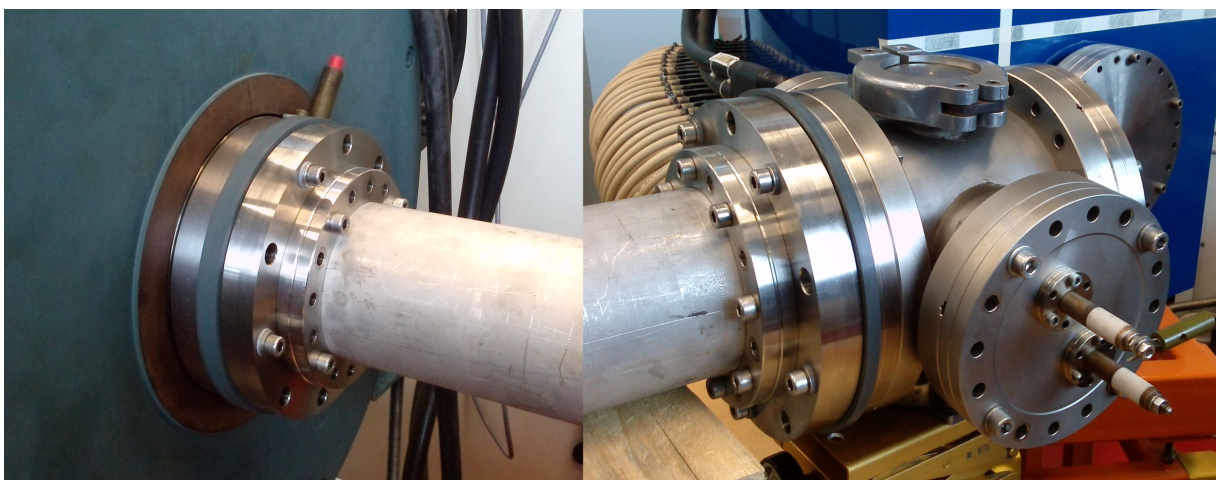
Nachdem diese Experimente durchgeführt waren, wurde der Filterkanal komplett aufgebaut. Dazu wurden der Blindflansch am Ende des Driftrohrs entfernt und der Flansch mit der Lochblende, der hintere Isolatorflansch (Vinidur Flansch) sowie der Endflansch des Kanals montiert. Dahinter wurde ein Vakuumtank befestigt, in welchem eine der neuen Faraday-Tassen fest verbaut wurde. Ein Foto des gesamten Aufbaus ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Des Weiteren sind in Abbildung 3.14 zwei Fotos mit Nahaufnahmen des vorderen und hinteren Teils des Filterkanals zu sehen. In Abbildung 3.15 sind drei Fotos, auf denen Teile des inneren Aufbaus des Experiments zu sehen sind, dargestellt. So ist zum einen die Lochblende am Ende des Filterkanals auf zwei Fotos zu sehen, zum anderen der offene Vakuumtank mit der fest eingebauten Faraday-Tasse, welcher den Abschluss des Experiments bildet.

Mittels dieses Aufbaus konnte nun der komplette Filterkanal genau untersucht werden. Dabei konnte mit der Faraday-Tasse des Injektors der Quellenstrom gemessen werden, mit dem isoliert aufgehängten Filterkanal der Verluststrom in diesem und mit der anschließenden Faraday-Tasse der Ionenstrahlstrom hinter dem Kanal. Gleichzeitig konnte die Repellerspannung der beiden Faraday-Tassen sowie die des Kanalrepellers mittels zweier Netzteile unabhängig von einander eingestellt und der dazugehörige Repellerstrom beobachtet und gemessen werden.

### 3.5 Aufbau des Filterkanals

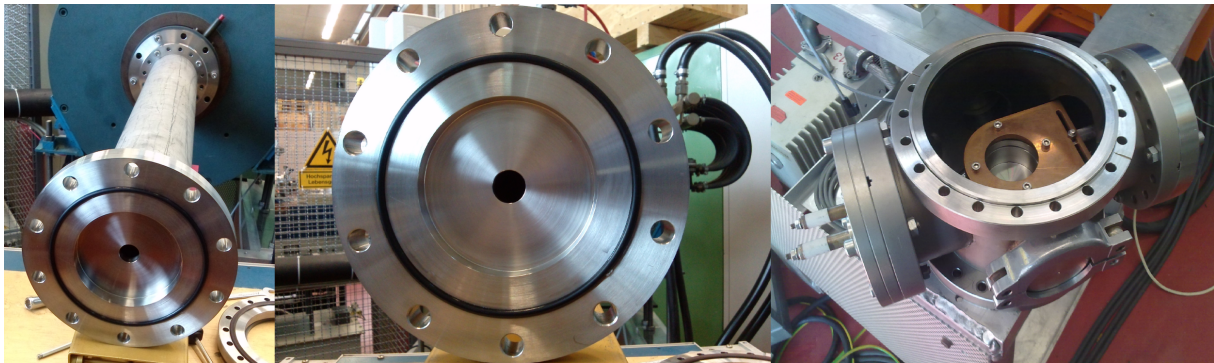


**Abbildung 3.13:** Vollständig aufgebauter Filterkanal mit anschließender Faraday-Tasse am neuen Injektor



**Abbildung 3.14:** Vorderer und hinterer Teil des Filterkanals in Nahansicht





**Abbildung 3.15:** Ansicht des Filterkanals mit sichtbarer Lochblende / Vakuumtank mit eingebauter Faraday-Tasse

Eine Schwierigkeit beim Aufbau des gesamten Filterkanals samt anschließender Faraday-Tasse lag darin, dass dieser Aufbau ein sehr hohes Gewicht hat. Damit die Gefahr eines Verziehens des Kanals oder sogar eines Umkippen des gesamten Injektors ausgeschlossen werden konnte, musste dafür gesorgt werden, dass der Aufbau stabil und in der richtigen Höhe abgestützt wird. Der letzte Umbau für diese Arbeit war das Anbringen des kompletten Filterkanals samt anschließender Faraday-Tasse an den alten Injektor.

Auf die eigentlichen Experimente mit dem Filterkanal, sowie die Ergebnisse dieser, wird im nächsten Kapitel eingegangen. Dort werden die Ergebnisse vorgestellt, analysiert und diskutiert.

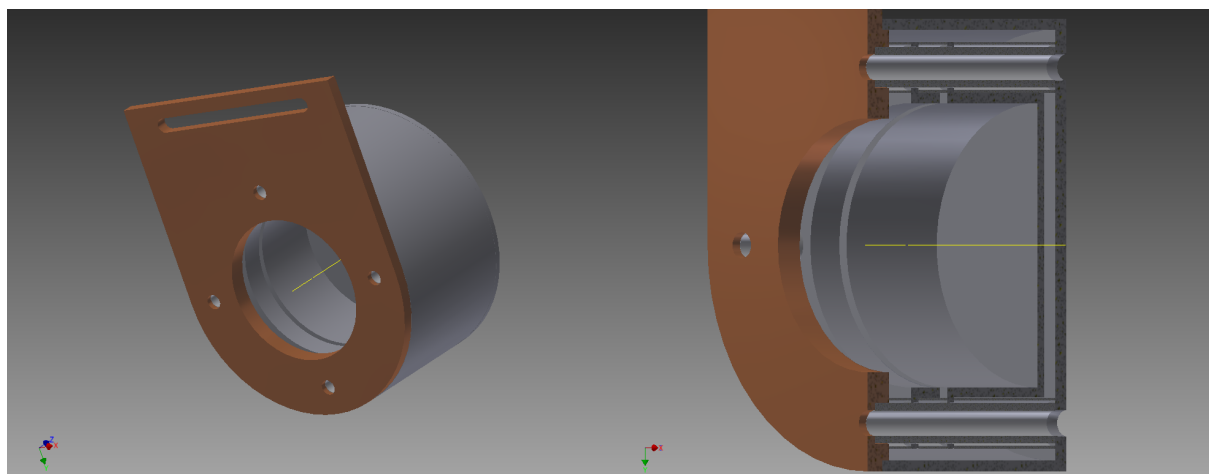
### 3.6 Entwicklung und Untersuchung der neuen Faraday-Tasse

Für die in dieser Arbeit aufgebauten und durchgeführten Experimente wurden zwei weitere Faraday-Tassen benötigt. Zum einen zur Vermessung des Strahlstroms der Ionenquelle des neuen Injektors, zum anderen zur Vermessung des Strahlstroms hinter dem Filterkanal. Hier soll nun auf die Entwicklung, den Aufbau und die Inbetriebnahme dieser neuen Tasse eingegangen werden.

Die benötigte Faraday-Tasse wurden dabei für die genannten Einsatzgebiete entwickelt, konstruiert und experimentell untersucht. Dabei besitzt die entwickelte Tasse einige Besonderheiten, welche für ihre geplanten Einsatzzwecke notwendig sind.

Der generelle Aufbau der Tasse ist dabei zylinderförmig und wie folgt: Die Tasse besteht aus einer Halterung aus Kupfer in der sich die Hauptöffnung befindet und einer Schutzhülle aus Edelstahl. Im Inneren befindet sich ein Repeller und die eigentliche Messtasse. Diese beiden Bauteile sind dabei auch aus Edelstahl gefertigt. Befestigt, zusammengehalten und an der richtigen Position verankert werden die Bauteile durch isolierende Keramikröhrchen. Die gesamte Tasse wird durch vier Schrauben, welche durch diese Keramikröhrchen gehen, zusammengehalten. Dabei wird Keramik und nicht Plastik zur Halterung und Isolation verwendet, da dieses Material Temperaturen von mehreren 100 Grad aushält. Da die Tasse aufgrund des schlechten Wärmeabtransports im Messbetrieb – in Abhängigkeit von der eingeschossenen Strahlleistung – sehr heiß werden kann, ist die Verwendung von Keramik notwendig.

Bei den Besonderheiten der Tasse handelt es sich um einige Eigenschaften, die bei anderen Faraday-Tassen teilweise nicht vorhanden sind, bei den hier durchzuführenden Experimenten aber benötigt werden. So ist es mit der entwickelten Tasse beispielsweise möglich, geladene Strahlen mit einem sehr großen Strahldurchmesser zu vermessen. Dies wird dadurch realisiert, dass die Hauptöffnung der Tasse einen Durchmesser von 50 mm besitzt und der Durchmesser im Inneren der Tasse auf 56 mm ansteigt. Damit können selbst divergente Strahlen mit einem großen



**Abbildung 3.16:** 3D Zeichnungen der entwickelten Faraday-Tasse

Durchmesser vermessen werden. Dabei ist im konkreten Einsatzfall darauf zu achten, dass der Strahl wirklich vollständig durch die Hauptöffnung fliegt und erst in der Messtasse im Inneren verloren geht. Ist eine dieser beiden Bedingungen nicht erfüllt, kommt es zu Messfehlern. Dabei kann dieser Fall vor allem dann eintreten, wenn der Strahl gerade noch durch die Hauptöffnung passt, aufgrund seines sehr großen Divergenzwinkels aber schon vor der Messtasse, beispielsweise auf dem Repeller, beginnt verloren zu gehen. Ob dieses Risiko besteht, lässt sich in der Regel mittels theoretischer Rechnungen oder Simulationen feststellen.

Des Weiteren besitzt die Faraday-Tasse zur Sekundärelektronenunterdrückung einen elektrostatischen Repeller vor der eigentlichen Messtasse. Dadurch wird das Verlassen der aus der Wand herausgeschlagenen Sekundärelektronen und das Einfliegen von Sekundärelektronen von außerhalb der Tasse (z.B. Elektronen im Strahl) verhindert und damit dafür gesorgt, dass diese das Messergebnis nicht verfälschen können.

Zusätzlich ist die Tasse in eine geerdete Schutzhülle aus Edelstahl eingepackt. Diese Schutzabdeckung ist in den meisten Einsatzfällen für den korrekten Betrieb der Tasse nicht unbedingt notwendig. Durch diese wird aber sichergestellt, dass keine geladenen Teilchen von außen an die Messtasse gelangen und zu einer Verfälschung der Messung führen. In den meisten Einsatzfällen befinden sich zwar keine geladenen Teilchen an der Seite oder hinter der Tasse, trotzdem gibt es Experimente bei denen das der Fall sein kann. Ein Fall wäre zum Beispiel, wenn ein Plasma in dem Rezipienten gezündet ist, in dem sich auch die Faraday Tasse befindet. Ein anderer Fall, bei dem dies prinzipiell möglich ist, kann bei dem aufzubauenden Injektionsexperiment auftreten. Da in diesem Experiment eine weitere Ionenquelle arbeitet, könnten aufgrund der sehr starken Magnetfelder geladene Teilchen, beispielsweise Sekundärelektronen (entstanden beispielsweise aufgrund von Strahlverlusten im Injektionssystem), gebunden an die Magnetfeldlinien weite Strecken durch das Experiment zurücklegen. Damit könnten diese die Tasse von hinten erreichen und so, falls die Schutzabdeckung nicht montiert ist, die Messung des Strahlstroms verfälschen. Um dies zu verhindern und weil die Schutzhülle keine Nachteile birgt, sollte diese immer verwendet werden. Die Faraday-Tasse wurde mittels des Programms „Inventor 2012“ entwickelt und konstruiert. Zwei 3D Zeichnungen der entwickelten Tasse, wobei man auf der rechten den genauen schematischen Aufbau des Inneren erkennen kann, sind in Abbildung 3.16 dargestellt.

Gleichzeitig wurden mit Hilfe des Programms „Lintra11“ Simulationen durchgeführt, um zu untersuchen, ob die Abmessungen und die Geometrie der Tasse für den gedachten Einsatzzweck funktionieren. Dazu wurde die Geometrie der Tasse für „Lintra11“ nachgebaut und ein Ionen-



strahl, mit der schon bei den Simulationen zum Filterkanal verwendeten Strahlverteilung, in die Tasse geschossen. Die Tasse wurde dabei einmal in einem Abstand von 30 und einmal von 50 Millimetern hinter der Extraktionsöffnung der Quellen (Groundelektrode) positioniert. Beim experimentellen Einsatz im neuen Injektor ist dieser Abstand in ähnlicher Größenordnung. Bei beiden Untersuchungen gelangte der gesamte Strahl ohne Probleme in die Messtasse. Auch für den Fall, dass die Tasse noch weiter von der Extraktionsöffnung entfernt ist, würde der Strahl, solange er noch vollständig durch die Tassenöffnung geht, komplett in der Messtasse landen. Der Grund dafür ist der kleine Divergenzwinkel des verwendeten Strahls. Des Weiteren wurde bei diesen Untersuchungen noch die Auswirkung des Repellers auf den Ionenstrahl untersucht und dabei festgestellt, dass der Repeller auf den Ionenstrahl bei den benötigten Spannungen von mehreren 100 V gar keine Auswirkungen hat. Das bedeutete, dass bei der folgenden Auslegung des Repellers das Strahlverhalten des Ionenstrahls nicht weiter berücksichtigt werden muss.

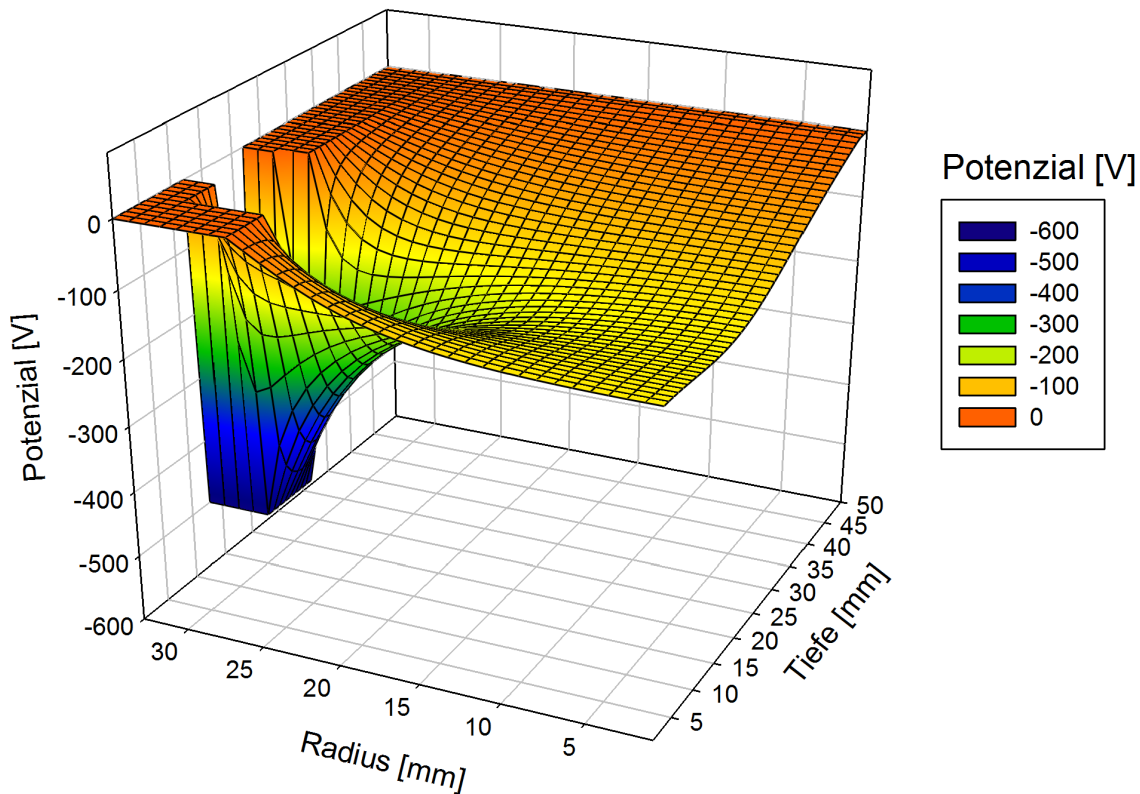
### 3.6.1 Theoretische Bestimmung der benötigten Repellerspannung

Mit der fortschreitenden Entwicklung der Tasse wurde die Repellerelektrode als Sekundärelektronenbarriere genauer untersucht und ausgelegt. Diese ist, wie schon beim Filterkanal angesprochen, notwendig um die von den Ionen und Elektronen aus der Wand der Tasse herausgeschlagenen Sekundärelektronen in der Tasse und gleichzeitig die Elektronen von außerhalb der Tasse draußen zu halten. Geschieht dies nicht, und die Sekundärelektronen können den Repeller passieren, wird die Messung des Strahlstroms verfälscht. Daher ist es notwendig, möglichst alle Sekundärelektronen inner- oder außerhalb der Tasse zu halten. Dies wird bei der vorliegenden Tasse ausschließlich durch den elektrostatischen ringförmigen Repeller gewährleistet. Mittels dieses Repellers wird eine negative Potenzialbarriere in der Tasse aufgebaut, die die Sekundärelektronen nicht überwinden können. Wichtig in diesem Zusammenhang ist vor allem die Höhe dieser Potenzialbarriere in der Mitte der Tasse. Zum einen ist in der Mitte der Tasse die Potenzialbarriere aufgrund der Ringform des Repellers am schwächsten, zum anderen besitzt der positive Ionenstrahl, welcher sich in der Regel in der Mitte der Tasse befindet, ein positives Potenzial, welches bei homogenen Strahlen in der Mitte am höchsten ist. Damit wird es den negativen Sekundärelektronen dort erleichtert den Repeller zu durchqueren. Das negative Potenzial, welches vom Repellerring in der Mitte der Tassen erzeugt wird, muss daher auf jeden Fall größer sein als das Strahlpotenzial des Ionenstrahls in der Mitte der Tassen. Dazu kommt noch die Tatsache, dass die Sekundärelektronen inner- und außerhalb der Tasse eine kinetische Energie besitzen. Diese liegt im Bereich kleiner 50 eV, wobei die Energie eines Großteils der Sekundärelektronen sogar im Bereich kleiner 10 eV liegt [9, 7]. Daher muss das negative Potenzial in der Mitte der Tasse bis zu 50 V größer sein als das Strahlpotenzial dort. Ist diese Bedingung erfüllt, können keine Sekundärelektronen die Tassen mehr verlassen oder von außen erreichen, und die Tasse misst den korrekten Strahlstrom. Es ist noch anzumerken, dass diese Bedingung für die Höhe der Potenzialbarriere nicht nur für die Mitte der Tasse gilt. An jeder Stelle in der Repellerebene muss die negative Potenzialbarriere das Strahlpotenzial um bis zu 50 V überschreiten. Da in den meisten Fällen homogene Strahlen mittig in die Tasse transportiert werden, ist diese Bedingung erfüllt, wenn diese in der Mitte der Tasse erfüllt ist. Besitzt man einen sehr inhomogenen Strahl der möglicherweise auch nicht mittig in die Tasse transportiert wird, sollte diese Annahme mittels Theorie, Simulation oder Experiment überprüft werden.

Zur genaueren Untersuchung des Repellers wurde das von diesem erzeugte Potenzial in der neuen Tasse untersucht und gleichzeitig das Strahlpotenzial der verwendeten Ionenstrahlen analysiert. Darauf aufbauend konnten, wie zuvor beim Filterkanal, theoretische Aussagen über die Größenordnung der benötigten Repellerspannung getätigt werden.

Dazu wurden mittels der für „Lintra11“ angefertigten Geometrie der Tasse mit dem Programm

### 3.6 Entwicklung und Untersuchung der neuen Faraday-Tasse



**Abbildung 3.17:** Errechnete Potenzialverteilung der entwickelten Faraday-Tasse für eine angelegte Repellerspannung von -500 V

„Gaborm9“ das elektrische Feld sowie die Potenzialverteilung in der Tasse berechnet. In Abbildung 3.17 ist die errechnete Potenzialverteilung für die entwickelte Faraday-Tasse für eine Repellerspannung von -500 V grafisch dargestellt.

Anhand dieser errechneten Potenzialverteilung ist festzustellen, dass bei einer Repellerspannung von -500 V ein negatives Potenzial von -131 V in der Mitte der Repellerebene vorliegt. Dabei besteht eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Potenzial und der angelegten Repellerspannung (Repeller: -1000 V → Potenzial in der Mitte: -262 V).

Um nun abschätzen zu können, welche Repellerspannung benötigt wird, musste das Strahlpotential der zu vermessenden Strahlen bestimmt werden. Dazu wurden, wie bei der Auslegung des Filterkanals, mittels der Formel 2.3.1 Strahlpotenziale für homogenen Ionenstrahlen abgeschätzt. Dabei hängt das Strahlpotential vom Strahlstrom, der Strahlenergie, dem Strahlradius, der Strahlzusammensetzung und dem Strahlrohrradius ab. Dabei stellte sich auch hier die Frage, welche Strahlparameter zur Abschätzung des Strahlpotential verwendet werden sollen. Da die Tasse zunächst im geplanten Experiment eingesetzt werden sollte, wurden die Parameter mit Blick auf dieses Experiment gewählt. So wurde zunächst ein Strahlstrom von 3 mA angenommen, jeweils 1 mA  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen, eine Strahlenergie von 7,8 keV, eine Strahlradius von 15 mm und eine Strahlrohrradius von 28 mm (Innenradius des Repellers). Diese Parameter ergaben ein Strahlpotential von ungefähr 69 V in der Mitte der Tasse. Addiert man zu diesem Wert noch die angesprochen 50 V aufgrund der maximal möglichen kinetischen Energie der Sekundärelektronen hinzu, erhält man einen Wert von 119 V. Obwohl das mit der gewählten Formel abgeschätzte

Strahlpotenzial eine untere Schranke darstellt, ist der errechnete Wert kleiner als das negative Potenzial des Repellers von -131 V in der Mitte der Tasse bei einer angelegten Repellerspannung von -500 V. Bei diesen Strahlparametern sollten daher keine Elektronen die Repellerebene der Tasse durchqueren können. Im zweiten Schritt wurde noch ein Strahl mit Parametern gewählt, welcher prinzipiell von der Quelle erzeugt werden kann und gleichzeitig ein sehr großes Strahlpotenzial aufweist. Dabei handelt es sich um einen Strahl mit 3 mA Strahlstrom, nur bestehend aus  $H_3^+$  Ionen, mit einer Strahlenergie von 6 keV und einem Strahlradius von 15 mm. Der Strahlrohrradius blieb gleich. Bei diesen Werten ergab sich ein Strahlpotenzial von ungefähr 98 V in der Mitte der Tasse. Zusammen mit den 50 V ergibt sich ein errechneter Wert von 148 V. Dieser Wert ist größer als das negative Potenzial in der Mitte der Tasse bei einer Repellerspannung von -500 V. Daher könnten in diesem Fall Elektronen die Tasse verlassen. Da ein Großteil der Sekundärelektronen aber eine Energie kleiner 10 eV hat, sollte der Verluststrom nur gering und damit auch die Verfälschung der Strahlstrommessung sehr klein sein. Durch eine Veränderung der Repellerspannung auf -600 V würde auch bei diesen Strahlparametern kein Elektron die Tasse verlassen können. Es bleibt festzustellen, dass bei einer Repellerspannung von -500 V das negative Potenzial in der Tasse mit großer Sicherheit groß genug ist, um bei den in den hier durchzuführenden Experimenten zu erwartenden Ionenstrahlen, fast alle Sekundärelektronen inner- oder außerhalb der Faraday-Tasse zu halten. Damit sollte bei dieser Repellerspannung die Tasse sehr genau messen können.

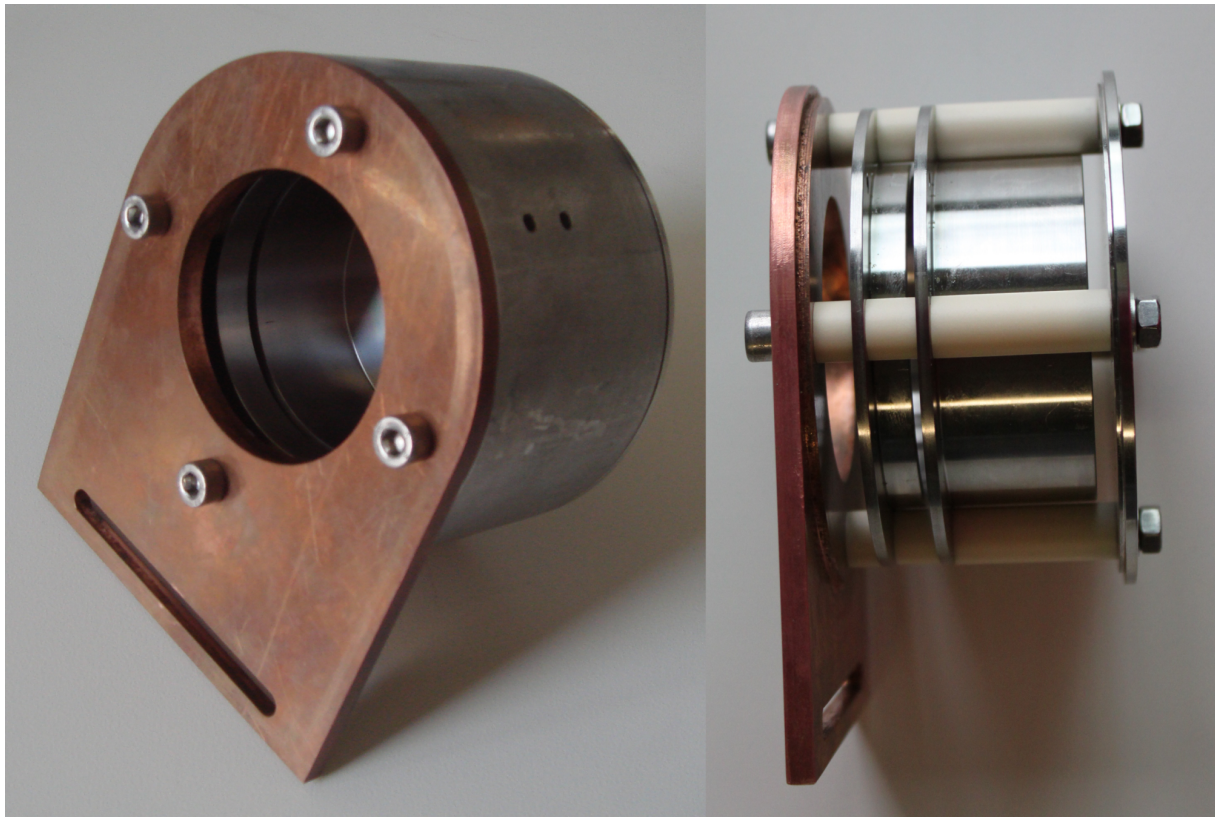
Bei der Entwicklung der Tasse wurde daher darauf geachtet, dass diese Spannung ohne Probleme an dem Repeller angelegt werden kann. Dazu wurde die Tasse so ausgelegt, dass der Abstand des Repellers von der Messtasse, der Schutzhülle und der Halterung niemals kleiner als 2 mm ist. Dieser Abstand erlaubt auch deutlich höhere Repellerspannungen. Vor allem im Hochvakuum kann ohne die Gefahr von Überschlügen sogar Hochspannung angelegt werden. Daher sollte die Sekundärelektronenunterdrückung der Tasse aus theoretischer Sicht kein Problem darstellen. Es ist aber darauf zu achten, dass deutlich höhere Repellerspannungen auch Auswirkungen auf den Ionenstrahl haben können.

Wenn die Faraday-Tasse in einem Experiment verwendet werden soll, bei dem aufgrund der Strahlparameter mit einem deutlich höheren Strahlpotenzial zu rechnen ist, ist es sinnvoll, zunächst nochmals zu überprüfen, ob die gewählte Potenzialbarriere wirklich ausreicht, um die Sekundärelektronen zu unterdrücken. Dies ist dabei nicht nur mittels Theorie möglich, sondern auch mittels Experiment. Auf die experimentelle Untersuchung der Faraday-Tasse und des Repellers wird im Folgenden eingegangen.

#### 3.6.2 Experimentelle Untersuchung der Funktionalität

Nachdem die theoretischen Untersuchungen zum Repeller der Tasse abgeschlossen waren, wurden die einzelnen Teile der Tasse jeweils zweimal in Auftrag gegeben und gefertigt. Zwei Bilder einer der zusammengebauten Tassen mit und ohne Schutzabdeckung sind in Abbildung 3.18 zu sehen. Im nächsten Schritt wurde eine der zusammengebauten Tassen mit Hilfe einer konstruierten Halterung an die Pneumatik des neuen Injektors montiert und auf ihre grundlegende Funktionalität geprüft. Dazu wurde sie zunächst komplett verkabelt und danach ein Spannungstest durchgeführt. Dazu wurde bei Atmosphärendruck an den Repeller der Tasse eine Spannung von -1100 V angelegt. Dabei traten, auch während der Bewegung durch die Pneumatik, keinerlei Überschlüge oder andere Probleme auf. Daraufhin wurde die Tasse samt Pneumatik, wie zuvor beschrieben, in den Injektor eingebaut und in Betrieb genommen.

Zur weiteren Bestätigung der Funktionalität der neuen Faraday-Tasse wurde diese noch im Strahlbetrieb getestet. Dazu wurde der Repeller der Tasse an ein Netzteil, welches eine negative Spannung von über -1000 V ausgeben kann, angeschlossen. Dabei war es mit diesem Netzteil

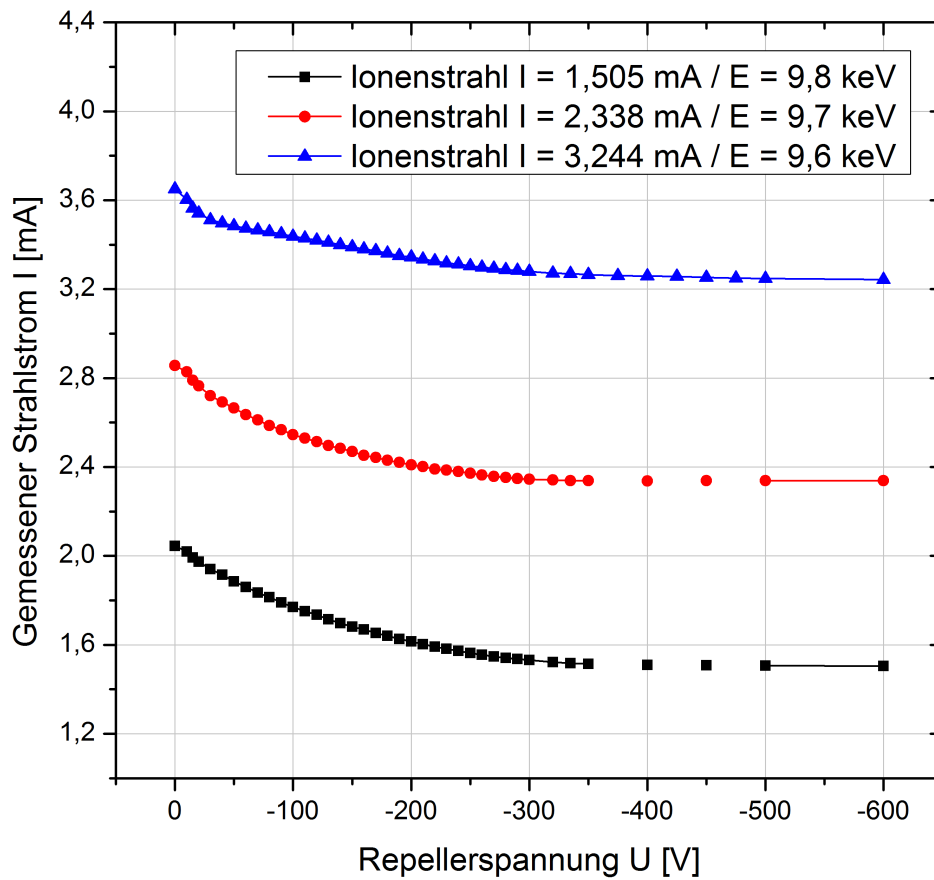


**Abbildung 3.18:** Zusammengebaute Faraday-Tasse mit und ohne Schutzabdeckung

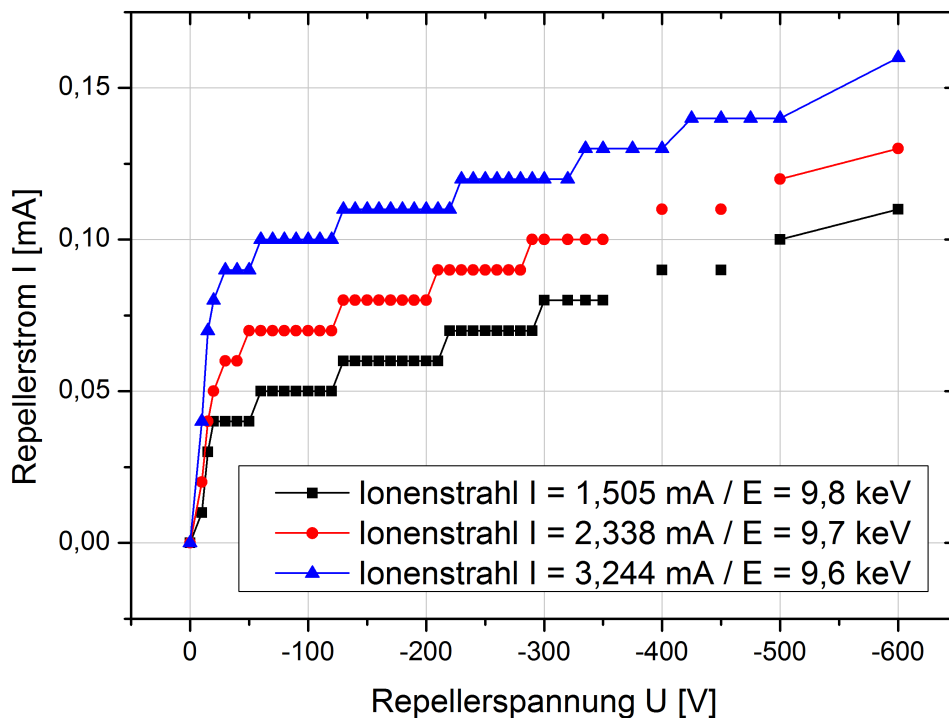
auch möglich, den Ladestrom des Repellers (Repellerstrom) zu vermessen. Die Messtasse wurde über ein Amperemeter mit der Erde verbunden. Mittels dieser Konfiguration ist es möglich, den Strom, welcher in oder aus der Tasse fließt, zu messen. Dieser gemessene Strom sollte im Strahlmessbetrieb mit eingeschaltetem Repeller der Ionenstrahlstrom sein. Bei den Experimenten wurden aus der Ionenquelle des neuen Injektors Wasserstoffionenstrahlen mit drei unterschiedlichen Strahlströmen extrahiert und diese mit der neuen Faraday-Tasse vermessen. Dabei wurde die Repellerspannung von  $-600\text{ V}$  bis  $0\text{ V}$  variiert und der Strahlstrom in Abhängigkeit von der Repellerspannung vermessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 3.19 dargestellt.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist festzustellen, dass mit abnehmender negativer Spannung der gemessene Strom in der Tasse ansteigt. Wann dieser Anstieg beginnt, welche Form er hat und wie steil er ist, ist bei den drei untersuchten Wasserstoffionenstrahlen verschiedener Strahlströme teilweise unterschiedlich.

Dabei ist dieses Ergebnis prinzipiell folgendermaßen interpretierbar: Bei einer Repellerspannung von  $-600\text{ V}$  ist die Sekundärelektronenunterdrückung am stärksten und kein Elektron kann diese passieren. Der gemessene Strom in der Tasse entspricht dem tatsächlichen Ionenstrahlstrom. Beginnt man damit die Repellerspannung herabzusetzen, passiert zunächst nichts, da die vom Repeller aufgebaute Potenzialbarriere immer noch hoch genug ist, um die Sekundärelektronen am Passieren zu hindern. Durch das weitere Herabsetzen der negativen Repellerspannung wird die Potenzialbarriere immer weiter geschwächt und die ersten Elektronen mit höherer kinetischer Energie können passieren. Dieser Vorgang tritt bei der Messung mit dem höchsten Strahlstrom als erstes auf. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, dass dieser Strahl das höchste Strahlpotential (Unsicherheit: Strahlzusammensetzung ist unbekannt) besitzt und die Elektronen daher,



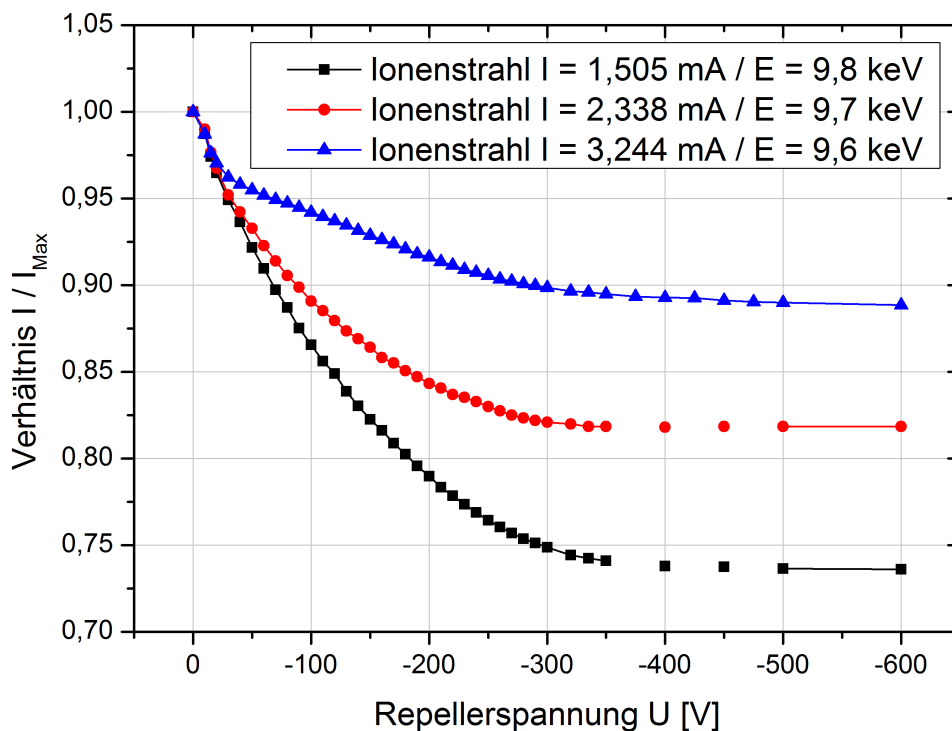
**Abbildung 3.19:** Gemessener Strahlstrom in Abhängigkeit von der Repellerspannung für drei unterschiedliche Wasserstoffionenstrahlen mit unterschiedlichen Strahlströmen



**Abbildung 3.20:** Gemessener Repellerstrom in Abhängigkeit von der Repellerspannung für die drei unterschiedlichen Wasserstoffionenstrahlen unterschiedlicher Strahlströme

von diesem Potenzial unterstützt, die Tasse trotz des noch recht hohen negativen Potenzials des Repellers verlassen können. Die Zunahme des gemessenen Stroms ist dabei auch erwartungsgemäß. Im Normalbetrieb der Tasse (volle Sekundärelektronenunterdrückung) ist der Strom von Elektronen über das Amperemeter in die Tasse genau gleich dem Ionenstrahlstrom, da die Elektronen benötigt werden, um die Faraday-Tasse auf Erdpotenzial zu halten. Auf diesem Wege wird mit dem Messgerät zwischen Tasse und Erde ein positiver Strom gemessen. Gehen nun auch noch zusätzlich Elektronen, also negative Ladungen, durch die Hauptöffnung der Tasse verloren, müssen zusätzliche Elektronen nachfließen, damit die Tasse auch weiterhin auf Erdpotenzial bleibt. Aus diesem Grund ist eine Zunahme des gemessenen Stroms aufgrund der Verluste von Elektronen erwartungsgemäß, da mehr Elektronen in die Tasse fließen müssen, um diese auf Erdpotenzial zu halten. Die Zunahme des gemessenen Stroms zeigt dabei, dass die Anzahl der Sekundärelektronen, die die Tasse verlässt, größer ist, als die die von außerhalb die Tasse erreicht. Zusätzlich zum Tassenstrom wurde noch der Repellerstrom bei den Experimenten gemessen. Auch dieser wurde gegen die Repellerspannung aufgetragen. Diese Messung ist in Abbildung 3.20 zu sehen.

Bei dem Repellerstrom handelt es sich um einen positiven Strom, der mit zunehmender negativer Spannung ansteigt. Ein positiver Strom bedeutet hier, dass Elektronen vom Netzteil auf den Repeller fließen, um diesen auf dem eingestellten negativen Potenzial zu halten. Daraus folgt, dass der Repeller von positiv geladenen Ionen getroffen werden muss, welche sich dort neutralisieren und somit für den Elektronenstrom verantwortlich zeigen. Dabei muss es sich bei diesen Ionen um in oder vor der Tasse vom Ionenstrahl oder den Sekundärelektronen ionisierte Restgasatome



**Abbildung 3.21:** Gemessener Strahlstrom, normiert auf den Maximalstrom, in Abhängigkeit von der Repellerspannung für die drei unterschiedlichen Wasserstoffionenstrahlen unterschiedlicher Strahlströme

handeln, welche dann aufgrund des negativen Potentials zum Repeller wandern und dort wieder neutralisiert werden. Dass der Strom mit zunehmender negativer Repellerspannung ansteigt, weist darauf hin, dass die Anzahl der Ionen, welche auf den Repeller gelangen, zunimmt. Dies ist damit erklärbar, dass das negative Potential des Repellers mit zunehmender negativer Repellerspannung ansteigt und somit ionisierte Restgasatome aus einem größeren Raumbereich um den Repeller herum zu diesem gelangen können. Dass der Repellerstrom bei höherem Strahlstrom größer ist, ist damit erklärbar, dass durch einen höheren Strahlstrom natürlich mehr Restgasatome ionisiert werden und somit zum Repeller wandern können.

Um die drei Messungen des Strahlstroms noch genauer untersuchen zu können, wurden die Daten weiter verrechnet und in anderer Form dargestellt. So wurde für alle drei Ionenstrahlen eine Normierung der Ströme auf den Maximalstrom durchgeführt. Der gemessene Strom wurde dazu jeweils durch den gemessenen Maximalstrom bei 0 V Repellerspannung dividiert und gegen die Repellerspannung aufgetragen. Dadurch besteht zum einen die Möglichkeit, das Verhältnis vom Ionenstrahlstrom zum maximal gemessenen Strom zu untersuchen und damit eine Aussage zum Verhältnis vom Ionen- zum Sekundärelektronenstrom zu tätigen, zum anderen, die Anstiege der drei Graphen genauer zu analysieren. Die Ergebnisse dieser Umrechnung sind in Abbildung 3.21 grafisch dargestellt.

Dabei ist zu beobachten, dass das Verhältnis vom gemessenen Strahlstrom zum maximalen Strom für geringere Strahlströme deutlich kleiner ist als für höhere Strahlströme. Da es sich bei den gemessenen Strömen bei hohen Repellerspannungen um die Ionenstrahlströme und bei den gemess-



### 3.6 Entwicklung und Untersuchung der neuen Faraday-Tasse

senen Strahlströmen bei 0V um die Summe des Ionen- und Sekundärelektronenstroms handelt, lässt sich aus dieser Beobachtung das Verhältnis vom Ionenstrahlstrom zum Sekundärelektronenstrom ableiten. Dieses Verhältnis ist bei geringeren Strahlströmen deutlich kleiner. Das heißt, dass bei geringeren Strahlströmen der Anteil von Sekundärelektronen am Gesamtstrom, der versucht die Tasse zu verlassen, deutlich höher ist als bei höheren Strahlströmen. Diese Beobachtung ist zunächst unerwartet, da man damit rechnen würde, dass bei höherem Strahlstrom deutlich mehr Sekundärelektronen entstehen und versuchen, die Tasse zu verlassen, und nicht umgekehrt. Dabei nimmt der Sekundärelektronenstrom nicht nur im Verhältnis, sondern auch absolut zu. So misst man bei dem Ionenstrahlstrom von 1,505 mA einen Sekundärelektronenstrom von 0,54 mA, bei dem von 2,338 mA einen von 0,519 mA und bei dem von 3,244 mA einen von 0,407 mA. Um diesen auftretenden Effekt weiter zu untersuchen, wurden im weiteren Verlauf, zusätzliche Experimente durchgeführt.

Zunächst sei aber nochmal darauf hingewiesen, dass bei dieser Darstellung der Ergebnisse der deutlich frühere Anstieg des Stroms bei Abnahme der negativen Repellerspannung für die Messung mit dem höchsten Strahlstrom gut zu erkennen ist. Dies ist, wie schon zuvor angemerkt, ein Indiz für ein höheres Strahlpotenzial dieses Strahl, wodurch die Sekundärelektronen trotz der noch recht hohen Potenzialbarriere, die Tasse verlassen können. Bei den anderen beiden Messungen treten die Anstiege dabei ungefähr an der gleichen Stelle auf, was auf vergleichbare Strahlpotenziale schließen lässt.

Nun wurde zunächst mittels Wiederholung der durchgeführten Experimente untersucht, ob das ermittelte Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom reproduzierbar ist. Dadurch sollte, neben der Funktionalität der Tasse, auch die Funktionalität und Stabilität der neuen Ionenquelle untersucht werden.

Bei den durchgeführten Experimenten wurde daher versucht, alle Quellen- und somit Strahlparameter gleich einzustellen. Aus technischen Gründen kam es dabei aber zu geringfügigen Abweichungen. Die Ergebnisse der drei Experimente mit verschiedenen Strahlströmen wurden ausgewertet. Dazu wurden die gemessenen Strahlströme wieder auf den jeweiligen maximalen Strahlstrom normiert und gegen die Repellerspannung aufgetragen. Zu sehen sind die Ergebnisse dieser Experimente in Abbildung 3.22, zusammen mit den Ergebnissen der ersten Experimente, welche in Abbildung 3.21 alleine zu sehen waren.

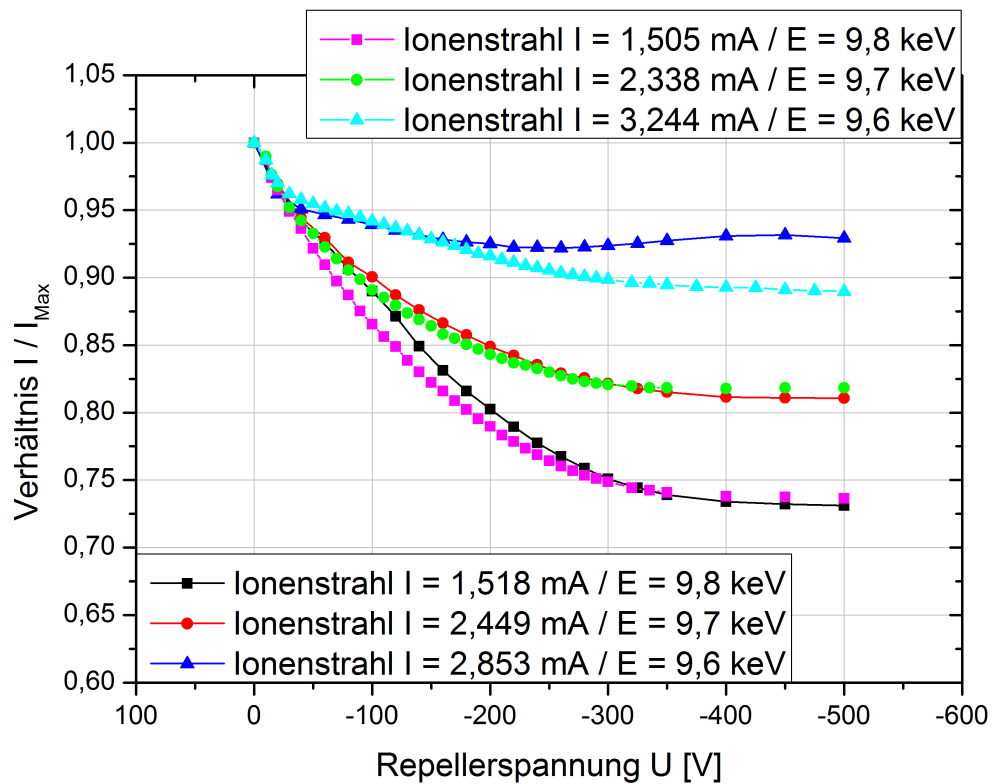
Zunächst ist festzustellen, dass die Strahlströme bei der ersten und zweiten Experimentierreihe unterschiedlich sind. Bei der Messung mit dem geringsten Strahlstrom ist dieser Unterschied noch gering, nimmt aber dann bei den beiden Messungen mit höheren Strahlströmen deutlich zu. Vor allem bei der Messung mit dem höchsten Strahlstrom sind Abweichungen von ungefähr 0,4 mA aufgetreten. Diese Abweichungen sind dabei auf die Ionenquelle zurückzuführen, welche aufgrund ihrer Komplexität im Wasserstoffbetrieb und der nicht vollständig ausgereiften und fertigen Steuerstruktur für die Quellenparameter momentan noch auftreten können.

Ignoriert man die leichten Unterschiede im Strahlstrom, was aufgrund der Betrachtung der Verhältnisse unproblematisch ist, ist festzustellen, dass bei den beiden Messungen mit geringerem Strahlstrom eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse erzielt wurde. Es ist daher davon auszugehen, dass in diesem Arbeitsbereich die neu entwickelte Tasse verlässliche Ergebnisse produziert und ohne Bedenken eingesetzt werden kann.

Bei der Messung mit dem höchsten Strahlstrom kam es dagegen zu einer Abweichung von der ersten Messung. So ist im oberen Repellerspannungsbereich, in dem die Sekundärelektronenunterdrückung am stärksten ist, keine gute Übereinstimmung mit der ersten Messung festzustellen. Der Strahlstrom nimmt hier bei fallender negativer Repellerspannung nicht zu, sondern zunächst ab. Erst im Bereich kleiner negativer Repellerspannungen nimmt der Strom dann doch, wie erwartet, zu.

Diese Beobachtung bei der zweiten Messung beim höchsten Strahlstrom widerspricht der grund-





**Abbildung 3.22:** Gemessener Strahlstrom, normiert auf den Maximalstrom, in Abhängigkeit von der Repellerspannung für die drei unterschiedlichen Wasserstoffionenstrahlen unterschiedlicher Strahlströme / Erste und zweite Experimentierreihe sind zum Vergleich gemeinsam dargestellt

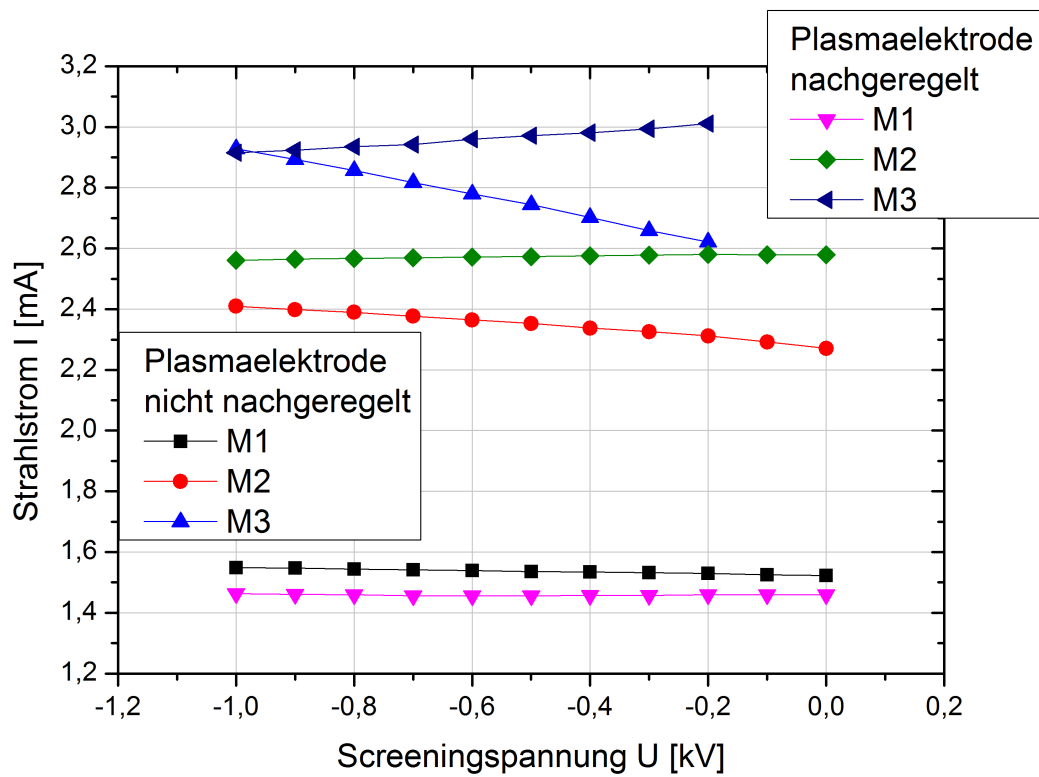
legenden Logik der Funktionsweise der Tasse. So sollte eigentlich bei fallender negativer Repellerspannung der gemessene Strahlstrom zunehmen, da mehr Sekundärelektronen die Tasse verlassen können. Dieses Verhalten ist auch bei allen anderen Messungen festzustellen. Eine mögliche Erklärung für diese abweichende Beobachtung könnte in einer instabilen Ionenquelle liegen. Solche starken Instabilitäten konnten beim Betrieb der Quelle aber sonst nicht festgestellt werden, wodurch diese Option als sehr unwahrscheinlich einzustufen ist. Eine andere mögliche Erklärung liegt in hochenergetischen Sekundärelektronen, welche im Extraktionssystem der Quelle entstehen können und von außen in die Tasse gelangen können. Dies würde eine Abnahme des Strahlstroms erklären. Dabei können theoretisch solche hochenergetischen Sekundärelektronen im Bereich der Screeningelektrode entstehen: Kommt es, beispielsweise aufgrund von hohen Strahlverlusten im Extraktionssystem (unangepasster Strahl), zu einer Sekundärelektronenbildung an oder in der Nähe der Screeningelektrode, werden diese Elektronen mit einem sehr hohen negativen Potenzial aus dem Extraktionssystem heraus beschleunigt. Solche hochenergetischen Sekundärelektronen mit einer kinetischen Energie von bis zu einigen 100 eV könnten dann problemlos die Repellerbarriere durchqueren und somit in die Tasse gelangen. Beim neuen Injektor sind aufgrund der Beschaffenheit des Extraktionssystems solche Strahlverluste im Bereich der Screeningelektrode keinesfalls auszuschließen. Aus diesem Grund ist dies eine mögliche Erklärung für den auftretenden Effekt bei hohem Strahlstrom. Das dieser bei der ersten Messung nicht aufgetreten ist, lässt sich mit der Abweichung der Quellen- und Strahlparameter erklären.

Des Weiteren stellt dieser Effekt auch eine mögliche Erklärung dafür dar, warum das Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom für Strahlen mit einem geringeren Strahlstrom kleiner ist. So wäre es denkbar, dass der gemessene Strom bei hoher Repellerspannung nicht allein der Ionenstrahlstrom ist, sondern zusätzlich durch solche hochenergetischen Sekundärelektronen von außen beeinflusst wird. Dies wäre eine mögliche Erklärung für diese Beobachtung zum Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom.

Daher wurde ein Versuch unternommen, diese mögliche Erklärung experimentell zu untersuchen. Dazu wurden die Messungen wiederholt und dabei eine zusätzliche Untersuchung durchgeführt. So wurde die Screeningelektrode kurzzeitig heruntergefahren und dabei die Veränderung des Strahlstroms protokolliert. Kommt es wirklich zur Entstehung hochenergetischer Elektronen im Bereich der Screeningelektrode, welche in der Tasse gemessen werden, sollte eine Veränderung im Strahlstrom bei diesen Untersuchungen festzustellen sein. Problematisch bei dieser Untersuchung ist aber die Tatsache, dass sich durch das einfache Herunterfahren der Screeningelektrode die Potenzialdifferenz zwischen Plasma- und Screeningelektrode verändert und dadurch auch der Plasmameniskus und das Extraktionsverhalten der Quelle. Um diese Veränderung zu korrigieren muss die Plasmaelektrode nachgeregelt werden, damit die Potenzialdifferenz und -verteilung zwischen den beiden Elektroden gleich bleibt. Dabei wird aber automatisch die Extraktionsenergie des Strahls erhöht. Da das den Strahlstrom beeinflussen kann, war nicht voraussehbar, ob die gestellten Fragen mittels dieser Untersuchungen beantwortbar sind. Trotzdem wurden zwei Messreihen aufgestellt: Einmal wurde die Plasmaelektrode nachgeregelt, das andere mal nicht. Die Ergebnisse dieser Messungen für die drei Strahlströme sind in Abbildung 3.23 zu sehen. Die Repellerspannung lag bei diesen Messungen bei -500 V.

Es ist festzustellen, dass es bei fünf von sechs Messungen zu Veränderungen des Strahlstroms beim Herunterfahren der Screeningelektrode kommt. Nur bei der Messung mit dem tiefsten Strahlstrom bei nachgeregelter Plasmaelektrode bleibt der Strom konstant. Ansonsten nimmt der Strahlstrom bei Nachregelung der Plasmaelektrode zu, bei nicht Nachregelung dagegen ab. Die Abnahme ist dabei in allen Fällen stärker als die Zunahme. Je höher der Strahlstrom, umso stärker sind die Veränderungen. Die geringfügigen Abweichungen des Ausgangsstrahlstroms sind wieder auf die Stabilität und Präzision der Quellenparameter zurückzuführen.

Um die behauptete Erklärung mit den hochenergetischen Sekundärelektronen bestätigen zu kön-



**Abbildung 3.23:** Strahlstrom aufgetragen gegen die Spannung der Screeningelektrode für jeweils drei Messungen mit unterschiedlichen Strahlströmen / Messungen jeweils einmal mit und einmal ohne Nachregelung der Plasmaelektrode /  $U_{Repeller} = -500V$

### 3.6 Entwicklung und Untersuchung der neuen Faraday-Tasse

nen, müsste der gemessene Strahlstrom bei abnehmender Spannung der Screeningelektrode zunehmen. Der Grund dafür ist, dass die Sekundärelektronen, welche im Bereich der Screeningelektrode entstanden sind, nicht mehr so stark beschleunigt werden würden und somit nicht mehr die Potenzialbarrieren überwinden und in die Tasse gelangen könnten. Der Strom von Elektronen von der Erde in die Tasse würde also, da diese Sekundärelektronen von außerhalb in der Tasse fehlen, zunehmen.

Bei den hier durchgeführten Messungen nimmt der Strahlstrom nur bei Nachregelung der Plasmaelektrode zu. Hierbei wird durch die Nachregelung dafür gesorgt, dass die Potenzialverteilung und -differenz zwischen Plasma- und Screeningelektrode gleich und damit der Plasmameniskus stabil ist. Die Zunahme des Strahlstroms lässt sich daher nicht mit einer Zunahme des aus der Quelle extrahierten Stroms erklären. Dieser Strom sollte durch die Nachregelung konstant bleiben. Damit bleiben nur zwei Möglichkeiten zur Erklärung dieses Effekts. Zum einen könnte der Strom ansteigen, da sich durch die Potenzialänderung zwischen Screening- und Groundelektrode die Anpassung des Strahls an diese Region und damit sich der Verluststrom auf der Groundelektrode verändert. Würde dieser Abnehmen, könnte das die Zunahmen des Strahlstroms erklären. Zum anderen könnte diese Zunahme wirklich durch hochenergetische Sekundärelektronen zustande kommen, welche durch das Herunterfahren der Screeningelektrode nicht mehr auftreten, von der Tasse gemessen werden und die Messung des Strahlstrom verfälschen können. Die einzige Möglichkeit um festzustellen, welche der beiden Erklärungen zutrifft, ist den Verluststrom auf der Groundelektrode zu analysieren. Da die Groundelektrode aber im vorhandenen experimentellen Aufbau nicht isoliert aufgehängt ist und daher der Verluststrom darüber nicht gemessen und analysiert werden kann, ist dies hier keine Option.

Die Abnahme des Strahlstroms bei Herunterfahren der Screeningelektrode und Nicht-Nachregelung der Plasmaelektrode lässt sich durch die Veränderung des Plasmameniskus, der Potenzialdifferenz zwischen Plasma- und Screeningelektrode sowie der veränderten Anpassung des Strahls an das Extraktionssystem erklären. Bei dieser Messung sind daher gar keine Rückschlüsse auf den Repeller der Faraday-Tasse möglich.

Ob hochenergetische Sekundärelektronen für die abweichenden Messergebnisse Verantwortung tragen, lässt sich somit anhand der hier durchgeführten Untersuchungen nicht beantworten. Um dies feststellen zu können, wäre ein massiver Mehraufwand in Form von Experimenten und Erweiterungen des experimentellen Aufbaus notwendig.

Die eben diskutierten Ergebnisse bei den Experimenten zur Screeningelektrode kann man aber auch als eine Bestätigung der Funktionalität der Faraday-Tasse ansehen. So sind alle mit der neuen Tasse gemessenen Stromentwicklungen erklärbar. Daher hat die Tasse bei diesen Experimenten wohl auch einwandfrei funktioniert.

Des Weiteren gibt es eine andere Erklärungsmöglichkeit für das gemessene Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom. So ist die Anzahl und damit der Strom der in der Tasse entstandenen Sekundärelektronen nicht nur abhängig von dem Ionenstrahlstrom der in Messtasse auf die Wand trifft, sondern auch vom möglichen Sekundärelektronenstrom, welcher beispielsweise bei der Abnahme der Repellerspannung im Strahl mit in die Tasse gelangt. Nun ist es in der Regel so, dass der Strahl mit dem höchsten Strahlstrom das größte Strahlpotenzial besitzt. Gleichzeitig ist das Strahlpotenzial je größer, umso stärker der Strahl noch fokussiert ist. Die höchste Fokussierung besitzt der Strahl im hier durchgeführten Experiment direkt hinter dem Extraktionssystem. Damit ist hier das Strahlpotenzial am höchsten. Das hat zur Folge, dass ein Großteil der im Raum zwischen Extraktionssystem und Faraday-Tasse befindlichen Elektronen Richtung Extraktionssystem wandert. Dieser Effekt ist dabei je stärker, umso größer das Strahlpotenzial und damit der Strahlstrom ist. Da die Elektronen sich in diesem Fall vor dem Extraktionssystem und nicht vor Tasse befinden, können sie, bei heruntergefahrenem Repeller, nicht in die Tasse gelangen und dort Sekundärelektronen erzeugen. Da bei geringerem Strahlstrom das

Strahlpotenzial in der Regel geringer ist, sollten sich in diesem Fall mehr Elektronen vor der Tasse befinden, welche in die Tasse gelangen und dort Sekundärelektronen erzeugen können. Diese Betrachtung der Effekte zwischen dem Ausgang des Extraktionssystems und der Faraday-Tasse würde damit erklären, warum das Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom bei geringerem Ionenstrahlstrom kleiner ist, daher der Anteil der Sekundärelektronen höher. Diese zweite Erklärung für das gemessene Ergebnis ist dabei mit dem momentanen experimentellen Aufbau nicht überprüfbar.

Es ist somit zusammenfassend festzustellen, dass die neu entwickelte Faraday-Tasse in den meisten Fällen einwandfrei funktioniert. Es ist problemlos möglich Strahlen mit Strahlströmen von einigen Milliampere bei Strahlenergien von einigen Kiloelektronenvolt damit zu vermessen. Daher wurde die Tasse in allen weiteren Experimenten eingesetzt, wobei auch dabei keine Auffälligkeiten oder Probleme auftraten.

Die bei der Untersuchung der Tasse aufgetretenen Fragen sollten sich durch weitere Untersuchungen und ein Upgrade des experimentellen Aufbaus weiter verfolgen lassen. Ein mögliches Experimente dazu wird im Folgenden beschrieben.

### 3.6.3 Überlegungen zu einem weiteren Experiment

Zuletzt soll noch auf ein solches weiterführendes Experiment eingegangen werden, welches bereits aufgebaut und vorbereitet war, aber aufgrund technischer Probleme mit dem alten Hochspannungsterminal bis jetzt nicht durchgeführt werden konnte.

Bei diesem aufgebauten Experiment sollte die neue Faraday-Tasse mit einer funktionierenden Tasse durch Messungen verglichen werden. Zu diesem Zweck wurde die neue Faraday-Tasse in einen Vakuumrezipienten eingebaut, ausgerichtet und verkabelt. Dieser Rezipient wurde direkt hinter das Solenoid des alten Injektors gebaut. Im alten Injektor befindet sich zwischen Ionenquelle und Solenoid eine ältere funktionsfähige Faraday-Tasse. Die Idee dieses noch durchzuführende Experiments liegt nun darin, einen stabilen Ionenstrahl aus der Quelle zu extrahieren und diesen zunächst mit der alten, funktionsfähigen und erprobten Tasse zu vermessen. Durch die Pneumatik des Injektors kann die erste Tasse dann aus dem Strahlengang gefahren werden, sodass der Strahl ungehindert weiter zur zweiten Faraday-Tasse gelangen und dort vermessen werden kann. Da sich der Strahl auf dem Weg zur zweiten Tasse aufweitet, muss das Solenoid zur Strahlfokussierung genutzt werden. Dabei muss die Stärke des Magnetfelds so gewählt werden, dass der Ionenstrahl komplett in die Messtasse der zweiten Faraday-Tasse gelangt und nicht auf der Halterung oder dem Repeller der Tasse verloren geht. Um dieses Experiment erfolgreich durchführen zu können, muss ein Heliumionenstrahl anstatt eines Wasserstoffionenstrahls verwendet werden. Der Grund dafür liegt in der Zusammensetzung des Wasserstoffionenstrahls. Dieser besteht, wie schon zuvor angesprochen, aus drei Ionenspezies. Die Brennweite des Solenoids ist für alle drei Spezies unterschiedlich. Beim Filterkanal macht man sich diese Eigenschaft zu nutzen. Bei diesem Experiment ist es notwendig, dass der gesamte Strahl gleich fokussiert wird, damit auch der gesamte Strahl vollständig in die Faraday-Tasse gelangt. Durch die Verwendung von Helium entsteht ein Heliumionenstrahl der nur aus einer Spezies  ${}^4_2\text{He}^+$  Ionen – besteht und diese Bedingung somit erfüllt. Damit kann dieser in die Faraday-Tasse fokussiert und komplett vermessen werden. Bei diesem Experiment müssen dabei deutlich höhere Magnetfeldstärken als zuvor beim Filterkanal verwendet werden. Der Grund dafür liegt zum einen an dem verwendeten Element Helium, welches noch eine Atommasse schwerer ist als  $\text{H}_3^+$  Ionen, zum anderen an der Notwendigkeit einer viel kürzeren Brennweite, da die zweite Tasse sehr viel näher an dem Solenoid ist als das Loch in der Lochblende beim Filterkanal. Das verwendete Solenoid mit einer maximalen Feldstärke von 0,72 T reicht dabei, ersten Berechnungen nach, problemlos aus.

Dabei ist es mittels dieses Experiments auch möglich, der Frage nach dem Verhältnis von Io-

### 3.6 Entwicklung und Untersuchung der neuen Faraday-Tasse

nenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom weiter nachzugehen. So könnte auf diesem Wege die zweite Erklärungsmöglichkeit, basierend auf der Höhe des Strahlpotenzials und dem Aufenthaltsort der Elektronen, untersucht werden. So sollte bei dem hier vorgeschlagenen Experiment das Ergebnis für das Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom bei den verschiedenen Strahlströmen anders sein. Der Grund dafür ist, dass der Strahl mittels des Solenoids in die Tasse fokussiert wird. Damit ist das Strahlpotenzial vor der Tasse am höchsten. Die Elektronen würden daher sehr stark an diesen Ort wandern. Das hätte zur Folge, dass bei hohen Strahlströmen beim Herunterfahren des Repellers mehr Elektronen in die Tasse gelangen und Sekundärelektronen erzeugen würden. Daher würde das Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom abnehmen. Der Anteil von Sekundärelektronen, welcher in der Tasse entsteht und diese verlassen möchte, würde zunehmen. Wäre dieser Effekt mittels des hier vorgeschlagenen Experiments messbar, würde dies die gegebene Erklärung für das Verhältnis von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom bestätigen.

Das hier angesprochene Experiment wäre daher eine Möglichkeit um den noch offenen Frage zur Grundlage des gemessenen Verhältnisses von Ionenstrahlstrom zu Sekundärelektronenstrom nachzugehen. Eine Durchführung des beschriebenen Experiments sollte deshalb in Betracht gezogen werden.

## 4 Der Filterkanal: Experimentelle Erforschung

In diesem Kapitel soll nun auf die Ergebnisse der durchgeführten Filterkanalexperimente eingegangen werden. Die Diskussion der theoretischen Grundlagen sowie die Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen wurden schon zuvor in Kapitel 2 durchgeführt. Die Beschreibung des Aufbaus des Filterkanals am neuen und danach am alten Injektor – die Grundlage für die hier beschriebenen Experimente – wurde in Kapitel 3.5 vorgenommen.

Hier sollen nun die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen vorgestellt werden. Dabei wurde der Kanal mittels verschiedener Messungen an beiden Injektoren untersucht, um seine Funktionalität, welche bis zu diesem Punkt der Arbeit nur per Theorie und Simulation gezeigt wurde, zu überprüfen. Die Quellenparameter wurden dabei variiert, um die Strahlzusammensetzung sowie weitere Strahlparameter der Ionenstrahlen zu verändern. Dies war für die Untersuchung der Filtereigenschaften des Kanals bei Wasserstoffstrahlen von entscheidender Bedeutung. Die Extraktionsenergie der Ionenstrahlen wurde bei den meisten Messungen im Bereich von 7,8 keV gehalten (dazu siehe Kapitel 5.3). Die Screeningelektrode wurde immer auf eine negative Spannung von 10 % der Plasmaelektrodenspannung eingestellt. Der Gasdruck in der Plasmakammer wurde zu Beginn des Experiments eingestellt und am Ende nochmals überprüft, wobei auch diese Größe von Messung zu Messung variiert wurde um vor allem die Strahlzusammensetzung zu beeinflussen. Gemessen werden konnte der Strahlstrom, der die Ionenquelle verlässt (Quellenstrom), der Verluststrom im isoliert aufgehängten Filterkanal sowie bei allen Experimenten mit vollständig aufgebauten Filterkanal der Strom des durch den Kanal transportierten Strahls hinter der Lochblende. Für erstere und letztere Strommessung wurden Faraday-Tassen verwendet. Dabei handelte es sich bei der Tasse hinter der Lochblende immer um die in dieser Arbeit entwickelte Faraday-Tasse. Beim neuen Injektor wurde eine solche Tasse auch zur Vermessung des Quellenstroms eingesetzt. Beim alten Injektor war hier eine andere Tasse mit ähnlichen Eigenschaften im Einsatz. Die Repellerelektroden in den Tasse sowie am Filterkanal konnten auf eine negative Spannung von über -1000 V gelegt werden. Die Repeller der Tassen hingen dabei an einem gemeinsamen Netzteil, der Repeller des Filterkanals an einem eigenen. Dadurch konnte letzter unabhängig eingestellt und beobachtet werden. Die Repellerströme konnten an beiden Netzteilen abgelesen und mitprotokolliert werden.

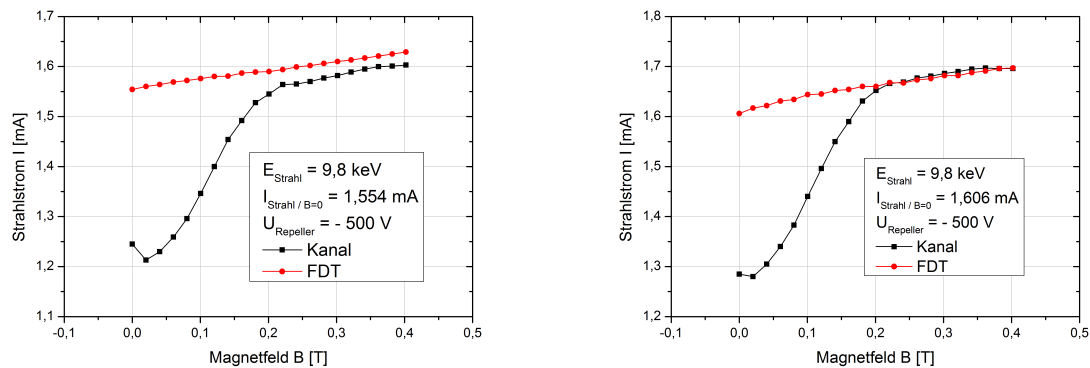
### 4.1 Die Tassenkonfiguration

Als erstes wurde der Kanal am neuen Injektor in einer Tassenkonfiguration aufgebaut. Dabei wurde der Filterkanal nicht komplett aufgebaut, sondern nur bis zum Driftrohr. Dieses wurde dann mit einem Blindflansch verschlossen und nicht mit der Lochblende, welche normalerweise beim Filterkanal an das Driftrohr anschließt, weitergeführt. Da das Driftrohr isoliert aufgehängt ist und einen Repeller am Eingang besitzt, stellt der Kanal in dieser aufgebauten Form eine Art Faraday-Tasse dar. Mittels eines Amperemeters, welches zwischen Kanal und Erde geschaltet wird, ist das Messen des Verluststroms im Kanal möglich. Der Repeller als Sekundärelektronenunterdrückung verhindert Messfehler.

Mittels dieses Aufbaus sollten nun zwei Eigenschaften des Kanals experimentell untersucht werden. Zum einen, ab welcher Magnetfeldstärke der Ionenstrahl vollständig in den Filterkanal gelangt, also die Transmission des Strahls in den Kanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke. Zum anderen, ob die Repellerelektrode mit einer angelegten negativen Spannung von einigen -100 V – laut theoretischen Untersuchungen -500 V (siehe Kapitel 2.3) – als Sekundärelektronenunterdrückung funktioniert.

Diese erste Untersuchung war notwendig, da die Verwendung des Filterkanals als Massenspektrometer nur dann problemlos und ohne Einschränkungen möglich ist, wenn der Strahl beim Messen

## 4.1 Die Tassenkonfiguration



**Abbildung 4.1:** Gemessener Strahlstrom der Quelle und Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration / Ionenstrahl mit 1,5 bis 1,6 mA / Links: Erste Messung / Rechts: Wiederholung der Messung

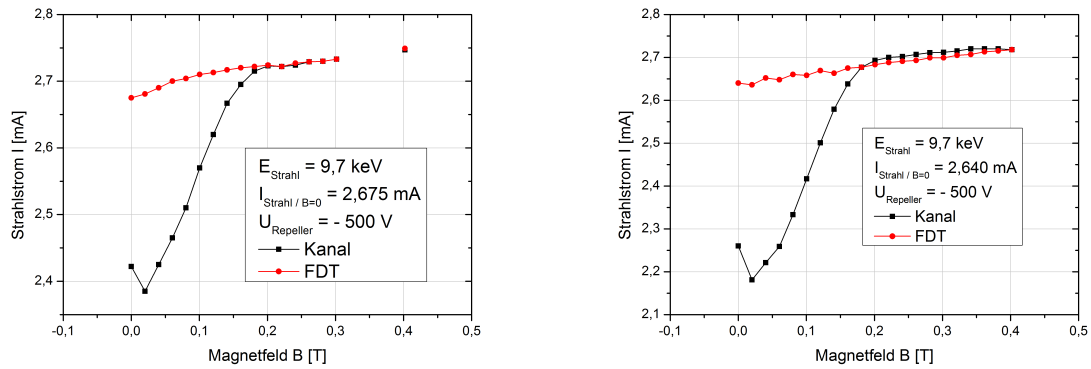
der Strahlzusammensetzung vollständig den Filterkanal erreicht, die gewünschte Spezies durch diesen transportiert wird und die nicht gewünschten Spezies im Kanal verloren gehen. Bei den durchgeführten und vorgestellten Simulationen (Kapitel 2.4) wurde beobachtet, dass der Strahl aufgrund seiner Aufweitung beim Driften schon auf den Wänden des Injektors beginnt verloren zu gehen. Um dies zu verhindern, muss der Strahl mittels Solenoid fokussiert werden. Dadurch ist es möglich, den Strahl ohne Verluste in den Filterkanal zu transportieren. Der Kanal wurde dabei mittels Simulationen so ausgelegt, dass zum Transport des vollständigen Strahls in den Kanal eine geringere Fokussierstärke und somit Magnetfeldstärke benötigt wird, als wenn man die  $H_1^+$  Spezies durch den Kanal transportiert. Dadurch sollte gewährleistet werden, dass beim Filtern des Strahls immer der gesamte Ionenstrahl den Filterkanal erreicht und somit die Messungen des Verluststroms im Kanal korrekt und mit der Messung des Strahlstroms hinter der Lochblende in Einklang zu bringen sind.

Experimentell wurde nun die Abhängigkeit des Verluststroms im Kanal von der Magnetfeldstärke des Solenoids untersucht. Anders formuliert: Es wurde vermessen, ab welcher Magnetfeldstärke der gesamte Strahl in den Filterkanal gelangt. Dazu wurde der Ionenstrahl aus dem Injektor in den Kanal transportiert und die Magnetfeldstärke des Solenoids bis ungefähr 0,4 T schrittweise hochgefahren. Dabei wurden immer der Quellenstrom sowie der Verluststrom im Filterkanal gemessen. Diese Messung wurde für drei verschiedene Strahlströme durchgeführt. Des Weiteren wurden alle drei Messungen zweimal durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu prüfen. Die Ströme lagen dabei in den Bereichen von 1,5 bis 1,6 mA, 2,6 bis 2,7 mA und 3,2 bis 3,3 mA. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 für die drei verschiedenen Strahlströme dargestellt. Dabei werden jeweils die Ergebnisse der ersten und zweiten Messung nebeneinander präsentiert.

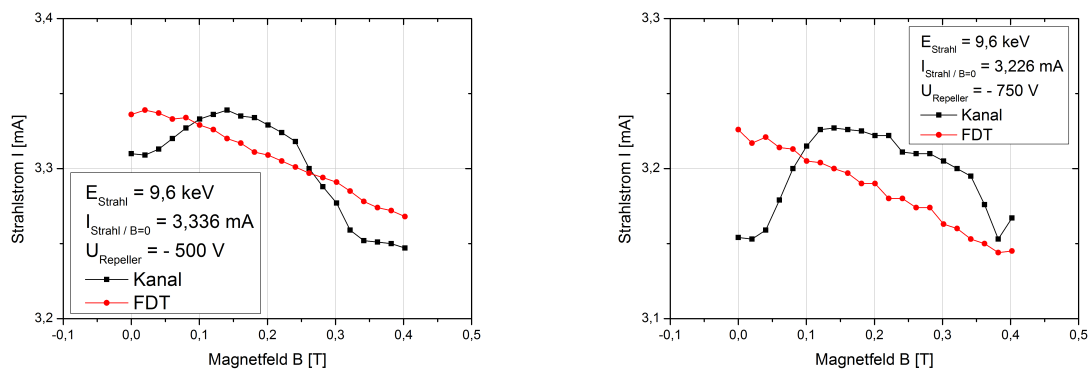
Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist zunächst festzustellen, dass bei den vier Messungen mit den geringeren Strahlströmen der Strom, welcher die Quelle verlässt und mittels der Faraday-Tasse im Injektor gemessen wird, mit Zunahme der Magnetfeldstärke des Solenoids ansteigt. Bei den beiden Messungen mit dem höchsten Strahlstrom ist dieser Effekt genau umgekehrt. Dort nimmt der Strom bei Zunahme der Magnetfeldstärke ab. Der Grund für diese Veränderung des Quellenstroms in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids liegt darin, dass das Solenoid nicht perfekt geschirmt ist und einen Einfluss auf das Magnetfeld in der Quelle und damit auf die Plasmaeigenschaften dieser hat. Aufgrund dieser Auswirkung kommt es zu einer leichten



## 4.1 Die Tassenkonfiguration



**Abbildung 4.2:** Gemessener Strahlstrom der Quelle und Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration / Ionenstrahl mit 2,6 bis 2,7 mA / Links: Erste Messung / Rechts: Wiederholung der Messung



**Abbildung 4.3:** Gemessener Strahlstrom der Quelle und Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration / Ionenstrahl mit 3,2 bis 3,3 mA / Links: Erste Messung / Rechts: Wiederholung der Messung / Transmission von etwas über 100 % aufgrund von Messfehlern

## 4.1 Die Tassenkonfiguration

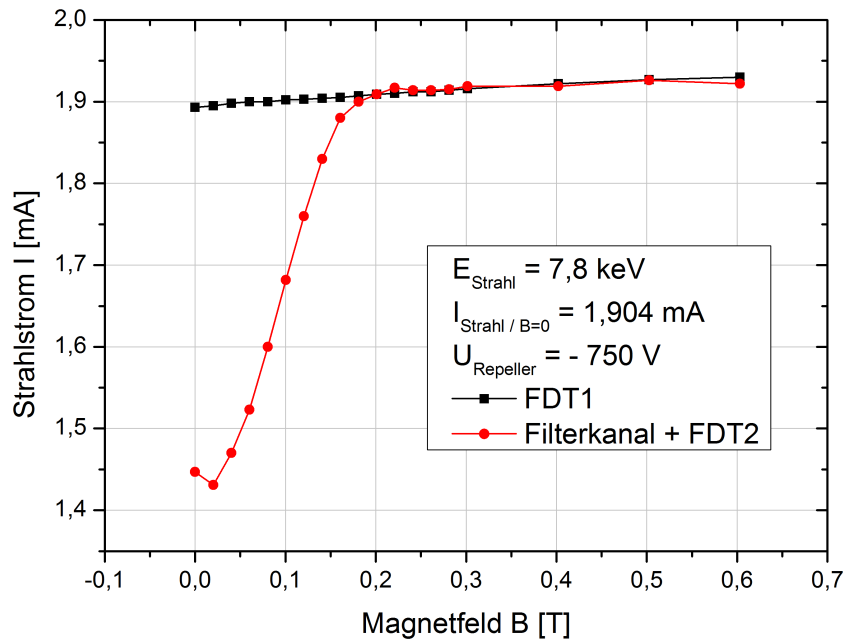
Veränderung des Quellenstroms während des Experiments. Dieser Effekt ist auch der Grund dafür, dass der Quellenstrom bei den Experimenten bei fast jedem Schritt mitgemessen wurde.

Das Verhalten des Verluststroms, welcher im Filterkanal gemessen wird, ist bei den vier Messungen mit geringerem Strahlstrom vergleichbar. So nimmt der Strom beim Hochfahren der Magnetfeldstärke des Solenoids zunächst leicht ab und dann sehr stark zu, bis eine Sättigung erreicht wird. Ab diesem Punkt bleibt der Strom weitgehend konstant, wobei er sich noch genauso stark verändert wie der Quellenstrom. Des Weiteren sind die beiden gemessenen Ströme im Sättigungsbereich bei drei von vier Messungen mit den beiden geringeren Strahlströmen gleich. Bei der vierten Messung liegt ein kleiner Offset vor.

Diese Ergebnisse zeigen das erwartete Verhalten des Verluststroms beim Hochfahren der Magnetfeldstärke des Solenoids. Dabei sind die gemessenen Effekte wie folgt zu erklären: Zunächst ist der im Filterkanal gemessene Verluststrom geringer als der Strahlstrom der Quelle, da ein Teil des Strahls im Injektor verloren geht. Durch die steigende Magnetfeldstärke nimmt die Fokussierung des Strahls zu und dieser erreicht mit steigendem Anteil den Filterkanal. Ab dem Punkt, an dem der gemessene Verluststrom in die Sättigung geht und dabei in der selben Größenordnung wie der Quellenstrom liegt, wird der gesamte Strahl in den Filterkanal transportiert. Daher lässt sich anhand dieses Punkts die Magnetfeldstärke bestimmen, ab der der gesamte Strahl den Kanal erreicht und somit die Verluststrommessungen mit dem Filterkanal in jedem Fall korrekt sein sollten. Dieser Punkt liegt bei den vier hier durchgeführten Messungen mit geringeren Strahlströmen bei einer Magnetfeldstärke des Solenoids von ungefähr 0,2 T. Ab diesem eingestellten Wert gelangt der gesamte Ionenstrahl ohne Verluste in den Filterkanal.

Zuletzt soll noch auf die Messungen mit dem höchsten Strahlstrom eingegangen werden. Bei diesen weicht das Ergebnis deutlich von den zuvor aufgetretenen Ergebnissen für die anderen beiden Strahlströme ab. So ist bei der Betrachtung der Skala des Graphen für den Strahlstrom zu sehen, dass die Änderungen hier in einem sehr kleinen Bereich stattfinden, deutlich kleiner als bei den Messungen mit den anderen beiden Strahlströmen. Des Weiteren sind keine vergleichbaren Strukturen in den Messungen zu entdecken. So nimmt der Verluststrom erst kurz zu und dann wieder ab. Diese Abnahme des Stroms im Filterkanal stimmt dabei einigermaßen mit der Abnahme des Quellenstroms überein. Aufgrund dieser Ergebnisse, welche bei der zweiten Messung mit einer höheren negativen Repellerspannung weitgehend reproduziert werden konnten, kann von zwei möglichen Szenarien ausgegangen werden. So wäre eine mögliche Erklärung für dieses Ergebnis, dass trotz des fehlenden fokussierenden Magnetfelds des Solenoids schon fast der gesamte Strahl in den Filterkanal gelangt. Dies würde zwar auf den ersten Blick den Simulationen sowie den Beobachtungen aus den anderen Messungen widersprechen, doch darf nicht vergessen werden, dass die Strahlparameter wie beispielsweise der Divergenzwinkel und die Strahlzusammensetzung, mit denen der Strahl die Quelle verlässt, bei den eingestellten Quellenparametern unbekannt sind. Falls zum Beispiel dieser Winkel sehr klein ist, könnte der Strahl den Filterkanal ohne Fokussierung fast verlustfrei erreichen. Eine zweite Erklärungsmöglichkeit wären Sekundärelektronen, welche für eine höhere Raumladungskompensation im Injektor sorgen und somit die Aufweitung des Strahl abschwächen würden. Auswirkung von Sekundärelektronen auf die Messfähigkeit des Filterkanals aufgrund von Problemen mit dem elektrostatischen Repeller wären ein weitere Möglichkeit zur Erklärung dieses Ergebnisses. Da aber bei der Erhöhung der negativen Spannung des Repellers bei der zweiten Messung keine deutlichen Veränderungen der Ergebnisse zu sehen sind, kann dieser Punkt ausgeschlossen werden. Welche Gründe für dieses Messergebnis verantwortlich sind, kann daher aufgrund der fehlenden Informationen über die Strahlparameter hier nicht weiter geklärt werden.

Zusammenfassend lässt sich aus den Ergebnissen dieser Untersuchung ableiten, dass der Transport des vollständigen Strahls in den Filterkanal funktioniert und die dafür benötigte Magnetfeldstärke im erwarteten Bereich liegt. Dabei scheint die benötigte Magnetfeldstärke aber auch



**Abbildung 4.4:** Quellenstrom (FDT1) und der Strahlstrom der den Filterkanal erreicht (Filterkanal + FDT2) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration aufgrund der elektrischen Verschaltung der Bauteile mit dem Amperemeter

abhängig von den verwendeten Strahlparametern zu sein, sodass im jeweiligen Fall geprüft werden sollte, ob die Bedingungen für eine fehlerfreie Messung vorliegen. Auf diesen Punkt wird bei der Vorstellung der Filterkanalmessungen noch einmal genauer eingegangen.

Des Weiteren wurde gezeigt, dass der elektrostatische Repeller zur Sekundärelektronenunterdrückung problemlos arbeitet. Aufgrund dieser Beobachtungen und Ergebnisse stand der Untersuchung des vollständig aufgebauten Filterkanals nichts mehr im Weg. Daher wurden im nächsten Schritt Experimente, bei denen der Strahl mit dem komplett aufgebauten Filterkanal vermessen wurden, durchgeführt.

Dabei wurde auch eine Messung durchgeführt, bei der wieder eine Art Tassenkonfiguration vorlag. So war bei dem Experiment zwar der gesamte Filterkanal aufgebaut, doch wurden der Verluststrom im Filterkanal sowie der Strom der Faraday-Tasse hinter der Lochblende mit dem gleichen Amperemeter zeitgleich gemessen. Die beiden Ströme wurden dadurch aufaddiert gemessen. Daher lag aus messtechnischer Sicht eine Art Tassenkonfiguration vor. Die Strahlenergie lag bei dieser Messung bei 7,8 keV und war damit zum einen geringer als bei den Messungen zuvor und zum anderen genau in dem Energiebereich in dem auch die meisten anderen Experimente durchgeführt wurden. In Abbildung 4.4 ist das Ergebnis dieser Untersuchung zu sehen.

Bei der Betrachtung dieses Ergebnisses ist festzustellen, dass sich der Strahlstrom der Quelle sowie der addierte Strom – bestehend aus dem gemessenen Verluststrom im Filterkanal und dem Ionenstrahlstrom gemessen mit der Tasse hinter der Lochblende – genauso verhalten wie die Ströme bei den zuvor gezeigten und diskutierten Messungen. Auffällig ist nur, dass der Sättigungspunkt schon bei einer geringeren Magnetfeldstärke erreicht wird. Der Grund dafür sollte die geringere Strahlenergie bei dieser Messung sein. Bei einer Magnetfeldstärke von 0,165 T, bei welcher in den Simulationen bei gleicher Strahlenergie die  $H_1^+$  Spezies durch Kanal transportiert

## 4.2 Erste Vermessung eines Wasserstoffionenstrahls mit dem Filterkanal

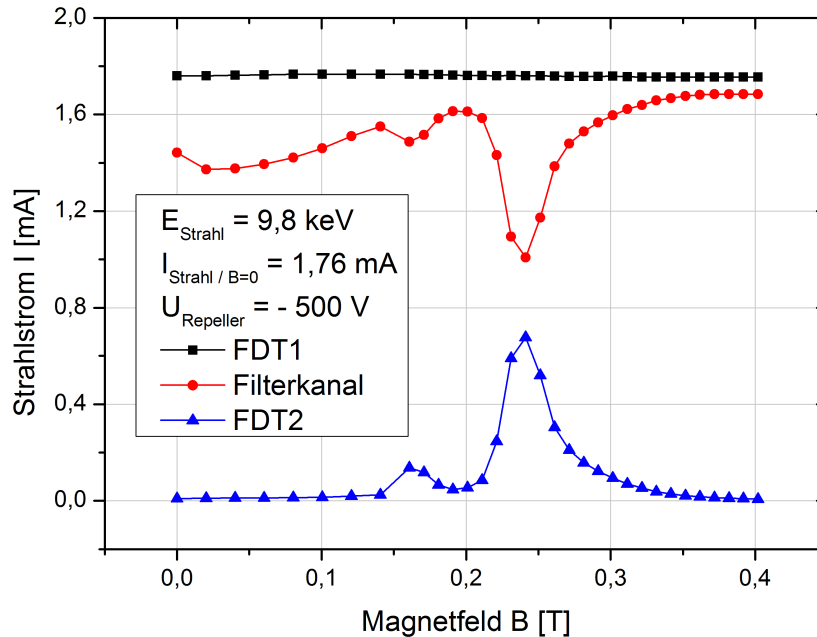
wurde, gelangt schon fast der gesamte Strahl in den Filterkanal. Mögliche Fehler beim Messen des Verluststroms im Filterkanal aufgrund des nicht vollständigen Transports des Strahls in diesen sollten daher klein sein und vernachlässigt werden können. Zusätzlich zeigt dieses Ergebnis auch, dass zwischen der Lochblende des Filterkanals und der Faraday-Tasse hinter dieser keine Ionen verloren gehen und somit mit diesem experimentellen Aufbau problemlos Ionenstrahlen vermessen und untersucht werden können.

Im Zusammenhang mit dem Repeller des Filterkanals ist noch anzumerken, dass mit diesen Untersuchungen gezeigt wurde, dass eine negative Repellerspannung von  $-500\text{ V}$ , wie sie mittels Theorie festgesetzt wurde, zur Unterdrückung der Sekundärelektronen ausreicht. Daher wurde bei den meisten Experimenten mit dem Filterkanal diese Spannung für den Repeller eingestellt. Bei einigen Experimenten wurde aber auch eine negative Spannung von  $-750\text{ V}$  gewählt. Der Grund dafür lag darin, dass auf diesem Wege immer wieder verifiziert werden konnte, dass die Sekundärelektronenunterdrückung wirklich problemlos arbeitet und keine Verantwortung für mögliche unerwartete Effekte trägt.

Bei allen hier präsentierten Ergebnissen (Ausnahme die beiden Messungen mit dem höchsten Strahlstrom) fällt ein kurzer unerwarteter Abfall des Verluststroms direkt nach dem Einschalten des Solenoids auf. So liegt beim ersten Messpunkt mit Magnetfeld immer ein geringerer Verluststrom vor als davor oder danach, also bei keinem Feld oder bei einem leicht höheren Feld. Da dieser Effekt nicht genauer untersucht wurde, lässt sich über den Grund für diesen nur eine Vermutung aufstellen. Da der Quellenstrom keine solche Anomalie aufweist, ist davon auszugehen, dass der Grund für diesen Effekt in den anderen Strahlparametern zu finden ist. So ist es vorstellbar, dass sich durch das Einschalten des Solenoids und die Auswirkung dieses auf das Magnetfeld in der Plasmakammer die Quellen- und somit Strahlparameter so verändern, dass beispielsweise der Divergenzwinkel des Strahls, der die Quelle verlässt, geringfügig größer wird und dadurch zunächst weniger Strahlstrom in den Filterkanal gelangt. Dies wäre eine Option die diesen Effekt erklären könnte. Um diese Vermutung zu überprüfen, müssten weitere Untersuchungen durchgeführt werden, da auch die genauen Auswirkungen des Solenoids auf das Magnetfeld in der Plasmakammer, und vor allem wie dies die Quellenparameter verändert, unbekannt sind. Aufbauend auf diesen Ergebnissen, mit welchen der mögliche Transport des gesamten Strahls in den Filterkanal sowie die Funktionalität des Repellers gezeigt wurde, wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels auf die experimentelle Untersuchung des Filterkanals beim Filtern und Vermessen eines Strahls eingegangen. Dabei wird auch überprüft, ob die benötigten Magnetfeldstärken für den Transport der drei Spezies durch den Filterkanal im Experiment die selben sind wie bei den Simulationen, welche hier zum Vergleich herangezogen wurden. Auf diesem Wege kann dann endgültig geklärt werden, ob und unter welchen Umständen der Strahl vollständig den Filterkanal erreicht, bevor die erste Spezies gefiltert wird.

## 4.2 Erste Vermessung eines Wasserstoffionenstrahls mit dem Filterkanal

Nachdem mittels der zuvor vorgestellten Messungen die Funktionalität des Repellers des Filterkanals sowie die Transporteigenschaften des Ionenstrahls in den Kanal untersucht wurden, soll nun auf die erste experimentelle Vermessung eines Ionenstrahls mittels des komplett aufgebauten Filterkanals eingegangen werden. Dazu wurden ein Wasserstoffionenstrahl, welcher aus dem neuen Injektor extrahiert wurde, verwendet. Dabei wurden der Strahlstrom der Quelle, der Verluststrom im Kanal und der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende für jede eingestellte Magnetfeldstärke des Solenoids gemessen. Als Quellenparameter wurden stabile Werte verwendet, welche bei der zuvor durchgeführten Inbetriebnahmen der Quelle gefunden wurden ( $U_{Bog} = 60 - 71\text{ V} / I_{Bog} = 4\text{ A} / I_{Sol} = 4,3\text{ A} / p_{Quelle} = 1,6 \cdot 10^{-2}\text{ mbar}$ ). Aus diesem Grund wurde bei dieser ersten Messung eine Strahlenergie von  $9,8\text{ keV}$  verwendet. Über die Strahlzu-



**Abbildung 4.5:** Erste Filtermessung mit dem kompletten Filterkanal / Aufgetragen sind die drei gemessenen Ströme – Quellenstrom (FDT1), Verluststrom (Filterkanal) und Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende (FDT2) – gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Quelldruck  $1,6 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$  ( $U_{Bog} = 60 - 71 \text{ V}$  /  $I_{Bog} = 4 \text{ A}$  /  $I_{Sol} = 4,3 \text{ A}$ )

sammensetzung lagen keine Information vor.

Das Ergebnis dieser ersten Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Dabei sind die drei gemessenen Ströme gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids aufgetragen.

Bei dieser Messung sind mehrere Effekte sehr deutlich sichtbar. So ist der Strahlstrom der Quelle weitgehend konstant und ändert sich aufgrund des Magnetfelds des Solenoids nur schwach. Der Verluststrom im Filterkanal nimmt, wie bei den Untersuchungen zuvor, zunächst leicht ab, bevor er beginnt anzusteigen. Gegen Ende des Anstiegs tritt der erste inverse Peak auf. Dieser ist zwar klein aber deutlich zu erkennen. Danach folgt ein weiterer inverser Peak, welcher deutlich größer ist als der erste. Daran anschließend nähert sich der Verluststrom, wie schon zuvor zwischen den beiden Peaks, dem Quellenstrom an. Die Messung des Strahlstroms hinter der Lochblende weist auch diese beiden Peaks auf. Diese sind dabei genauso hoch wie die inversen Peaks und befinden sich an der selben Stelle. Für den restlichen Bereich der Messung ist dieser Strom Null.

Die eben beschriebenen Messungen sind wie folgt zu interpretieren: Der Strahlstrom der die Quelle verlässt, bleibt über den gesamten Magnetfeldbereich weitgehend konstant. Zu Beginn gehen Anteile dieses Strahls noch im Injektor verloren. Durch das wachsende Magnetfeld wird der Strahl stärker fokussiert und der Verluststrom im Filterkanal nimmt zu. Der erste inverse Peak im Verluststrom deutet darauf hin, dass die erste Spezies durch den Kanal und die Lochblende transportiert wurde. Der gleiche Peak, gemessen an genau der selben Stelle beim Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende, bestätigt diese Interpretation. Beim zweiten inversen Peak wird eine andere Spezies durch den Kanal und die Lochblende transportiert. Auch hier wird dies durch den Peak in der Strommessung hinter Lochblende bestätigt. Bis hier hin stimmt das gefundene Ver-

## 4.2 Erste Vermessung eines Wasserstoffionenstrahls mit dem Filterkanal

halten sehr gut mit dem erwarteten überein.

Im Vergleich zu den Ergebnissen der Untersuchungen mittels Theorie und Simulation fallen bei der Betrachtung des Ergebnisses der erste Messung mit dem Filterkanal aber auch einige Unterschiede auf. So treten bei diesem Experiment nur zwei Peaks auf. Dabei hätten im Wasserstoffbetrieb auch drei Peaks auftreten können [12]. Der Grund dafür, dass kein dritter Peak gefunden wurde, kann an der Strahlzusammensetzung des extrahierten Strahls liegen. So wäre es möglich, dass bei den gewählten Quellenparametern kein größerer Anteil einer dritten Spezies extrahiert wurde und der vermessene Strahl nur aus zwei Ionenspezies bestand. Des Weiteren ist auffällig, dass die maximalen Strahlströme der beiden Peaks aufsummiert nicht den Quellenstrom ergeben. Eine mögliche Erklärung dafür könnten technische Probleme beim Messen der Ströme sein. Da aber das Verhalten der gemessenen Ströme ansonsten wie erwartet ist und der Verluststrom und der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende aufaddiert den Quellenstrom ergeben, ist eine solche Annahme unbegründet. Daher muss davon ausgegangen werden, dass die Transmission einer oder mehrerer Spezies im Maximum der Peaks deutlich unter dem aus den Simulationen bekannten Wert von 99 % liegt. Dies wäre ein möglicher Grund, warum durch das Aufsummieren der beiden maximalen Strahlströme nicht der Quellenstrom herauskommt oder warum kein dritter Peak in der Messung zu sehen ist. So besteht die Möglichkeit, dass die dritte Spezies eine so geringe maximale Transmission besitzt, dass sich kein sichtbarer Peak im gemessenen Spektrum herausbildet. Bei dieser Vermessung des Wasserstoffspektrums wird auch sichtbar, worin – für den Fall das noch nicht der gesamte Strahl den Filterkanal beim Transport der ersten Spezies durch diesen erreicht hat – die eigentlich Schwierigkeit besteht. So wird zur Bestimmung der Peakhöhe und damit des Strahlstroms und Strahlanteils dieser Spezies ein anderer Bezugspunkt benötigt. So sollte die Peakhöhe im Idealfall eigentlich im Bezug zum Quellenstrom bestimmt werden. Der Verluststrom sollte dabei, wenn keine Spezies durch den Kanal transportiert wird und der gesamte Strahl diesen erreicht, gleich dem Quellenstrom sein. Erreicht nun nicht der gesamte Strahl den Filterkanal, darf die Höhe eines Peaks nicht im Verhältnis zum Quellenstrom, sondern muss stattdessen im Verhältnis zum Verluststrom gebildet werden. Dies ist möglich, da die Spezies, welche den Peak im Verluststrom verursacht, auf jeden Fall in und durch den Filterkanal transportiert wurde. Die Schwierigkeit liegt aber darin, dass sich der Verluststrom, wenn noch nicht der gesamte Strahl den Kanal erreicht, beim Hochfahren der Magnetfeldstärke nicht nur aufgrund der durch das Loch transportierten Ionen verändert, sondern auch aufgrund des gleichzeitig größer werdenden Strahlanteils der den Filterkanal erreicht. Daher liegt in diesem Fall kein genauer Bezugspunkt für die Messung vor und es tritt damit ein systematischer Fehler auf. Trotzdem sollte die Bestimmung der Peakhöhe und damit des Strahlanteils der Spezies möglich sein. Wie groß der systematische Fehler genau ist, ist immer nur im Einzelfall bestimmbar, da die Strahlparameter und in dem Zusammenhang vor allem die Strahlzusammensetzung dafür eine wichtige Rolle spielen.

Zur genaueren Untersuchung der Ergebnisse dieser ersten Messung sowie besserer Vergleichsmöglichkeiten der Ergebnisse untereinander wurden bei dieser wie auch bei allen folgenden Messungen zusätzlich zwei Größen betrachtet. Dabei handelt es sich zum einen um den Ort der auftretenden Peaks, genauer die Magnetfeldstärke der Peakmaxima, zum anderen um die Gesamttransmission des Strahls durch den Filterkanal. Aufgrund der fehlenden Information über die Strahlzusammensetzung im Wasserstoffbetrieb ist es nicht möglich bei der Auswertung der Messergebnisse eine Aussage zur Transmission einzelner Ionenspezies zu machen. Daher wurde zum Vergleich der Messungen die Gesamttransmission eingeführt. Dabei handelt es sich nicht um eine klassische Transmission einer Ionenspezies, sondern um die Summe aller Transmissionen der im Spektrum der Messung mittels Peaks auftretenden Ionenspezies. Dazu werden für jeden Peak der gemessene Strahlstrom des Peakmaximums durch den Quellenstrom dividiert und diese errechneten Werte

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen

aller im Spektrum auftretenden Peaks aufsummiert. Diese Summe ist die Gesamttransmission:

$$T_G = \sum_{Peak} \frac{I_{Max,i}}{I_{Quelle}} \quad (4.2.1)$$

Diese Größe liefert Informationen über die gesamte Transmission durch den Filterkanal ohne eine explizite Aussage über eine bestimmte Ionenspezies zu machen. Die Grundlage für diese Größe bildet die Tatsache, dass die Ströme der Peakmaxima aller Ionenspezies aufaddiert, für den Fall dass alle Spezies eine Transmission von über 99 % besitzen, den Quellenstrom ergeben sollten. Bei den Simulationen lag die Gesamttransmission daher in der Regel bei über 99 %. Mittels dieser Größe ist es somit möglich die Wasserstoffmessungen zu vergleichen und eine Aussage über die Verluste im Kanal zu tätigen.

Bei dem hier vorgestellten ersten Experiment liegen die Maxima der Peaks bei den Magnetfeldstärken von 0,16 T und 0,24 T. Die errechnete Gesamttransmission liegt dabei bei nur 46 %. Über die Hälfte der Strahlionen gehen daher selbst in den drei angepassten Transportfällen im Kanal verloren. Um welche transportierte Spezies es sich bei den beiden Peaks handelt, wo der dritte mögliche Wasserstoffpeak ist und warum eine so geringe Gesamttransmission in dem Experiment auftritt, wird im Folgenden anhand weiterer Messungen und Vergleiche mit den durchgeführten Simulationen diskutiert.

Das Ergebnis dieser ersten experimentellen Untersuchung zeigt, dass der Filterkanal funktioniert und einen Ionenstrahl filtern kann. Das Konzept sowie die technische Umsetzung funktionieren weitgehend.

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen

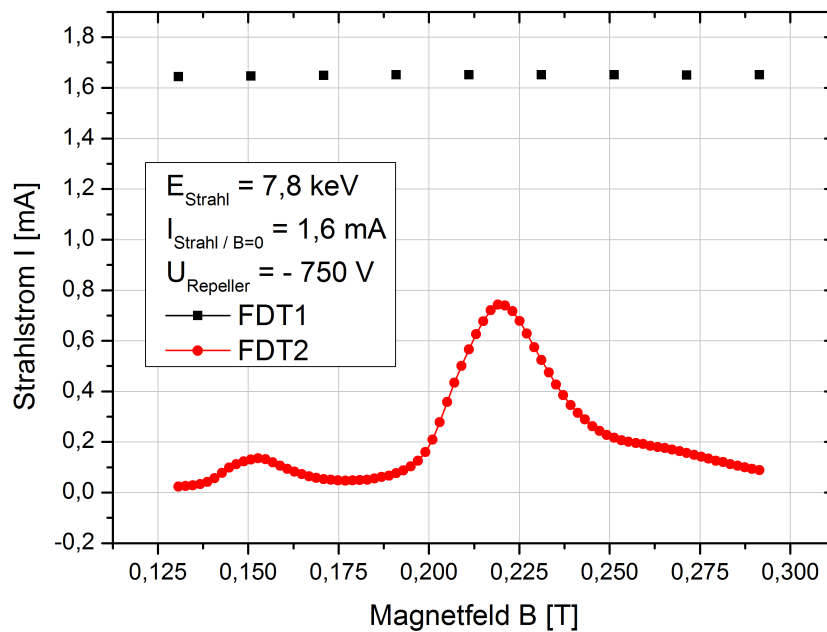
Nachdem die erste experimentelle Strahlvermessung mit dem Filterkanal bei einer Strahlenergie von 9,8 keV durchgeführt wurde, wurde die Strahlenergie für alle weiteren Filterkanalmessungen in den Bereich von 7,8 keV gesetzt. Aufgrund dieser Energieänderung bestand nun auch die Möglichkeit, Vergleiche mit den Ergebnissen aus den Hauptsimulationen (siehe Kapitel 2.4) durchzuführen, in welchen eine Energie von 7,8 keV verwendet wurde.

Die Experimente wurden zunächst weiterhin mit dem neuen Injektor durchgeführt ( $U_{Bog} = 67 - 65V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 3A$  /  $p_{Quelle} = 1,6 \cdot 10^{-2}mbar$ ). Die Magnetfeldstärke des Solenoids wurde wieder variiert und die Ströme mitprotokolliert. Um dabei einen genaueren Blick auf das Verhalten des Stroms hinter der Lochblende werfen und mögliche Peaks besser finden zu können, wurde die Schrittweite dabei deutlich reduziert. In Abbildung 4.6 ist das Ergebnis dieser Untersuchung dargestellt. Dabei ist hier nur der Strahlstrom der Quelle und der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende zu sehen. Der Verluststrom wurde bei dieser Messung aufgrund des sehr hohen Messaufwands durch die reduzierten Schrittweite nicht mit aufgenommen.

Während der Strahlstrom der Quelle über den gesamten Messbereich wieder weitgehend konstant ist, treten hinter der Lochblende wieder nur die zwei schon zuvor gefunden Peaks auf. Die maximale Höhe dieser Peaks ist dabei vergleichbar mit der ersten Messung mit höherer Strahlenergie, welche zuvor präsentiert wurden. Die Gesamttransmission ist mit 53 % ein wenig höher. Die Positionen der Peakmaxima sind dagegen leicht hin zu kleineren Magnetfeldstärken verschoben und liegen bei den Magnetfeldstärken von 0,15 T und 0,22 T. Ein Unterschied zur vorherigen Messung ist auch im Abfall des Stroms hinter dem zweiten Peak zu erkennen. So ist hier eine kurzzeitige Abschwächung des Abfalls feststellbar. Mathematisch lässt sich dies als das Auftreten zweier kurz aufeinander folgender Wendepunkte im Abfall des Stroms beschreiben.

Die Interpretation des Ergebnisses ist dabei zunächst vergleichbar mit der ersten Messung. Die beiden Peaks stellen auch hier jeweils eine andere durch den Filterkanal transportierte Ionenspezies dar. Die Tatsache, dass die beiden Maximalströme der Peaks aufaddiert nicht den Quel-

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen



**Abbildung 4.6:** Erste Messung mit dem kompletten Filterkanal bei einer Strahlenergie von 7,8 keV / Aufgetragen sind die zwei gemessenen Ströme – Quellenstrom (FDT1) und Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende (FDT2) – gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Geringere Schrittweite bei der Magnetfeldstärke / Quellendruck  $1,6 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 67 - 65V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 3A$ )



lenstrom ergeben, lässt sich auch hier auf eine Transmission von deutlich unter 99 % einer oder mehrerer Spezies zurückführen. Dass die Peaks schon bei einer leicht kleineren Magnetfeldstärke auftreten, kann auf die Strahlenergie zurückgeführt werden. So wird bei einer geringeren Energie eine geringere Fokussierstärke und somit Magnetfeldstärke benötigt um den Strahl in die Lochblende zu fokussieren und durchzutransportieren. Die auftretende kurzzeitige Abschwächung des Abfalls des Stroms hinter dem zweiten Peak ist der erste Hinweis auf eine mögliche dritte Ionenspezies im Strahl. So kann dieser Effekt als ein sehr schwach ausgeprägter Peak interpretiert werden. Nach dieser Interpretation wäre es nun möglich, den einzelnen Peaks einer Ionenspezies zuzuweisen. So ist bekannt, dass im Wasserstoffbetrieb der Quelle in der Regel nur drei verschiedene Ionenspezies entstehen und im Strahl extrahiert werden können [12]. Dabei handelt es sich um die schon mehrfach erwähnten  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Ionen, welche sich durch ihre Masse und nach der Extraktion auch durch ihren Impuls unterscheiden. Der erste kleine Peak würde somit für die  $H_1^+$  Ionen stehen, der große Peak für die  $H_2^+$  Ionen und der im Abfall des großen Peaks versteckte dritte Peak für die  $H_3^+$  Ionen.

Um diese Annahme zu verifizieren und die experimentellen Ergebnisse weiter zu untersuchen, wurde diese Messung mit den durchgeführten und zuvor vorgestellten Simulationen verglichen. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf den Magnetfeldstärken der Maxima der Peaks sowie der darauf aufbauenden Zuordnung zu den jeweiligen Ionenspezies. Es wurden die Hauptsimulationen zum Vergleich herangezogen, bei denen eine Strahlenergie von 7,8 keV, ein Gesamtstrahlstrom von 3 mA (1 mA pro Spezies) sowie eine Raumladungskompensation von 0,9 verwendet wurden. In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse aus den Simulationen und dem Experiment zusammen dargestellt.

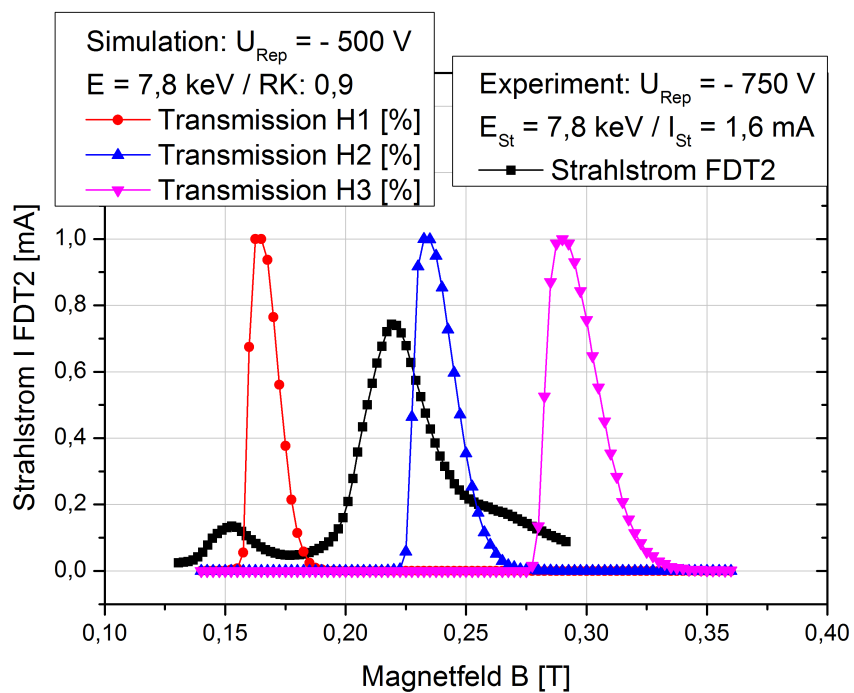
Beim Vergleich der Ergebnisse zwischen Simulation und Experiment ist festzustellen, dass die Maxima der experimentell gemessenen Peaks einen Versatz hin zu kleineren Magnetfeldstärken besitzen. Dieser Versatz liegt dabei für beide sichtbaren Peaks in einer Größenordnung von 0,01 T bis 0,015 T. Beim möglichen dritten Peak ist keine genauere Aussage möglich, da dieser nicht deutlich genug zu erkennen ist. Ein Versatz zur Simulation in die selbe Richtung liegt aber auch hier vor.

Es ist noch anzumerken, dass ein Vergleich der Höhe der Peaks zwischen Simulation und Experiment nicht durchgeführt wurde, weil die darin enthaltene Strahlzusammensetzung bei den Simulationen frei gewählt wurde und kein Zusammenhang dieser zu den Experimenten besteht. Das Ergebnis dieses Vergleichs zwischen Simulation und Experiment stärkt die schon zuvor getätigte Aussage über die Zuordnung der Peaks zu den jeweiligen Spezies. So legt auch diese Untersuchung nahe, dass es sich bei dem ersten gemessenen Peak um die  $H_1^+$  Spezies, beim zweiten Peak um die  $H_2^+$  Spezies und beim dritten, kaum sichtbaren Peak, um die  $H_3^+$  Spezies handelt. Dies ist trotz des aufgetretenen Versatzes annehmbar, da alle drei Maxima im Experiment hin zu kleineren Magnetfeldstärken verschoben sind und dieser Versatz bei allen Peaks in der selben Größenordnung auftritt. So wäre auch auf diesem Wege eine Zuordnung durchführbar.

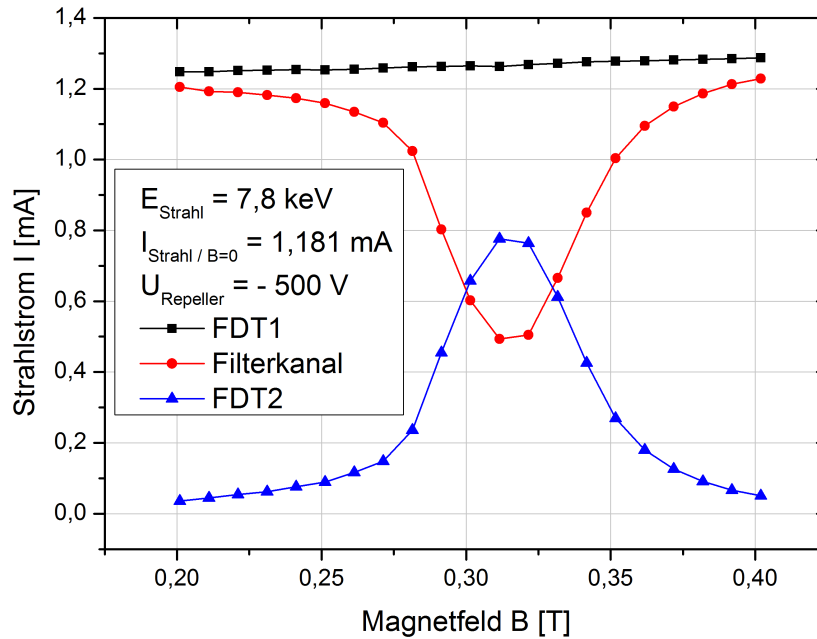
Es ist festzuhalten, dass diese Zuordnung nur sicher zutreffend ist, wenn man davon ausgeht, alle drei Peaks im Wasserstoffspektrum gefunden zu haben. Dabei könnte diese Auffälligkeit im Spektrum, welche als dritter Peak interpretiert wurde, auch aufgrund anderer, bisher unbekannter Effekte oder technischer Probleme aufgetreten sein. Erklärungen für eine deutlich größere Diskrepanz in der für den Transport durch den Filterkanal benötigten Magnetfeldstärke des Solenoids zwischen Simulation und Experiment ließen sich beispielsweise im unbekanntem Divergenzwinkel, der unbekanntem Raumladungskompensation, möglicher Näherungsfehler bei den Simulationen oder sogar in den unbekanntem Auswirkungen der Strahlzusammensetzung auf den Transport durch den Filterkanal finden.

Um eine sichere Zuordnung der Peaks zu der jeweiligen Ionenspezies durchführen zu können, ist daher eine Kalibrierung mittels weiterer Untersuchungen und Vergleiche von Simulation und

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen



**Abbildung 4.7:** Vergleich der Simulationen mit dem ersten Experiment bei einer Strahlenergie von 7,8 keV / Aufgetragen sind der gemessene Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende sowie die Transmissionen der drei Ionenspezies aus den Simulationen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Simulationen RK 0,9



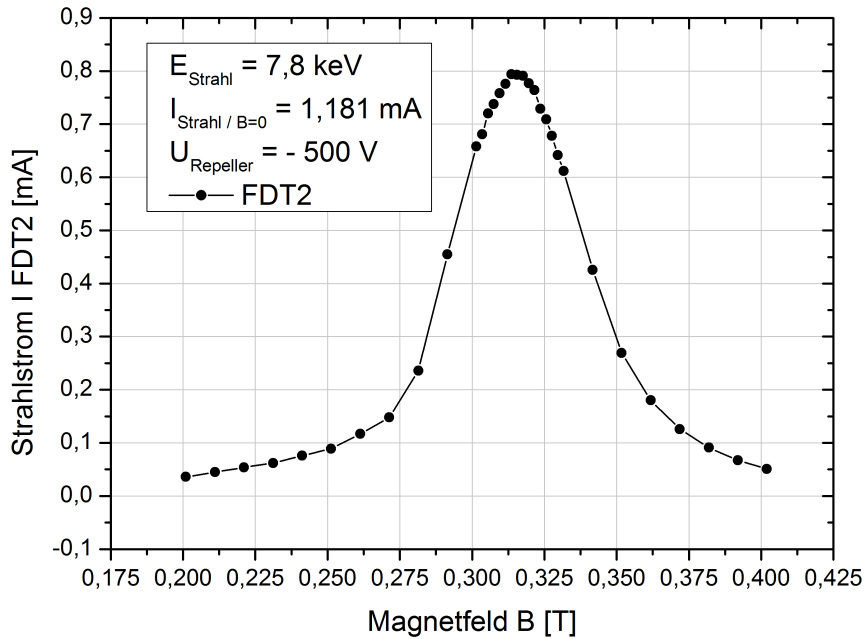
**Abbildung 4.8:** Vermessung eines Heliumionenstrahls bestehend aus  ${}^4_2\text{He}^+$  Ionen mit dem Filterkanal / Auftreten eines einzelnen Peaks ( $U_{Bog} = 80\text{V}$  /  $I_{Bog} = 4\text{A}$  /  $I_{Sol} = 3,5\text{A}$  /  $p_{Quelle} = 2 \cdot 10^{-2}\text{mbar}$ )

Experiment notwendig. Es wird ein weiterer Peak benötigt, welcher exakt einer Spezies zugewiesen werden kann und zu dem auch vergleichbare Simulationen mit den selben Parametern durchgeführt werden können. Eine solche Möglichkeit bietet die Untersuchung des Filterkanals mittels eines Heliumstrahls.

Die verwendete Volumenionenquelle kann Helium ionisieren und einen Heliumionenstrahl extrahieren. Die Besonderheit dieses Strahls im Vergleich zum extrahierten Wasserstoffionenstrahl liegt in seiner Zusammensetzung. So erzeugt die Plasmakammer der verwendeten Quelle im Regelbetrieb nur einfach ionisiertes Helium. Daher liegt genau eine Spezies –  ${}^4_2\text{He}^+$  – im Strahl vor. Bei der Untersuchung eines solchen Strahls mit dem Filterkanal sollte daher nur ein Peak im Spektrum auftreten. Gleichzeitig besteht die Möglichkeit mittels des Programms „Lintra11“ weitere Simulationen mit einem Heliumstrahl durchzuführen. Die Untersuchung des Strahltransports eines einfach geladenen Heliumstrahls durch den Filterkanal mittels Simulation und Experiment wurde daher zur Kalibrierung durchgeführt.

Bei diesen Heliummessungen ( $U_{Bog} = 80\text{V}$  /  $I_{Bog} = 4\text{A}$  /  $I_{Sol} = 3,5\text{A}$  /  $p_{Quelle} = 2 \cdot 10^{-2}\text{mbar}$ ) wurde die Magnetfeldstärke wieder variiert und die drei Strahlströme mitprotokolliert. In Abbildung 4.8 ist das Ergebnis dieser Messung dargestellt. Es ist festzustellen, dass genau der eine erwartete Peak, sowohl im Verluststrom wie auch im hinter der Lochblende gemessenen Strom, auftritt. Die beiden Peaks sind dabei wieder gleich hoch und das Maximum/Minimum der beiden Kurven befindet sich an der selben Stelle. Die benötigte Magnetfeldstärke für den Transport durch den Kanal ist dabei aufgrund der höheren Ionenmasse erwartungsgemäß auch höher als bei den Experimenten mit Wasserstoff. Das Peakmaximum liegt bei einer Magnetfeldstärke von 0,31 T. Auffällig bei dieser Messung ist auch, dass die maximale Höhe des Peaks auch hier nicht dem Quellenstrom entspricht. So scheint auch hier die Transmission durch den Filterkanal deutlich

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen



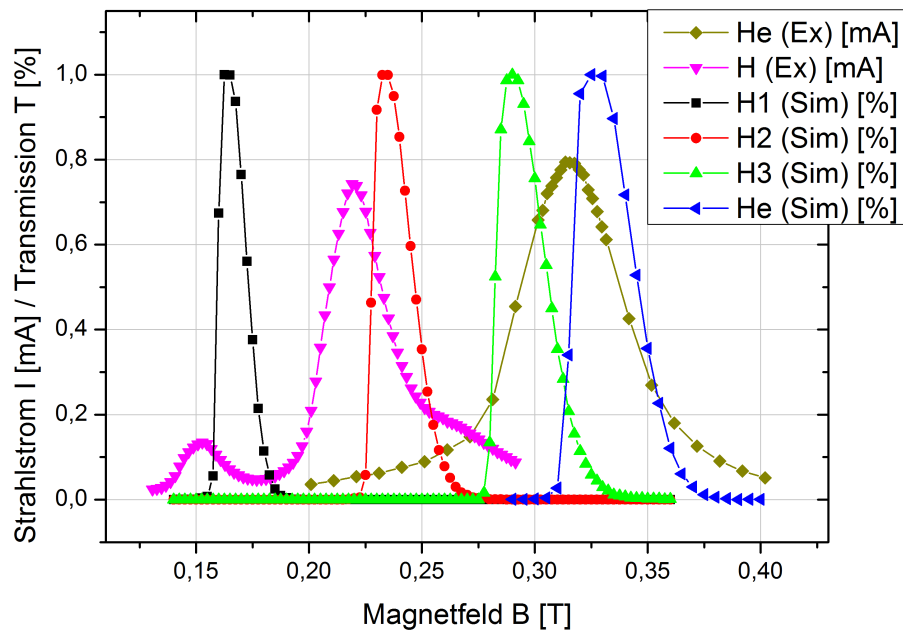
**Abbildung 4.9:** Vermessung eines Heliumionenstrahls bestehend aus  ${}^4_2\text{He}^+$  Ionen mit dem Filterkanal / Auftreten eines einzelnen Peaks / Höhere Präzision

unter 99 % zu liegen. Dabei ist bei dieser Messung sogar eine genaue Abschätzung der Transmission durch den Kanal möglich, da die Strahlzusammensetzung bekannt ist. Dazu und um sicher zu gehen, dass keine versteckten Effekte bei der Messung im Verborgenen bleiben, wurde das selbe Experiment zusätzlich mit einer höheren Präzision durchgeführt. Dabei wurde aufgrund des deutlich höheren Messaufwands wieder nur der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende präzise vermessen. In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis dieser Untersuchung zu sehen.

Um nun die Transmission abschätzen zu können, werden die Werte für den Strom der Quelle sowie den Strom hinter der Lochblende am Ort des Maximums des Peaks benötigt. Aus den Messwerten ergibt sich das Maximum des Peaks bei einer Magnetfeldstärke von 0,314 T mit einem Strahlstrom von 0,794 mA hinter der Lochblende. Gleichzeitig wurden bei dieser Magnetfeldstärke auch die anderen beiden Ströme genau vermessen. So lag der Quellenstrom bei 1,268 mA und der Verluststrom im Filterkanal bei 0,475 mA. Aus diesen Werten lässt sich eine maximale Transmission von 63 % (Strahlstrom hinter der Lochblende dividiert durch den Quellenstrom) bestimmen. Das Aufaddieren des Verluststroms sowie des Strahlstroms hinter der Lochblende ergibt einen Gesamtstrom von 1,269 mA. Dieser Wert stimmt dabei fast genau mit dem Quellenstrom überein. Dieses Ergebnis bestätigt den Befund, dass das Vermessen des Strahls mit dem Filterkanal sowie die verwendete Messelektronik einwandfrei funktionieren. Des Weiteren konnte mittels der Bestimmung der Transmission des Heliumstrahls eine experimentelle Größenordnung dieser Größe für den entwickelten und untersuchten Filterkanal gefunden werden.

Gleichzeitig zu den Experimenten wurde der Transport eines Heliumstrahls durch den Filterkanal auch mittels Simulationen untersucht. Dabei wurden weitgehend die selben Parameter wie bei den Simulationen mit Wasserstoff gewählt. So wurde die Strahlenergie auf 7,8 keV, der Strahlstrom auf 1 mA und die Raumladungskompensation auf 0,9 gesetzt. Die Schrittweite lag bei diesen Simulationen bei 0,2 mm. Die Magnetfeldstärke des Solenoids wurde dabei von 0,29 T bis

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen



**Abbildung 4.10:** Vergleich der Ergebnisse der experimentellen Vermessung des Transports eines Wasserstoff- und Heliumstrahls und den dazugehörigen Simulationen / Transportierter Strahlstrom (Ex) und Transmission (Sim) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Simulationen RK 0,9

0,4 T in Schritten von 0,0025 T durchgeführt.

Die Simulationsergebnisse wurden ausgewertet und zusammen mit den Ergebnissen aus den Wasserstoffsimulationen (RK 0,9) sowie den beiden schon gezeigten experimentellen Messungen des Transports eines Wasserstoff- und Heliumstrahls durch den Filterkanal dargestellt. Auf diesem Wege bestand die Möglichkeit alle wichtigen Ergebnisse miteinander zu vergleichen und eine Aussage über die Spezieszugehörigkeit der Wasserstoffpeaks zu machen. Die Darstellung aller genannten Ergebnisse in einem Graph ist in Abbildung 4.10 zu sehen.

Bei der gemeinsamen Betrachtung der Ergebnisse aus Simulation und Experiment fällt auf, dass der schon bei den Wasserstoffmessungen angesprochene Versatz der Maxima der experimentell gemessenen Peaks hin zu kleineren Magnetfeldstärken bei Verwendung eines Heliumstrahls ebenfalls auftritt. Der Versatz liegt dabei, wie auch bei den Wasserstoffpeaks, im Bereich von 0,01 T bis 0,015 T. Dabei sind keine systematischen Unterschiede in den Größen der Versätze zwischen den verschiedenen schweren Ionen und Ionenspezies zu erkennen.

Dieser Vergleich der Ergebnisse zeigt damit eindeutig, dass es sich bei den mit dem Filterkanal im Wasserstoffbetrieb gemessen deutlich sichtbaren Peaks um die durch den Filterkanal transportierten  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies handelt.

Trotzdem stellt sich natürlich die Frage, wodurch der auftretende Versatz in den Magnetfeldstärken der Maxima der Peaks bedingt wird. Dafür gibt es mehrere Optionen: der unbekannte Divergenzwinkel des Strahls beim Verlassen der Quelle, die unbekannte Raumladungskompensation im Injektor und im Filterkanal, mögliche Näherungsfehler bei den Simulationen oder möglicherweise sogar die unbekannte Auswirkung der Strahlzusammensetzung auf das Transportverhalten des Strahls durch den Filterkanal.

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen

Der genaue Divergenzwinkel ist unbekannt. Aber die benötigte Fokussierstärke und damit Magnetfeldstärke, um den Strahl durch den Filterkanal zu transportieren, ist, je geringer, umso kleiner der Divergenzwinkel des Strahls ist. Auswirkungen möglicher Näherungsfehler bei den Simulationen sind abhängig von der Arbeitsweise des Programms „Lintra11“. Solche konnten bisher nicht beobachtet werden. Auswirkungen der Strahlzusammensetzung auf den Transport durch den Filterkanal wurden mittels Simulationen in dieser Arbeit nicht untersucht. Im weiteren Verlauf werden noch mehrere Messungen des Strahltransports durch den Filterkanal vorgestellt, bei welchen andere Strahlparameter und Strahlzusammensetzungen vorlagen. Durch den Vergleich der Positionen der Peakmaxima ließ sich dabei experimentell abschätzen, ob Auswirkungen des Divergenzwinkels auftreten können.

Auswirkungen der Raumladungskompensation auf den Versatz der experimentellen Peaks im Vergleich zur Simulation konnten und wurden dagegen in erster Näherung untersucht. Dazu wurden die Simulationen mit Wasserstoff und Helium ein weiteres Mal durchgeführt, wobei alle Parameter gleich belassen wurden, mit Ausnahme der Raumladungskompensation. Diese wurde von zuvor 0,9 auf einen Wert von 1,0 gesetzt. Durch die Erhöhung der Raumladungskompensation wird die Auswirkung der Raumladung auf den Strahl und damit die Aufweitung dieses beim Transport durch den Injektor und den Filterkanal reduziert. Damit ist eine geringere Fokussierstärke und somit Magnetfeldstärke notwendig, um die jeweilige Spezies in die Lochblende zu fokussieren. Der Versatz zwischen den Peaks aus den Experimenten und den neuen Simulationen müsste daher geringer werden. In Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse der Simulationen mit einer Raumladungskompensation von 1,0 zusammen mit den schon zuvor analysierten Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen des Transports durch den Filterkanal für Wasserstoff und Helium dargestellt.

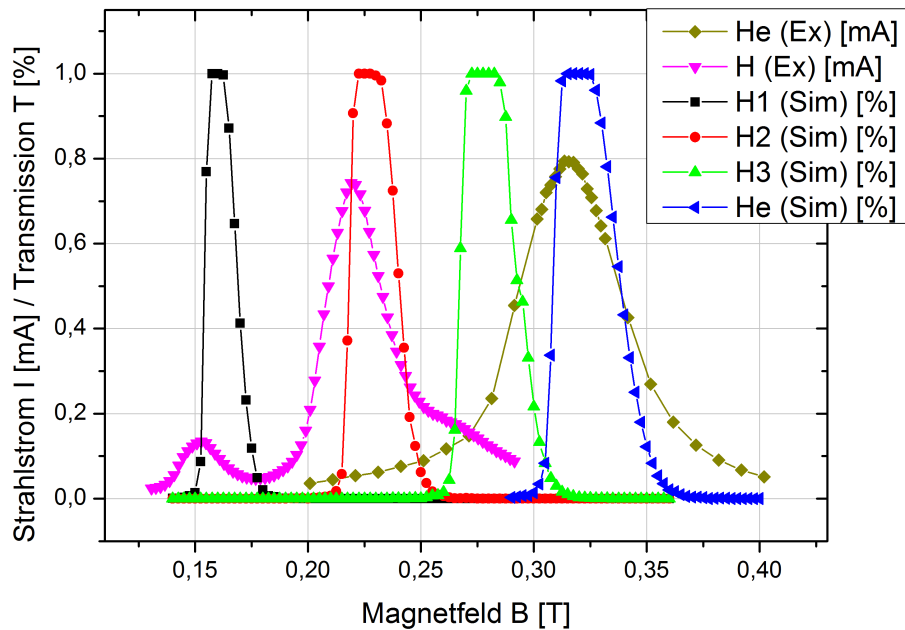
Beim Vergleich der Ergebnisse ist festzustellen, dass der Versatz zwischen den experimentell gemessenen Peaks und den aus den Simulationen mit einer Raumladungskompensation von 1,0 kleiner ist als zuvor. So ist der Versatz zwar noch deutlich sichtbar, liegt aber nur noch in einer Größenordnung von 0,005 T bis 0,01 T. Da sich bei den Simulationen ein Plateau bildet, wird zum Vergleich mit den Experimenten die Magnetfeldstärke kurz vor dem Abfall in Richtung höherer Magnetfeldstärken gewählt. Der Grund dafür ist, dass hier die maximale Fokussierung des Strahls vorliegt, bei der sich in den Experimenten mit Verlusten die maximale Transmission einstellen sollte (siehe Kapitel 2.4.3).

Das Ergebnis untermauert die Annahme, dass eine Teil des zuvor gemessenen Versatzes auf die gewählte Raumladungskompensation von 0,9 zurückzuführen ist. Diese scheint als zu gering angenommen. Die wahre Raumladungskompensation, welche beim Strahltransport durch den Injektor und den Filterkanal im Experiment auftritt, scheint im Bereich von 1,0 zu liegen. Das bedeutet, dass der Strahl mit Elektronen aufgefüllt und damit vollständig kompensiert ist. Diese Feststellung sollte bei zukünftigen Simulationen beachtet werden.

Zwei Punkte auf die zum Schluss dieser Untersuchungen noch eingegangen werden soll, sind die Peakform und -breite. Die Peakbreite nimmt in den Simulationen, wie schon in Kapitel 2.4 diskutiert, bei höherer Speziesmasse und Raumladungskompensation zu. Dieser Effekt ist hier natürlich in den Simulationsergebnissen auch zu sehen. Gleichzeitig ist die Zunahme der Peakbreite bei höherer Speziesmasse aber auch bei den experimentell gemessenen Peaks der Wasserstoff- und Heliumstrahlen zu erkennen. So ist der  $H_2^+$  Peak breiter als der  $H_1^+$  Peak. Der Helium Peak ist wiederum deutlich breiter als der  $H_2^+$  Peak. Dieses Verhalten der Peakbreiten der einzelnen Spezies passt zu den Ergebnissen der Simulationen.

Zuletzt soll noch auf die Peakform eingegangen werden. Diese ist bei den Simulationsergebnissen deutlich eckiger und die Peaks besitzen einen deutlich steileren Anstieg und Abfall als die experimentell gemessenen Peaks. Dabei ist diese besagte Form bei fast allen untersuchten Simulationspeaks in dieser Arbeit aufgetreten. Die einzigen Abweichungen bei Simulationen traten bei

### 4.3 Vergleich von weiteren Messungen mit den Simulationen



**Abbildung 4.11:** Vergleich der Ergebnisse der experimentellen Vermessung des Transports eines Wasserstoff- und Heliumstrahls und den dazugehörigen Simulationen / Transportierter Strahlstrom (Ex) und Transmission (Sim) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Simulationen RK 1,0



#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen

den Untersuchungen des Durchmessers des Lochs der Lochblende auf (siehe Kapitel 2.4.3). Wie auf den Abbildungen 2.21 ( $H_1^+$  Ionen), 2.22 ( $H_2^+$  Ionen) und 2.23 ( $H_3^+$  Ionen) bei diesen Untersuchungen zu sehen ist, tritt eine Abweichung von der besagten Form dann auf, wenn Strahlverluste auftreten und die Transmission der transportierten Spezies abnimmt. Bei den Simulationen lagen die Verluste an dem zu kleinen Durchmesser des Lochs der Lochblende, wodurch ein Teil der Ionen auf die Lochblende traf, anstatt das Loch zu durchqueren. Dabei war die Transmission je geringer, umso schwerer die jeweilige Spezies war.

Wendet man diese Beobachtung aus den besagten Simulationen nun auf die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen des Transports durch den Filterkanal an, so kann man aus der Form der experimentell gemessenen Peaks, welche deutlich weniger eckig sind und deren Anstieg und Abfall deutlich weniger steil ist als bei den Simulationen mit einer Transmission von über 99 %, auf solche Strahlverluste schließen. Dabei ist auch die Tatsache, dass kein deutlich sichtbarer  $H_3^+$  Peak in den Messungen erkennbar ist, eine mögliche Bestätigung für diese Annahme, da die  $H_3^+$  Ionen bei zu kleinem Lochdurchmesser auch in den Simulationen die stärksten Verluste aufweisen.

Dieser weitere Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentell gemessenen Ergebnissen bestätigt die Annahme, dass bei den vorgestellten Experimenten die Transmission aller oder einiger Spezies deutlich unter 99 % lag, weil Teile der gewünschten Spezies auf der Blende verloren gingen, weil der Durchmesser des Lochs zu klein war. Wie stark die Höhe oder das Auftreten der jeweiligen Peaks dabei von der Strahlzusammensetzung oder diesen Verlusten beeinflusst wurde, ist nicht zu beziffern.

Die Frage, inwiefern die Quellen- und damit die Strahlparameter für diesen Effekt verantwortlich sind oder ob der Durchmesser des Lochs der Lochblende des Filterkanals mittels Simulationen zu klein ausgelegt wurde, wird im Laufe dieser Arbeit noch weiter diskutiert.

In weiteren Messungen mit dem Filterkanal, welche als nächstes vorgestellt werden, wurden zum einen die Quellenparameter verändert, zum anderen der Filterkanal an den alten Injektor gebaut, um Experimente mit verschiedenen Strahlparametern durchzuführen. Ein besonderer Augenmerk wurde dabei auf die Suche nach dem dritten Peak gelegt.

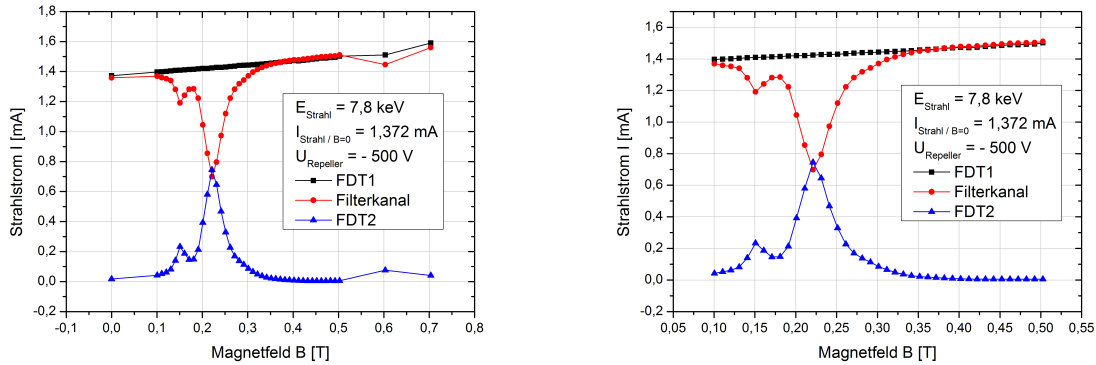
#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen

Hier wird nun auf die weiteren Experimente eingegangen, bei denen mittels des Filterkanals ein Ionenstrahl gefiltert und vermessen wurde. Dabei wurden die verwendete Quelle sowie die Quellenparameter variiert, um verschiedene Strahlparameter und Strahlzusammensetzungen zu erhalten. Auf diesem Wege wurde versucht, zum einen den dritten Peak – den  $H_3^+$  Peak – zu messen, zum anderen die Gesamttransmission (Formel 4.2.1), welche bei den bisher gezeigten Messungen mit Wasserstoff kaum über 50 % lag, zu erhöhen. Wichtig waren dabei auch die Experimente, bei denen der Filterkanal am alten Injektor montiert wurde. Der Grund dafür liegt in den unterschiedlichen Extraktionssystemen der beiden verbauten Quellen, wodurch der Parameterraum der untersuchten Strahlen nochmal erhöht werden konnte.

Bei den Wasserstoffmessungen mit dem neuen Injektor wurde ein Quellendruck von  $1,2 \cdot 10^{-2}$  mbar verwendet. In Abbildung 4.12 ist die erste dieser Messungen zu sehen ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ ). Dabei ist einmal das gesamte gemessene Spektrum und zusätzlich nur der Filterbereich zu sehen.

Bei der Messung treten wieder die beiden schon zuvor gefunden Peaks für die  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies auf. Die Peakmaxima befinden sich dabei bei den Magnetfeldstärken von 0,15 T und 0,22 T. Ein dritter Peak, welcher für die  $H_3^+$  Spezies stehend könnte, tritt dagegen auch bei dieser Messung nicht auf und ist auch nicht als möglicher Ansatz im Abfall des zweiten Peaks zu erkennen. Die Gesamttransmission ist bei dieser Messung mit 69 % deutlich höher als bei den Messungen

#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen



**Abbildung 4.12:** Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Experiment durchgeführt mit dem neuen Injektor bei einem Quellendruck von  $1,2 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ )

zuvor. Ein weiterer Effekt, der bei dieser Messung das erste Mal beobachtet wurde, ist am Ende des Spektrum bei sehr hoher Magnetfeldstärke zu erkennen. So nimmt der Verluststrom hier wieder leicht ab und der Strom hinter der Lochblende nimmt in gleichem Maße zu. Das deutet darauf hin, dass Ionen bei dieser Magnetfeldstärke durch den Kanal transportiert wurden. Da sich keine weiteren als die drei genannten Ionenspezies im Strahl befinden sollten, ist davon auszugehen, dass es sich hierbei um überfokussierte Ionen einer der Spezies, sehr wahrscheinlich der  $H_1^+$  Spezies, handelt. Das würde bedeuten, dass das Magnetfeld so groß ist, dass der  $H_1^+$  Strahl schon im Solenoid seinen ersten Fokuspunkt durchläuft, sich dann beginnt aufzuweiten und noch im Solenoid wieder zusammen fokussiert wird und dadurch diese Ionen teilweise die Lochblende durchqueren können. Dies ist eine mögliche Erklärung für diesen auftretenden Effekt.

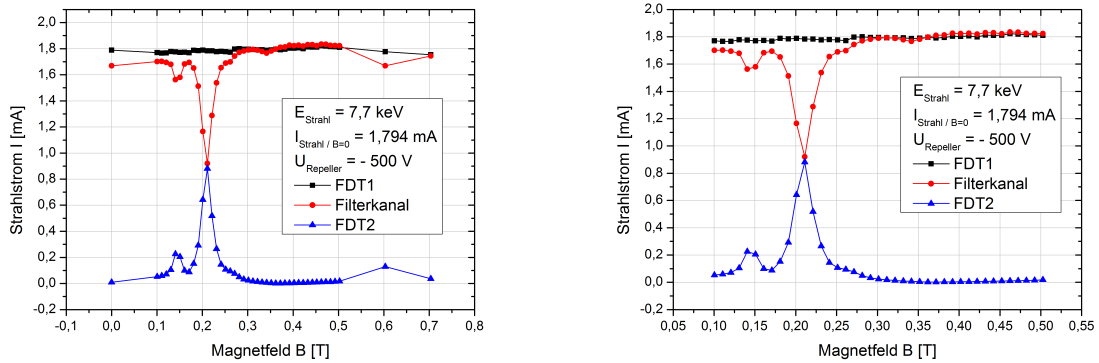
Bei der folgenden Messung wurden der Quellendruck gleich gehalten und die anderen Quellenparameter verändert ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 9A / I_{Sol} = 3A$ ). Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Dabei sind diese wieder zum einen über den gesamten gemessenen Magnetfeldbereich und zum anderen über den kleineren Filterbereich zu sehen.

Dabei sind auch hier wieder lediglich die zwei Peaks für die  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies zu sehen. Der  $H_1^+$  Peak ist nicht größer als bei den Messungen zuvor. Die Maxima der beiden Peaks befinden sich bei den Magnetfeldstärken von  $0,14$  T und  $0,21$  T und damit geringfügig zu kleineren Magnetfeldstärken verschoben als bei den Experimenten zuvor. Die Gesamttransmission der Spezies bei dieser Messung war mit  $62\%$  leicht geringer als beim Experiment zuvor. Gleichzeitig tritt bei dieser Messung wieder ein schwacher Peak bei sehr hohen Magnetfeldstärken auf. Das deutet darauf hin, dass dieser Effekt physikalischer Natur ist und erhärtet die Interpretation, dass es sich dabei um zweimal fokussierte Ionen handelt.

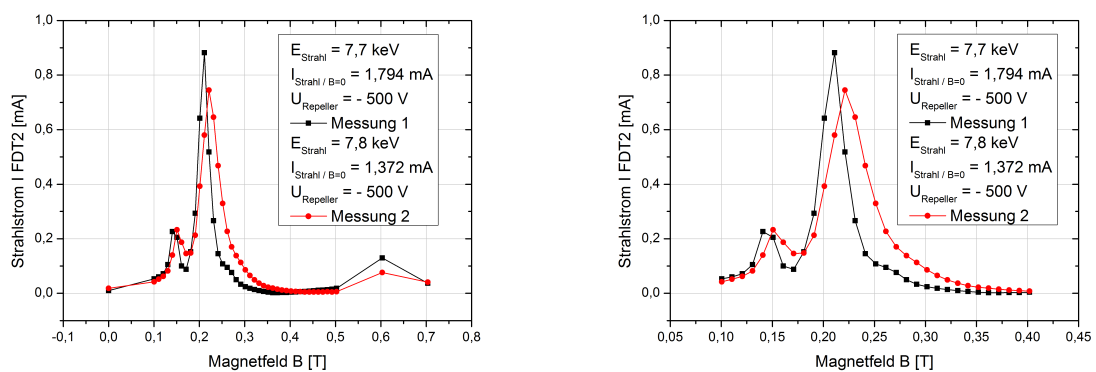
Zur genaueren Untersuchung der scheinbar fast gleichen Ergebnisse der beiden Messungen mit unterschiedlichen Quellenparametern, wurden die beiden Ergebnisse für den Ionenstrahlstrom hinter dem Filterkanal zusammen in einem Graph dargestellt. Dieser ist in Abbildung 4.14 – zum einen über das gesamte gemessene Spektrum, zum anderen nur über den Filterbereich – zu sehen.

Es ist festzustellen, dass sich die Unterschiede bei den beiden Messungen auf die Höhen und Positionen der Peaks beschränken. Die Unterschiede fallen dabei geringfügig aus und lassen sich auf die verschiedenen Quellen- und Strahlparameter, wie die verschiedenen Strahlströme und

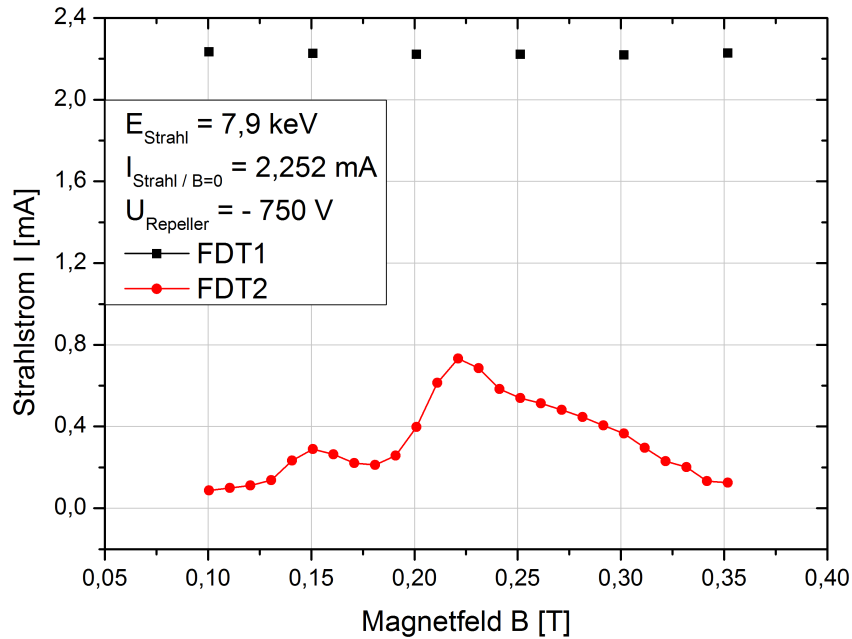
#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen



**Abbildung 4.13:** Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Experiment durchgeführt mit dem neuen Injektor bei einem Quellendruck von  $1,2 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 9A$  /  $I_{Sol} = 3A$ )



**Abbildung 4.14:** Vergleich der beiden zuvor gezeigten Messungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich



**Abbildung 4.15:** Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quellendruck von  $3,5 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 60 - 52V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 2A$ )

Strahlzusammensetzungen, Divergenzwinkel sowie unterschiedliche Transmissionen der einzelnen Spezies durch den Filterkanal, zurückführen.

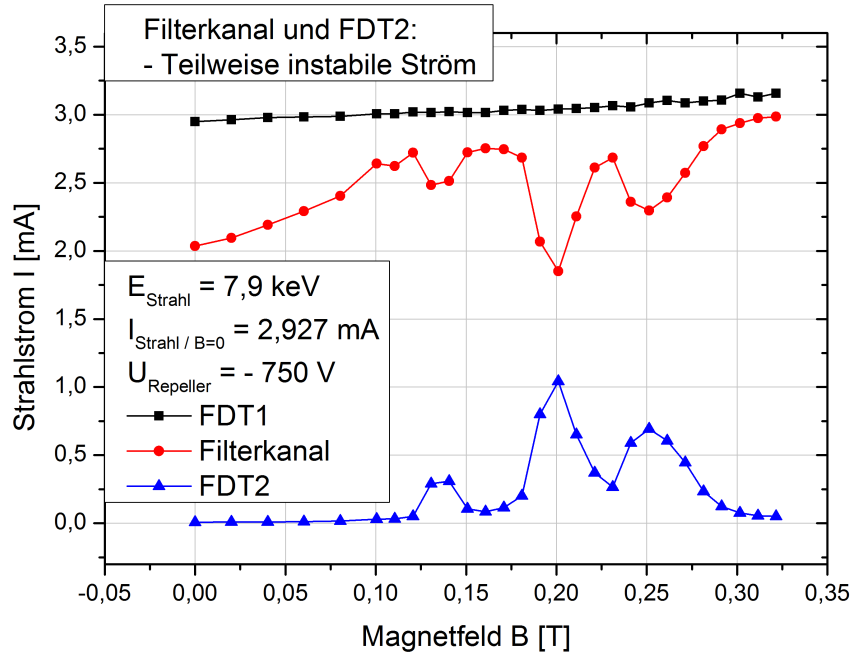
Gleichzeitig zeigt dieses Ergebnis, dass auch durch die Variation der Quellenparameter, hier des Bogenstroms und des Magnetfelds in der Quelle, keine größeren Veränderungen bei der gemessenen Strahlzusammensetzung mit dem Filterkanal festzustellen sind. Der  $H_1^+$  Peak ist immer deutlich kleiner als der  $H_2^+$  Peak und ein Peak für die  $H_3^+$  Ionen tritt nicht auf.

Aus diesem Grund wurde im nächsten Schritt der Filterkanal zusammen mit dem alten Injektor betrieben. Hier wurden nun weiter Experimente durchgeführt, bei denen ein besonderes Augenmerk auf den Quellendruck gelegt wurde. Dieser Parameter wurde bei den Experimenten zuvor kaum variiert.

Auch beim Aufbau mit dem alten Injektor wurden der Strahlstrom der Quelle, der Verluststrom im Filterkanal und der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende gemessen. Bei den beiden zuerst durchgeführten Experimenten wurde der Quellendruck auf  $3,5 \cdot 10^{-2}$  mbar eingestellt ( $U_{Bog} = 60 - 52V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 2A$ ). Dieser deutlich höhere Druck sollte dabei die Produktion von  $H_3^+$  Ionen erhöhen. Der Grund dafür sind die Produktionsmechanismen für die drei Ionenspezies in der Plasmakammer der Quelle [12]. In Abbildung 4.15 ist das Ergebnis dieser Untersuchung zu sehen.

Auch hier sind die beiden Peaks der  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies zu erkennen, wobei diese bei dieser Messung mit dem alten Injektor bei den Magnetfeldstärken von 0,15 T und 0,22 T auftraten. Die Gesamttransmission, errechnet aus diesen beiden Peaks, liegt dabei nur bei 46 %. Ein Grund für diesen sehr tiefen Wert ist im Abfall des zweiten Peaks zu finden. Dieser ist deutlich weniger steil und besitzt wieder zwei Wendepunkt, was darauf hindeutet, dass ein weiterer, nicht in die Gesamttransmission eingerechneter Peak in diesem Abfall versteckt ist. Dabei sollte es sich um

#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen



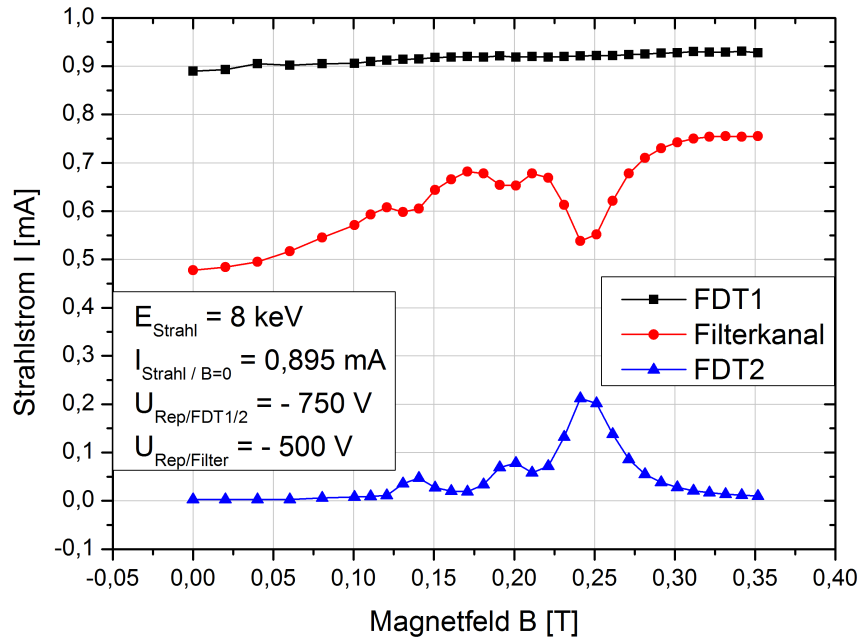
**Abbildung 4.16:** Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quellendruck von  $3,5 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ )

den gesuchten  $H_3^+$  Peak handeln. Dieser Effekt ist hier noch deutlicher zu erkennen, als beim ersten durchgeführten Experiment mit dem Filterkanal bei dieser Energie (vgl. Abbildung 4.6). Da bei diesem Experiment mit erhöhtem Quellendruck ein weiterer Hinweis auf den dritten Peak gefunden wurden, wurde ein weiteres Experiment bei diesem Gasdruck durchgeführt ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ ). Das Ergebnis dieser zweiten Messung bei einem Quellendruck von  $3,5 \cdot 10^{-2}$  mbar ist in Abbildung 4.16 zu sehen.

Bei dieser Messung ist der dritte Peak zu sehen. Dieser ist zum ersten Mal deutlich zu erkennen. Es muss sich um den  $H_3^+$  Peak handeln, denn auch die anderen beiden Peaks treten wie bei den Messungen zuvor auf. Dabei befinden sich die Peakmaxima bei 0,14 T, 0,2 T und 0,25 T. Die Gesamttransmission ist mit 67 % höher als bei der Messung zuvor.

Zu dem Experiment ist anzumerken, dass bei diesem die gemessenen Ströme – sowohl die Verlustströme im Filterkanal als auch die Ionenstrahlströme hinter der Lochblende – teilweise recht instabil waren. Sie schwankten um bis zu drei Zehntel Milliampere. Da der Quellenstrom über den gesamten Messbereich stabil war, ist anzunehmen, dass es sich bei den Gründen für diese Instabilitäten um Probleme mit der Messelektronik des Experiments oder um bisher nicht beobachtete physikalische Effekte handelte. Der genaue Grund konnte dabei nicht ermittelt werden. Instabile Ströme wurden im weiteren experimentellen Verlauf nicht mehr beobachtet. Nur bei einem direkt davor durchgeführten Heliumexperiment, welches im Laufe dieser Arbeit noch präsentiert wird, wurden diese Effekte auch beobachtet.

Da die Höhen der Peakmaxima im Verluststrom und im Strom hinter der Lochblende zusammenpassen, ist davon auszugehen, dass mögliche Messfehler aufgrund der Instabilitäten klein sind. Daher kann man mit dieser Messung trotz Instabilitäten zeigen, dass auch der dritte Peak mit dem Filterkanal gemessen werden kann und somit eine Filterung aller drei Spezies möglich ist.



**Abbildung 4.17:** Experimentelle Untersuchung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Maximierung des  $H_3^+$  Strahlanteils / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quellendruck von  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar ( $U_{Bog} = 45V$  /  $I_{Bog} = 2A$  /  $I_{Sol} = 3A$ )

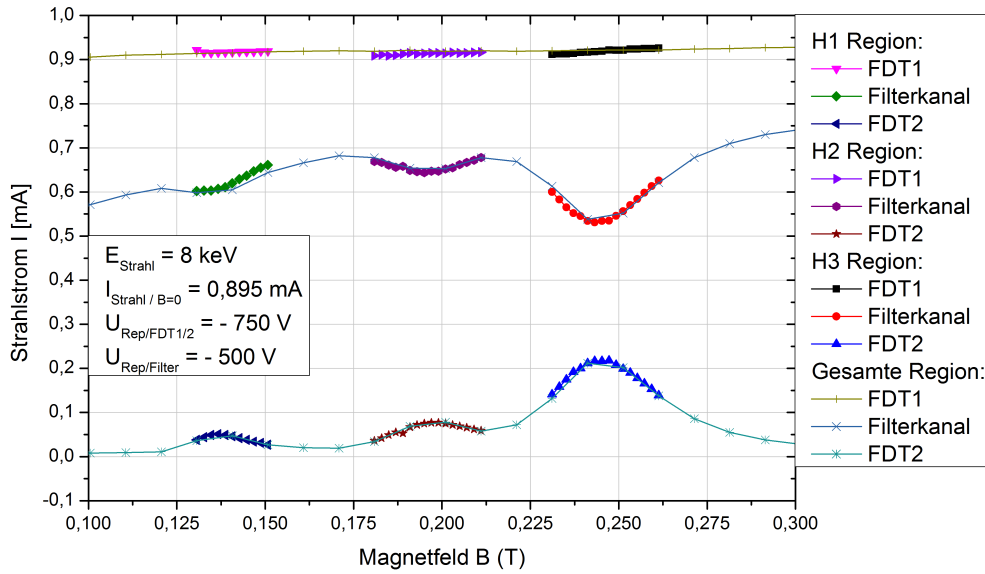
Durch die Entdeckung des dritten Peaks ist nun auch ein Vergleich der benötigten Magnetfeldstärke des  $H_3^+$  Peakmaximums zwischen Simulation und Experiment möglich. Dabei ist festzustellen, dass der Versatz zwischen den Simulationsergebnissen und dem hier gemessenen Wert für den  $H_3^+$  Peak deutlich größer ist als bei den Untersuchungen zuvor. Dieser größere Versatz ist aber auch beim Vergleich der Ergebnisse der  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies erkennbar. Die Gründe dafür lassen sich möglicherweise in den Quellen- und Strahlparametern finden. Ein anderer Grund für diesen Effekt könnten Messfehler aufgrund der Instabilitäten sein. Um dieser Frage nachzugehen, wurden noch weitere Untersuchungen mit dem Filterkanal am alten Injektor durchgeführt.

In einem weiteren Experiment wurde versucht, ein Spektrum zu messen, bei dem die  $H_3^+$  Spezies dominiert. Dazu wurde der Gasdruck in der Quelle auf  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar erhöht, um somit die Produktionsraten der Ionen in der Plasmakammer zu Gunsten der  $H_3^+$  Ionen noch weiter zu verschieben ( $U_{Bog} = 45V$  /  $I_{Bog} = 2A$  /  $I_{Sol} = 3A$ ). In Abbildung 4.17 sind die Ergebnisse dieser Messung zu sehen.

Bei dieser Messung sind ebenfalls alle drei Peaks zu erkennen. Dabei ist hier, wie anvisiert, der  $H_3^+$  Peak dominant und aufgrund seiner Höhe am deutlichsten zu sehen. Die beiden anderen Peaks sind dagegen deutlich schwächer. Zur genaueren Analyse wurde bei dieser Messung die Schrittweite der Magnetfeldstärke im Bereich der drei Peaks reduziert. Das Ergebnis dieser detaillierteren Messung ist in Abbildung 4.18 zusammen mit den Messwerten aus der groben Messung dargestellt.

Die Maxima der drei Peaks sind bei dieser Darstellung deutlicher zu erkennen. Diese befinden sich bei dieser Messung wieder bei den Magnetfeldstärken von 0,14 T, 0,2 T und 0,25 T. Das zeigt, dass die schon zuvor gemessenen tieferen Werte für die benötigten Magnetfeldstärken nicht auf Messfehler, sondern sehr wahrscheinlich auf die unterschiedlichen Quellen- und Strahlpara-

#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen

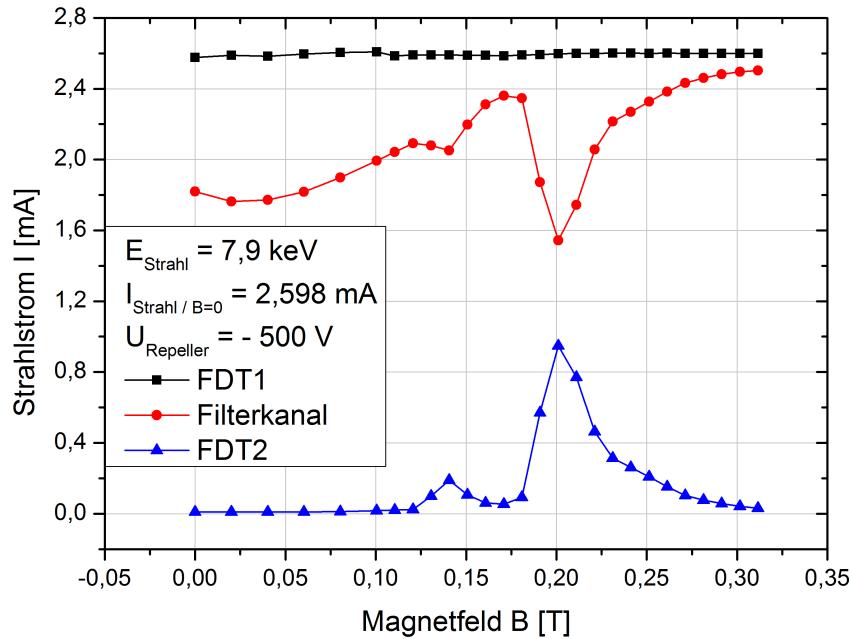


**Abbildung 4.18:** Experimentelle Untersuchung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Maximierung des  $H_3^+$  Strahlanteils / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quellendruck von  $1 \cdot 10^{-1}$  mbar / Messung mit geringerer Schrittweite im Bereich der Peaks

meter zurückzuführen sind. Die Gesamttransmission lag bei dieser Messung nur bei 38 %. Der Verlust im Filterkanal scheint sehr hoch zu sein. Dabei ist aber anzunehmen, dass diese geringere Gesamttransmission nicht nur auf Verluste im Filterkanal zurückzuführen ist. So fällt auf, dass man beim Aufsummieren des Verluststroms und des Ionenstrahlstroms hinter der Lochblende bei weitem nicht den Quellenstrom erreicht. Dies deutet darauf hin, dass trotz hoher Magnetfeldstärken Ionen im Injektor verloren gehen. Der Grund dafür könnte im hohen Quellendruck liegen. Dieser hat zur Folge, dass auch im Injektor ein erhöhter Restgasdruck vorliegt und somit Strahlionen durch Wechselwirkung mit dem Restgas verloren gehen [7]. Trotzdem zeigt diese Messung endgültig, dass die  $H_3^+$  Ionenspezies durch den Filterkanal transportiert und ein Strahl nach dieser gefiltert werden kann. Des Weiteren ist festzustellen, dass durch die Wahl eines sehr hohen Quellendrucks ein Plasma in der Quelle erzeugt werden kann, aus welchem ein Wasserstoffionenstrahl mit einem sehr hohen Anteil an  $H_3^+$  Ionen extrahiert werden kann.

Nachdem auch der dritte Peak im Spektrum der Filterkanalmessungen gefunden werden konnte, wurden die Magnetfeldstärken der Peakmaxima, welche in den Experimenten benötigt wurden, genauer untersucht. Dabei sollte vor allem die Frage beantwortet werden, ob die benötigten Magnetfeldstärken zwischen den beiden verwendeten Injektoren mit leicht unterschiedlichen Quellen und damit auch die Strahlparameter prinzipiell verschieden sind. Der Grund für diese Vermutung liegt in den auftretenden Unterschieden in den Werten bei den Messungen mit den beiden Injektoren. Die gemessenen Werte lagen bei allen hier vorgestellten Messungen für die  $H_1^+$  Spezies im Bereich von 0,14 T bis 0,15 T, für die  $H_2^+$  Spezies im Bereich von 0,2 T bis 0,22 T und für die  $H_3^+$  Spezies – bei Auftreten des Peaks – bei 0,25 T. Dabei traten bei den Untersuchungen mit dem neuen Injektor in den meisten Fällen größere Werte als bei den Untersuchungen mit den alten Injektor auf. Bei den beiden Messungen mit dem alten Injektor, bei denen auch der dritte Peak auftrat, waren die Magnetfeldstärken der ersten beiden Peaks mit 0,14 T und 0,2 T am kleinsten. Dabei könnte ein Grund für diese Unterschiede im unterschiedlichen Quellendruck liegen. So wurden bei den bisherigen Messungen mit dem alten Injektor immer höhere





**Abbildung 4.19:** Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem alten Injektor / Vergleich der beiden Injektoren durch die Wahl vergleichbarer Parameter (vgl. Experiment mit neuem Injektor / Abbildung 4.12) / Quellendruck von  $1,2 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 6A$  /  $I_{Sol} = 2A$ )

Drücke in der Quelle verwendet als bei den Messungen mit dem neuen Injektor. Die Quellen- und Strahlparameter waren aus diesem Grund auf jeden Fall verschieden. Ein weiterer Grund dafür, dass die Werte für die Magnetfeldstärken der Peakmaxima beim alten Injektor prinzipiell kleiner sind, kann aber auch an den Auswirkungen des nicht baugleichen Extraktionssystems auf die Strahlparameter liegen. Vor allem der Divergenzwinkel sollte davon beeinflusst werden.

Um die Auswirkung des Extraktionssystems auf die Strahlparameter getrennt von den Quellenparametern zu überprüfen, wurde ein weiteres Experiment mit dem alten Injektor durchgeführt, bei dem der Quellendruck auf den selben Wert eingestellt wurde wie bei den Experimenten mit dem neuen Injektor. Dazu wurde der Quellendruck auf  $1,2 \cdot 10^{-2}$  mbar gestellt und die restlichen Quellenparameter genauso gewählt wie bei einer Messung mit dem neuen Injektor ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 6A$  /  $I_{Sol} = 2A$ ). Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.19 zu sehen.

Bei der Betrachtung des Ergebnisses ist sofort zu sehen, dass wieder nur zwei Peaks im Spektrum auftreten. Die Maxima dieser Peaks liegen bei 0,14 T und 0,2 T. Es handelt sich wieder um die Peaks der  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies. Die Gesamttransmission liegt bei dieser Messung bei 44 %.

Verglichen werden können diese Ergebnisse nun mit den Ergebnissen des entsprechenden Experiments mit dem neuen Injektor, welche in Abbildung 4.12 zu sehen sind. Dabei waren alle Quellenparameter gleich. Einzig ein kleiner Unterschied in der Stärke des Magnetfelds in der Plasmakammer aufgrund des nicht genau baugleichen Quellensolenoids war vorhanden. Alle restlichen Unterschiede in den Messergebnissen sollten nur von den verschiedenen Extraktionssystemen stammen. Dies ist vor allem direkt an den stark unterschiedlichen Strahlströmen der beiden Quellen sichtbar. Das größere Extraktionssystem der alten Quelle ermöglicht einen deut-

#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen

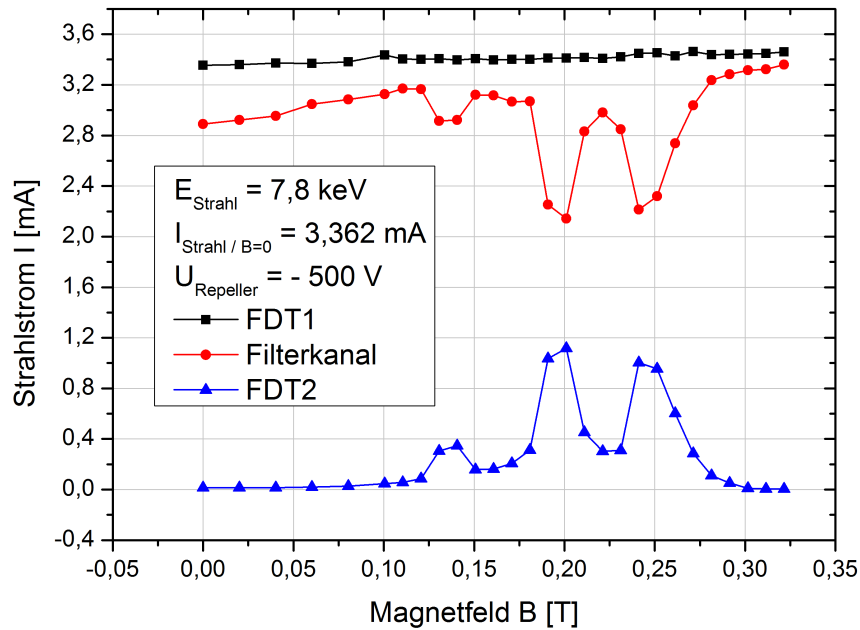
lich höheren Strahlstrom. Die Strahlzusammensetzung scheint aber weitgehend gleich zu sein, da in beiden Fällen nur zwei Peaks zu sehen sind, wobei der  $H_1^+$  Peak auch hier wieder deutlich kleiner ist als der  $H_2^+$  Peak. Die benötigten Magnetfeldstärken für die Peakmaxima sind beim alten Injektor auch bei dieser Messung kleiner als die bei der Messung mit dem neuen Injektor. Anhand dieses Experiments und den Beobachtungen die bei den anderen Messungen gemacht worden sind, ist anzunehmen, dass die Unterschiede der beiden Extraktionssysteme die Strahlparameter dahingehend beeinflussen, dass bei den Messungen mit dem alten Injektor in der Regel geringere Magnetfeldstärken zur Fokussierung der Spezies benötigt werden als bei Messungen mit dem neuen Injektor. Dem Divergenzwinkel sollte dabei eine Hauptverantwortung zufallen. Damit zeigt diese Untersuchung, dass die benötigten Magnetfeldstärken für den Transport der Spezies durch den Filterkanal von weiteren Parametern abhängig sind, als bisher betrachtet. In diesem Zusammenhang wären weitere Untersuchungen sinnvoll, wobei ein starkes Augenmerk auf den Divergenzwinkel der beiden Injektoren zu legen wäre.

Ein Punkt auf den nach der Analyse mehrerer Filtermessungen mit dem Filterkanal noch einmal eingegangen werden sollte, ist die Frage, ob und wann der Strahl den Filterkanal komplett erreicht. Dies wurde zuvor schon bei den Untersuchungen mit Tassenkonfiguration und dem ersten Filterexperiment diskutiert. Dabei wurde beim Vergleich mit den Simulationsergebnissen festgestellt, dass beim Filtern der  $H_1^+$  Spezies noch nicht der gesamte Strahl den Filterkanal erreicht und somit zur Bestimmung des Strahlstroms dieser Spezies ein andere Bezugspunkt gewählt werden muss. Dadurch tritt ein kleiner systematischer Fehler in der Messung auf. Durch die Untersuchung der Magnetfeldstärken der Peakmaxima im Experiment lässt sich diese Annahme nun prinzipiell bestätigen. Der Grund liegt darin, dass die Magnetfeldstärken der Peakmaxima im Experiment geringer sind als in den Simulationen und somit der Strahlanteil der beim Filtern der  $H_1^+$  Spezies noch nicht den Filterkanal erreicht hat größer sein sollte. Daher sollte als Bezugspunkt zur Bestimmung des Strahlstroms dieser Spezies weiterhin der Verluststrom gewählt werden und der systematische Fehler muss beachtet werden. Beim Filtern der anderen beiden Spezies sollten keine Probleme auftreten, da bei den hierzu benötigten Magnetfeldstärken der gesamte Strahl den Filterkanal erreicht haben sollte.

Gleichzeitig wurde bei den Messungen mit vielen verschiedenen Quelleneinstellung aber auch beobachtet, dass der erwartete Anstieg des Verluststroms am Anfang des Spektrums nicht immer auftritt. So war bei einigen Messungen der Verluststrom auch ohne Magnetfeld gleich oder fast gleich dem Quellenstrom. Dieser Effekt wurde auch schon bei den Untersuchungen mit Tassenkonfiguration bei den Messungen mit dem hohen Strahlstrom beobachtet. Der Strahl erreichte in diesem Fall den Filterkanal schon vollständig ohne fokussiert werden zu müssen. Das deutet darauf hin, dass der Divergenzwinkel und die Raumladungseffekte bei diesen Einstellungen klein waren. Die Beobachtungen bei den verschiedenen Experimenten zeigen, dass die Quellen- und Strahlparameter eine entscheidende Rolle bei der Frage spielen, ob und ab wann der gesamte Strahl den Filterkanal erreicht und ob Verluste im Injektor auftreten. Es ist daher festzustellen, dass bei der Bestimmung der Zusammensetzung eines Strahls und damit des Strahlstroms einer jeden Spezies immer darauf geachtet werden muss, ob der Strahl schon komplett den Filterkanal erreicht. In Abhängigkeit von dieser Information muss dann der richtige Bezugspunkt zur Bestimmung gewählt werden. Andere Effekte die dafür sorgen, dass nicht der gesamte Strahl den Filterkanal erreicht, wie beispielsweise Restgaswechselwirkungen der Strahlionen, müssen dabei auch beachtet werden. Diese haben in den meisten Fällen zwar keine besonders große Auswirkung, sorgen aber bei der Wahl des falschen Bezugspunkts möglicherweise für einen großen systematischen Fehler.

Bei der letzten Vermessung eines Wasserstoffionenstrahls, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde, wurde versucht ein Spektrum aufzunehmen bei dem alle drei Peaks deutlich auftreten, die Gesamttransmission möglichst hoch ist und gleichzeitig keine Instabilitäten bei

#### 4.4 Filterkanaluntersuchungen mit verschiedenen Quelleneinstellungen



**Abbildung 4.20:** Wiederholung der Messung mit einem hohen  $H_3^+$  Anteil mit stabilen Strömen / Gemessene Ströme aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke / Quellendruck von  $3,5 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 6A$  /  $I_{Sol} = 2A$ )

der Messung auftreten. Dazu wurde wieder ein Gasdruck von  $3,5 \cdot 10^{-2}$  mbar verwendet, wie auch schon bei dem Experiment, bei dem zum ersten Mal der  $H_3^+$  Peak gemessen wurde. Die restlichen Quellenparameter wurden gleich eingestellt ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 6A$  /  $I_{Sol} = 2A$ ). Zunächst wurde darauf geachtet, dass die Quelle über einen längeren Zeitraum stabil arbeitet. Erst als keine Veränderungen mehr bei den Quellenparametern auftraten, wurde mit der Vermessung des Strahls mit dem Filterkanal begonnen. In Abbildung 4.20 sind die Ergebnisse dieser Messung zu sehen.

Hier sind alle drei Peaks im Spektrum zu sehen. Die Magnetfeldstärken der Peakmaxima liegen bei dieser Messung bei 0,14 T, 0,2 T und 0,24 T. Die Gesamttransmission war mit 72% höher als bei jeder anderen Messung zuvor. Die Werte für die Orte der Peakmaxima sind dabei die kleinsten experimentell gemessenen. Dies unterstützt die Annahme, dass für die Strahlen, welche vom alten Injektor produziert werden, allgemein eine geringere Fokussierstärke für den Transport der Spezies durch den Kanal benötigt wird. Zusätzlich wurden diese gemessenen Werte zum Vergleich von Theorie und Experiment herangezogen. Dazu wurden die Abstände zwischen den gemessenen Maxima der drei Peaks mit den theoretischen Abständen verglichen (dazu siehe Formel 2.1.1). Theoretisch sollte die benötigte Magnetfeldstärke der  $H_2^+$  Spezies um einem Faktor  $\sqrt{2}$  und die der  $H_3^+$  um einem Faktor  $\sqrt{3}$  größer sein als die der  $H_1^+$  Spezies. Dieser theoretische Zusammenhang wird von den gemessenen Werten genau erfüllt. Diese gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment bestätigt die Spezieszuordnung sowie die Funktionalität des Kanals ein weiteres Mal.

Bei dieser Messung ist nicht nur die Gesamttransmission nochmals höher als bei den Untersuchungen zuvor und sogar deutlich höher als bei den ersten Experimenten, sondern auch der Quellenstrom. Der  $H_2^+$  sowie der  $H_3^+$  Peak haben daher hier ein Höhe von über einem Milliampere-

## 4.5 Die Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen

re. Mit diesen Strahlströmen wäre es möglich, die ersten Strahltransportexperimente mit einem Ionenstrahl bestehend aus nur einer Ionenspezies durch beide Toroidsegmente durchzuführen. Trotz dieser guten Ergebnisse zum Schluss konnte die Gesamttransmission bei allen durchgeführten Experimenten niemals über 72 % gebracht werden. Die Transmission einer oder mehrerer Spezies ist daher immer deutlich unter 99 %. Aus diesem Grund ist die genaue Messung der Strahlzusammensetzung mit dem Filterkanal bei den verwendeten Ionenquellen in der jetzigen Kanalkonfiguration nicht möglich. Um dies zu ändern müsste der Frage nach dem Grund für diese Strahlverluste im Kanal nachgegangen werden. Die Annahme eines zu kleinen Lochdurchmessers, welche zuvor aufgrund der Peakform aufgestellt wurde und durch die weiteren getätigten Messungen untermauert wurde, ist dabei die naheliegendste Begründung. Weitere Untersuchungen mit anderen Lochdurchmessern sollten daher auf jeden Fall durchgeführt werden.

Eine weitere Heliummessung, mit der weitere Aussagen über die Auswirkung der Strahlparameter – mit Ausnahme der Strahlzusammensetzung – auf die Magnetfeldstärken der Peakmaxima getätigt werden können, soll im Folgenden noch präsentiert werden. Dabei handelt es sich um eine Vermessung eines Heliumionenstrahls mittels des Filterkanals am alten Injektor. Dabei traten zwar auch wie bei einer zuvor vorgestellten Messung Instabilitäten in den im und hinter dem Filterkanal gemessene Strömen auf, aufgrund der weitgehenden Übereinstimmung des Verluststroms im Filterkanal mit dem Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende ist das Ergebnis aber trotzdem interpretierbar. Im Vergleich zu der Untersuchung eines Heliumstrahls mit dem Filterkanal am neuen Injektor (siehe Abbildung 4.8), war der Gasdruck in der Quelle bei dieser Messung deutlich höher. Alle anderen Parameter wurden gleich belassen ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 4A / I_{Sol} = 3,5A / p_{Quelle} = 4,2 \cdot 10^{-2}mbar$ ). In Abbildung 4.21 ist das Ergebnis dieser Untersuchung zu sehen.

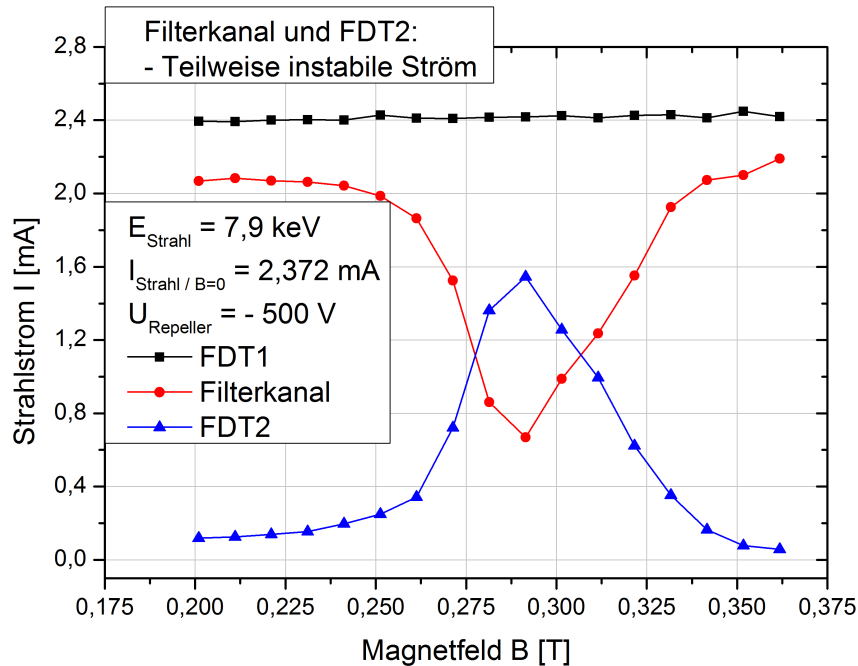
Das Maximum des einen gemessenen Peaks liegt bei dieser Messung bei einer Magnetfeldstärke von 0,29 T und die Transmission der Heliumionen bei 64 %. Vor allem der Wert für das Peakmaximum unterscheidet sich dabei merkbar von dem Experiment mit dem neuen Injektor. Dort wurde eine Magnetfeldstärke von 0,31 T für das Maximum des Peaks gefunden. Dabei ist diese Verschiebung bei den beiden mit Helium durchgeführten Experimenten nur anhand der Strahlparameter zu erklären, welche abhängig vom Quelldruck und der Geometrie des Extraktionssystems sind. Diese Verschiebung hin zu einer geringeren Magnetfeldstärke ist daher ein weiterer Hinweis dafür, dass die Strahlparameter wie der Divergenzwinkel der Ionenstrahlen eine deutliche Auswirkung auf die benötigten Magnetfeldstärken zum Transport einer Spezies durch den Filterkanal haben. Diese Untersuchung zeigt dabei, dass schon allein aufgrund dieser Parameter Unterschiede bei den benötigten Magnetfeldstärken von bis zu zwei Zehntel Tesla möglich sind.

## 4.5 Die Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen

Im Zusammenhang mit der experimentellen Überprüfung der Funktionalität des Filterkanals wurde auch untersucht, ob die mit dem Filterkanal gemessenen Ergebnisse reproduziert werden können. Dabei spielte neben der Funktionalität des Filterkanals auch die Stabilität und Reproduzierbarkeit der Quellenparameter eine wichtige Rolle. Es wurden daher, sowohl mit Wasserstoff als auch mit Helium, jeweils eine Messung wiederholt und mit den zuvor gemessene Ergebnissen verglichen.

Dabei lag die Schwierigkeit darin, die Quelle mit den selben Parametern wie beim ersten Experiment stabil zu betreiben. Der Grund dafür lag in Instabilitäten im Gasdruck in der Plasmakammer sowie einem technischen Problem mit der Bogenspannung, welche bis dato nicht vollständig gelöst werden konnten.

Die erste Vergleichsmessung wurde mit Wasserstoff am neuen Injektor durchgeführt. Dabei wurde als erstes die in Abbildung 4.12 gezeigte Messung wiederholt ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} =$



**Abbildung 4.21:** Vermessung eines Heliumstrahls aus dem alten Injektor mit dem Filterkanal / Aufgetragen sind die gemessenen Ströme gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 3,5A$  /  $p_{Quelle} = 4,2 \cdot 10^{-2}mbar$ )

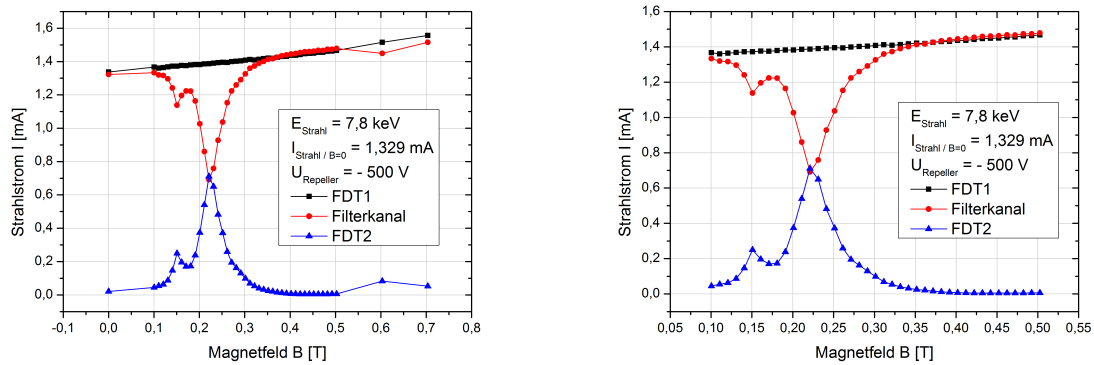
$2A$  /  $p_{Quelle} = 1,2 \cdot 10^{-2}mbar$ ). In Abbildung 4.22 ist das Ergebnis dieser Vergleichsmessung zu sehen. Dabei ist auch hier zunächst das gesamte vermessene Spektrum dargestellt und zusätzlich nochmal der Filterbereich.

Bei dieser Messung sind auf den ersten Blick keine Auffälligkeiten festzustellen. Die beiden Peaks, welchen die  $H_1^+$  und  $H_2^+$  Spezies präsentieren, besitzen ihr Maxima wie zuvor bei den Magnetfeldstärken 0,15 T und 0,22 T. Die Gesamttransmission ist 69 %. Auch dieser Wert stimmt genau mit dem bei der ersten Messung mit diesen Parametern erhaltenen Wert überein.

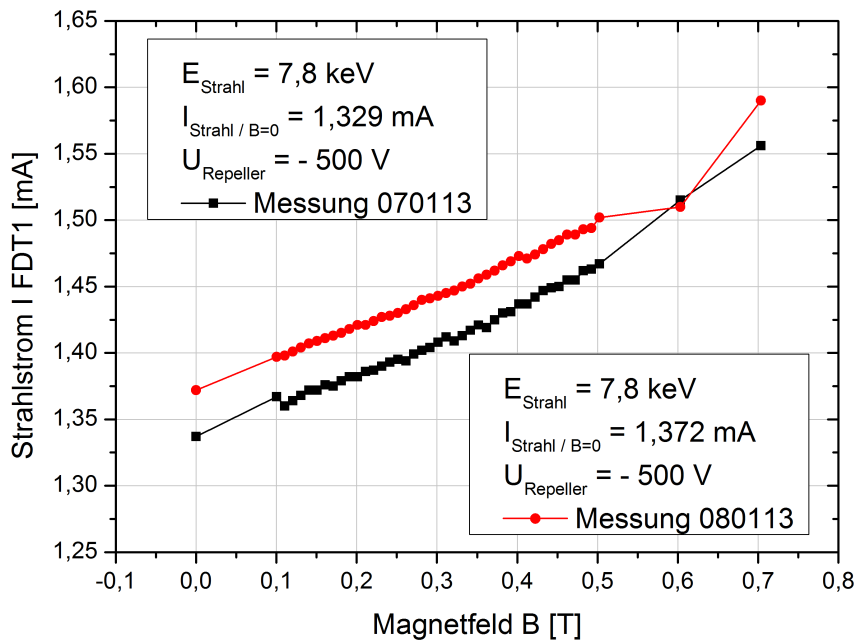
Im weiteren Verlauf wurden die drei gemessenen Ströme der beiden Messungen direkt miteinander verglichen. Dazu wurden diese nacheinander jeweils grafisch zusammen dargestellt. In Abbildung 4.23 sind die gemessenen Quellenströme gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids aufgetragen. Dabei ist festzustellen, dass der Quellenstrom mit steigender Magnetfeldstärke bei beiden Messungen gleich ansteigt. Der Grund für den Anstieg des Stroms findet sich auch hier in der Auswirkung des Solenoids auf das Magnetfeld in der Plasmakammer. Zwischen den beiden Messungen mit gleicher Steigung liegt ein Versatz im Strahlstrom vor. Dieser ist gering und bei fast allen Magnetfeldstärken gleich. Er liegt in der Größenordnung von 0,04 mA. Da die Quelle diesen Unterschied auch ohne aktives Solenoid aufwies, ist dieser auf die Quellenparameter zurückzuführen. Da das Verhalten des Strahlstroms mit steigender Magnetfeldstärke gleich und dieser Versatz nur geringfügig ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Strahlparameter bei beiden Messungen gleich waren.

Um diese Aussage und gleichzeitig die Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen zu verifizieren, wurden auch die Messungen des Verluststroms und des Ionenstrahlstroms hinter der Lochblende bei beiden Messungen miteinander verglichen. Dazu ist in Abbildung 4.24 der Vergleich der Verlustströme und in Abbildung 4.25 der Vergleich der Ionenstrahlströme hinter der

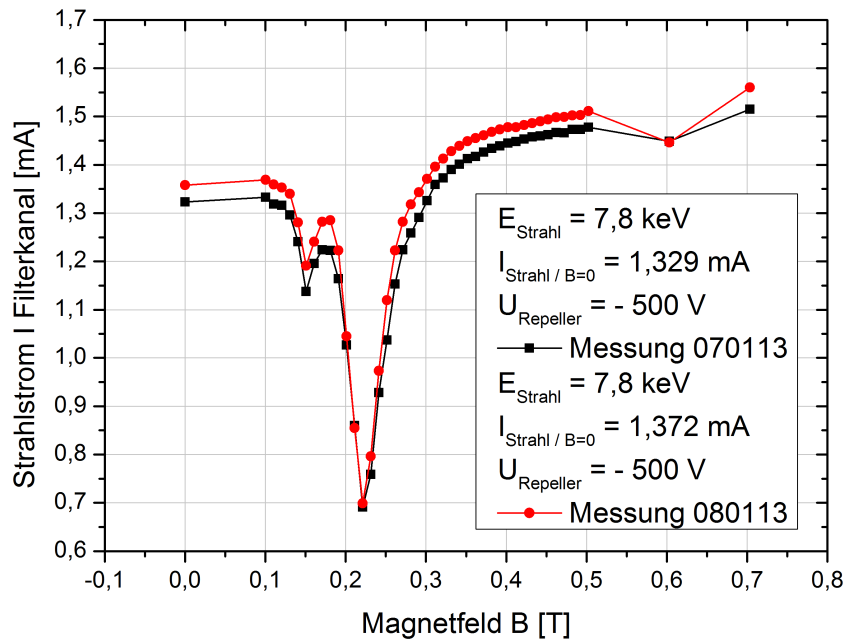
#### 4.5 Die Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen



**Abbildung 4.22:** Wiederholung der Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Experiment durchgeführt mit dem neuen Injektor bei einem Quellendruck von  $1,2 \cdot 10^{-2}$  mbar ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 6A$  /  $I_{Sol} = 2A$ )



**Abbildung 4.23:** Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Wasserstoffbetrieb / Vergleich der Quellenströme, gemessene hinter der Quelle im Injektor, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern



**Abbildung 4.24:** Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Wasserstoffbetrieb / Vergleich der Verlustströme, gemessene im Filterkanal, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern

Lochblende zu sehen.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist festzustellen, dass eine sehr gute Übereinstimmung bei beiden gemessenen Strömen zwischen den Experimenten vorliegt. Die Form der Kurven ist gleich. Beim gemessenen Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende liegen die Kurven sogar genau übereinander. Beim Verluststrom ist erwartungsgemäß der selbe Versatz wie beim Quellenstrom zu erkennen. Die beiden Hauptpeaks sowie der angedeutete Peak bei sehr hoher Magnetfeldstärke sind fast gleich hoch und die Maxima liegen genau bei den gleichen Magnetfeldstärken.

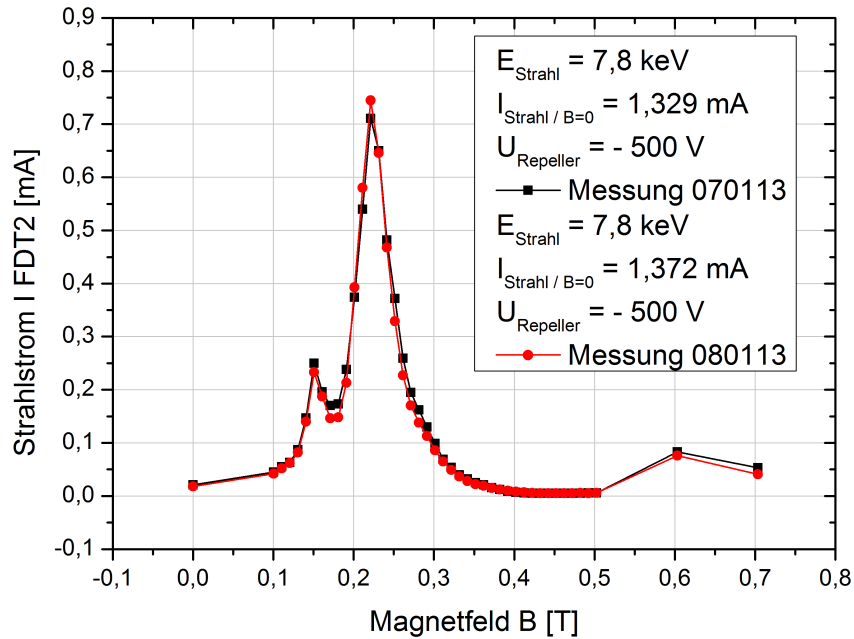
Diese letzten Vergleiche der beiden Messungen zeigen deutlich, dass bis auf den leichten Versatz beim Quellenstrom, bei beiden Experimenten die Strahlparameter sowie die Strahlzusammensetzung gleich waren. Die Untersuchungen zeigen somit, dass eine Reproduktion der Messergebnisse möglich ist und diese liefern damit die letzte notwendige Bestätigung für die Funktionalität des Filterkanals und der wieder in Betrieb genommenen Quelle des neuen Injektors.

In einem letzten Schritt wurde noch eine Messung mit Helium wiederholt. Dazu wurde auch der neue Injektor verwendet und die selben Quellenparameter eingestellt ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 3,5A$  /  $p_{Quelle} = 2 \cdot 10^{-2} mbar$ ) wie bei der Heliummessung, welche in Abbildung 4.8 präsentiert wurde. Das Ergebnis der zweiten Messung ist in Abbildung 4.26 zu sehen. Dabei ist wieder zunächst das gesamte gemessene Spektrum dargestellt und zusätzlich der Ausschnitt des Filterbereichs.

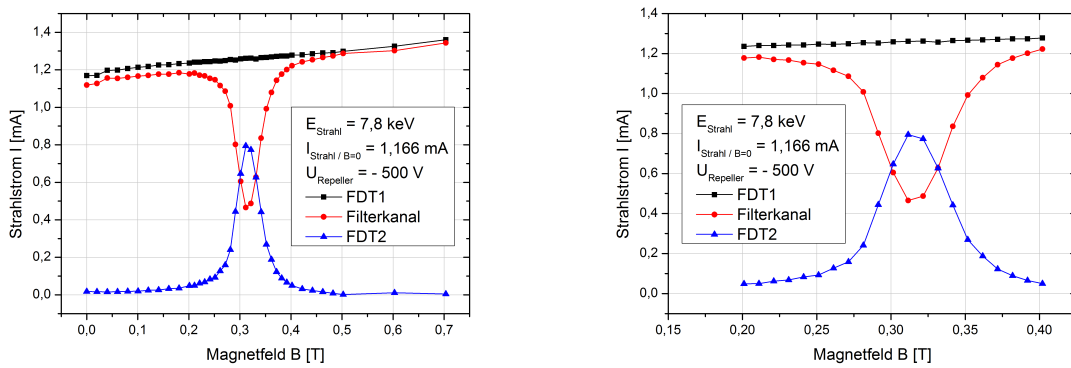
Bei der Betrachtung des Ergebnisses ist zunächst festzustellen, dass bei dieser Messung wie erwartet nur ein Peak auftritt. Auch bei hohen Magnetfeldstärken, welche bei der Messung zuvor nicht untersucht wurden, tritt kein weiterer Peak auf. Das Maximum des Peaks ist hier bei einer Magnetfeldstärke von 0,31 T zu finden. Die Transmission liegt dabei bei 63 %. Die Werte sind genauso groß wie bei der Heliummessung am neuen Injektor zuvor. Der einzige Unterschied zwi-



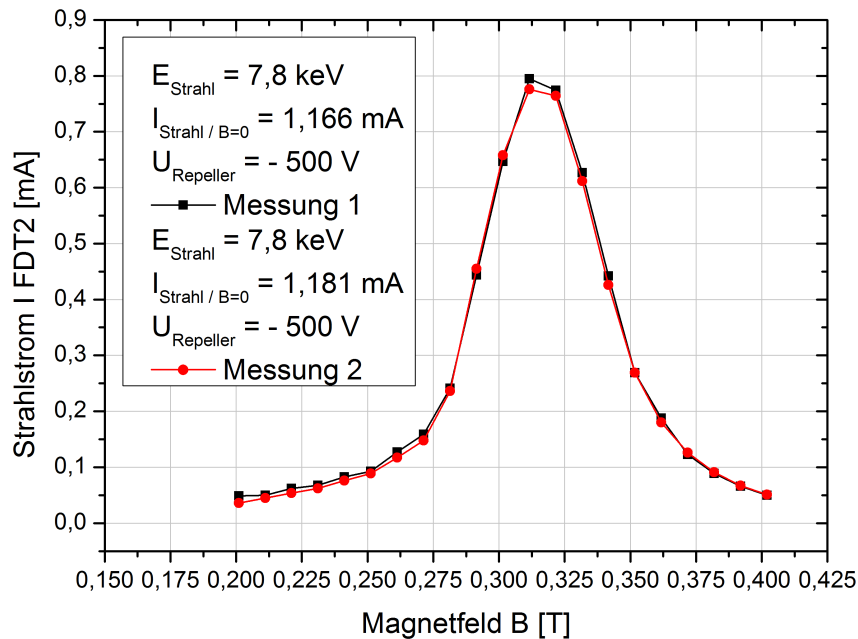
#### 4.5 Die Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen



**Abbildung 4.25:** Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Wasserstoffbetrieb / Vergleich der Ionenstrahlströme, gemessene hinter der Lochblende des Filterkanals, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern



**Abbildung 4.26:** Wiederholung der Vermessung der drei Strahlströme im Heliumbetrieb / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Quellenstrom (FDT1), Verluststrom (Filterkanal) und Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende (FDT2) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids ( $U_{Bog} = 80V$  /  $I_{Bog} = 4A$  /  $I_{Sol} = 3,5A$  /  $p_{Quelle} = 2 \cdot 10^{-2} mbar$ )



**Abbildung 4.27:** Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Heliumbetrieb / Vergleich der Ionenstrahlströme, gemessen hinter der Lochblende des Filterkanals, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern

schen beiden Messungen liegt in einem sehr geringen Versatz der Quellenströme, was wiederum auf geringfügige Unterschiede in den Quellenparametern zurückzuführen ist.

In Abbildung 4.27 wurden auch diese beiden Messungen zusammen dargestellt. Dabei wurde in diesem Fall nur der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende berücksichtigt und untersucht.

Auch bei dieser Untersuchung ist eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse der beiden Messungen festzustellen. Die beiden Kurven liegen auch hier genau übereinander. Die Maxima sind dabei gleich hoch und befinden sich bei der gleichen Magnetfeldstärke.



## 5 Untersuchungen zum Injektionssystem

Zum Schluss dieser Arbeit soll auf das Injektionssystem, das noch zu bauen ist, an sich eingegangen werden. Dabei werden verschiedene Fragestellungen, die sich während der Arbeit an diesem Thema aufgetan haben, diskutiert und einige Ergebnisse aus theoretischen Betrachtungen und Simulationen vorgestellt.

Das Ziel des geplanten Injektionssystems liegt darin, einen zweiten Ionenstrahl zwischen die beiden Toroidsegmente einzuschießen, in das zweite Segment einzulenken und dann mit dem gleichzeitig durch beide Segmente transportierten Ringstrahl zu vereinigen. Aus diesem Grund wurde der neue Injektor zwischen die beiden Toroidsegmente zeigend aufgebaut. Dabei ist es wichtig, dass der Ringstrahl nur geringfügig vom Injektionssystem beeinflusst wird, der Injektionsstrahl aber gleichzeitig optimal in den Driftkanal gelangen kann.

Um ein solches Injektionssystem auslegen und aufbauen zu können, müssen mehrere Fragestellungen und verschiedene Parameter für den Injektionsstrahl sowie den Ringstrahl untersucht werden und aufbauend auf den Ergebnissen muss eine Konfiguration für das Injektionssystem gewählt werden. In diesem Kapitel sollen einige Fragestellungen, welche sich im Rahmen dieser Arbeit und im Zusammenhang mit dem Filterkanal und dem Aufbau des Experiments zum Injektionssystem aufgetan haben, behandelt und diskutiert werden.

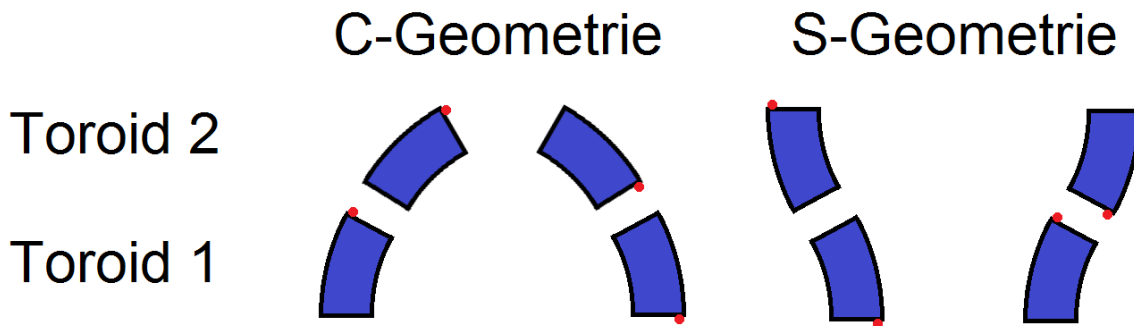
### 5.1 Die möglichen Konfigurationen der Toroidsegmente und des Injektionssystems

Eine wichtige Frage für die Konstruktion des Injektionssystems ist die Konfiguration der beiden Toroidsegmente und die Seite, von der der Injektionsstrahl in das System eingeschossen wird. Abhängig davon ist die Magnetfeldstruktur im Injektionsbereich und somit auch das grundlegende Strahlverhalten dort. Dabei gibt es für den Transportkanal grundsätzlich vier mögliche Konfigurationen, wie die Toroidsegmente aufgebaut werden können: So gibt es zum einen die C-Geometrie, bei der die beiden aufeinanderfolgenden Toroidsegmente in die selbe Richtung gekrümmt sind, zum anderen die S-Geometrie, bei der sich die Krümmungsrichtung der beiden Toroidsegmente unterscheidet. Wiederrum gibt es für jede der beiden Geometrien zwei mögliche Konfigurationen: Die C-Geometrie kann aus Sicht der Ionenquelle des Transportkanals (Ringstrahl) entweder als Links- oder als Rechtskurve aufgebaut werden. Bei der S-Geometrie können die Toroidsegmente so angeordnet werden, dass zunächst eine Links- und dann eine Rechtskurve vom Strahl durchflogen wird, oder umgekehrt. Bei diesen vier möglichen Konfigurationen handelt es sich um die grundlegenden Aufbauoptionen für die beiden Toroidsegmente, welche in Abbildung 5.1 grafisch dargestellt sind. Es wurde bei allen bisher durchgeführten Transportexperimenten eine C-Geometrie mit Rechtskurve verwendet [7].

Durch die Hinzunahme des Injektionskanals erweitert sich die Anzahl der Aufbauoptionen ein weiteres Mal. So kann der Injektionskanal bei allen vier möglichen Konfigurationen jeweils von beiden Seiten, also von innen oder außen, an die Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten angeschlossen werden. Damit gibt es insgesamt acht mögliche Konfigurationen zum Aufbau des gesamten Injektionsexperiments.

Aus physikalischer Sicht ist festzustellen, dass von den acht verschiedenen Möglichkeiten jeweils zwei die selbe Magnetfeldstruktur besitzen. Das bedeutet, dass das Strahlverhalten des Ringstrahls sowie des Injektionsstrahls bei diesen beiden Konfigurationen gleich ist. Daher gibt es aus physikalischer Sicht nur vier unterschiedliche Konfigurationen, bei welchen die physikalischen Effekte sich unterscheiden können. Dabei liegt eine gleiche Magnetfeldstruktur dann vor, wenn bei der selben Geometrie (C oder S) die Krümmungsrichtung des zweiten Toroidsegments aus Sicht des Injektionskanals gleich ist. Für jede dieser vier Optionen liegen zwei Möglichkeiten zur Umset-

## 5.1 Die möglichen Konfigurationen der Toroidsegmente und des Injektionssystems



**Abbildung 5.1:** Mögliche geometrische Konfigurationen für den Aufbau des Transportkanals / Rote Punkte: Orte der platzraubenden Stromanschlüsse der Magneten



**Abbildung 5.2:** Links: Seitenansicht eines Toroidsegments: Zu sehen sind die Kühlanschlüsse der einzelnen Pancakes und die beiden Stromanschlüsse an diesen auf der linken und rechten Seite / Rechts: Hauptstromanschluss des Magnets: Zu erkennen sind die beiden Verbindungen die zu den Pancakes gehen und das abgedeckte Driftrrohr dahinter

zung vor.

Für die Wahl, welche der angesprochenen Konfigurationen verwendet werden soll, sind zwei Parameter von entscheidender Bedeutung. Zum einen ist die Frage zu diskutieren, bei welcher Konfiguration die oben genannten Bedingungen für das Injektionssystem am besten erfüllt sind, zum anderen ist die Frage der Machbarkeit zu klären. Aufgrund der Bauart der Toroidsegmente können bei einigen der acht Konfigurationen Platzprobleme auftreten. Der Grund dafür ist in Abbildung 5.2 zu erkennen. Der Hauptstromanschluss der beiden Magneten befindet sich direkt neben dem Driftrohrausgang des jeweiligen Segments. Damit nimmt dieser an dieser Stelle Platz für den notwendigen Injektionsmagnet und/oder -kanal weg. Daher sind diese Konfigurationen, bei denen dies ein Problem darstellt, schwerer umzusetzen. In Abbildung 5.1 sind die Problemstellen mittels eines roten Punktes für die vier Grundgeometrien eingezeichnet.

Um eine der platzproblematischen Geometrien umsetzen zu können, ist es daher notwendig, einen oder sogar beide Toroidsegmente umzubauen. Dazu müssen zunächst der Hauptstromanschluss des Magnets sowie beide Verbindungen zu den Pancakes entfernt werden. Danach können die Hauptstromanschlüsse des Magnets direkt an dem rechten und linken Pancake befestigt werden.

Auf diesem Wege sollte es möglich sein, die Toroidsegmente so zu modifizieren, dass bei den angesprochenen Konfigurationen keine Platzprobleme mehr auftreten. Ob und wie problemlos ein solcher Umbau möglich ist, kann erst bei der Durchführung endgültig festgestellt werden. Trotzdem sollten somit alle acht aufbaubaren Konfigurationen des Injektionssystems experimentell umsetzbar sein.

## 5.2 Theoretische Berechnung der benötigten Injektionskanalhöhe

Damit der Injektionsstrahl korrekt in den Transportkanal driften kann, ist es notwendig, dass der Injektionskanal einen Höhenunterschied zum Transportkanal aufweist. Diese Besonderheit wurde schon bei der Beschreibung des Grundaufbaus des neuen Injektors diskutiert (Kapitel 3). Dabei ist der Grund für diesen benötigten Höhenunterschied, dass wegen der Krümmung der Flugbahn des Strahls vom Injektionskanal in den Transportkanal hinein und des gleichzeitig vorhandenen Magnetfelds die  $R \times B$  Drift auftritt. Diese sorgt dafür, dass der Ionenstrahl, abhängig von der Richtung und Stärke der Krümmung des Magnetfelds, nach unten oder oben driftet. Dieser Effekt spielt beim Transport eines Ionenstrahls durch den Transportkanal eine elementare Rolle, wie mittels Experimenten und Simulationen gezeigt werden konnte [7, 8, 9]. Aber auch für das Injektionssystem selbst nimmt dieser eine wichtige Rolle ein, welche hier theoretisch betrachtet werden soll.

Dazu wurde untersucht, welche Strecke  $h$  (Drifthöhe) ein Ionenstrahl nach oben oder unten driftet, wenn er mit unterschiedlichen Parametern in das Injektionssystem eingeschossen wird und in den Transportkanal driftet. Dazu wurde eine theoretische Formel zur Bestimmung dieser Drifthöhe hergeleitet. Als Grundannahme wurde davon ausgegangen, dass sich ein Ion der Masse  $m$ , Ladung  $q$  und Geschwindigkeit  $v$  senkrecht zum Transportkanal der Driftsektion (Kanal zwischen den beiden Toroidsegmenten) in das Injektionssystem hinein bewegt und darin eine 90 Grad Kurve in den Transportkanal fliegt. Als Grundlage für die Herleitung wurde die Formel für die gleichförmige Bewegung verwendet:

$$h = v_R \cdot t \tag{5.2.1}$$

Dabei ist  $h$  die Strecke die der Strahl nach oben oder unten driftet,  $v_R$  die Driftgeschwindigkeit aufgrund der  $R \times B$  Drift und  $t$  die Zeit die das geladenen Teilchen driftet und somit zum Durchqueren des Injektionssystems braucht. Die Driftgeschwindigkeit lässt sich mit der Formel für die  $R \times B$  Drift errechnen. Dabei wird in diesem Fall angenommen, dass der Krümmungsvektor  $R$  und der Magnetfeldvektor  $B$  senkrecht aufeinander stehen. Diese Annahme ist möglich, da im Injektionsbereich diese beiden Vektoren senkrecht oder zumindest fast senkrecht aufeinander stehen sollten. Dabei erhält man in diesem Fall folgende Formel für die Driftgeschwindigkeit aufgrund der  $R \times B$  Drift:

$$v_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{qBR} \tag{5.2.2}$$

Bei dieser Formel ist  $m$  die Masse des geladenen Teilchens,  $v_{\parallel}$  die Geschwindigkeitskomponente in longitudinaler Richtung,  $q$  die Ladung des Teilchens,  $B$  die Magnetfeldstärke und  $R$  der Radius der Krümmung. Bei den durchgeführten Rechnungen wurde zusätzlich angenommen, dass die longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $v_{\parallel}$  gleich der Gesamtgeschwindigkeit  $v$  des geladenen Teilchens ist. Diese Annahme ist in erster Näherung möglich, da der Strahl beim Einflug in das Injektionssystem nur eine kleine transversale Geschwindigkeitskomponente besitzen sollte.

Als Ansatz für die Zeit  $t$ , die das geladene Teilchen driftet, wurde wieder die nach der Zeit umgestellte Formel einer gleichförmigen Bewegung verwendet, wobei die vom geladenen Teilchen beim Drift durchflogene Strecke eingesetzt wurde. Bei dieser Strecke handelt es sich im Idealfall

## 5.2 Theoretische Berechnung der benötigten Injektionskanalhöhe

um die Distanz eines Viertels des Umfangs eines Kreises mit dem Radius  $R$ , also genau 90 Grad. Gleichzeitig kommt noch hinzu, dass das Teilchen, während dieses den viertel Kreisumfang zurücklegt, um die Strecke  $h$  nach unten oder oben driftet. Somit erhält man zur Bestimmung der Zeit  $t$ , die das geladenen Teilchen driftet, folgende Formel:

$$t = \frac{\sqrt{(\frac{\pi R}{2})^2 + h^2}}{v} \quad (5.2.3)$$

Setzt man nun die Driftgeschwindigkeit sowie die Formel für die Zeit  $t$  in die Grundgleichung ein und quadriert diese, erhält man die Gleichung:

$$h^2 = v_R^2 \frac{(\frac{\pi R}{2})^2 + h^2}{v^2} \quad (5.2.4)$$

Durch Umstellen der Gleichung und das Ziehen der Wurzel erhält man für die Drifthöhe  $h$  folgende Formel:

$$h = \frac{v_R}{v} \sqrt{\frac{(\frac{\pi R}{2})^2}{1 - \frac{v_R^2}{v^2}}} \quad (5.2.5)$$

Mittels dieser Formel ist es nun möglich, die Drifthöhe rechnerisch abzuschätzen, welche ein Strahl im Injektionssystem beim Transport durch dieses erhält. Dies wurde mittels dieser Formel für verschiedene Strahlparameter sowie Konfigurationen des Injektionssystems durchgeführt.

Dabei wurde zunächst der Radius festgehalten und die Magnetfeldstärke, welches im Injektionskanal anliegen soll, variiert. Der Radius  $R$  wurde mit 0,15 m auf eine für das Experiment passende Größe gesetzt. Des Weiteren wurde ein Protonenstrahl ( $H_1^+$ ) mit einer Energie von 7,8 keV angenommen. In Abbildung 5.3 ist das Ergebnis der Rechnung für diese Fall grafisch dargestellt. Dabei wurde zusätzlich der für den neuen Injektor einstellbare Bereich eingefärbt. Der neue Injektor ist zum jetzigen Zeitpunkt 0,12 m höher als der Transportkanal aufgebaut. Um eine Höhe aus dem orange eingefärbten Bereich einzustellen, sind nur Veränderungen über das primäre Einstellungssystem, die Gestellfüße, notwendig. Um in den gelben Bereich zu gelangen, muss die Höhe zusätzlich noch über das sekundäre System, die Tank- und Magnetaufhängung, eingestellt werden.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse ist festzustellen, dass die Drifthöhe mit steigender Magnetfeldstärke abfällt. Dabei nähert sich der Graph scheinbar asymptotisch der x-Achse an. Für den hier interessierenden Magnetfeldbereich von 0,2 bis 0,3 T [8] liegen die Werte für die Drifthöhe alle im einstellbaren Bereich von 0,05 bis 0,15 m.

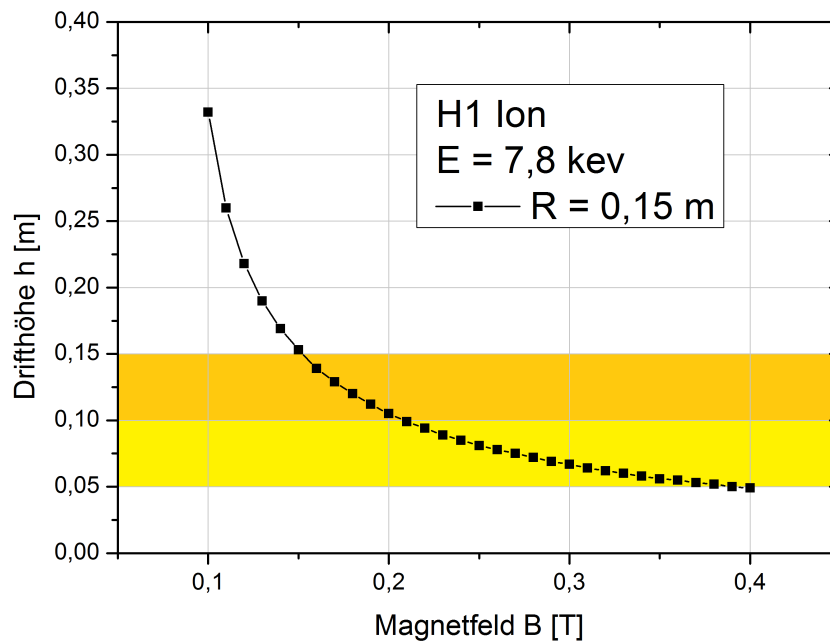
Im zweiten Schritt wurde das Magnetfeld anstatt des Radius festgehalten. Der Radius wurde dabei von 0,05 bis 0,25 m variiert. Des Weiteren wurden diese Rechnungen für drei verschiedene Magnetfeldstärken durchgeführt: 0,2 T, 0,25 T und 0,3 T. Alle anderen Parameter wurden beibehalten. Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden grafisch dargestellt und sind in Abbildung 5.4 zu sehen. Dabei wurde der Drifthöhenbereich von 0,05 bis 0,15 m wieder eingefärbt.

Zunächst ist auch hier festzustellen, dass bei zunehmender Magnetfeldstärke die Drifthöhe abnimmt. Dabei nimmt in allen drei Fällen diese mit steigendem Driftradius ab. Das Verhalten scheint wieder asymptotisch. Wiederum liegen fast alle Werte im eingefärbten Bereich.

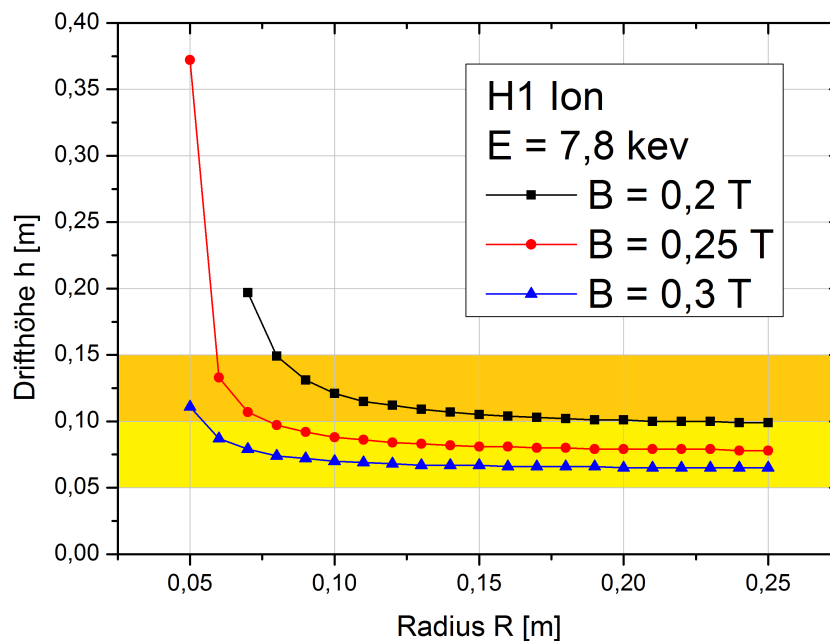
Die Ergebnisse dieser beiden theoretischen Untersuchung sind der Grund, warum der neue Injektor höher aufgebaut und höhenverstellbar konstruiert wurde. Diesem Drifteffekt wird somit direkt Rechnung getragen und gleichzeitig Spielraum für die experimentelle Untersuchung des Injektionssystems mit verschiedenen Parameter gelassen.

Des Weiteren zeigen diese Ergebnisse, dass die aufgrund dieser Rechnungen gewählte Grundhöhe von 0,12 m im Zusammenspiel mit den beiden Methoden zur Höhenverstellung und der Tatsache,

## 5.2 Theoretische Berechnung der benötigten Injektionskanalhöhe



**Abbildung 5.3:** Drifthöhe  $h$  aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke  $B$  bei einem festen Driftradius  $R$  von  $0,15 \text{ m}$  / Eingefärbte Region: Problemlos einstellbarer Höhenbereich des neuen Injektors



**Abbildung 5.4:** Drifthöhe  $h$  aufgetragen gegen den Driftradius  $R$  bei drei festen Magnetfeldstärken  $B$  von  $0,2 \text{ T}$ ,  $0,25 \text{ T}$  und  $0,3 \text{ T}$  / Eingefärbte Region: Problemlos einstellbarer Höhenbereich des neuen Injektors



### 5.3 Bestimmung der optimalen Strahlenergie für den Strahltransport

dass man den Injektor leichter absenken als anheben kann, eine optimale Ausgangshöhe ist, um den Injektor im Bereich von 0,05 bis 0,15 m einstellen zu können.

Als letztes ist noch anzumerken, dass die errechneten Werte für die Drifthöhen sowohl für eine Drift nach oben wie auch für eine nach unten gelten. Die Driftrichtung ist dabei abhängig von der Richtung des Magnetfelds. Daher kann der Injektionskanal prinzipiell auch um die benötigte Drifthöhe tiefer als der Transportkanal aufgebaut werden. Diese Option wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter analysiert.

### 5.3 Bestimmung der optimalen Strahlenergie für den Strahltransport

In einem weiteren Schritt wurde begonnen der Frage nachzugehen, welche Strahlparameter für das Injektionsexperiment am Besten geeignet sind. Die beiden wichtigen Anforderungen waren, dass der Ringstrahl möglichst geringfügig vom eingebauten Injektionssystem beeinflusst wird und der Injektionsstrahl gleichzeitig möglichst vollständig in den Driftkanal des zweiten Toroidsegments gelangen kann.

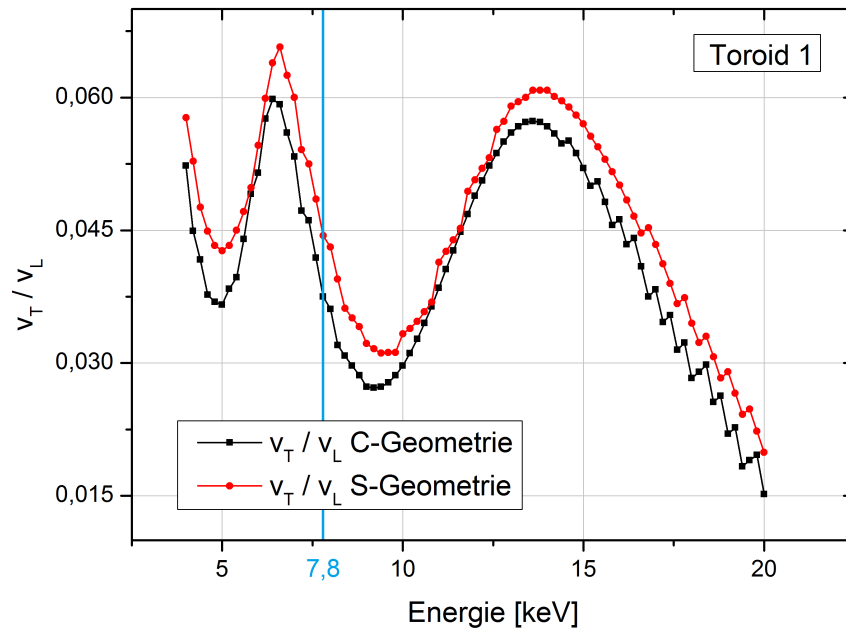
Um die optimalen Strahlparameter, in diesem Fall die Strahlenergie, zu finden, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Ringstrahl, also der durch beide Toroidsegmente transportierte Ionenstrahl, untersucht. Dabei war das Ziel eine Strahlenergie zu finden, bei der der Strahl optimal an den Transportkanal angepasst ist, sodass die oben genannten Bedingungen erfüllt werden. Dazu wurde mittels des Simulationsprogramms „Segments“ von Martin Droba ein Ion durch die beiden Toroidsegmente transportiert und dabei die Ionenenergie variiert. Ausgewertet wurde das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente ungefähr in der Mitte der beiden Toroidsegmente, genauer am Ort mit der höchsten Magnetfeldstärke (Präzision der Simulationen: 500 Schritte pro Rechnung). Die Simulationen wurden dabei für eine Ionenenergie von 4 keV bis 20 keV durchgeführt. Es wurde eine Schrittweite von 1 keV verwendet. Als Ionenpezies wurden Protonen gewählt, da diese Ionen im Experiment verwendet werden sollen und daher für diese Spezies das Injektionssystem als erstes konfiguriert werden soll. Der Startpunkt wurde in die Mitte des Driftrohrs des ersten Toroidsegments gelegt, wobei das Proton 250 mm vor dem Eingang des Magnets positioniert wurde. Zu Beginn besaß das Proton keine transversale Geschwindigkeitskomponente. Die vollständige kinetische Energie wurde in die longitudinale Komponente gesteckt. Zwischen den beiden Toroidsegmenten bestand eine Driftsektion von 300 mm. Dieser Abstand wurde bei vorherigen Untersuchungen als geeignet für das Injektionsexperiment bestimmt [8].

Es wurden nacheinander alle genannten Energien durchsimuliert. Dabei wurde dies jeweils einmal für die C- und einmal für die S-Geometrie getan. Das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente wurde dabei jeweils in beiden Magneten am Ort höchster Feldstärke bestimmt, um die Werte vergleichen zu können. Die Ergebnisse für das erste Toroidsegment (Toroid 1) sind in Abbildung 5.5 und die für das zweite Toroidsegment (Toroid 2) in 5.6 zu sehen.

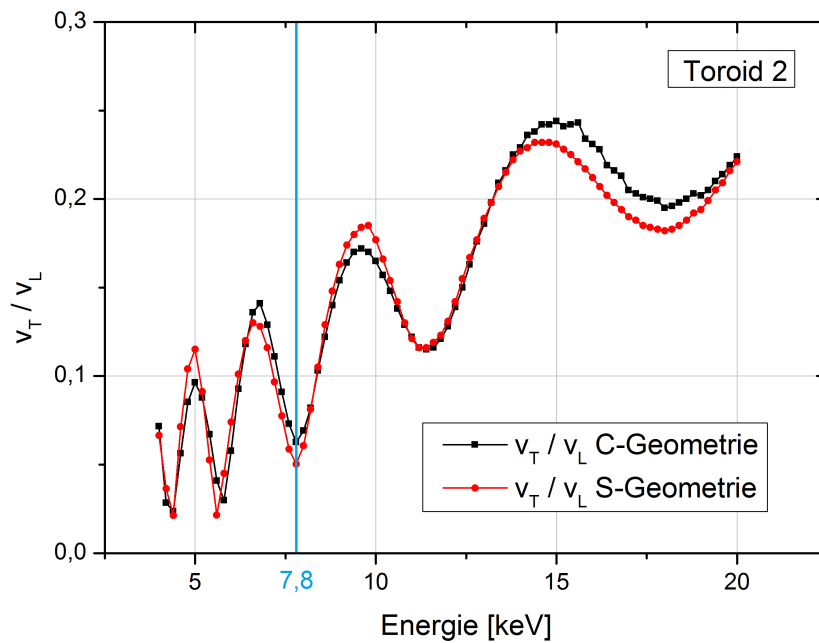
Bei der Auswertung der Ergebnisse erkennt man, dass das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente bei bestimmten Protonenenergien ein Maximum, bei anderen wiederum ein Minimum aufweist. Dabei ist eine Art Schwingung zwischen den Punkten festzustellen. Im ersten Toroidsegment sind dabei, über den selben Energiebereich, nur ungefähr die Hälfte der Maxima und Minima festzustellen wie im zweiten Toroidsegment. Des Weiteren ist festzustellen, dass das Verhältnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten im zweiten Toroidsegment mit steigender Energie ansteigt, während es im ersten Toroidsegment abfällt. Die Unterschiede zwischen den Geometrien sind in beiden Toroidsegmenten geringfügig.

Das Ziel dieser Untersuchung lag darin, ein optimale Strahlenergie für den Ringstrahl zu finden, sodass die oben angesprochenen Bedingungen für das Injektionssystem möglichst gut erfüllt sind.

### 5.3 Bestimmung der optimalen Strahlenergie für den Strahltransport

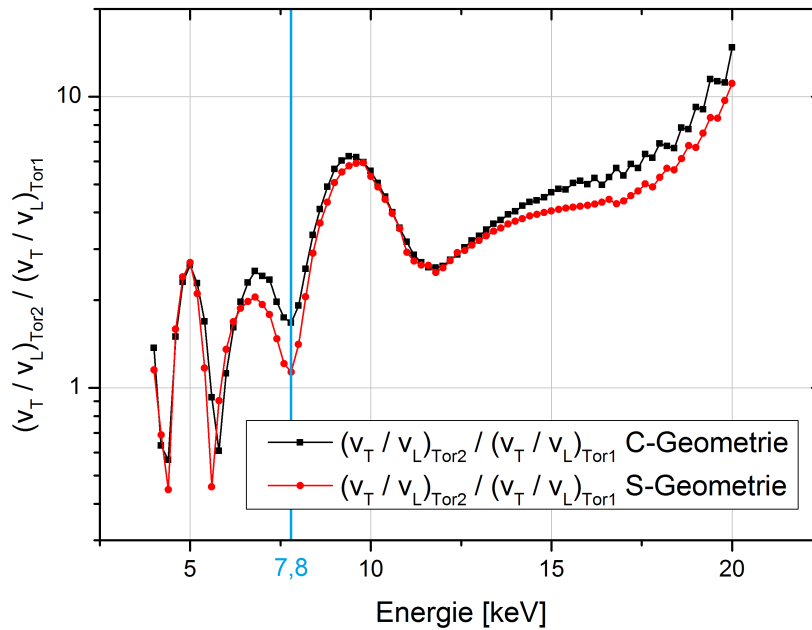


**Abbildung 5.5:** Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente am Ort der höchsten Magnetfeldstärke im ersten Toroidsegment aufgetragen gegen die Protonenenergie



**Abbildung 5.6:** Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente am Ort der höchsten Magnetfeldstärke im zweiten Toroidsegment aufgetragen gegen die Protonenenergie

### 5.3 Bestimmung der optimalen Strahlenergie für den Strahltransport



**Abbildung 5.7:** Verhältnis der Verhältnisse von der transversalen zur longitudinalen Geschwindigkeitskomponente am Ort der höchsten Magnetfeldstärke vom ersten zum zweiten Toroidsegment aufgetragen gegen die Protonenenergie

Für den Ringstrahl ist davon auszugehen, dass dieser im angepassten Fall, also bei einem kleinen Verhältnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten, am besten durch den Transportkanal driftet. Dabei ist vor allem das Verhältnis im zweiten Toroidsegment sehr wichtig, da die beiden Strahlen – der Ring- sowie der Injektionsstrahl – hier kurzzeitig nebeneinander driften, bevor sie zu einem Strahl vereinigt werden. Aus dem Graphen in Abbildung 5.6 ist dabei ersichtlich, dass das Verhältnis beispielsweise bei einer Protonenenergie von 7,8 keV ein Minimum aufweist. Im ersten Toroidsegment liegt bei dieser Energie zwar keine Minimum vor, der Wert bewegt sich aber in der selben Größenordnung wie im zweiten Toroidsegment.

Um noch weitere Aussagen über die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses von der Protonenenergie im Transportkanal tätigen zu können, wurden die Daten noch weiter analysiert. Dabei wurde die Auswirkung der Driftsektion zwischen den beiden Segmenten auf das Geschwindigkeitsverhältnis genauer untersucht. In der Driftsektion kommt es, wenn der Strahl nicht angepasst ist, zu einer teils sehr großen Umverteilung der Impulse und damit zu großen Veränderungen der Geschwindigkeitsverhältnisse. Um diese Auswirkung genauer betrachten zu können, wurde das Verhältnis der Verhältnisse von der transversalen zur longitudinalen Geschwindigkeitskomponente vom ersten zum zweiten Toroidsegment gebildet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.7 grafisch dargestellt.

Dieser Graph zeigt die Veränderung des Verhältnisses der Geschwindigkeitskomponenten aufgrund der Driftsektion für die C- und die S-Geometrie in Abhängigkeit von der Protonenenergie. Dabei sind wiederum Minima und Maxima festzustellen, wobei die Schwingung deutlich unordentlicher ist, als zuvor bei den Verhältnissen in den beiden Toroidsegmenten.

Bei der Analyse des Ergebnisses ist feststellbar, dass in dem bei diesem Experiment einstellbaren Energiebereich vier Minima liegen. Bei diesen Minima ist der Impulsübertrag zwischen der

transversalen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponente minimal oder wird sogar kleiner als eins. Letzteres bedeutet, dass der Impuls aufgrund der Driftsektion von der transversalen zurück in die longitudinale Komponente wandert. Die Auswirkung der Driftsektion auf den Strahl ist daher bei einem Wert von eins am geringsten, bei einem Wert kleiner eins aber auch vernachlässigbar. Der Strahl ist somit in diesen Fällen optimal an die Driftsektion angepasst.

Dies stellt eine sehr wichtige Bedingung für das Injektionssystem dar, da ein angepasster Strahl weitgehend verlustfrei transportiert werden kann und gleichzeitig Auswirkungen durch Störungen von außen den Strahl nur geringfügig beeinflussen. Daher sollte für die Strahlenergie im Injektionsexperiment eine der vier hier gefundenen Energien verwendet werden. Die Geometrie hat für die Wahl der Energie nur eine sehr geringe Bedeutung, da die Minima für beide Geometrien fast genau an der selben Stelle liegen.

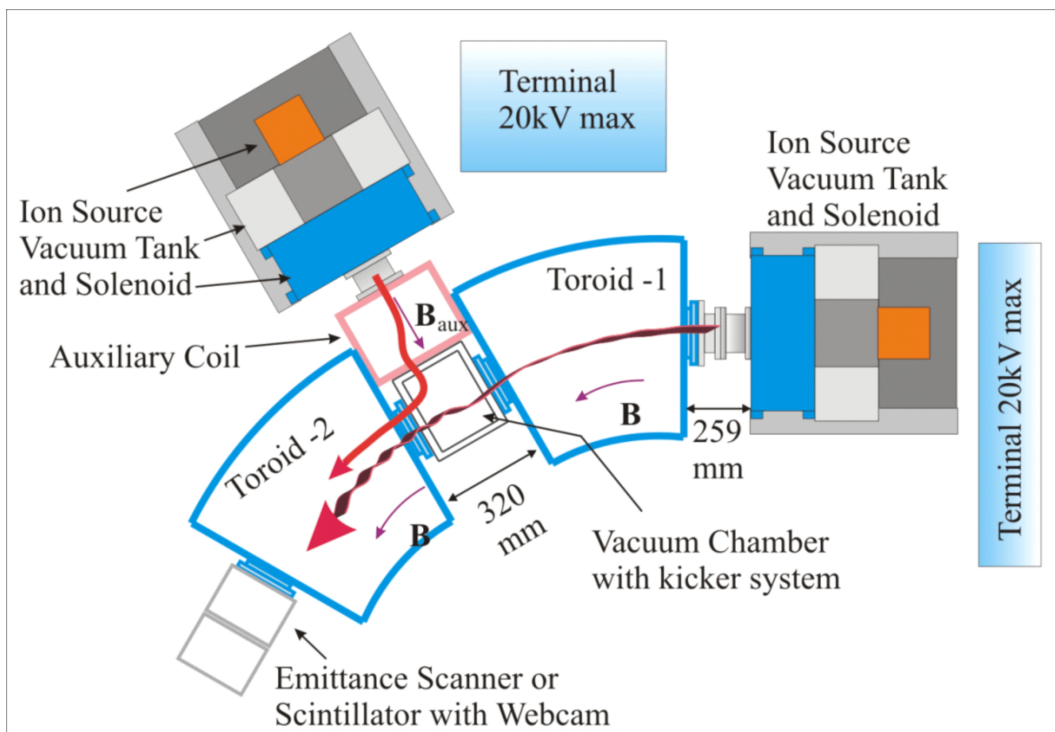
Um eine Entscheidung zu Gunsten einer der vier Energien treffen zu können, wurde festgestellt, in welchem Energiebereich die verwendeten Volumenionenquellen am besten arbeiten können. Dies ist bei den in diesem Experiment verwendeten Quellen ab einer Energie von ungefähr 6 keV bis zur Funktionsgrenzen von 20 keV möglich. Die Quelle selbst funktioniert zwar auch bei tieferen Energien, der Strahlstrom steigt aber mit steigender Energie an. Da bei der Verwendung von Wasserstoffionen der Strahl, wie bei den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Experimenten, gefiltert werden muss, damit nur eine Ionenspezies im Strahlkanal auftritt, ist ein hoher Quellenstrom notwendig. Aus diesem Grund sind Energien im Bereich größer 6 keV anzustreben. In diesem Bereich befinden sich im Graphen nur noch zwei Minima. Das Verhältnis der Verhältnisse der transversalen zur longitudinalen Geschwindigkeitskomponente vom ersten zum zweiten Toroidsegment ist dabei beim Minimum mit der höheren Strahlenergie fast doppelt so groß wie beim Minimum mit der kleineren Strahlenergie.

Aus diesem und den anderen genannten Gründen wurde die Strahlenergie von 7,8 keV, für alle Untersuchungen die im Zusammenhang mit dem Injektionssystem stehen, gewählt. Dabei war vor allem wichtig, dass zum einen der Impulsübertrag zwischen den beiden Komponenten beim Strahltransport durch die Driftsektion – bei dieser Energie – minimal ist und zum anderen, dass das Geschwindigkeitsverhältnis im zweiten Toroidsegment minimal ist. Diese beiden Eigenschaften des Protonenstrahls sind optimale Voraussetzungen für den Betrieb des Injektionssystems, da der Ringstrahl somit durch die optimale Anpassung an die Driftsektion nur schwach beeinflussbar und damit weitgehend verlustfrei den Transportkanal durchqueren sollte.

Die genannten Bedingungen werden auch von einem Protonenstrahl im Energiebereich von 11,4 keV (Minimum Toroid 2) bis 11,8 keV (Minimum Driftsektion) gut erfüllt. Da das Geschwindigkeitsverhältnis im zweiten Toroidsegment, sowie die Veränderung dieses aufgrund der Driftsektion in diesem Energiebereich, aber ungefähr doppelt so groß wie bei einer Energie von 7,8 keV ist, sollte eine Protonenenergie aus diesem Bereich nur als zweite Wahl Verwendung finden. Treten in den Experimenten mit der Protonenenergie von 7,8 keV Probleme, wie beispielsweise ein zu geringer Strahlstrom, auf, ist eine Protonenenergie aus dem Energiebereich von 11,4 keV bis 11,8 keV als weitere Option einsetzbar. Die Strahlenergie wurde aber zunächst für fast alle Untersuchungen in dieser Arbeit, ob Theorie, Simulation oder Experiment, auf 7,8 keV festgesetzt.

Aus den ausgewerteten Daten der Simulationen ist es auch möglich eine erste tendenzielle Aussage darüber zu treffen, ob eine C- oder S-Geometrie für das zukünftig aufzubauende Experiment vorteilhaft wäre. Wenn man sich die vier Minima in Abbildung 5.7 anschaut, stellt man fest, dass bei den drei Minima mit der kleineren Energie die S-Geometrie ein kleineres Verhältnis der Geschwindigkeitsverhältnisse besitzt. Der Strahl ist bei der S-Geometrie bei kleineren Strahlenergien ein wenig besser angepasst. Trotzdem spricht diese Beobachtung nicht prinzipiell gegen die Verwendung der C-Geometrie, da die Unterschiede, vor allem beim direkte Geschwindigkeitsverhältnis im zweiten Toroidsegment (Abbildung 5.6), recht klein sind. Daher stellt diese Beobachtung nur eine leichte Tendenz dar.

## 5.4 Entscheidung für eine Konfiguration



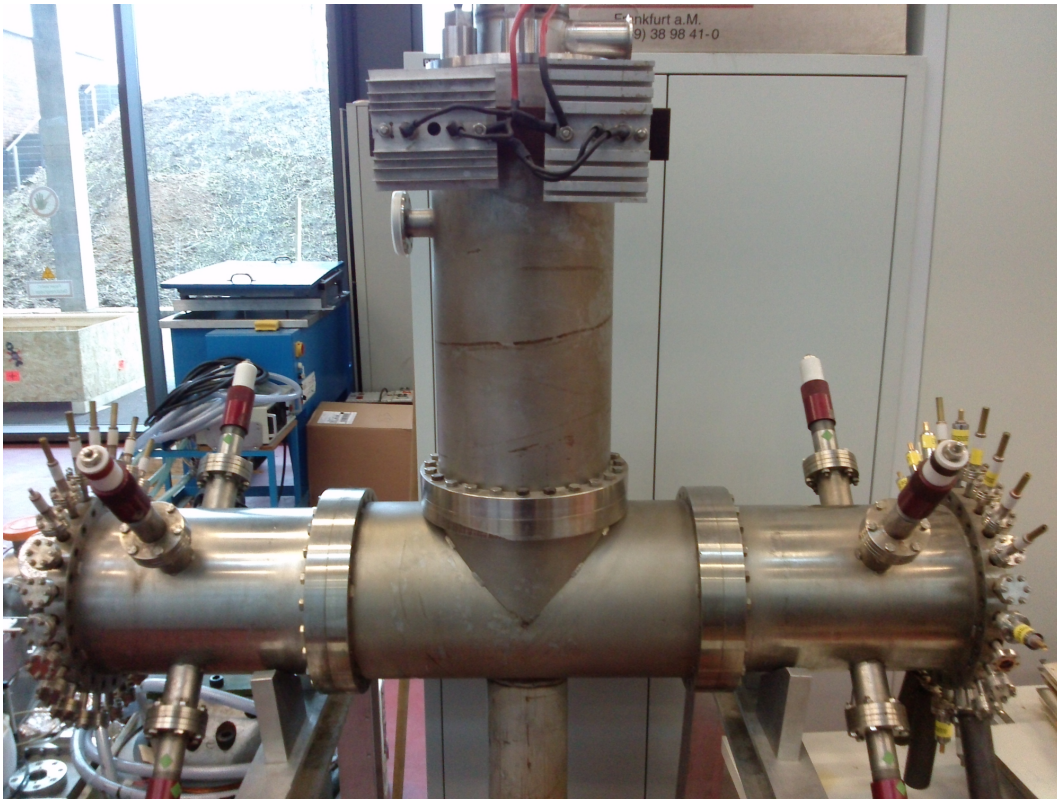
**Abbildung 5.8:** Skizze des aufzubauenden Injektionsexperiments in der C-Geometrie / Nicht dargestellt: die beiden Filterkanäle hinter den Injektoren

Neben den Simulationen spielt auch, wie zuvor angesprochen, die experimentelle Machbarkeit eine wichtige Rolle für die Entscheidung, welche Geometrie für das Injektionsexperiment zunächst verwendet werden sollte. Zwar zeigen die Simulationen eine leichte Tendenz Richtung S-Geometrie. Das schließen die Verwendung der C-Geometrie aufgrund der geringfügigen Unterschiede aber nicht aus.

Bei den hier vorgestellten Simulationen wurde kein Injektionsmagnet betrachtet. Es wird davon ausgegangen, dass dieser generell nur eine geringfügige Auswirkung auf den Ringstrahl im Transportkanal hat. Daher ist diese Untersuchung, vor allem als erste Näherung, anwendbar.

## 5.4 Entscheidung für eine Konfiguration

Bei der Entscheidung für eine endgültige Geometrie ist es auch wichtig, neben den Ergebnissen der Simulationen für den Ringstrahl und der technischen Machbarkeit des Umbaus der Toroidsegmente, zu beachten, wo beim jeweiligen Aufbau die Injektoren, die Hochspannungsterminals, die Hochspannungsleitungen sowie alle anderen Versorgungssysteme liegen. Des Weiteren ist dies in Einklang mit dem zur Verfügung stehenden Platz im Experimentierareal zu bringen. Aus den angesprochen Gründen war der Aufbau des Injektionsexperiments in der S-Geometrie zunächst nicht möglich und es wurde damit begonnen, dieses in der C-Geometrie aufzubauen. In Abbildung 5.8 ist eine Skizze dieses experimentellen Aufbaus dargestellt. Darin fehlen die Filtersysteme, welche nach den beiden Injektoren installiert werden sollen. Auf dem Foto in Abbildung 3.10 (Kapitel 3.5) ist das Experimentierareal von oben zu sehen und die Grundausrichtung der einzelnen Bauteile für die genannte C-Geometrie zu erkennen.



**Abbildung 5.9:** Zerlegte EBIS mit supraleitendem Solenoid

## 5.5 Der Injektionsmagnet

Zur Umsetzung des Injektionssystems fehlt zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch der Injektionsmagnet sowie der Vakuumtank zwischen den beiden Toroidsegmenten.

Der Injektionsmagnet ist von N. Joshi [8] mittels Simulationen vorgeschlagen und ausgelegt worden. Um das Injektionssystem fertigzustellen, müsste dieser konstruiert, in Auftrag gegeben und gebaut werden. Beim Injektionsmagnet handelt es sich um eine kurze Spule (Länge 240 mm), die nach dem Filterkanal und teilweise zwischen den beiden Toroidsegmenten positioniert werden soll. Da der angesprochene Injektionsmagnet für eine Strahlenergie von 10 keV ausgelegt wurde, müsste eine Anpassung der Magnetfeldstärke des Magnets an die hier vorgeschlagenen Strahlenergie von 7,8 keV durchgeführt werden.

Eine andere Möglichkeit zur Umsetzung des Injektionssystems mittels eines Injektionsmagnets hat sich durch eine alte, vorhandene, supraleitende EBIS ergeben. Bei einer EBIS handelt es sich um eine Ionenquelle, in welcher mittels eines Elektronenstrahls die Atome ionisiert werden. Das dabei entstehende Plasma wird in transversaler Richtung durch ein sehr starkes Magnetfeld eines Solenoids eingesperrt.

In der zur Verfügung stehenden EBIS ist ein supraleitender Solenoid mit einem Magnetfeld von bis zu 5 T verbaut. In Abbildung 5.9 ist die zerlegte EBIS zu sehen. In dem dreigeteilten, sehr langen Vakuumrohr befindet sich das supraleitende Solenoid. Nach oben zeigend befindet sich das Kühlsystem des Magnets.

Durch die Verwendung dieses supraleitenden Magnets als magnetischen Kanal, welcher an den Injektor anschließt, besteht theoretisch die Möglichkeit, ein Filtersystem mit dem Injektionsmagnet zu kombinieren. Die Filterung findet beim Transport des Strahls durch den magnetischen Kanal aufgrund der unterschiedlichen Gyrationradien der drei Spezies in Abhängigkeit von der

## 5.5 Der Injektionsmagnet

Anpassung an diesen ab. So kann die Spezies, welche mittels des Solenoids des Injektors an den magnetischen Kanal angepasst ist und somit einen kleinen Gyrationradius besitzt, weitgehend verlustfrei durch diesen transportiert werden, während die anderen beiden Spezies im Kanal verloren gehen. Auf diesem Weg könnte man ein Filtersystem auf Grundlage der vorhandenen EBIS entwickeln.

Gleichzeitig würde das Solenoid auch den Injektionsmagnet darstellen. So würde per Anpassung der Magnetfelder und der Geometrie eine Injektion in das zweite Toroidsegment ermöglicht werden. Ob diese Idee eines magnetischen Filterkanals realisierbar ist, wird im Rahmen einer weiteren Forschungsarbeit am Institut untersucht. Ist dies möglich, stellt der supraleitende Magnet der ehemaligen EBIS eine mögliche Alternative als Injektionsspule für das Injektionsexperiment dar.



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die im Zusammenhang mit dieser Arbeit durchgeführten theoretischen Untersuchungen, Simulationen und Experimente hatten das Hauptziel, die Erforschung der Injektion sowie des Transports von Ionenstrahlen bestehend aus verschiedenen, einzelnen Wasserstoffionenspezies durch toroidale Magnetfeldstrukturen zu ermöglichen. Der für das Erzeugen solcher Ionenstrahlen entwickelte und aufgebaute Filterkanal und der Aufbau des benötigten zweiten Injektors für den Injektionsstrahl waren die Schwerpunkte dieser Arbeit. Des Weiteren wurden erste Untersuchungen zu Strahlparametern sowie Konfigurationen des experimentellen Aufbaus für das Injektionsexperiment getätigt. Im Folgenden soll zusammenfassend auf die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit eingegangen werden sowie darauf aufbauend ein Ausblick auf Möglichkeiten für zukünftige Untersuchungen gegeben werden.

Der Filterkanal wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, aufgebaut und untersucht. Der Kanal wurde zunächst mittels konzeptioneller Untersuchungen analysiert. Dabei wurde die Filtereigenschaft wie auch die Möglichkeit zur Vermessung der Strahlzusammensetzung genauer untersucht. Aufbauend auf dieser Analyse wurde mit der Untersuchung und Auslegung des Kanals mittels Simulationen begonnen. Der Kanal wurde dabei für einen Wasserstoffionenstrahl – bestehend aus den drei Ionenspezies  $H_1^+$ ,  $H_2^+$  und  $H_3^+$  – mit einer Strahlenergie von 7,8 keV und einer Raumladungskompensation von 0,9 untersucht. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung der Transmission in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids. Dabei konnte gezeigt werden, dass bei einem Filterkanal mit einem Lochdurchmesser von 20 mm eine Transmission von über 99% für jeden der drei Ionenspezies bei verschiedenen Magnetfeldstärken möglich ist. Die Transmission der unerwünschten Spezies lag in allen drei Fällen unter 1%. Zusammen mit der Untersuchung der Strahlverluste konnte mittels dieser Simulationen gezeigt werden, dass der Filterkanal zum Filtern und Vermessen eines Wasserstoffionenstrahls bestehend aus den drei genannten Spezies sowie der Messung der Strahlzusammensetzung eines Strahls geeignet ist.

Im Zusammenhang mit der Entwicklung und Untersuchung des Filterkanals mittels Simulationen wurde die Sekundärelektronenunterdrückung des Kanals ausgelegt. Dabei handelt es sich um eine ringförmige Repellerelektrode am Eingang des Kanals, welche eine negative Potenzialbarriere erzeugt und dadurch den Transport von Sekundärelektronen in und aus dem Kanal verhindert. Die benötigte negative Spannung für den Repeller wurde mittels theoretischer Berechnungen auf einen Wert von -500 V festgelegt. Auswirkung dieser oder einer höheren Spannung auf das Filterverhalten des Kanals wurde dabei mittels Simulationen ausgeschlossen.

Es wurden außerdem die Strahleigenschaften der durch den Filterkanal transportierten Ionenspezies untersucht. Dabei wurde vor allem die Strahlbreite, die Wölbung sowie die Speziesverteilung im Strahl beim Transport durch den Kanal analysiert. Dabei konnte im Filterkanal bei allen drei Spezies eine Hohlstrahlbildung festgestellt werden, deren Ausprägung abhängig von der Speziesmasse ist und bei schwereren Wasserstoffspezies am stärksten auftritt. Zusammen mit der Untersuchung zur Auswirkung des Lochdurchmessers auf die Filtereigenschaften des Kanals konnte dadurch erklärt werden, warum die Transmission bei einem zu kleinen Loch je geringer ist, umso schwerer die jeweilige Ionenspezies ist. Auch wurden die Auswirkungen der Raumladungskompensation auf die Transmission der drei Ionenspezies genauer analysiert. Dabei konnte gezeigt werden, dass die maximale Transmission einer Spezies von der Raumladungskompensation abhängt, wobei erst bei einer Kompensation von 0,9 eine Transmission von über 99% bei allen drei Wasserstoffspezies möglich ist. Für die vollständige Funktionalität der Filterkanals sind daher eine hohe Raumladungskompensation sowie ein bestimmter minimaler Lochdurchmesser notwendig.

Bei diesen Simulationen wurden immer die selbe Strahlverteilung, Strahlzusammensetzung sowie Strahlenergie verwendet. Um die Gesetzmäßigkeiten des Kanals noch besser verstehen zu



können, sollten bei weiteren Untersuchungen des Kanals mittels Simulationen diese Parameter variiert werden, wie die Betrachtung der experimentellen Ergebnisse der Filterkanalmessungen mit verschiedenen Strahlparametern verdeutlicht. Des Weiteren wäre eine genaue theoretische Untersuchung des Filterkanals und seiner Abhängigkeiten, beispielsweise vom Divergenzwinkel, eine weitere Möglichkeit zum genaueren Verständnis der Kanaleigenschaften.

Zur Funktionalität des zweiten, neu aufgebauten Injektors kann gesagt werden, dass die Geometrie sowie alle für die Strahldynamik verantwortlichen Elemente baugleich zum schon vorhandenen Injektor sind. Nur die Volumenionenquellen unterscheiden sich zum jetzigen Zeitpunkt noch leicht voneinander. Dabei könnte man die beiden Injektoren weiter angleichen, indem man die Extraktionsöffnungen der Quellen angleicht sowie das Magnetfeld der neuen Quelle vermisst. Diese Arbeiten sollten zukünftig durchgeführt werden, um Ring- und Injektionsstrahlen mit gleichen bekannten Parametern erzeugen zu können.

Die benötigten Höhenunterschiede zwischen Injektions- und Transportkanal wurde mittels theoretischer Rechnungen bestimmt. Der neue Injektor wurde höhenverstellbar entwickelt und auf den errechneten Höhenbereich voreingestellt. Aufgrund dieser Höhenverstellbarkeit besteht die experimentelle Möglichkeit, beim Injektionsexperiment eine weitläufigen Parameterraum – sowohl bei den Strahlparametern als auch bei der Magnetfeldstärke und -struktur – zu untersuchen.

Die im neuen Injektor zur Vermessung des Quellenstroms verwendete Faraday-Tasse ist eine Neuentwicklung. Die Tasse wurde so konstruiert, dass diese auch zur Vermessung des Ionenstrahlstroms hinter dem Filterkanal eingesetzt werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die neue Faraday-Tasse auf ihre Funktionalität getestet, wobei die Erwartungen erfüllt wurden. Bei der Untersuchung der Sekundärelektronenunterdrückung wurde festgestellt, dass bei geringen Strahlströmen diese am wichtigsten ist, da die Auswirkungen der Sekundärelektronen auf den gemessenen Strom bei abgeschalteter oder nicht vorhandener Sekundärelektronenunterdrückung bei geringen Strömen am stärksten sind. Dabei wurde mittels weiterer experimenteller Untersuchungen gezeigt, dass für diese Beobachtung hochenergetische Sekundärelektronen, die in Nähe der Screeningelektrode der Quelle erzeugt werden, mitverantwortlich sein können. Eine andere mögliche Erklärung für den gemessenen Effekt wäre in der Verteilung der Sekundärelektronen im Raum zwischen der Quelle und der Tasse zu finden. Welcher Effekt dabei eine wie große Rollen spielt, könnte mittels weiterer Experimente geklärt werden.

Für das Betreiben des neuen Injektors wurde ein weiteres Hochspannungsterminal in Betrieb genommen. Dabei wurden die verschiedenen Anschlussoptionen an die Ionenquelle sowie die Auswirkungen auf die Strahlenergie diskutiert. Dabei könnten durch zukünftig Verbesserungen am Terminal die Strahlenergie präziser bestimmt und die Quelle stabiler und genauer eingestellt werden. Dies wäre beispielsweise durch den Einbau eines Strommessgeräts zwischen Plasmaelektrode und Plasmakammer möglich.

Ein weiteres Thema das im Zusammenhang mit dem Aufbau des Injektionsexperiment behandelt wurde, betrifft die Geometrie des aufzubauenden Experiments, genauer die Unterschiede in der Anordnung der Toroidsegmente und der Anschlussseite und -höhe des Injektionskanals. Es wurden verschiedene Untersuchungen und Analysen durchgeführt und darauf aufbauend die C-Geometrie mit erhöhter Injektion von der Außenseite gewählt. Für diese Wahl waren mehrere Gründe ausschlaggebend. Zunächst wurde diese Option schon bei Untersuchungen zuvor als geeignet und vorteilhaft vorgeschlagen [8]. Des Weiteren wurde im Rahmen dieser Arbeit die technische Umsetzungsmöglichkeit der verschiedenen Optionen genauer untersucht und die ausgewählte Konfiguration als gut umsetzbar eingestuft. Dabei spielten sowohl das Experimentierareal als auch die Umbaumöglichkeiten der Toroidsegmente ein Rolle. Zuletzt wurden noch Simulationen zur optimalen Anpassung des Strahls an den Transportkanal bei Variation der Strahlenergie durchgeführt. Dabei traten zwischen der S- und C-Geometrie keine signifikanten Unterschiede auf.

Bei den eben angesprochenen Simulationen zwecks Optimierung des Strahltransports des Ringstrahls wurde das Verhältnis der transversalen zur longitudinalen Geschwindigkeitskomponente beim Transport eines Protons durch den Transportkanal in Abhängigkeit von der Strahlenergie untersucht. Dabei wurden auch die Auswirkung der Driftsektion zwischen den beiden Toroidsegmenten betrachtet. Das Ziel war es dabei, eine Strahlenergie zu finden, bei der der Strahl optimal an den Transportkanal angepasst ist, wodurch Beeinflussungen, beispielsweise durch das Injektionssystem, minimal sein sollten. Die Untersuchungen ergaben dabei vier mögliche Strahlenergien, wobei in Abhängigkeit von der experimentellen Machbarkeit die Energie von 7,8 keV zur weiteren Verwendung im Injektionsexperiment gewählt wurden.

Bei diesen Simulationen wurde noch kein Injektionssystem betrachtet. Da die Auswirkung des Injektionssystems auf den Transportkanal minimal sein sollten, ist davon auszugehen, dass diese Simulationsergebnisse in erster Näherung verwendbar sind. Zukünftig sollten diese Untersuchungen, spätestens wenn das Injektionssystem fertig ausgelegt ist, mit integriertem Injektionssystem wiederholt und die Unterschiede analysiert werden.

Nachdem das Experiment umgebaut und der neue Injektor in Betrieb genommen war, wurde mit der experimentellen Erforschung des Filterkanals begonnen. Dazu wurde dieser am neuen und später am alten Injektor befestigt und mehrere Experimente mit verschiedenen Quellen- und Strahlparametern durchgeführt. Dabei lag das Hauptaugenmerk auf Untersuchungen mit Wasserstoff. Zur Kalibrierung des Kanals wurde zusätzlich Helium verwendet. Gemessen wurde dabei der Quellenstrom, der Verluststrom im Filterkanal sowie der Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende.

Zunächst wurde zur Überprüfung der Funktionalität der Sekundärelektronenunterdrückung und der vollständigen Transmission des Ionenstrahls aus der Quelle in den Kanal dieser in einer Art Tassenkonfiguration betrieben. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Sekundärelektronenunterdrückung mittels der elektrostatischen Repeller bei einer negativen Spannung von -500 V gewährleistet wird. Die vollständige Transmission des Strahls in den Kanal ab einer parameterabhängigen Magnetfeldstärke konnte auch gezeigt werden. Dabei liegt im Unterschied zu den Simulationsergebnissen beim Experiment in Abhängigkeit von den Strahlparametern teilweise der Fall vor, dass beim Transport der leichteren Spezies durch den Kanal noch nicht der gesamte Strahlstrom den Filterkanal erreicht. Die Konsequenz ist, dass die Bestimmung des transportierten Stroms aus dem gemessenen Verluststrom fehlerbehaftet ist. Aus diesem Grund sollte die hier zur Vermessung des Ionenstrahlstroms hinter der Lochblende fest verbauten Faraday-Tasse zukünftig mittels Pneumatik als ein fester Bestandteil des Kanals verbaut sein. Dadurch wäre eine Bestimmung des Stroms hinter dem Filterkanal bei durchzuführenden Experimenten, wie dem Strahltransport durch beide Toroidsegmente, direkter und genauer möglich.

Bei den Experimenten zur Filterung und Vermessung des Ionenstrahls konnte gezeigt werden, dass der Filterkanal zur Filterung eines Wasserstoffionenstrahls eingesetzt werden kann. Die drei Peaks der verschiedenen Wasserstoffionenspezies wurden gefunden und waren dabei klar voneinander zu trennen. Durch Kalibrierung mittels Heliummessungen und den Simulationen konnten die gemessenen Peaks eindeutig den drei gesuchten Wasserstoffspezies zugeordnet werden. Eine Übereinstimmung der Orte der Peakmaxima im Spektrum zwischen Simulation (Raumladungskompensation 1,0) und Experiment lag dabei weitgehend vor. Die Abstände der Maxima stimmten mit den theoretisch bestimmten Werten überein.

Die maximale Transmission der drei Spezies durch den Filterkanal war dabei nicht wie in den Simulationen über 99% sondern teilweise deutlich geringer. Wie hoch die Transmission der jeweiligen Wasserstoffspezies genau war, konnte aufgrund des fehlenden Wissens über die genaue Strahlzusammensetzung der Wasserstoffstrahlen aus der Quelle nicht bestimmt werden. Da für die Vermessung der Strahlzusammensetzung des Ionenstrahls eine sehr hohe maximale Transmission benötigt wird, konnte eine solche Vermessung in dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Indizien weisen darauf hin, dass die Gründe für die Verluste in einem zu kleinen Lochdurchmesser zu finden sind. Weitere Untersuchungen des Transports durch den Kanal in Abhängigkeit vom Lochdurchmesser wären daher der nächste logische Schritt. In diesem Zusammenhang wäre eine Lochblende mit einstellbarem Lochdurchmesser eine Entwicklungsoption. Eine Untersuchung der Abhängigkeit des Transports vom Divergenzwinkel sowie der Raumladung des Strahls wäre dabei ebenfalls durchzuführen. Bei bekannter Strahlzusammensetzung, was durch Umkonfiguration der beiden Quellen erreicht werden kann, könnte auch die Auswirkung dieser auf den Strahltransport durch den Filterkanal experimentell untersucht werden.

Durch die Wiederholung einiger Filterkanalmessungen konnte gezeigt werden, dass die Messergebnisse reproduzierbar sind. Der Einsatz des Filterkanals zur Filterung von Wasserstoffionenstrahlen funktioniert daher zuverlässig. Auf diesen Weg wurde zusätzlich das Funktionieren der wieder in Betrieb genommenen Volumenionenquelle am neuen Injektor bestätigt und gezeigt, dass diese für zukünftige Experimente einsatzbereit ist, wobei eine Umkonfiguration durchgeführt werden sollte.

Im Zusammenhang mit der weiteren Untersuchung und Verwendung des Filterkanals stellt sich natürlich auch die Frage, ob mit einem solchen Kanal auch andere Ionenstrahlen gefiltert und möglicherweise vermessen werden können. In dieser Arbeit und im Zusammenhang mit dem zugrunde liegenden Projekt wurde nur die Filterung und Vermessung eines Wasserstoffionenstrahls bestehend aus den drei genannten Spezies untersucht. Mit diesem Filterkanal wäre auch die Erforschung von Einsatzmöglichkeiten für andere Elemente durchführbar, um auf diese Weise zu überprüfen, ob das Filterkanalkonzept als Konkurrenzoption zu gängigen Filter- und Messsystemen, wie Systemen basierend auf Dipolmagneten, zu sehen ist. Die dauerhafte Strahlfokussierung während der Filterung und Vermessung wäre dabei der große Vorteil dieses Systems und würde für den Einsatz bei hohen Strahlströmen sprechen.

Der entwickelte und untersuchte Filterkanal zur Filterung eines Wasserstoffionenstrahls kann direkt zur Untersuchung des Strahlverhaltens von Ionenstrahlen bestehend aus nur einer Ionenspezies in toroidalen Magnetfeldstrukturen genutzt werden. Bei Messungen in dieser Arbeit wurden  $H_2^+$  und  $H_3^+$  Strahl mit über einem Milliampere Strahlstrom erzeugt, welche dazu verwendet werden könnten. Die Erzeugung eines  $H_1^+$  Strahls mit ähnlichem Strahlstrom sollte dabei durch Anpassung der Quellen auch möglich sein [12]. Die Untersuchung des Strahltransports durch die Toroidsegmente könnte dabei durch den Aufbau des alten Messsystems direkt durchgeführt werden [9, 7]. Zur Untersuchung der Injektion ist die Festlegung auf einen Injektionsmagnet sowie die Auslegung einiger Parameter notwendig.

## Literatur

- [1] M. Droba, O. Meusel, U. Ratzinger, and K. Volk: *High current ion beams at frankfurt university*. EPAC'04, Lucerne, 2004.
- [2] M. Droba, N. Joshi, O. Meusel, P. Nonn, and U. Ratzinger: *Design studies on a novel stellarator type high current ion storage ring*. EPAC'06, Edinburgh, 2006.
- [3] N. Joshi, M. Droba, O. Meusel, and U. Ratzinger: *Beam transport in toroidal magnetic field*. EPAC'08, Genoa, 2008.
- [4] M. Droba, N. Joshi, O. Meusel, H. Niebuhr, and U. Ratzinger: *Beam accumulation in a stellarator type storage ring*. IPAC'10, Kyoto, 2010.
- [5] N. Joshi, M. Droba, O. Meusel, H. Niebuhr, and U. Ratzinger: *Scaled down experiments for a stellarator type magnetostatic storage ring*. IPAC'10, Kyoto, 2010.
- [6] M. Droba, A. Ates, O. Meusel, H. Niebuhr, U. Ratzinger, and J.F. Wagner: *Confinement, accumulation and diagnostic of low energy ion beams in toroidal fields*. IPAC'11, San Sebastián, 2011.
- [7] Heiko Niebuhr: *Untersuchung der transversalen Strahldynamik beim Transport eines Ionenstrahls durch zwei toroidale Magneten*. Bachelorarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2012. <http://id.persid.org/urn:nbn:de:hebis:30:3-242359>.
- [8] Ninad S. Joshi: *Investigations on Transport and Storage of High Ion Beam Intensities*. Dissertation, Goethe-Universität, Frankfurt, 2009. <http://id.persid.org/urn:nbn:de:hebis:30-69051>.
- [9] Patrick Nonn: *Entwicklung einer Strahldiagnose in toroidalen, magnetischen Führungsfeldern*. Diplomarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2009. <http://id.persid.org/urn:nbn:de:hebis:30-75256>.
- [10] Joschka Wagner: *Computergestützte Magnetfeldanalyse eines Hochstromspeicherrings mit Stellaratorkonfiguration*. Bachelorarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2013.
- [11] Adem Ates: *Zerstörungsfreie Strahldiagnosemethode in starken Magnetfeldern*. Bachelorarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2012.
- [12] N. Joshi, M. Droba, O. Meusel, and U. Ratzinger: *Characterization of volume type ion source for  $p$ ,  $H_2^+$  and  $H_3^+$  beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 606(3):310 – 313, 2009. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.008>.
- [13] Daniel Koser: *Konzept zur experimentellen Bestimmung des Strahlpotentials mittels Restgasspektrometrie*. Bachelorarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2013.
- [14] Marcel Lotz: *Fokussier- und Abbildungseigenschaften von Solenoiden*. Bachelorarbeit, Goethe-Universität, Frankfurt, 2011. <http://id.persid.org/urn:nbn:de:hebis:30:3-311276>.
- [15] Ralph Hollinger: *Entwicklung und Untersuchung einer Hochstrom-Ionenquelle zur Erzeugung intensiver, hochbrillanter Protonenstrahlen*. Dissertation, Goethe-Universität, Frankfurt, 2000.

## LITERATUR

- [16] Hartmut Zohm: *Plasmaphysik*. Vorlesung an der LMU München, 2012.

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Geplanter supraleitender magnetostatischer Speicherring „Figure-8“ bestehend aus acht Toroidsegmenten, zwei Bereichen für Experimente (Ex), einem Bereich zur Strahlanalyse (Da) und dem Injektionssystem (rote Pfeile) [6] . . . . .	1
1.2	Aufgebauter Filterkanal bestehend aus einem Solenoid, einem langen Driftrohr und einer Lochblende / Hinter der Lochblende ist ein Tank mit eingebauter Faraday-Tasse angeschlossen . . . . .	2
2.1	Transporte maximaler Transmission der drei Ionenspezies $H_1^+$ (oben/rot), $H_2^+$ (mittig/grün) und $H_3^+$ (unten/pink) bei verschiedenen Magnetfeldstärken durch den Filterkanal . . . . .	9
2.2	Konstruierter Filterkanal von vorne (Zeichnung erstellt mit „Inventor 2012“) . . .	11
2.3	Konstruierter Filterkanal von hinten (Zeichnung erstellt mit „Inventor 2012“): Gut erkennbar ist die Lochblende am Ende des Kanals . . . . .	11
2.4	Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids für drei verschiedene Repellerspannungen . . . . .	13
2.5	Transmission der drei Ionenspezies in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids . . . . .	14
2.6	Transport der drei Ionenspezies durch den Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,165 T / $H_1^+$ Ionen erreichen eine Transmission von 99% . . . . .	15
2.7	Dargestellt ist der Verluststrom der Ionen gegen die Position im Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,165 T und dazu die Geometrie des Filterkanals . . .	16
2.8	Transport der drei Ionenspezies durch den Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,235 T / $H_2^+$ Ionen erreichen eine Transmission von 99% . . . . .	16
2.9	Dargestellt ist der Verluststrom der Ionen gegen die Position im Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,235 T und dazu die Geometrie des Filterkanals . . .	17
2.10	Transport der drei Ionenspezies durch den Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,290 T / $H_3^+$ Ionen erreichen eine Transmission von 99% . . . . .	17
2.11	Dargestellt ist der Verluststrom der Ionen gegen die Position im Filterkanal bei einer Magnetfeldstärke von 0,290 T und dazu die Geometrie des Filterkanals . . .	18
2.12	Verluststrom des Ionenstrahls im Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke des Solenoids . . . . .	19
2.13	RMS Emittanz und RMS Strahlbreite aufgetragen gegen die Position im untersuchten Aufbau . . . . .	20
2.14	Wölbung der drei Ionenstrahlen verschiedener Spezies aufgetragen gegen die Position im untersuchten Aufbau . . . . .	21
2.15	Strahlverteilung in der transversalen Ebene für den $H_1^+$ (Links), $H_2^+$ (Mitte) und $H_3^+$ (Rechts) Ionenstrahlanteil am Ort der minimalen Wölbung . . . . .	22
2.16	Phasenraumverteilung des $H_1^+$ Ionenstrahls an vier Orten im Aufbau: am Eingang des Solenoids (Links oben), 150 mm hinter dem Solenoid im Filterkanal (Recht oben), direkt vor der Lochblende (Links unten) und am Ende des Aufbaus (Rechts unten) . . . . .	24
2.17	Transport der $H_1^+$ Spezies durch den Filterkanal bei einer Raumladungskompensation von 0,2 / Gezeigt sind die Einstellungen bei denen der Punkt geringster Strahlbreite im Bereich der Lochblende liegt . . . . .	25
2.18	Dreidimensionale Darstellung der Transmission aufgetragen gegen die Raumladungskompensation und die Magnetfeldstärke . . . . .	26
2.19	Farbdarstellung der Transmission aufgetragen gegen die Raumladungskompensation und die Magnetfeldstärke . . . . .	27

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.20	Verluststrom im Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm . . . . .	29
2.21	Transmission der $H_1^+$ Ionen durch den Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm . . . . .	30
2.22	Transmission der $H_2^+$ Ionen durch den Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm . . . . .	30
2.23	Transmission der $H_3^+$ Ionen durch den Filterkanal in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke für die drei verschiedenen Lochdurchmesser von 10, 20 und 30 mm . . . . .	31
3.1	Ausgearbeitete Pläne für den Aufbau des neuen Experiments / Rechter Plan wurde umgesetzt / Farbzuordnung: Gelb: Hochspannungsterminals und Netzteile, Türkis: Injektoren, Grün: Filterkanäle, Braun: Toroidsegmente, Rot: Endtank, Rosa: Hochstromnetzteile (5 Stück), Blau: Schränke . . . . .	34
3.2	Grundgerüst des neu aufgebauten Injektors mit Quellentank und Solenoid . . . . .	36
3.3	Links: Faraday-Tasse mit angeschlossenen Signalkabeln / Rechts: Pneumatische Halterung der Tasse mit montierter und angeschlossener Faraday-Tasse . . . . .	37
3.4	Links: Injektor mit hereingefahrener Tasse / Rechts: Injektor mit herausgefahrener Tasse . . . . .	37
3.5	Vollständig aufgebauter neuer Injektor . . . . .	39
3.6	Schaltplan des neuen Hochspannungsterminals mit den dazugehörigen Netzteilen / Zusätzlich angegeben sind die maximalen Spannungs- und Stromwerte (Ausgang) . . . . .	44
3.7	Links: Hochspannungsterminal von der Seite / Rechts: Blick auf die im Terminal verbauten Quellennetzteile . . . . .	45
3.8	Plan der Verschaltung des neuen Hochspannungsterminals mit der neuen Quelle . . . . .	47
3.9	Plan der Verschaltung der alten Quelle mit dem alten Hochspannungsterminal [8] . . . . .	48
3.10	Komplett aufgebautes Experiment (ohne Filterkanal) / Stand: Januar 2013 . . . . .	50
3.11	Lecktest der Bauteile des Filterkanals / Mitte: Repellerflansch / Links und Rechts: Repellerflansch, erster Vinidur Flansch und vorderer Übergangsfansch . . . . .	51
3.12	Teilweise aufgebauter Filterkanal in Tassenkonfiguration . . . . .	51
3.13	Vollständig aufgebauter Filterkanal mit anschließender Faraday-Tasse am neuen Injektor . . . . .	52
3.14	Vorderer und hinterer Teil des Filterkanals in Nahansicht . . . . .	52
3.15	Ansicht des Filterkanals mit sichtbarer Lochblende / Vakuumtank mit eingebauter Faraday-Tasse . . . . .	53
3.16	3D Zeichnungen der entwickelten Faraday-Tasse . . . . .	54
3.17	Errechnete Potenzialverteilung der entwickelten Faraday-Tasse für eine angelegte Repellerspannung von -500 V . . . . .	56
3.18	Zusammengebaute Faraday-Tasse mit und ohne Schutzabdeckung . . . . .	58
3.19	Gemessener Strahlstrom in Abhängigkeit von der Repellerspannung für drei unterschiedliche Wasserstoffionenstrahlen mit unterschiedlichen Strahlströmen . . . . .	59
3.20	Gemessener Repellerstrom in Abhängigkeit von der Repellerspannung für die drei unterschiedlichen Wasserstoffionenstrahlen unterschiedlicher Strahlströme . . . . .	60
3.21	Gemessener Strahlstrom, normiert auf den Maximalstrom, in Abhängigkeit von der Repellerspannung für die drei unterschiedlichen Wasserstoffionenstrahlen unterschiedlicher Strahlströme . . . . .	61
3.22	Gemessener Strahlstrom, normiert auf den Maximalstrom, in Abhängigkeit von der Repellerspannung für die drei unterschiedlichen Wasserstoffionenstrahlen unterschiedlicher Strahlströme / Erste und zweite Experimentierreihe sind zum Vergleich gemeinsam dargestellt . . . . .	63

3.23	Strahlstrom aufgetragen gegen die Spannung der Screeningelektrode für jeweils drei Messungen mit unterschiedlichen Strahlströmen / Messungen jeweils einmal mit und einmal ohne Nachregelung der Plasmaelektrode / $U_{Repeller} = -500V$ . . .	65
4.1	Gemessener Strahlstrom der Quelle und Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration / Ionenstrahl mit 1,5 bis 1,6 mA / Links: Erste Messung / Rechts: Wiederholung der Messung . . .	70
4.2	Gemessener Strahlstrom der Quelle und Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration / Ionenstrahl mit 2,6 bis 2,7 mA / Links: Erste Messung / Rechts: Wiederholung der Messung . . .	71
4.3	Gemessener Strahlstrom der Quelle und Verluststrom im Filterkanal aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration / Ionenstrahl mit 3,2 bis 3,3 mA / Links: Erste Messung / Rechts: Wiederholung der Messung / Transmission von etwas über 100 % aufgrund von Messfehlern . . . . .	71
4.4	Quellenstrom (FDT1) und der Strahlstrom der den Filterkanal erreicht (Filterkanal + FDT2) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Tassenkonfiguration aufgrund der elektrischen Verschaltung der Bauteile mit dem Amperemeter	73
4.5	Erste Filtermessung mit dem kompletten Filterkanal / Aufgetragen sind die drei gemessenen Ströme – Quellenstrom (FDT1), Verluststrom (Filterkanal) und Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende (FDT2) – gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Quelledruck $1,6 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 60 - 71V$ / $I_{Bog} = 4A$ / $I_{Sol} = 4,3A$ )	75
4.6	Erste Messung mit dem kompletten Filterkanal bei einer Strahlenergie von 7,8 keV / Aufgetragen sind die zwei gemessenen Ströme – Quellenstrom (FDT1) und Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende (FDT2) – gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Geringere Schrittweite bei der Magnetfeldstärke / Quelledruck $1,6 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 67 - 65V$ / $I_{Bog} = 4A$ / $I_{Sol} = 3A$ ) . . . . .	78
4.7	Vergleich der Simulationen mit dem ersten Experiment bei einer Strahlenergie von 7,8 keV / Aufgetragen sind der gemessene Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende sowie die Transmissionen der drei Ionenspezies aus den Simulationen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Simulationen RK 0,9 . . . . .	80
4.8	Vermessung eines Heliumionenstrahls bestehend aus ${}^4_2He^+$ Ionen mit dem Filterkanal / Auftreten eines einzelnen Peaks ( $U_{Bog} = 80V$ / $I_{Bog} = 4A$ / $I_{Sol} = 3,5A$ / $p_{Quelle} = 2 \cdot 10^{-2}mbar$ ) . . . . .	81
4.9	Vermessung eines Heliumionenstrahls bestehend aus ${}^4_2He^+$ Ionen mit dem Filterkanal / Auftreten eines einzelnen Peaks / Höhere Präzision . . . . .	82
4.10	Vergleich der Ergebnisse der experimentellen Vermessung des Transports eines Wasserstoff- und Heliumstrahls und den dazugehörigen Simulationen / Transportierter Strahlstrom (Ex) und Transmission (Sim) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Simulationen RK 0,9 . . . . .	83
4.11	Vergleich der Ergebnisse der experimentellen Vermessung des Transports eines Wasserstoff- und Heliumstrahls und den dazugehörigen Simulationen / Transportierter Strahlstrom (Ex) und Transmission (Sim) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids / Simulationen RK 1,0 . . . . .	85
4.12	Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Experiment durchgeführt mit dem neuen Injektor bei einem Quelledruck von $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 80V$ / $I_{Bog} = 6A$ / $I_{Sol} = 2A$ ) . . . . .	87



## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

4.13	Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Experiment durchgeführt mit dem neuen Injektor bei einem Quelldruck von $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 9A / I_{Sol} = 3A$ ) . . . . .	88
4.14	Vergleich der beiden zuvor gezeigten Messungen mit verschiedenen Quellenparametern / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich	88
4.15	Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quelldruck von $3,5 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 60 - 52V / I_{Bog} = 4A / I_{Sol} = 2A$ ) . . . . .	89
4.16	Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quelldruck von $3,5 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ ) . . . . .	90
4.17	Experimentelle Untersuchung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Maximierung des $H_3^+$ Strahlanteils / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quelldruck von $1 \cdot 10^{-1}$ mbar ( $U_{Bog} = 45V / I_{Bog} = 2A / I_{Sol} = 3A$ )	91
4.18	Experimentelle Untersuchung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Maximierung des $H_3^+$ Strahlanteils / Experiment durchgeführt mit dem alten Injektor bei einem Quelldruck von $1 \cdot 10^{-1}$ mbar / Messung mit geringerer Schrittweite im Bereich der Peaks . . . . .	92
4.19	Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem alten Injektor / Vergleich der beiden Injektoren durch die Wahl vergleichbarer Parameter (vgl. Experiment mit neuem Injektor / Abbildung 4.12) / Quelldruck von $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ ) . . . . .	93
4.20	Wiederholung der Messung mit einem hohen $H_3^+$ Anteil mit stabilen Strömen / Gemessene Ströme aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke / Quelldruck von $3,5 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ ) . . . . .	95
4.21	Vermessung eines Heliumstrahls aus dem alten Injektor mit dem Filterkanal / Aufgetragen sind die gemessenen Ströme gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 4A / I_{Sol} = 3,5A / p_{Quelle} = 4,2 \cdot 10^{-2}mbar$ ) . . . . .	97
4.22	Wiederholung der Vermessung eines Wasserstoffstrahls mit dem Filterkanal / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Experiment durchgeführt mit dem neuen Injektor bei einem Quelldruck von $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 6A / I_{Sol} = 2A$ ) . . . . .	98
4.23	Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Wasserstoffbetrieb / Vergleich der Quellenströme, gemessene hinter der Quelle im Injektor, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern . . . . .	98
4.24	Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Wasserstoffbetrieb / Vergleich der Verlustströme, gemessene im Filterkanal, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern . . . . .	99
4.25	Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Wasserstoffbetrieb / Vergleich der Ionenstrahlströme, gemessene hinter der Lochblende des Filterkanals, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern . .	100
4.26	Wiederholung der Vermessung der drei Strahlströme im Heliumbetrieb / Links: Vollständig gemessenes Spektrum / Rechts: Zoom auf den Filterbereich / Quellenstrom (FDT1), Verluststrom (Filterkanal) und Ionenstrahlstrom hinter der Lochblende (FDT2) aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke des Solenoids ( $U_{Bog} = 80V / I_{Bog} = 4A / I_{Sol} = 3,5A / p_{Quelle} = 2 \cdot 10^{-2}mbar$ ) . . . . .	100

4.27	Untersuchung der Reproduzierbarkeit der Filterkanalmessungen beim Heliumbetrieb / Vergleich der Ionenstrahlströme, gemessen hinter der Lochblende des Filterkanals, bei zwei Experimenten mit annähernd gleichen Strahlparametern . . .	101
5.1	Mögliche geometrische Konfigurationen für den Aufbau des Transportkanals / Rote Punkte: Orte der platzraubenden Stromanschlüsse der Magneten . . . . .	104
5.2	Links: Seitenansicht eines Toroidsegments: Zu sehen sind die Kühlanlüsse der einzelnen Pancakes und die beiden Stromanschlüsse an diesen auf der linken und rechten Seite / Rechts: Hauptstromanschluss des Magnets: Zu erkennen sind die beiden Verbindungen die zu den Pancakes gehen und das abgedeckte Driftrohr dahinter . . . . .	104
5.3	Drifthöhe $h$ aufgetragen gegen die Magnetfeldstärke $B$ bei einem festen Driftradius $R$ von 0,15 m / Eingefärbte Region: Problemlos einstellbarer Höhenbereich des neuen Injektors . . . . .	107
5.4	Drifthöhe $h$ aufgetragen gegen den Driftradius $R$ bei drei festen Magnetfeldstärken $B$ von 0,2 T, 0,25 T und 0,3 T / Eingefärbte Region: Problemlos einstellbarer Höhenbereich des neuen Injektors . . . . .	107
5.5	Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente am Ort der höchsten Magnetfeldstärke im ersten Toroidsegment aufgetragen gegen die Protonenenergie . . . . .	109
5.6	Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Geschwindigkeitskomponente am Ort der höchsten Magnetfeldstärke im zweiten Toroidsegment aufgetragen gegen die Protonenenergie . . . . .	109
5.7	Verhältnis der Verhältnisse von der transversalen zur longitudinalen Geschwindigkeitskomponente am Ort der höchsten Magnetfeldstärke vom ersten zum zweiten Toroidsegment aufgetragen gegen die Protonenenergie . . . . .	110
5.8	Skizze des aufzubauenden Injektionsexperiments in der C-Geometrie / Nicht dargestellt: die beiden Filterkanäle hinter den Injektoren . . . . .	112
5.9	Zerlegte EBIS mit supraleitendem Solenoid . . . . .	113



## Tabellenverzeichnis

3.1	Wasserverluststrom über die Plasmaelektrode und den Plasmagenerator für die am neuen Hochspannungsterminal angelegte Hochspannung . . . . .	43
3.2	Wasserverluststrom über die Screeningelektrode für die an der Elektrode des neuen Injektors angelegte Hochspannung . . . . .	45