

Realisation eines teilkorrigierten Massenseparators aus zwei Wien Filtern für eine Niederenergie-Ionensäule

Dissertation
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Timm Ohnweiler
aus Tübingen

Tübingen
2014

Tag der mündlichen Qualifikation: 30.05.2014
Dekan: Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Erich Plies
2. Berichterstatter: Prof. Dr. Oliver Eibl

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein Massenseparator entwickelt und zwischen Strahler- und Objektivlinse einer Niederenergie-Ionensäule adaptiert. In diesem Bereich ist der Strahlengang nahezu telezentrisch. Der Massenseparator besteht aus zwei antiparallel erregten Wien Filtern und ist folglich, bezüglich der Aberrationen, teilkorrigiert. Die Leistungsdaten der Niederenergie-Ionensäule werden nicht beeinträchtigt, da für jedes Primärion die Erregung passend gewählt wird. Experimentell konnten alle Ionen einer Gallium Flüssigmetallionenquelle sowie einer Gold-Germanium-Silizium Legierungsquelle, bei einem kinetischen Potential von 8 kV im Massenseparator, erfolgreich getrennt werden.

In this thesis a mass separator is developed and adopted between condenser and objective lens of a low-energy focussed ion beam column. In this region the ray path is almost telecentric. The mass separator consists of two Wien Filters, which are excited antiparallel. Hence the mass separator is partially aberration corrected. Because the excitation can be chosen individually the low-energy focussed ion beam performance of the column is not harmed. With a kinetic potential of 8 kV in the mass separator all ions from a gallium liquid metal ion source, as well as from a gold-germanium-silicium alloy liquid metal ion source could be separated successfully in experiment.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	3
2	FIB Systeme mit Massenseparator	6
2.1	Das System von Wang, Ward und Seliger	6
2.2	Das System von Kawanami, Ishitani und Umemura	8
2.3	Das System von Teichert und Tiunov	9
2.4	Das System von Shiokawa, Kim, Toyoda und Namba	10
2.5	Der Vorschlag von Plies und das Patent von Tuggle und Parker	12
3	Die Niederenergie-Ionensäule	14
3.1	Das Basissystem von Rauscher	14
3.1.1	Die Simulationen von Rauscher	17
3.2	Die Weiterentwicklung von Marianowski	18
3.2.1	Einige Simulationsergebnisse	18
3.3	Rahmenbedingungen Massenseparator	19
4	Analytische und numerische Rechnungen	21
4.1	Bewegungsgleichung des homogenen Wien Filters	21
4.2	Bahngleichung und lineare Optik	24
4.3	Bestimmung der Aberrationen mit der Eikonalmethode	36
4.4	Ein Vier-Pol-Element zur Felderzeugung	39
4.5	Ein Acht-Pol-Element zur Felderzeugung	40
4.6	Designkonzept für den Massenseparator	42
4.7	Magnetische Induktion und Hysterese	45
4.8	Simulationen mit CPO	47
4.9	Einstellung der Strahlerlinse	52
4.10	Simulationen mit Interac	54
4.11	Leistungsdaten des Gesamtsystems	56
4.12	Verringern der Coulomb Wechselwirkung	60

5	Experimenteller Aufbau	61
5.1	Konstruktion des Massenseparators	61
5.2	Strom- und Spannungsversorgung des Massenseparators	69
5.3	Entmagnetisieren der Magnetkreise	72
6	Experimentelle Ergebnisse	74
6.1	Vorcharakterisierende Messungen am Massenseparator	74
6.2	Inbetriebnahme der Niederenergie-Ionen- säule mit Massenseparator	78
6.2.1	Durchfädeln des Strahls	78
6.2.2	Massentrennung Ga Flüssigmetallionenquelle	80
6.2.3	Massen- und Ladungstrennung AuGeSi Legierungsquelle	92
7	Zusammenfassung und Ausblick	104
7.1	Zusammenfassung	104
7.2	Ausblick	106
	Abbildungsverzeichnis	109
	Tabellenverzeichnis	111
	Abkürzungen und Symbole	112
	Anhang: Einige Gleichungen für Ionen und Elektronen	120
	Literaturverzeichnis	122

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Fokussierte Ionenstrahlgeräte (FIB) haben sich kommerziell etabliert. Diese Geräte bestehen aus zwei elektrostatischen Linsen und haben mit einer durchgängigen Strahlenergie von 30 keV laterale Auflösungen im einstelligen nm Bereich. Gallium Flüssigmetallionenquellen sind die Standardemitter für die weltweit meisten fokussierten Ionenstrahlgeräte aufgrund ihrer relativ einfachen Handhabung: Ihr Schmelzpunkt liegt bei 29,6 °C, ihr hoher Richtstrahlwert ermöglicht hohe Sondenströme und 99% der Ionen sind einfach positiv geladen [1]. Analog zur Entwicklung in der Niederspannungselektronenmikroskopie haben auch fokussierte niederenergetische Ionen Vorteile für die Anwendung [2]. Bei hohen Ionenenergien sind beispielsweise die Gallium Implantation und die entstehenden amorphen Schichten unerwünschte Nebeneffekte bei der Herstellung von dünnen Lamellen für das Transmissionselektronenmikroskop (TEM) [3]. Zu erwarten ist unter anderem eine drastische Reduzierung der erwähnten Probleme bei der Verwendung von niederenergetischen fokussierten Ionen. Über die Bearbeitung integrierter Schaltkreise mit Gallium Ionenenergien, die bei ≈ 15 keV liegen, wird in [4] berichtet. Mit Landeenergien von 100 eV können kleine Gallium Tropfen auf einem Substrat positioniert werden [5]. Bei diesen geringen Energien entstehen auch deutlich weniger Defekte im Substrat.

Um die Vorteile fein fokussierter Ionenstrahlen bei geringen Landeenergien nutzen zu können, wurden am Institut für Angewandte Physik in Tübingen zwei Niederenergie-Ionensäulen entwickelt. Die erste Niederenergie-Ionensäule wurde von M. Rauscher [6, 7, 8, 9, 10] aufgebaut und erprobt. Diese besteht aus zwei Immersionslinsen und einem Strahlführungsrohr. So kann der Bereich zwischen den Linsen auf ein hohes Potential gelegt werden. Die Ionen werden erst kurz vor der Probe auf die gewünschte Landeenergie von 1 keV bis 5 keV abgebremst (Immersionsprinzip). Dadurch ist es

möglich die Auflösung für geringe Landeenergien im sub μm -Bereich zu halten. Im Vergleich zu den meisten anderen Systemen ist die Probe geerdet und befindet sich im feldfreien Raum. Dadurch können Sekundärelektronen detektiert werden. Befindet sich die Probe im elektrischen Feld, kann eine Bildaufnahme nur in Transmission erfolgen [11, 12, 13, 14, 15, 16]. Diese erste Niederenergie-Ionensäule erzielte bei einer Landeenergie von 3 keV eine experimentell ermittelte Auflösung von 300 nm. Ausgehend von diesem Basissystem wurde von K. Marianowski eine weitere Niederenergie-Ionensäule mit neuen teilchenoptischen Komponenten und verbesserten Leistungsdaten simuliert und neu aufgebaut [17].

Ionenstrahlgeräte sind nicht auf die Verwendung von Gallium Flüssigmetallionenquellen beschränkt. Neben monoatomaren Flüssigmetallionenquellen wie beispielsweise Gallium oder Zinn [18], deren Zusammensetzung ausschließlich durch die entsprechende Isotopenverteilung bestimmt ist, existiert eine Vielzahl von Legierungsquellen wie beispielsweise Au-Si, Co-Cu-Nb-Au, Er-Ni, Mn-Ge, Ga-Bi-Li oder Nb-Au-Cu [1, 14, 19, 20]. Diese bestehen aus den verschiedenen (chemischen) Elementen und gegebenenfalls deren Isotope. Aufgrund ihres hohen Dampfdruckes, oder ihres hohen Schmelzpunktes, können die darin enthaltenen Elemente nur in Form der entsprechenden Legierungsquellen und einem Massenseparator in der Ionensäule getrennt voneinander verwendet werden. Für zahlreiche Anwendungen [14, 19, 21, 22, 23, 24, 25, 26] ist gerade diese Trennung äußerst wünschenswert: Mit Bor und Arsen aus Legierungsquellen kann Silizium dotiert werden, Gold und Cobalt können für plasmonische Strukturen verwendet werden [1]. In [14] wird das supraleitende Niob aus einer Legierungsquelle direkt auf das Substrat aufgetragen. Das Aufbringen einiger Metalle ist zwar auch bei den kommerziellen Ionenstrahlgeräten möglich, jedoch nur indirekt: Durch ein Gaseinlasssystem können metallorganische Verbindungen in die Nähe der Probe gelangen. Der hochenergetische Ionenstrahl bricht die Verbindungen auf und das Metall lagert sich an der Probenoberfläche an. In den metallorganischen Verbindungen sind beispielsweise Gold, Tantal oder Wolfram enthalten [27, 28, 29, 30, 31]. Bei dieser indirekten Methode ist die Reinheit des aufgetragenen Metalls nicht sehr hoch. Außerdem beschädigt der hochenergetische Ionenstrahl die Probe [11, 13, 32]. Die maskenlose „in situ“ Erzeugung kleiner Strukturen ist folglich ein wichtiges Einsatzgebiet niederenergetischer fokussierter Ionen. Eine Niederenergie-Ionensäule muss dafür mit einem Massenseparator ausgestattet sein. Weitere Einsatzgebiete betreffen die Bildaufnahme selbst: Während bei der Aufnahme von Sekundärelektronenbildern im Rasterelektronenmikroskop (REM) der Kontrast von der Probe selbst sowie von der Primärelektronenenergie abhängig ist, kommen im Ionenmikroskop mit der Masse und der

Ladung der Primärionen zwei weitere Freiheitsgrade hinzu. Diese Kontrastunterschiede werden in [33] für Primärelektronen und Ga^+ Primärionen ab einer Landeenergie von 10 keV untersucht. Letztere haben eine um den Faktor ≈ 100 geringere Eindringtiefe und sind daher wesentlich oberflächensensitiver. Dadurch gelingt es beispielsweise biologische Proben mit hohem Kontrast abzubilden. Für die Herstellung von TEM Lamellen bietet die Kombination einer Niederenergie-Ionensäule mit einem Massenseparator weitere Vorteile: Mit dem Massenseparator können schwere chemische Elemente der Flüssigmetallionenquelle ausgewählt werden. Die ausgewählten Primärionen werden mit der Niederenergie-Ionensäule fein fokussiert. Schwere Primärionen geringer Energie haben eine geringe Eindringtiefe und eine hohe Abtragsrate [34]. Dadurch gelingt das Schneiden der Lamellen mit minimaler Strahlschädigung [35].

Auch die optimierte Niederenergie-Ionensäule von K. Marianowski [17] soll im Rahmen dieser Dissertation beliebige Elemente oder Isotope der verwendeten Flüssigmetallionenquelle trennen können und diese weiterhin fein fokussieren. Folglich wird ein teilkorrigierter Massenseparator simuliert, entwickelt und additiv in die Niederenergie-Ionensäule zwischen den beiden Linsen eingebaut. Da der Massenseparator die Leistungsdaten nicht verschlechtern soll, wird der vorteilhafte Modus ohne Zwischenbild im Bereich des Strahlführungsrohres beibehalten [6, 36]. Der Massenseparator besteht aus zwei antiparallel erregten stigmatischen ExB Filtern (stigmatischen Wien Filtern). Die antiparallele Erregung, zusammen mit einer speziellen Fokussiereinstellung der ersten Linse, erzeugt ein dispersionsfreies Bild auf der Probe [37, 38]. Die Bezeichnung Wien Filter geht zurück auf Willy Wien [39], der erstmals eine Anordnung nicht stigmatisch abbildender ExB Filter beschrieb. Der Massenseparator ist so ausgelegt, dass selbst die fünf einfach positiv geladenen Germanium Isotope einer Legierungsquelle sowie die beiden einfach positiv geladenen Isotope einer Gallium Flüssigmetallionenquelle getrennt werden können. Folglich ist die entwickelte Niederenergie-Ionensäule mit Massenseparator ein flexibles Arbeitsgerät für die Nanotechnologie. Die verschiedenen Ionen, die die Flüssigmetallionenquelle emittiert, können frei ausgewählt werden und selbst bei Energien < 1 keV fein fokussiert werden.

Kapitel 2

FIB Systeme mit Massenseparator

Im Folgenden wird eine kleine Auswahl von FIB Systemen mit der zusätzlichen Möglichkeit der Massenseparation vorgestellt. Eine ausführliche Diskussion bestehender ExB Filter und deren Grundlagen ist in [37, 38, 40, 41, 42, 43, 44, 45] zu finden.

2.1 Das System von Wang, Ward und Seliger

In [46] wird die Entwicklung einer Ionensäule, bestehend aus drei Linsen und einem ExB Filter, beschrieben. Außerdem werden neben der Gallium Flüssigmetallionenquelle drei weitere Legierungsquellen ($Au_{82}Si_{18}$, $T_{Schmelz} = 370\text{ °C}$; $Pt_{71}B_{28}$, $T_{Schmelz} = 795\text{ °C}$; $Pd_{40}Ni_{40}B_{20}$, $T_{Schmelz} = 650\text{ °C}$) in Betrieb genommen. Das Massenspektrum der Legierungsquellen wird gezeigt. Aufgrund der hohen realisierbaren Landeenergien ist es mit diesem Gerät unter anderem möglich, Arsen und Bor direkt in Silizium zu implantieren. Die erste Linse ist eine Einzellinse, die zweite Linse ist eine Vorbeschleunigungslinse. Die letzte Linse im System ist erneut eine Beschleunigungslinse. Für einfach geladene Ionen können mit diesem System Landeenergien bis zu 150 keV erzeugt werden. Das ExB Filter befindet sich zwischen den ersten beiden Linsen. Hier haben die Ionen lediglich die Spannungsdifferenz zwischen Extraktor und Emitter durchlaufen, die zwischen 6 kV und 10 kV liegt. Dadurch fällt die nötige Gesamtlänge des Filters entlang der optischen Achse kürzer aus als bei höheren Ionenenergien. Die Massentrennung erfolgt in einem Zwischenbild, das von der ersten Linse hinter dem ExB Filter er-

zeugt wird. Dadurch wird die Massenauflösung erhöht. Die Stärke des magnetischen Dipolfeldes ist einstellbar. Da die Aberrationen mit steigender Erregung zunehmen, wird die nötige Massentrennung mit den geringsten nötigen Feldstärken erzeugt. Für die Trennung der Gallium Isotope wird ein magnetisches Dipolfeld von 160 mT eingestellt. Die Berechnung des Sonden­durchmessers, in Abhängigkeit des Sondenstromes, wird bei ausgeschaltetem ExB Filter durchgeführt. Das ExB Filter wird einzeln betrachtet. Die Berechnungen ergeben, dass folgende Aberrationen vernachlässigbar sind: Die astigmatische Fokussierung, die Koma und die Randfeldeffekte. Die Ursache der Auflösungsver­schlechterung ist die in der Bildebene nicht verschwindende Energiedispersion. Bei einer Energieabweichung von $\pm\Delta E = \pm 7,5$ eV, also einer Energiebreite von $\Delta E_{FWHM} = 15$ eV, und einer magnetischen Dipolfeldstärke von 55 mT beträgt diese 350 nm. Für $^{69}\text{Ga}^+$ und $^{28}\text{Si}^{++}$ liegt die experimentell ermittelte Auflösung unterhalb von 1 μm bei einer Spannungsdifferenz zwischen Emittor und Probe von jeweils 75 kV.

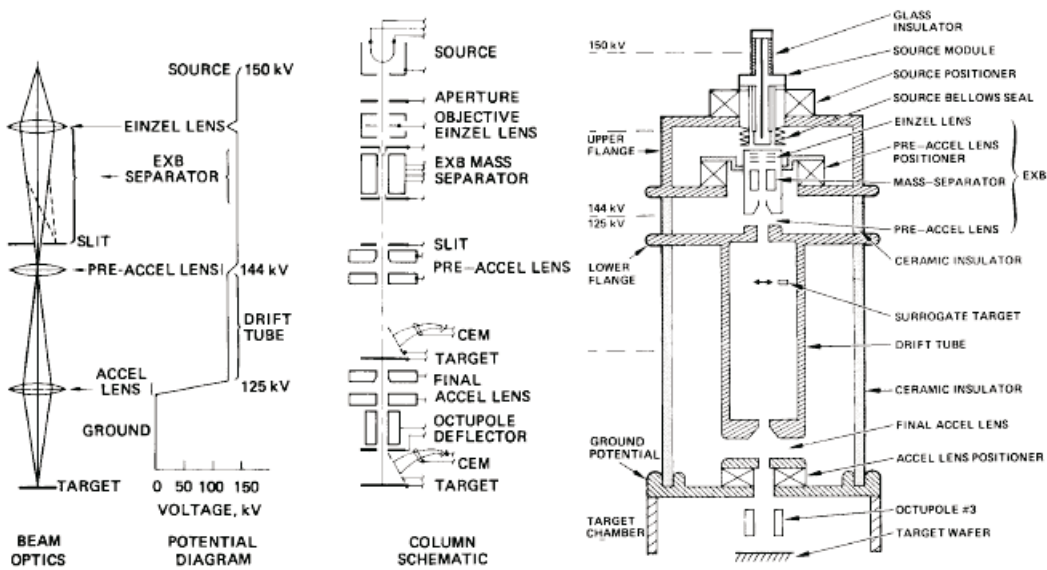


Abbildung 2.1: Schematische Zeichnungen der Ionensäule mit einem ExB Filter aus [46].

2.2 Das System von Kawanami, Ishitani und Umemura

In [47] werden vier ExB Filter verwendet, um Bestandteile von Flüssigmetallionenquellen zu trennen. Die Ionensäule besteht aus zwei Linsen. Die letzte Linse ist eine Einzellinse. Die maximale Spannungsdifferenz zwischen Probe und Emitter beträgt 100 kV. Die hohe erforderliche magnetische Induktion wird mit Permanentmagneten erzeugt. Diese beträgt an der Oberfläche 800 mT. Im ExB Filter haben die magnetischen Polschuhe einen Abstand von 12 mm. Die magnetische Dipolfeldstärke wird nicht angegeben. Die Elektroden haben einen Abstand von 8 mm. Die erste Beschleunigungslinse erzeugt ein Zwischenbild nach den ersten beiden ExB Filtern. Daher kann ein 10 μm großer Schlitz zur Massentrennung verwendet werden. Die äußeren beiden ExB Filter sind parallel erregt. Die inneren beiden ExB Filter sind ebenfalls parallel erregt, jedoch ist die elektrische und die magnetische Feldrichtung antiparallel im Vergleich zu den äußeren beiden Wien Filtern. Dadurch verschwindet nicht nur die Dispersion, sondern auch deren Steigung in der Bildebene. Die Gesamtlänge beträgt 172 mm. Trotzdem ist die Massenauflösung größer als 63 bei einem kinetischen Potential von 100 kV. Die Erregung eines Quadrupols ist nicht vorgesehen. Es entsteht ein astigmatischer Strahlengang in den ExB Filtern. Es befindet sich ein Stigmator hinter der zweiten Linse, um den zweizähligen Astigmatismus zu korrigieren. Da der Abstand der Polschuhe und Elektroden nicht übereinstimmt, wird die Wien Bedingung im Randfeld nicht erfüllt. Es werden vier magnetische Randfeldblenden eingefügt. Dadurch verringert sich die Ablenkung auf weniger als 100 μm . Ohne diese Blenden beträgt die Ablenkung 4 mm. Das System kann die Gallium Isotope aus einer GaInSn Legierungsquelle trennen. Es wird ein Bild gezeigt, bei dem die Auflösung für As^{2+} Primärionen zwischen 100 nm und 200 nm liegt. Die Spannungsdifferenz zwischen Emitter und Probe beträgt dabei 70 kV. Hier wurde eine NiAs Legierungsquelle verwendet. Der Probenstrom beträgt 30 pA.

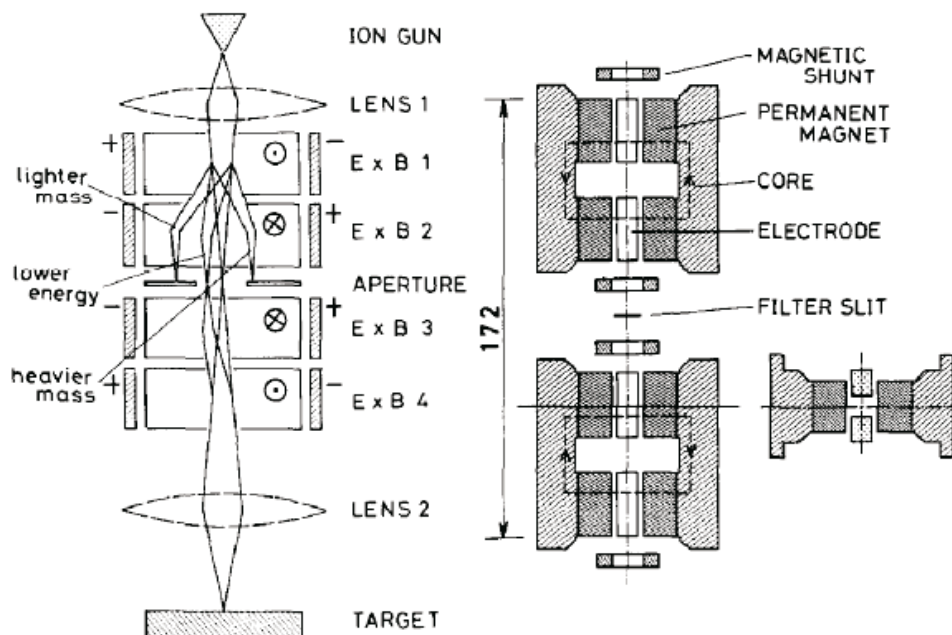


Abbildung 2.2: Schematische Zeichnung der Ionensäule mit vier ExB Filtern zur Massenselektion und das Design der ExB Filter aus [47].

2.3 Das System von Teichert und Tiunov

In [48] besteht die Ionensäule aus zwei Linsen. Dazwischen wird ein ExB Filter, ein Stigmator und ein weiteres ExB Filter eingebaut. Die Blende zur Massenselektion befindet sich hinter dem zweiten ExB Filter. Jedes ExB Filter hat eine Länge von 60 mm. Die magnetische Induktion wird mit CoSm Permanentmagneten erzeugt. Die magnetische Dipolfeldstärke beträgt 880 mT und ist nicht einstellbar. Die Polschuhe können elektrisch nicht kontaktiert werden, da sie über den Eisenkreis mit dem auf Masse liegenden Gehäuse verbunden sind. Im ExB Filter entsteht ein astigmatischer Strahlengang. Daher befindet sich ein Stigmator zwischen den beiden Wien Filtern. Im Bereich zwischen den Linsen wird kein Zwischenbild erzeugt. Damit die Dispersion in der Probenebene verschwindet, werden die ExB Filter antiparallel erregt. Betrachtet man jedoch den Strahlengang, der zu einer stigmatischen Abbildung in der Probenebene führt, wird klar, dass in diesem Fall die Dispersion in der Probenebene nicht verschwinden kann. Entweder die Abbildung ist stigmatisch oder dispersionsfrei. Bei diesem System ist es nicht möglich beides gleichzeitig zu erfüllen. Für das hier realisierte ExB Filter werden alle Fundamentalbahnen zweiter Ordnung analytisch berechnet. Da die magne-

tische Dipolfeldstärke nicht einstellbar ist, ergibt sich die folgende Abhängigkeit der Auflösung: Während bei hohen Massen und hohen Energien die Auflösung im Bereich von 200 nm liegt, geht diese für niedrigere Energien und niedrigere Massen über 1 μm hinaus. Das maximale kinetische Potential der Probe beträgt 150 kV und entspricht dem kinetischen Potential der Ionen im Bereich der ExB Filter.

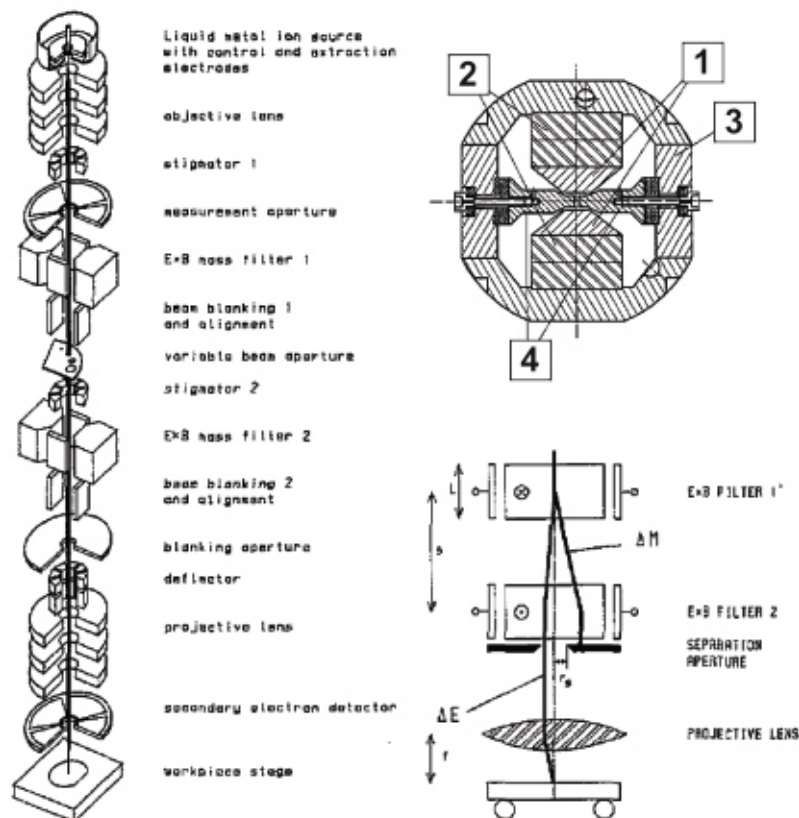


Abbildung 2.3: Schematische Zeichnungen der Ionensäule, des Strahlenganges ab dem ersten ExB Filter und des Filter-Designs aus [48]. „1“: magnetische Polschuhe, „2“: Permanentmagnete, „3“: magnetischer Eisenkreis, „4“: Elektroden.

2.4 Das System von Shiokawa, Kim, Toyoda und Namba

Die Ionensäule inklusive dem ExB Filter in [49] kann zur Implantierung von Beryllium und Silizium in Gallium Arsenid verwendet werden. Die maximale

Spannungsdifferenz zwischen Emitter und Probe beträgt 100 kV. Einige Legierungsquellen emittieren doppelt geladene Beryllium und Silizium Ionen. Im Vergleich zu einfach geladenen Ionen haben diese die doppelte Energie, was für die Implantierung vorteilhaft ist. Mit Hilfe eines ExB Filters können die gewünschten Ionen einer Legierungsquelle nacheinander ausgewählt und implantiert werden. Es werden Massenspektren einer AsPt und einer BeAuSi Legierungsquelle gezeigt sowie ein Bild mit $^{69}\text{Ga}^+$ als Primäriion bei 100 keV. Der Strom beträgt hier 20 pA und die Auflösung liegt im Bereich von 100 nm bis 200 nm. Leider werden in dieser Veröffentlichung nur wenige Details bezüglich des ExB Filters angegeben. Wichtig ist hier, dass lediglich ein ExB Filter mit einer Länge von 50 mm verwendet wird. Die Dispersion in der Probenebene verschwindet, da die erste Linse die Ionen genau in die Mitte des ExB Filters fokussiert. Weder die Lage der Massenselektionsblende, noch die Korrektur der astigmatischen Fokussierung gehen aus der Veröffentlichung hervor. Die gezeigten Berechnungen des Sondendurchmessers berücksichtigen das ExB Filter nicht. Beim vorliegenden System gelingt die Massentrennung ohne Verschlechterung der Auflösung.

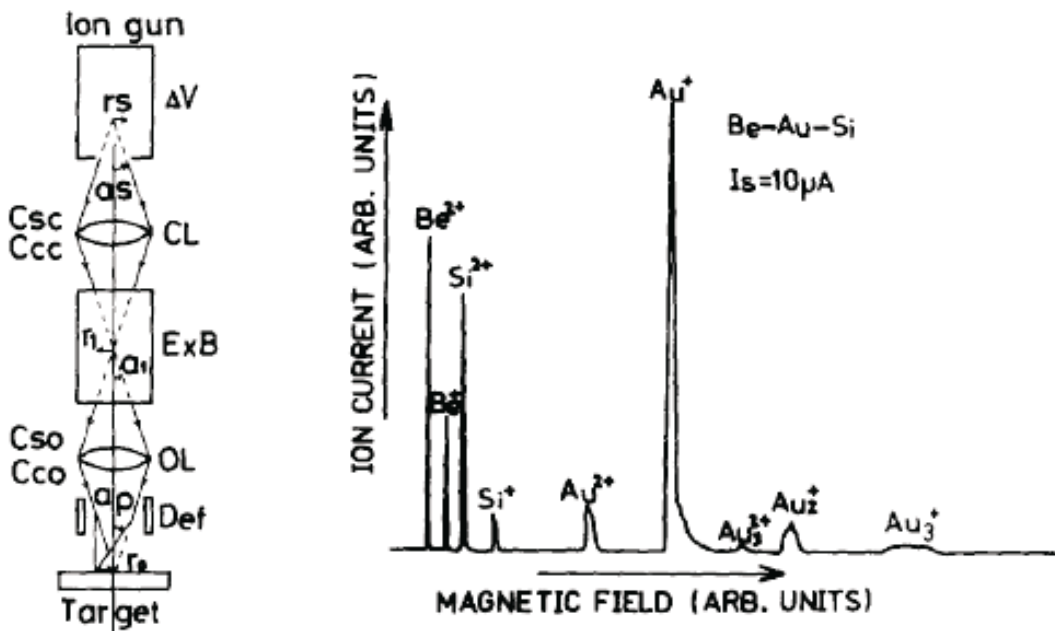


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnungen der Ionensäule und Massenspektrum einer BeAuSi Legierungsquelle aus [49].

2.5 Der Vorschlag von Pliés und das Patent von Tuggle und Parker

In dem Patent von Tuggle und Parker [50] werden zwei antiparallel erregte Wien Filter zur Massentrennung verwendet. Die beiden Wien Filter befinden sich zwischen den beiden Linsen des Systems. In diesem Bereich verlaufen die Strahlen achsenparallel. Die Massentrennung erfolgt daher nicht in einem Zwischenbild. Jedem Wien Filter werden elektrische Quadrupolspannungen überlagert, daher entsteht ein durchgehend astigmatismusfreier Strahlengang. Durch den mechanischen Versatz der beiden Wien Filter zueinander, können Neutralteilchen herausgefiltert werden. Die Massenselektionsblende befindet sich hinter dem zweiten Wien Filter.

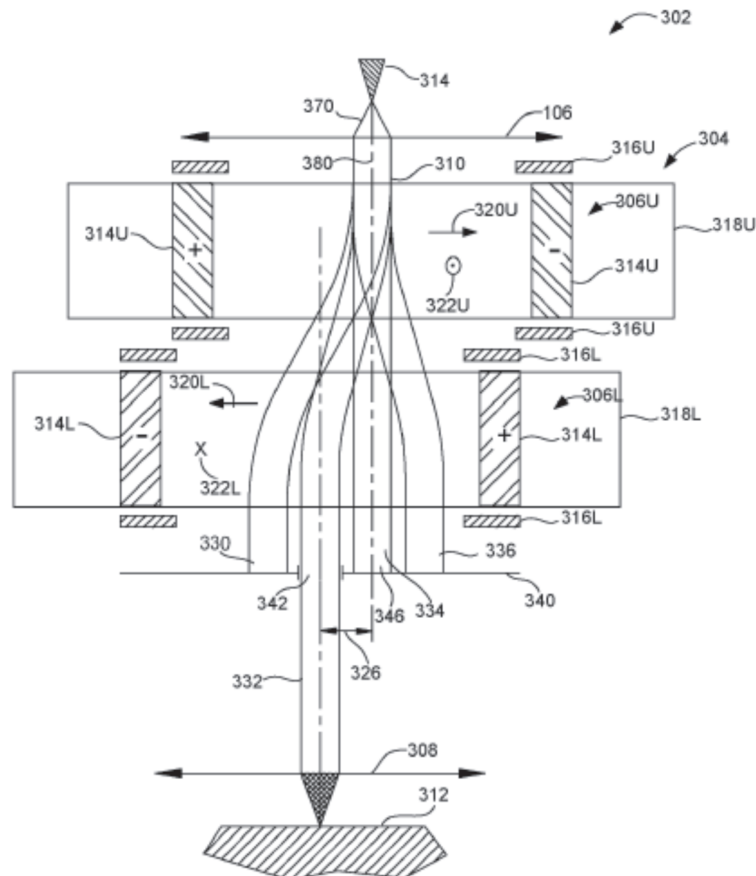


Abbildung 2.5: Das Patent von Tuggle und Parker mit zwei mechanisch zueinander versetzten Wien Filtern aus [50].

Für einen möglichst homogenen magnetischen Dipolfeldverlauf sind die Polschuhe sehr breit. Zwischen den beiden Polschuhen befinden sich die Elektroden, deren Breite nun durch den Abstand der beiden Polschuhe limitiert ist. Damit auch das elektrische Feld möglichst homogen verläuft, soll ein Strom durch die Polschuhe fließen. Dessen Potentialverlauf, im Material der beiden Polschuhe selbst, bewirkt einen homogenen elektrischen Feldverlauf. Offen bleibt die Art der magnetischen Erregung, durch Permanentmagnete oder Spulen, sowie das Bezugspotential der Wien Filter Spannungen.

Dieser Dissertation liegt der Vorschlag von Plies [37, 38] zur Massenseparation in einer Niederenergie-Ionensäule zugrunde. In [37, 38] erfolgt die Massenseparation im Bereich zwischen den beiden Linsen durch zwei antiparallel erregte stigmatische Wien Filter. Im Bereich von der ersten zur zweiten Linse entsteht kein Zwischenbild. Einige Unterschiede und Gemeinsamkeiten zwischen dem Patent von Tuggle und Parker [50] und dem Vorschlag von Plies [37, 38] werden im Folgenden kurz dargestellt: Die Position der Massenselektionsblende hinter dem zweiten Wien Filter wurde bereits zwei Jahre vor dieser Patentoffenlegung in [51] veröffentlicht. Der Strahlengang wurde ebenfalls früher in [37, 38] veröffentlicht. Letzterer unterscheidet sich wie folgt vom beschriebenen System: In [50] sind die durch das erste und zweite Wien Filter definierten optischen Achsen zueinander versetzt. Dies wird durch einen mechanischen Versatz der beiden Wien Filter zueinander erreicht. Durch diesen Versatz der optischen Achse können Neutralteilchen herausgefiltert werden. Sollen die Neutralteilchen bei dem System in [37, 38, 51], das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut wird, herausgefiltert werden, dann muss lediglich die Massenselektionsblende außeraxial justiert werden.

Kapitel 3

Die Niederenergie-Ionensäule

Am Institut für Angewandte Physik wurden zwei Niederenergie-Ionensäulen aufgebaut. Das Basissystem von M. Rauscher und das darauf aufbauende hochentwickelte System von K. Marianowski. Beide werden kurz vorgestellt. Dadurch werden die Rahmenbedingungen für den additiven Massenseparator festgelegt.

3.1 Das Basissystem von Rauscher

Im Rahmen einer Dissertation gelang es M. Rauscher niederenergetische Ionen auf eine geerdete Probe, die sich im feldfreien Raum befindet, zu fokussieren. Vergleichbar mit der Entwicklung in den Niederspannungsrasterelektronenmikroskopen kommen dafür Immersionsoptiken zum Einsatz. Die Niederenergie-Ionensäule von M. Rauscher besteht aus zwei Linsen. Jede Linse hat drei Elektroden. Der Bereich zwischen den Linsen wird von einem isolierten Strahlführungsrohr umgeben. Dieses befindet sich auf hohem Potential. Folglich werden die Ionen erst kurz vor der Probe auf ihre Landeenergie abgebremst. Die letzte Elektrode der Objektivlinse befindet sich auf Massepotential wie auch die Probe selbst. Daher befindet sich die Probe (nahezu) im feldfreien Raum.

Sowohl die Strahlerlinse als auch die Objektivlinse werden bezüglich ihrer Aberrationen und der Coulomb Wechselwirkung simuliert und optimiert. Der voll optimierte simulierte Modus erzeugt kein Zwischenbild im Strahlführungsrohr (siehe auch [36]) und ergibt eine Auflösung von 180 nm bei einer Landeenergie von 3 keV, einem Sondenstrom von 125 pA, einem Arbeitsab-

stand von 15 mm und einer Energie von 8 keV im Strahlführungsrohr für einfach geladene Galliumionen. Experimentell liegt die Auflösung im Bereich von 350 nm.

Neben der Diskrepanz zwischen Theorie und Praxis lieferte das System unter anderem folgende Anhaltspunkte für eine Weiterentwicklung (siehe [6]):

- Aufgrund von Isolationsproblemen konnte die Strahlerlinse nicht im internen Beschleunigungsmodus betrieben werden. Die Simulationen von M. Rauscher favorisieren jedoch diesen Modus.
- Die Ionensonde wird mit einem Ablenker gerastert, der sich zwischen Objektivlinse und Probe befindet. Dessen Ausdehnung entlang der optischen Achse limitiert den Arbeitsabstand. Um die Aberrationen zu verringern, wäre ein möglichst kleiner Arbeitsabstand wünschenswert. M. Rauscher schlägt vor, die letzte Elektrode der Objektivlinse als Ablenker zu betreiben oder ein Rastersystem vor der Objektivlinse zu installieren.
- Es befindet sich kein Stigmator im System. Der zweizählige Astigmatismus ist nicht korrigiert. Zu erwarten ist eine Steigerung der Bildqualität bei Verwendung eines Stigmaters.
- Der Extraktor und die erste Elektrode der Strahlerlinse sind auf gleichem Potential. Beide sollten einzeln kontaktiert werden.
- Um ein höheres Immersionsverhältnis zwischen der Energie im Strahlführungsrohr und der Landeenergie zu verwirklichen, sollte die Isolierung des Strahlführungsrohres überarbeitet werden. In diesem System beträgt die maximale massebezogene Spannung des Strahlführungsrohres -5 kV.

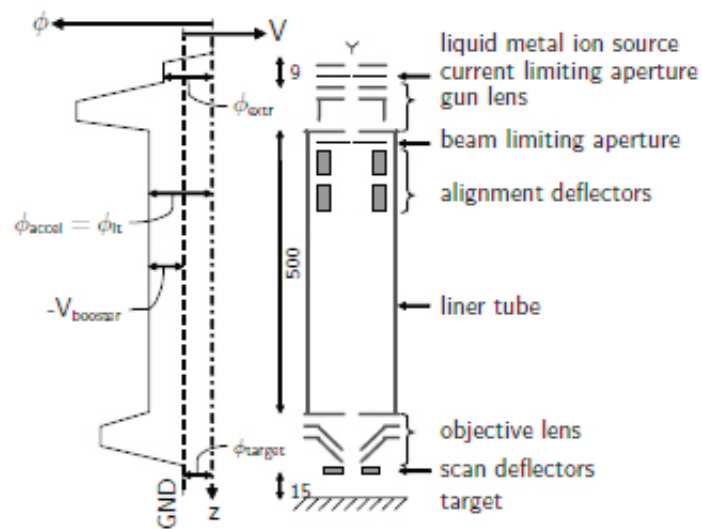


Abbildung 3.1: Aus [6]: Schematischer Verlauf des kinetischen Potentials ϕ und der massebezogenen Spannung V . Für Ionen der Ladung q gilt: $q\phi_{target}$ ist die Landeenergie, ϕ_{extr} ist das Extraktionspotential, $\phi_{accel} = \phi_{lt}$ ist das Potential im Strahlführungsrohr, $V_{booster} < 0$ ist die negative Spannung des Strahlführungsrohres.

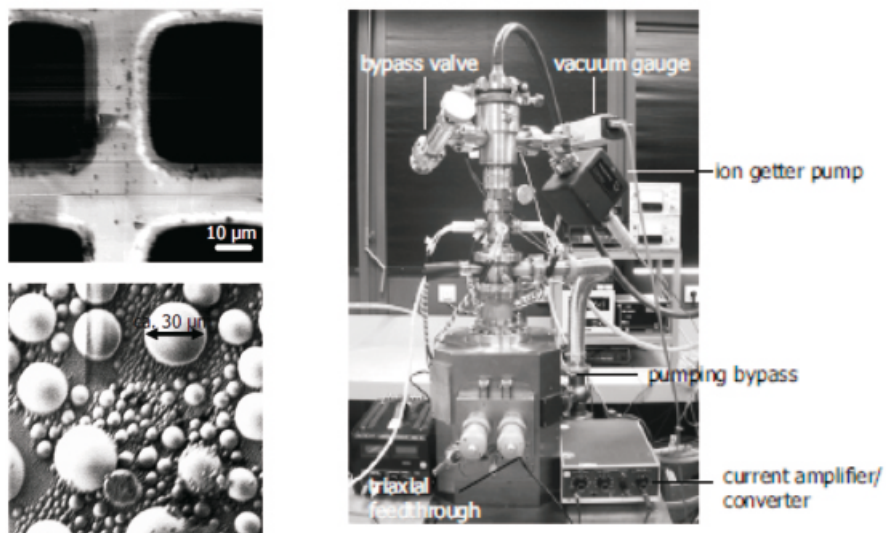


Abbildung 3.2: Aus [6]: Zwei Sekundärelektronenbilder bei einer Landeenergie von jeweils 3 keV und ein Foto der Niederenergie-Ionensäule.

3.1.1 Die Simulationen von Rauscher

Der Modus ohne Zwischenbild im Bereich des Strahlführungsrohres liefert die beste Auflösung in einem solchen System [6, 36]. Insbesondere hängt die sphärische und die chromatische Aberration in diesem Modus von der Gesamtvergrößerung (M) beider Linsen ab. Für eine kleine Vergrößerung (M) nimmt der Einfluss der zweiten Linse (Objektivlinse) zu, bei größerer Vergrößerung der Einfluss der ersten Linse (Strahlerlinse) [6]. Für verschiedene Geometrien und Spannungsbelegungen muss folglich das gesamte System neu simuliert werden. Dafür wird in [6] das Programm OPTICS [52] verwendet. Die Optimierung des Systems, bezüglich der Aberrationen, (ohne Coulomb Wechselwirkung) liefert die Kurven Sondengröße über Sondenstrom in [6].

Eine weitere entscheidende Rolle spielt die Coulomb Wechselwirkung (CWW) der Ionen untereinander [53]. Man unterscheidet zwischen dem Boersch Effekt, der die Energiebreite vergrößert, und der direkten Strahlaufweitung. Da es sich um statistische Effekte handelt, können diese lediglich minimiert werden. G.H. Jansen [54] leitet analytische Ausdrücke für die Coulomb Wechselwirkung in Strahlen geladener Teilchen her. Für die Strahlaufweitung (trajectory displacement) im sogenannten „pencil beam regime“ eines Strahlsegments mit einem Zwischenbild gilt nach [54]:

$$d_{FWHM_r} \propto \frac{m^{3/2} I^3 \alpha_0 L^3}{\epsilon_0 e^{7/2} V^{5/2}} \quad (3.1)$$

$$\Rightarrow \left| \frac{d_{FWHM_r}(m(^{71}\text{Ga}^+))}{d_{FWHM_r}(m_e)} \right| = \left[\frac{m(^{71}\text{Ga}^+)}{m_e} \right]^{3/2} \approx 5 \cdot 10^7 \quad (3.2)$$

Verglichen mit Elektronen hat die Coulomb Wechselwirkung bei Ionen aufgrund der hohen Masse einen deutlich stärkeren Einfluß, siehe Gleichung (3.2). Eine geringe kinetische Energie der Teilchen lässt die Coulomb Wechselwirkung weiter anwachsen, siehe Gleichung (3.1). M. Rauscher simulierte daher in einem weiteren Kapitel die Coulomb Wechselwirkung mit dem Programm IMAGE [52]. Als Ergebnis erhielt er unter Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung, im voll optimierten Modus, eine leicht geringere optimale Vergrößerung, ($M_{Coulomb}$) im Vergleich zur optimalen Vergrößerung ohne Coulomb Wechselwirkung (M_{aber}). In diesem neuen Modus verlaufen die Strahlen zwischen den Linsen etwas divergenter.

3.2 Die Weiterentwicklung von Marianowski

Das System von M. Rauscher diente als Grundlage für eine Weiterentwicklung der Niederenergie-Ionensäule. K. Marianowski konzipierte im Rahmen einer Dissertation eine hochentwickelte Niederenergie-Ionensäule. Ausgehend von den Simulationen von M. Rauscher wurden erneut Simulationen mit OPTICS und IMAGE [52] durchgeführt. Ebenfalls bezüglich der Aberrationen und der Coulomb Wechselwirkung. Das Design wurde komplett überarbeitet, verändert und verbessert. Neben zahlreichen weiteren Änderungen [17], wurden die von M. Rauscher festgehaltenen Punkte für die Weiterentwicklung (siehe Abschnitt 3.1.1) wie folgt umgesetzt:

- Das Neudesign der Strahlerlinse ermöglicht den Betrieb im interen Beschleunigungsmodus.
- Vor der Objektivlinse wurde ein Doppelablenker installiert. Dadurch kann ein großer Probenbereich mit nahezu gleichbleibender Auflösung abgerastert werden. Der Arbeitsabstand ist nicht mehr limitiert.
- Der zweite Ablenker des Doppelablenkers kann gleichzeitig als Stigmator betrieben werden.
- Der Extraktor und die erste Elektrode der Strahlerlinse sind einzeln kontaktiert.
- Die neue Isolation des Strahlführungsrohres erlaubt massebezogene Spannungen bis zu -10 kV.

3.2.1 Einige Simulationsergebnisse

Wie bereits erwähnt spielt die Coulomb Wechselwirkung bei niederenergetischen Ionen eine große auflösungsverschlechternde Rolle. Daher wurden Simulationen mit IMAGE und OPTICS [52] und zum Vergleich Simulationen mit MONTEC [55] durchgeführt: Bei einem konstanten Sondenstrom ist ein hohes Potential des Strahlführungsrohres und ein möglichst geringer Arbeitsabstand für eine gute Auflösung entscheidend [56]. Unter diesen Bedingungen ist die Verlängerung der Freiflugstrecke zwischen den Linsen nahezu unproblematisch. Auch der Verzögerungsmodus der Objektivlinse kann dem Beschleunigungsmodus überlegen sein, wenn man ein höheres kinetisches Potential im Strahlführungsrohr einstellt.

Flüssigmetallionenquellen emittieren nur bei einem Emissionsstrom, der über einem bestimmten minimalen Wert I_{min} liegt, stabil [57]. Der Sondenstrom

wird im System durch die Aperturblende festgelegt und beträgt bei den Simulationen in [56] 125 pA. Der Strom I_{min} ist deutlich größer: $I_{min}=435$ nA $>$ 125 pA. Der Strom bis hin zur Aperturblende muss daher deutlich höher sein als der Sondenstrom. Die Auswirkungen des hohen Stromes, vom Emitter bis hin zur Aperturblende, auf den Sondendurchmesser sind in [58] gezeigt. Die Auflösung wird durch die Coulomb Wechselwirkung deutlich verschlechtert. Der Sondendurchmesser steigt um den Faktor zwei, im Vergleich zu den Berechnungen bei denen der Sondenstrom dem Emissionsstrom entspricht. Folglich sollte der Strom nach der Emission so früh wie möglich verkleinert werden.

3.3 Rahmenbedingungen Massenseparator

Der Massenseparator soll nachträglich in die hochentwickelte Niederenergie-Ionensäule von K. Marianowski eingebaut werden. Um die Leistungsdaten des Systems nicht zu verschlechtern, wird der Massenseparator zwischen den beiden Linsen installiert. Der Strom ist bereits durch die Aperturblende verringert und die Ionen befinden sich auf einem hohen kinetischen Potential. Die Auflösungsver schlechterung durch die Säulenverlängerung des Massenseparators hat hier die geringste Auswirkung [56]. Der vorteilhafte Modus, ohne Zwischenbild im Bereich des Strahlführungsrohres, wird beibehalten. Die unerwünschten Ionen müssen folglich stärker abgelenkt werden als bei einer Massentrennung im Zwischenbild. Die ausgewählte Masse passiert den Massenseparator unabgelenkt und erfüllt die Wien Bedingung $v_w = \frac{E_x}{B_y}$. Die Abbildung 3.3 zeigt schematisch das Design der hochentwickelten Niederenergie-Ionensäule. Durch die Weiterentwicklung ist das System komplexer geworden. Ein Beispiel dafür sind die neuen Rasterablenker, deren Spannungen jetzt auf die Spannung des Strahlführungsrohres aufgestockt werden müssen. Dieses „Aufstocken“ der Spannungen gilt auch für den durch den Kasten angedeuteten Massenseparator. Die folgende Auflistung fasst die Anforderungen und Rahmenbedingungen zusammen:

- Additiver Einbau des Massenseparators zwischen den Linsen im Bereich des Strahlführungsrohres, dessen maximale massebezogene Spannung beträgt -10 kV.
- Beibehalten des Abbildungsmodus ohne Zwischenbild im Bereich von der Strahlerlinse bis hin zur Objektivlinse.
- Massentrennung ohne Leistungseinbußen.

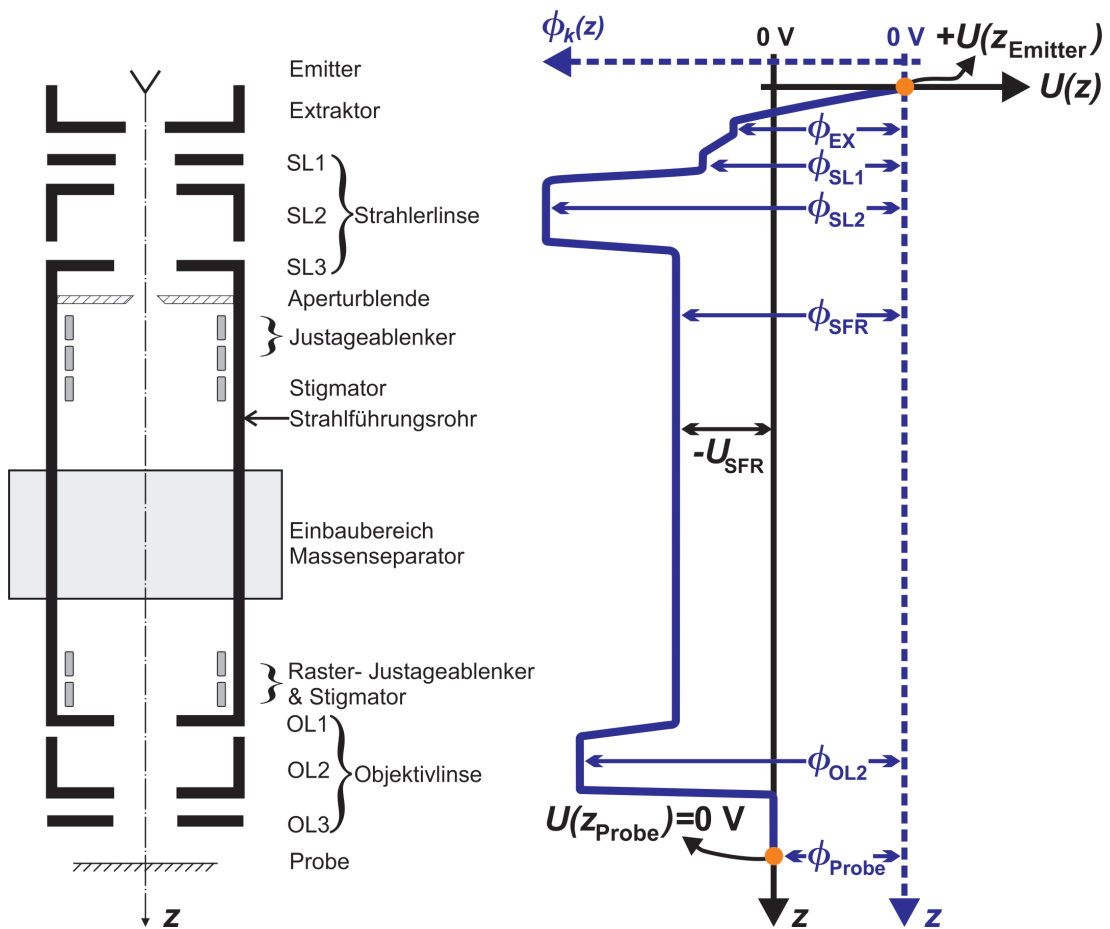


Abbildung 3.3: Das schematische Design sowie der schematische axiale Spannungsverlauf $U(z)$ und der Verlauf des axialen kinetischen Potentials $\phi_k(z)$ der Niederenergie-Ionensäule. Der Einbaubereich für den Massenseparator ist durch einen Kasten gekennzeichnet. Die axiale Spannung $U(z)$ ist immer massebezogen und kann positive und negative Werte annehmen. Das axiale kinetische Potential ist der Betrag der Spannungsdifferenz bezüglich dem Emitter: $\phi_k(z) = |U(z) - U(z_{\text{Emitter}})|$. Die dritte Elektrode der Strahlerlinse (SL3) und die erste Elektrode der Objektivlinse (OL1) sind mit dem Strahlführungsrohr (SFR) elektrisch verbunden. Die dritte Elektrode der Objektivlinse (OL3) und die Probe selbst liegen auf Massepotential. Positiv geladene Ionen haben die kinetische Energie $E_{kin} = q \cdot \phi_k(z)$. Die Landeenergie auf der geerdeten nahezu feldfreien Probe $U(z_{\text{Probe}}) = 0 \text{ V}$ ist folglich $E_{Lande} = q \cdot \phi_{\text{Probe}} = q \cdot U(z_{\text{Emitter}})$.

Kapitel 4

Analytische und numerische Rechnungen

Der Massenseparator besteht aus zwei antiparallel erregten Wien Filtern. Für das Wien Filter werden die Fundamentalbahnen erster Ordnung analytisch berechnet. Numerische Simulationen werden für das Magnetfeld inklusive Hysterese und für das Gesamtsystem, bestehend aus Niederenergie-Ionensäule und Massenseparator, durchgeführt. Die Coulomb Wechselwirkung wird analytisch abgeschätzt.

4.1 Bewegungsgleichung des homogenen Wien Filters

Ein homogenes Wien Filter besteht aus gekreuzten elektrischen ($\vec{E} = E_x \hat{e}_x$) und magnetischen ($\vec{B} = B_y \hat{e}_y$) Feldern. Bewegt sich ein Teilchen der Masse m und der Ladung q wie in Abbildung 4.1 mit der Geschwindigkeit $\vec{v} = v_z \hat{e}_z$ durch das Wien Filter, dann kompensieren sich die Kräfte für den Fall, dass die Wien Bedingung (4.1) erfüllt ist.

$$v_z = v_w := \frac{E_x}{B_y} \quad (4.1)$$

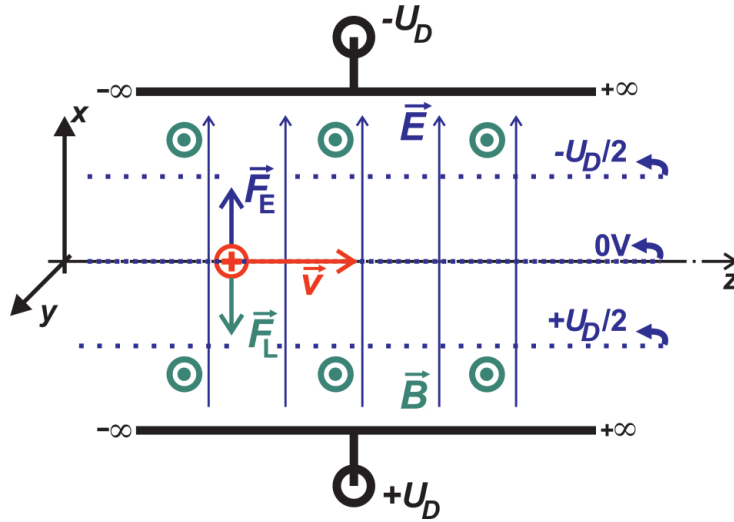


Abbildung 4.1: Skizze des homogenen Wien Filters: \vec{E} : elektrisches Feld, \vec{B} : magnetische Induktion, \vec{F}_E : elektrische Kraft und \vec{F}_L : magnetische Kraft auf ein positiv geladenes Teilchen der Masse m . Die unendlich ausgedehnten Elektroden erzeugen ein homogenes elektrisches Feld in \hat{e}_x -Richtung. Auch die magnetische Induktion erstreckt sich homogen im ganzen Raum in \hat{e}_y -Richtung. In der Skizze sind die Äquipotentiallinien $-U_D/2$, 0 V und $+U_D/2$ eingezeichnet.

$$\vec{F} = m\ddot{\vec{r}} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (4.2)$$

$$\Rightarrow m\ddot{x} = q (E_x - \dot{z}B_y) \quad (4.3)$$

$$\Rightarrow m\ddot{y} = 0 \quad (4.4)$$

$$\Rightarrow m\ddot{z} = q\dot{x}B_y \quad (4.5)$$

In der y -Richtung wirkt keine Kraft. Nach [59] werden die Differentialgleichungen in der x - z Ebene erfüllt durch:

$$x(t) = x_0' \frac{v_{z0}}{\omega} \sin(\omega t) + \frac{v_w - v_{z0}}{\omega} \left[1 - \cos(\omega t) \right] + x_0 \quad (4.6)$$

$$z(t) = v_w t + x_0' \frac{v_{z0}}{\omega} \left[1 - \cos(\omega t) \right] - \frac{v_w - v_{z0}}{\omega} \sin(\omega t) + z_0 \quad (4.7)$$

Der Index „0“ kennzeichnet die Anfangsbedingung. Es gilt:

$$\vec{v}(t=0) := \begin{pmatrix} v_{x_0} \\ v_{y_0} \\ v_{z_0} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

$$x'_0 := \frac{v_{x_0}}{v_{z_0}} \quad (4.9)$$

$$\omega := \frac{qB_y}{m} \quad (4.10)$$

Die Geschwindigkeit (\vec{v}) hängt von der durchlaufenen Beschleunigungsspannung U_B , der Masse m , der Ladung q sowie von der Eintrittshöhe x_0 ab (siehe [59]):

$$v_{z_0} = \sqrt{\frac{2q(U_B + E_x x_0)}{m}} \quad (4.11)$$

Die Teilchen mit $x_0 > 0$ haben eine erhöhte Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung. Die Teilchen mit $x_0 < 0$ haben eine erniedrigte Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung. Der Verlauf der Äquipotentiallinien bewirkt diese Energieänderung im Wien Filter. Daher erfahren die Teilchen mit $|x_0| \neq 0$ eine Kraft zur optischen Achse hin. Da in der y-Richtung keine Kraft wirkt, ist die Fokussierung des Wien Filters astigmatisch. Mit den beiden Gleichungen (4.6) und (4.7) erhält man die in Abbildung 4.2 gezeigten Bahnverläufe.

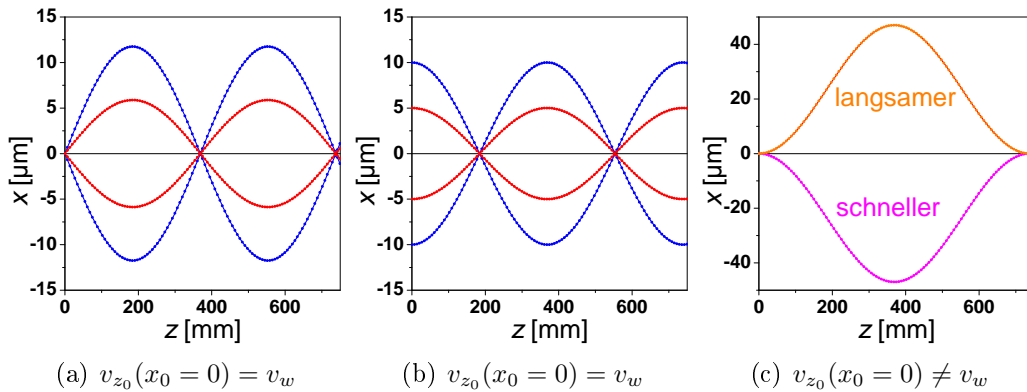


Abbildung 4.2: Bahnverläufe $x(z)$ für verschiedene Anfangsbedingungen im homogenen Wien Filter. Die Wien Bedingung wird von einfach positiv geladenen $^{69}\text{Ga}^+$ Ionen erfüllt, die eine Potentialdifferenz von 10 kV durchlaufen haben. c) zeigt die Bahnen schnellerer ($v_{z_0} > v_w$) und langsamerer ($v_{z_0} < v_w$) Ionen. Die magnetische Induktion beträgt $|B_y| = 1$ T.

4.2 Bahngleichung und lineare Optik

Zur analytische Berechnung teilchenoptischer Systeme wird die Zeit durch die kartesische z-Komponente der optischen Achse ersetzt. Im Folgenden bedeutet ein Punkt die Ableitung nach der Zeit (d/dt) und ein Strich die Ableitung nach der z-Koordinate (d/dz).

Man verwendet die komplexe Zusammenfassung:

$$w := x + iy \quad (4.12)$$

$$E_w := E_x + iE_y \quad (4.13)$$

$$B_w := B_x + iB_y \quad (4.14)$$

Für positiv geladene Ionen $q > 0$ gilt für das elektrostatische Potential $\varphi \leq 0$. Aus dem Energieerhaltungssatz $\frac{1}{2}mv^2 = -q\varphi$ folgt daher:

$$\dot{z} = \sqrt{\frac{-2q\varphi}{m(1+w'\bar{w}')}} \quad (4.15)$$

Eingesetzt in die Lorentzsche Bewegungsgleichung:

$$\frac{d}{dt}(m\vec{v}) = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (4.16)$$

erhält man die Bahngleichung für positiv geladene Ionen im unrelativistischen Fall:

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{-\varphi}{1+w'\bar{w}'}} w' \right) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+w'\bar{w}'}{-\varphi}} E_w - i \sqrt{\frac{q}{2m}} (w' B_z - B_w) \quad (4.17)$$

Für negativ geladene Elektronen ($q = -e < 0$; $\varphi \geq 0$) ist die Bahngleichung in [60] zu finden. Die elektrischen und magnetischen Felder sind statisch. Aufgrund der geringen Ströme wird die interne Stromdichte und die interne Ladungsdichte vernachlässigt. Im Strahlbereich gilt daher: $\vec{j} = 0$; $\varrho_e = 0$; $\mu = \mu_0$; $\epsilon_e = \epsilon_0$. Daher kann man das elektrische und das magnetische Feld als Gradienten eines Potentials schreiben.

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi \quad (4.18)$$

$$\vec{B} = -\vec{\nabla}\Psi \quad (4.19)$$

Beide Potentiale erfüllen die Laplace Gleichung:

$$\vec{\nabla}^2 \varphi = 0 \quad (4.20)$$

$$\vec{\nabla}^2 \Psi = 0 \quad (4.21)$$

Für beide Potentiale kann bei Systemen mit gerader optischer Achse die Multipolentwicklung [61, 62, 63] eingesetzt werden. Exemplarisch wird das für das elektrostatische Potential dargestellt:

$$\varphi = \varphi(w, \bar{w}, z) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \varphi_{\nu} \quad (4.22)$$

$$\varphi_{\nu} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} (-1)^{\lambda} \frac{\nu!}{\lambda!(\nu+\lambda)!} \left(\frac{w\bar{w}}{4}\right)^{\lambda} \operatorname{Re} \left\{ \bar{w}^{\nu} \frac{\partial^{2\lambda} \phi_{\nu}(z)}{\partial z^{2\lambda}} \right\} \quad (4.23)$$

$$\phi_{\nu} = \phi_{\nu c} + i\phi_{\nu s} \quad (4.24)$$

$$\phi_0 = \bar{\phi}_0 \quad (4.25)$$

$\phi_0 \leq 0$ ist das (reelle) elektrostatische Potential auf der Achse, ϕ_1 ist der Dipolkoeffizient, ϕ_2 ist der Quadrupolkoeffizient und ϕ_3 ist der Hexapolkoeffizient. Man spricht im Allgemeinen von der Zähligkeit ν um die optische Achse. Man kann die Reihenentwicklung in die Bahngleichung einsetzen. Berücksichtigt man nur lineare Terme in den komplexen Koordinaten und deren Ableitungen, spricht man von linearer Optik oder Gaußscher Dioptrik.

$$v_w = \frac{\phi_{1c}}{\psi_{1s}} = 2\eta\phi_k \quad (4.26)$$

$$\eta := \sqrt{\frac{q}{2m\phi_k}} \quad (4.27)$$

$$\phi_k := -\phi_0 = -\varphi(0, 0, z) \quad (4.28)$$

Dabei ist $\phi_k \geq 0$ das kinetische Potential auf der Achse. Die lineare Bahngleichung für das Wien Filter lautet folglich:

$$w'' + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k^2} w + \left(-2\eta\psi_{2s} + \frac{\phi_{2c}}{\phi_k} + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k^2} \right) \bar{w} = \frac{\phi_{1c}}{4\phi_k} \epsilon \quad (4.29)$$

Die Abweichung von der Wien Geschwindigkeit wird durch ϵ berücksichtigt und kann bei Teilchen einer Flüssigmetallionenquelle durch unterschiedliche Ladungen Δq , durch unterschiedliche Startenergien $q\Delta\phi_k = q\Delta\phi(z_G) =$

$q\Delta\phi(z_{Emitter}) = \pm\Delta E$ oder durch verschiedenen Massen Δm entstehen. Erfüllen die positiv geladenen Ionen die Wien Bedingung (4.1), dann verschwindet die Krümmung κ_{tot} nach [38, 65]:

$$\kappa_{tot} = \kappa_e + \kappa_m = 0 \quad (4.30)$$

$$\kappa_e = \kappa_e(\phi_k) = -\frac{\phi_{1c}}{2\phi_k} \quad (4.31)$$

$$\kappa_m = \kappa_m(\phi_k, q, m) = \eta\psi_{1s} = \sqrt{\frac{q}{2m\phi_k}}\psi_{1s} \quad (4.32)$$

Alle Teilchen, die aufgrund der genannten Eigenschaften die Wien Bedingung nicht erfüllen, bewegen sich auf Bahnen mit einer um $\Delta\kappa$ von null abweichenden Krümmung:

$$\Delta\kappa = \Delta\kappa_e + \Delta\kappa_m \quad (4.33)$$

$$= \left\{ -\kappa_e - \frac{\kappa_m}{2} \right\} \frac{\Delta\phi_k}{\phi_k} + \frac{\kappa_m}{2} \left\{ \frac{\Delta q}{q} - \frac{\Delta m}{m} \right\} \quad (4.34)$$

Das elektrische Feld ist energiedispersiv, während die Trajektorien im Magnetfeld zusätzlich von der Ladung und der Masse abhängig sind. Mit Gleichung (4.30) folgt:

$$\Delta\kappa = \frac{\kappa_m}{2} \underbrace{\left\{ \frac{\Delta\phi_k}{\phi_k} + \frac{\Delta q}{q} - \frac{\Delta m}{m} \right\}}_{:=\epsilon} = \kappa_m \frac{\Delta v}{v} = -\kappa_e \frac{\Delta v}{v} = \frac{\phi_{1c}}{4\phi_k} \epsilon \quad (4.35)$$

Üblicherweise wird die relative Energieabweichung mit ϵ bezeichnet. Da in dieser Arbeit jedoch ausschließlich Ionen betrachtet werden, wird ϵ als die gesamte relative Abweichung von der Wien Geschwindigkeit ϵ_{ges} definiert:

$$\epsilon := \epsilon_{ges}(\Delta\phi_k, \Delta q, \Delta m) = 2\frac{\Delta v}{v} = \underbrace{\frac{\Delta\phi_k}{\phi_k}}_{:=\epsilon_{\Delta\phi_k}} + \underbrace{\frac{\Delta q}{q}}_{:=\epsilon_{\Delta q}} - \underbrace{\frac{\Delta m}{m}}_{:=\epsilon_{\Delta m}} \quad (4.36)$$

Bei der Dispersion muss zwischen der Gesamtdispersion $\propto \epsilon$, der Energiedispersion $\propto \epsilon_{\Delta\phi_k}$, der Ladungsdispersion $\propto \epsilon_{\Delta q}$ und der Massendispersion $\propto \epsilon_{\Delta m}$ unterschieden werden. Für die beiden in dieser Arbeit verwendeten Flüssigmetallionenquellen gilt:

$$|\epsilon_{\Delta q}| > |\epsilon_{\Delta m}| > |\epsilon_{\Delta\phi_k}| \quad (4.37)$$

Es folgen die Lösungen für ein stigmatiscch fokussierendes Wien Filter: Verschwindet der dritte Term auf der linken Seite in Gleichung (4.29), dann fokussiert das Wien Filter stigmatiscch wie eine Rundlinse. In diesem Fall spricht man vom inhomogenen Wien Filter, da den Dipolfeldern Quadrupolfelder überlagert werden.

$$\left(-2\eta\psi_{2s} + \frac{\phi_{2c}}{\phi_k} + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k^2}\right) = 0 \quad (4.38)$$

Diese Bedingung wird durch ein elektrisches Quadrupolfeld erfüllt. Für $\psi_{2s} = 0$ gilt:

$$\phi_{2c} = -\frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k} \quad (4.39)$$

Für das stigmatiscche Wien Filter lauten die Differentialgleichungen:

$$x'' + \lambda^2 x = \frac{\phi_{1c}}{4\phi_k} \epsilon \quad (4.40)$$

$$y'' + \lambda^2 y = 0 \quad (4.41)$$

Dabei ist λ die Erregung des Wien Filters. Mit Gleichung (4.26) kann diese als Funktion des elektrischen oder magnetischen Dipolfeldes dargestellt werden:

$$\lambda := \frac{\phi_{1c}}{\sqrt{8}\phi_k} = \psi_{1s} \sqrt{\frac{q}{4m\phi_k}} \quad (4.42)$$

Die homogenen Differentialgleichungen ($\epsilon = 0$) werden durch die folgenden vier Fundamentalbahnen erfüllt:

$$x_\alpha(z) = y_\beta(z) = \frac{1}{\lambda} \sin(\lambda z) \quad (4.43)$$

$$x_\gamma(z) = y_\delta(z) = \cos(\lambda z) \quad (4.44)$$

Für eine Abweichung von der Wien Geschwindigkeit ($\epsilon \neq 0$) erhält man die fünfte Fundamentalbahn durch Variation der Konstanten nach [64]:

$$x_\epsilon(z) = x_\alpha \int_{z_A}^z x_\gamma \frac{\phi_{1c}}{4\phi_k} dz - x_\gamma \int_{z_G}^z x_\alpha \frac{\phi_{1c}}{4\phi_k} dz \quad (4.45)$$

Betrachtet man das Wien Filter, dann ergibt sich für die dispersive Bahn unter Vernachlässigung von Randfeldeffekten:

$$x_\epsilon = \frac{1}{\sqrt{2}\lambda} \left[1 - \cos(\lambda z)\right] \quad (4.46)$$

Damit sind alle fünf Fundamentalbahnen des Wien Filters in erster Ordnung bestimmt. Eine beliebige Lösung von Gleichung (4.29) hat die Form:

$$w(z) = x(z) + iy(z) \quad (4.47)$$

$$= (\alpha x_\alpha + \gamma x_\gamma + \epsilon x_\epsilon) + i(\beta y_\beta + \delta y_\delta) \quad (4.48)$$

Dabei sind α und β die Aperturwinkel im x- und y-Schnitt, γ und δ die außeraxialen Koordinaten. Zur Veranschaulichung der Fundamentalbahnen werden in Abbildung 4.3 bei $z = 0$ verschiedene Anfangsbedingungen (α ; β ; γ ; δ ; ϵ) im unendlich ausgedehnten Wien Filter gewählt.

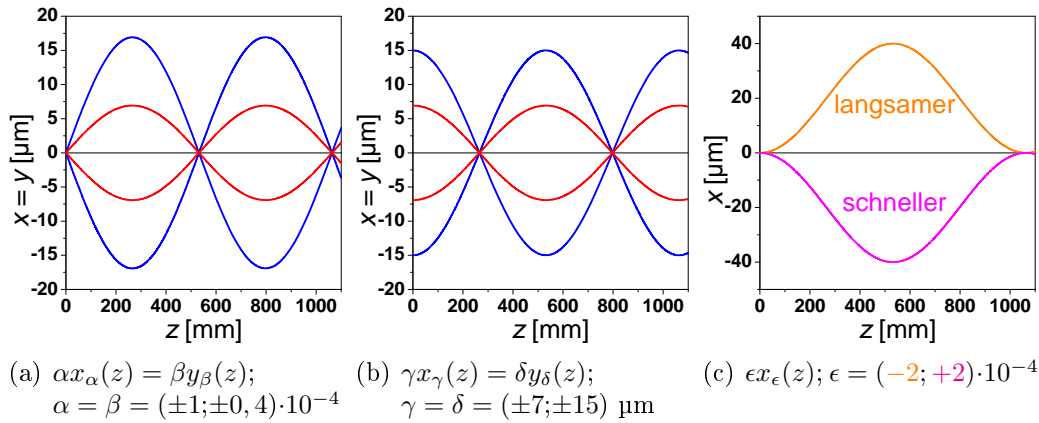


Abbildung 4.3: Verlauf der Fundamentalbahnen für verschiedene Anfangsbedingungen im inhomogenen Wien Filter mit stigmatischer Fokussierung. Die Wien Bedingung wird von einfach positiv geladenen $^{69}\text{Ga}^+$ Ionen erfüllt, die eine Potentialdifferenz von 10 kV durchlaufen haben. Die magnetische Dipolfeldstärke beträgt $|\psi_{1s}| = 1 \text{ T}$.

Die erste Nullstelle in Abbildung 4.3 b) entspricht der Fokussierungslänge ($f_s = \frac{\pi}{2\lambda}$) des inhomogenen Wien Filters mit stigmatischer Fokussierung. Durch die Überlagerung eines Quadrupolfeldes ($\phi_{2c} < 0$) nach Gleichung 4.39 wird die Richtungsfokussierung des Wien Filters im x-z Schnitt geschwächt. Im y-z Schnitt wirkt der Quadrupol fokussierend. In Abbildung 4.2 b) ist die Fokussierungslänge kleiner, da es sich dort um ein homogenes Wien Filter handelt. Hier erfolgt die Fokussierung im x-z Schnitt durch die gekreuzten elektrischen und magnetischen Dipolfelder. Die oben beschriebene Schwächung dieser Fokussierung erfolgt nicht, da keine Quadrupolfelder überlagert werden. Folglich erfolgt auch keine Fokussierung im y-z Schnitt und damit ein astigmatischer Strahlengang. In diesem Fall ($\phi_{2c} = \psi_{2s} = 0$) lauten die

homogenen Differentialgleichungen ($\epsilon = 0$) für das astigmatische Wien Filter:

$$x'' + \lambda_a^2 x = 0 \quad (4.49)$$

$$y'' = 0 \quad (4.50)$$

Dabei gilt für die Erregung des astigmatischen Wien Filters:

$$\lambda_a := \frac{\phi_{1c}}{2\phi_k} \quad (4.51)$$

Für das Verhältnis der Fokussierungslängen des stigmatischen und des astigmatischen Wien Filters gilt folglich:

$$\frac{f_s}{f_a} = \frac{\lambda_a}{\lambda} = \sqrt{2} \quad (4.52)$$

Das stigmatisch fokussierende Wien Filter hat eine um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößerte Fokussierungslänge im Vergleich zum homogenen Wien Filter.

Im Folgenden wird wieder das Gesamtsystem, siehe Abbildung 3.3, betrachtet. Die Aperturwinkel sowie die außeraxialen Koordinaten sind dann die Startbedingungen am Ort des Emitters ($z_G = z_{Emitter}$). Wie in Kapitel 3.3 sowie in [6, 36] diskutiert, soll im Bereich zwischen den Linsen kein Zwischenbild erzeugt werden. Die nötige Dispersion um unerwünschte Massen herauszufiltern, wird mit einem kurzen Wien Filter ($\lambda z \ll \pi$) realisiert. Dieser Modus ohne Zwischenbild zusammen mit nur einem Wien Filter, hätte eine Dispersion (chromatische Aberration nullter Ordnung [64]) in der Bildebene ($z_B = z_{Probe}$) zur Folge. Damit die Dispersion in dieser Ebene verschwindet, muss nach [64] und Gleichung (4.45) gelten:

$$C_{F0} = C_{\alpha\epsilon} = \frac{x_{\epsilon B}}{x_{\gamma B}} = -\frac{1}{4} \int_{z_G}^{z_B} \frac{\phi_{1c}}{\phi_k} x_\alpha dz = 0 \quad (4.53)$$

Das Integral erstreckt sich über das Gesamtsystem von der virtuellen Quelle des Emitters, ($z_G = z_{Emitter}$) bis in die Bildebene ($z_B = z_{Probe}$) in Abbildung 3.3. Das Integral nach Gleichung (4.53) liefert in den Bereichen mit $\phi_{1c} x_\alpha \neq 0$ Beiträge zur Dispersion. Ein antisymmetrischer Verlauf der x_α -Bahn scheidet aus, daher wird ein zweites Wien Filter mit antiparallelen ExB Feldern verwendet. Die Strahlerlinse wird passend erregt: Vor dem ersten Wien Filter verläuft die x_α -Bahn sehr leicht divergent, durch die Fokussierung des ersten Wien Filters erfolgt eine Brechung, wodurch die x_α -Bahn zwischen

den beiden Wien Filtern parallel zur optische Achse verläuft. Durch die Fokussierung des zweiten Wien Filter verläuft die x_α -Bahn hinter dem zweiten Wien Filter sehr leicht konvergent. Die dadurch entstehende Symmetrie der Dipolfelder (antisymmetrisch) und der axialen Fundamentalbahn (symmetrisch) kompensiert die Dispersion in der Bildebene. Durch die passende Überlagerung eines Quadrupolfeldes nach Gleichung (4.38), wird das Bild des Emitters stigmatisch und dispersionsfrei auf die Probe abgebildet. Der hier beschriebene Strahlengang des axialen Strahlenbündels ist in Abbildung 4.4 und Abbildung 4.6 schematisch gezeichnet. Um die Symmetrieargumente, die zum Verschwinden der Dispersion führen, zu verdeutlichen, wird in beiden Abbildungen die Fokussierung der beiden Wien Filter deutlich verstärkt dargestellt. Die in [37, 38] und im noch folgenden Kapitel 4.8 simulierte Bahnen zeigen den tatsächlichen Verlauf, bei dem nur eine minimale Divergenz und Konvergenz, vor und hinter dem Massenseparator, entsteht.

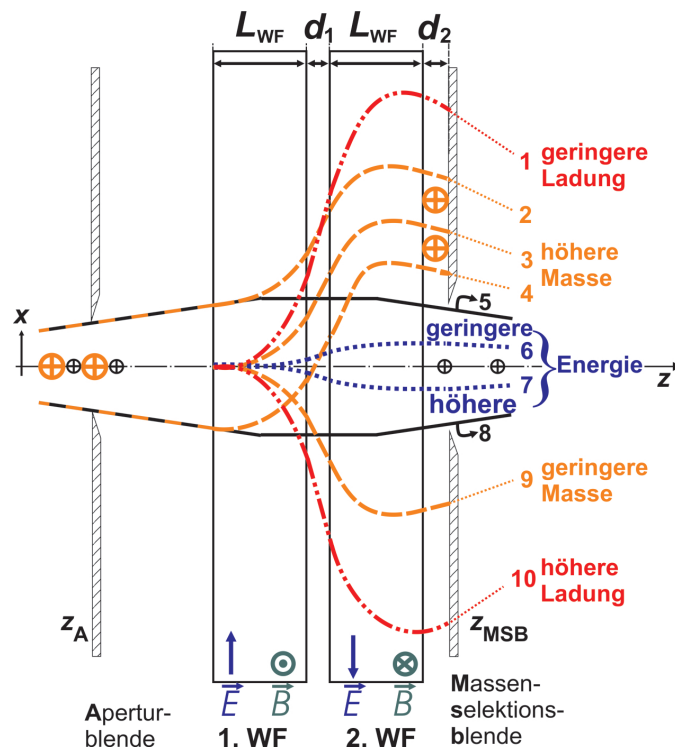


Abbildung 4.4: x - z Schnitt mit schematischem Verlauf der Bahnen aus Tabelle 4.1. Beide Wien Filter haben eine Länge von jeweils L_{WF} . Der Abstand zwischen den beiden Wien Filtern wird als d_1 bezeichnet. Vom zweiten Wien Filter bis zur Massenselektionsblende beträgt der Abstand d_2 . z_A und z_{MSB} bezeichnen die Positionen der Apertur- und Massenselektionsblende.

	$\epsilon_{\Delta\phi_k} < 0; \epsilon_{\Delta q} < 0$ $\epsilon_{\Delta m} > 0$		$\epsilon_{\Delta\phi_k} = \epsilon_{\Delta q} = 0$ $\epsilon_{\Delta m} = 0$		$\epsilon_{\Delta\phi_k} > 0; \epsilon_{\Delta q} > 0$ $\epsilon_{\Delta m} < 0$
Nr.:	$\Rightarrow v < v_w$	Nr.:	$\Rightarrow v = v_w$	Nr.:	$\Rightarrow v > v_w$
1	$\epsilon_{\Delta q} x_\epsilon$	5	$+\alpha x_\alpha$	7	$\epsilon_{\Delta\phi_k} x_\epsilon$
2	$\epsilon_{\Delta m} x_\epsilon + \alpha x_\alpha$	8	$-\alpha x_\alpha$	9	$\epsilon_{\Delta m} x_\epsilon$
3	$\epsilon_{\Delta m} x_\epsilon$			10	$\epsilon_{\Delta q} x_\epsilon$
4	$\epsilon_{\Delta m} x_\epsilon - \alpha x_\alpha$				
6	$\epsilon_{\Delta\phi_k} x_\epsilon$				

Tabelle 4.1: Die nummerierten Strahlen sind in der Abbildung 4.4 schematisch im Bereich des Massenseparators eingezeichnet. α ist der Aperturwinkel der virtuellen Quelle siehe Abbildung 4.6.

Um aus dem Strahlenbündel die unerwünschte Masse herauszufiltern, muss am Ort der Massenselektionsblende (MSB) folgende Ungleichung erfüllt sein, siehe Abbildung 4.4, 4.6 und [38]:

$$(\epsilon_{\Delta m} x_\epsilon - \alpha x_\alpha) \Big|_{z=z_{MSB}} > +\alpha x_\alpha \Big|_{z=z_{MSB}} \quad (4.54)$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta m}{m} x_\epsilon \Big|_{z=z_{MSB}} > 2\alpha x_\alpha \Big|_{z=z_{MSB}} \quad (4.55)$$

Die Breite des Strahlenbündels ($2\alpha x_\alpha$) ist abhängig von der Geometrie oder der Spannungsbelegung des Emitters, des Extraktors, der Strahlerlinse und der Aperturblende. Daher kann diese Breite nicht analytisch berechnet werden. Den Simulationen [56] entnimmt man Breiten der Strahlenbündel von bis zu 222 μm im Bereich zwischen den Linsen. Dieser Wert dient als Anhaltspunkt, um die Separationsbedingung (4.55) zu erfüllen. Die Dispersion hinter dem zweiten Wien Filter ($\epsilon x_\epsilon^{hinter}$), am Ort der Massenselektionsblende, lässt sich mit der Transfermatrixmethode berechnen:

$$\begin{pmatrix} \epsilon x_\epsilon^{hinter} \\ \epsilon x_\epsilon^{hinter} \\ \epsilon \end{pmatrix} = \underbrace{M_{d_2} M_{2.WF,+\lambda} M_{d_1} M_{1.WF,-\lambda}}_H \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \epsilon \end{pmatrix} \quad (4.56)$$

Die Gesamtmatrix H lässt sich schreiben:

$$H := \begin{pmatrix} h_{11} & h_{12} & h_{13} \\ h_{21} & h_{22} & h_{23} \\ h_{31} & h_{32} & h_{33} \end{pmatrix} \quad (4.57)$$

Die Transfermatrix eines Wien Filters der Länge L_{WF} , der Erregung $\pm\lambda$ und den Fundamentalbahnen (4.43), (4.44) und (4.46) lautet:

$$M_{WF,\pm\lambda} = \begin{pmatrix} x_\gamma|_{L_{WF}} & x_\alpha|_{L_{WF}} & \pm x_\epsilon|_{L_{WF}} \\ \frac{\partial x_\gamma}{\partial z}|_{L_{WF}} & \frac{\partial x_\alpha}{\partial z}|_{L_{WF}} & \pm \frac{\partial x_\epsilon}{\partial z}|_{L_{WF}} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.58)$$

Für eine Freiflugstrecke der Länge d_i gilt:

$$M_{d_i} = \begin{pmatrix} 1 & d_i & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.59)$$

Damit ergibt sich am Ort der Massenselektionsblende für die Dispersion:

$$\begin{aligned} \epsilon x_\epsilon^{hinter} = \epsilon h_{13} = \epsilon \left\{ x_\gamma(x_\epsilon + d_1 x'_\epsilon) + x_\alpha x'_\epsilon - x_\epsilon \right. \\ \left. + d_2 [x'_\gamma(x_\epsilon + d_1 x'_\epsilon) + x'_\alpha x'_\epsilon - x'_\epsilon] \right\} \Big|_{z=L_{WF}} \end{aligned} \quad (4.60)$$

$$\begin{aligned} \epsilon x_\epsilon^{hinter} = \frac{\epsilon}{\sqrt{2}} \left\{ \cos(\lambda L_{WF}) \left(\frac{1 - \cos(\lambda L_{WF})}{\lambda} + d_1 \sin(\lambda L_{WF}) \right) \right. \\ \left. + \frac{\sin^2(\lambda L_{WF})}{\lambda} - \frac{1 - \cos(\lambda L_{WF})}{\lambda} \right. \\ \left. + d_2 \left[-\lambda \sin(\lambda L_{WF}) \left(\frac{1 - \cos(\lambda L_{WF})}{\lambda} + d_1 \sin(\lambda L_{WF}) \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \cos(\lambda L_{WF}) \sin(\lambda L_{WF}) - \sin(\lambda L_{WF}) \right] \right\} \end{aligned} \quad (4.61)$$

Wenn sich die Massenselektionsblende in der Mitte zwischen den beiden Wien Filtern befindet, dann gilt für die Dispersion dort:

$$\begin{pmatrix} \epsilon x_\epsilon^{Mitte} \\ \epsilon x'_\epsilon^{Mitte} \\ \epsilon \end{pmatrix} = \underbrace{M_{\frac{1}{2}d_1} M_{1.WF,+\lambda}}_M \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \epsilon \end{pmatrix} \quad (4.62)$$

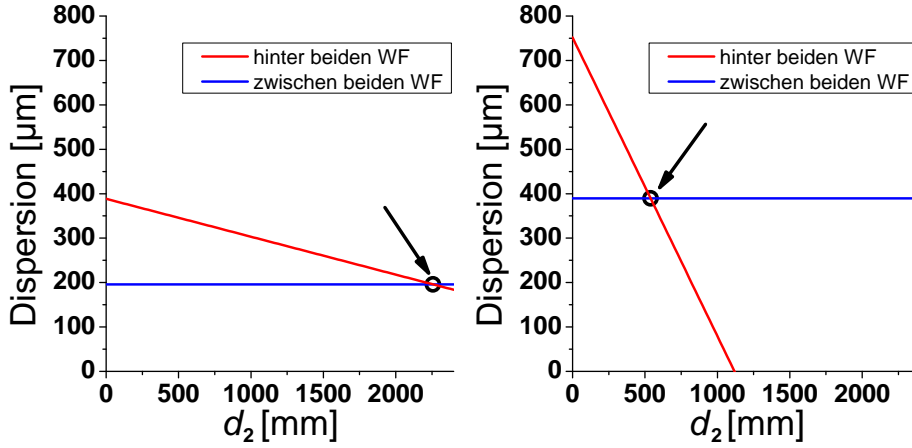
Die Gesamtmatrix M lässt sich schreiben:

$$M := \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \quad (4.63)$$

Damit ergibt sich für die Dispersion in der Mitte zwischen den Wien Filtern:

$$\epsilon x_\epsilon^{Mitte} = \epsilon m_{13} = \epsilon \left\{ x_\epsilon + \frac{d_1}{2} x'_\epsilon \right\} \Big|_{z=L_{WF}} \quad (4.64)$$

$$\epsilon x_{\epsilon}^{Mitte} = \frac{\epsilon}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1 - \cos(\lambda L_{WF})}{\lambda} + \frac{d_1}{2} \sin(\lambda L_{WF}) \right\} \quad (4.65)$$



(a) $\psi_{1s} = 250$ mT; $\phi_{1c} \approx 37,5$ V/mm (b) $\psi_{1s} = 500$ mT; $\phi_{1c} \approx 75$ V/mm

Abbildung 4.5: Die Wien Bedingung wird von einfach positiv geladenen Ionen mit $\phi_k = 8$ kV und $m = 69$ u erfüllt. Für die Massendispersion in der Mitte zwischen den beiden Wien Filtern ($\epsilon_{\Delta m} x_{\epsilon}^{Mitte}$) sowie hinter den beiden Wien Filtern ($\epsilon_{\Delta m} x_{\epsilon}^{hintere}$) gilt: $\Delta m = 2$. Beide Wien Filter haben die Länge $L_{WF} = 80$ mm und den Abstand $d_1 = 65$ mm. d_2 ist der Abstand vom zweiten Wien Filter nach Abbildung 4.4 und 4.6.

Aus den Abbildungen 4.4, 4.5 und 4.6 ist erkennbar, dass die Dispersion hinter dem zweiten Wien Filter größer ist als in der Mitte zwischen beiden Wien Filtern. Dies gilt solange die Freiflugstrecke d_2 nicht zu groß ist und folgende Ungleichung erfüllt wird:

$$\epsilon x_{\epsilon}^{hintere} > \epsilon x_{\epsilon}^{Mitte} \quad (4.66)$$

Die beiden Massendispersionen $\epsilon_{\Delta m} x_{\epsilon}^{hintere}$ und $\epsilon_{\Delta m} x_{\epsilon}^{Mitte}$ werden in Abbildung 4.5 für zwei Betriebsmodi miteinander verglichen. Direkt hinter dem zweiten Wien Filter ($d_2 = 0$) ist die Massendispersion am größten und nimmt danach mit wachsendem Abstand d_2 linear ab. In Abbildung 4.5 a) wird Gleichung (4.66) für $d_2 < 2257$ mm und in Abbildung 4.5 b) für $d_2 < 539$ mm erfüllt. Platziert man die Massenselektionsblende mit möglichst geringem Abstand hinter dem zweiten Wien Filter, dann ist folglich diese Positionierung vorteilhafter, im Vergleich zur Positionierung der Massenselektionsblende zwischen den beiden Wien Filtern. Außerdem kann durch diese Platzierung

der Massenselektionsblende die Dispersion weiter erhöht werden: Wenn auch das zweite Wien Filter parallel zum ersten erregt wird oder wenn bei ausgeschaltetem zweiten Wien Filter dessen Länge wie eine Freiflugstrecke wirkt. Im Vergleich zur Massenselektionsblende zwischen den beiden Wien Filtern, bietet die in Abbildung 4.4 und 4.6 angestrebte Position mehr Betriebsmodi.

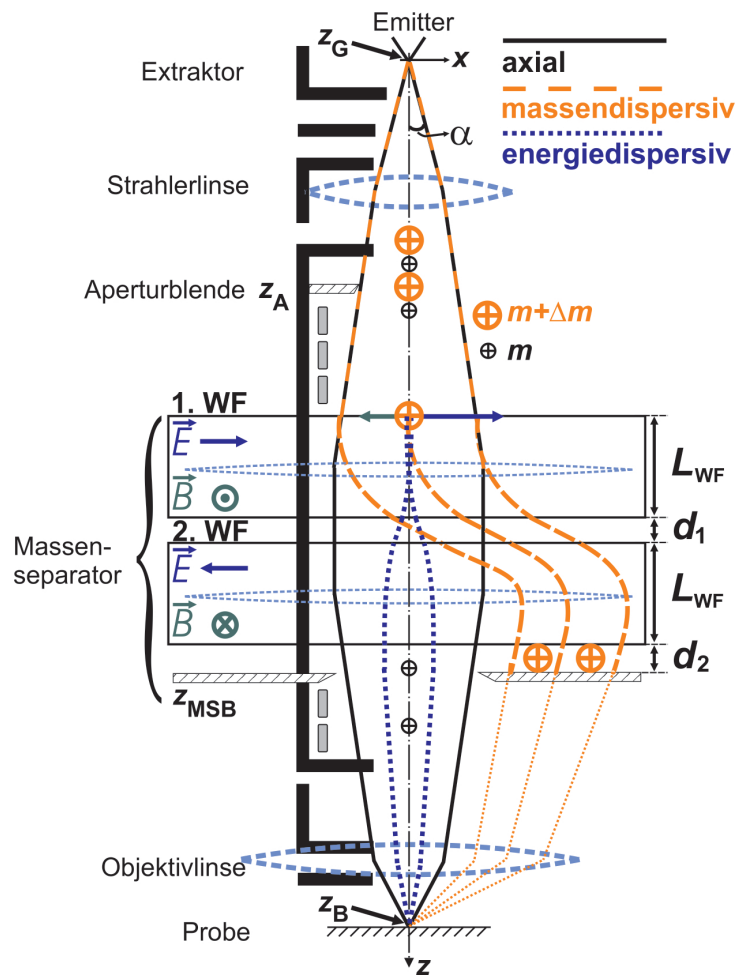


Abbildung 4.6: Schematische Zeichnung der Niederenergie-Ionensäule mit Massenseparator. Dieser besteht aus zwei Wien Filtern (WF) jeweils der Länge L_{WF} . Der Abstand zwischen den Wien Filtern wird als d_1 bezeichnet, der zur Massenselektionsblende (MSB) mit d_2 . z_G : Position der virtuellen Quelle. α : Aperturwinkel. z_B : Position der Probe. Schematisch sind das axiale, das massendispersive und das energiedispersive Strahlenbündel eingezeichnet. Der Massenseparator ist auf die Masse m abgestimmt. Die schwerere Masse $m + \Delta m$ hat eine geringere Geschwindigkeit und wird im ersten WF abgelenkt. Die Dispersion verschwindet in der Bildebene. Die hier gezeichnete Situation trifft für eine Gallium Flüssigmetallionenquelle zu. 99% der Ionen sind einfach positiv geladen und es befinden sich zwei Isotope, mit $m = 69$ u und $m + \Delta m = 71$ u im Strahl. Die Energieabweichung der Quelle beträgt $\pm \Delta E = \pm 2,5$ eV [66, 67].

4.3 Bestimmung der Aberrationen mit der Eikonalmethode

Zur Bestimmung der Aberrationen des Wien Filters wird die Eikonalmethode verwendet. Die Bahnverläufe in Abschnitt 4.1 und 4.2 vermitteln ein anschauliches Verständnis für das Wien Filter. Die Transfermatrixmethode in Abschnitt 4.2 ist wichtig für die Beschreibung eines teilchenoptischen Systems in erster Ordnung. Die Eikonalmethode ist jedoch fundamentaler und vorteilhafter für die Bestimmung der Aberrationen und deren Korrektur [63, 64, 68].

Erstreckt sich die Bahn eines Teilchens der Masse m , der Ladung q und der Geschwindigkeit \vec{v} von $r_G^{\vec{}}$ bis \vec{r} , dann gilt für das Eikonal:

$$S = \int_{r_G^{\vec{}}}^{\vec{r}} (m\vec{v} + q\vec{A}) d\vec{s} \quad (4.67)$$

Dabei ist \vec{A} das magnetische Vektorpotential. S wird in Eikonanteile zerlegt [64]. Nach dem Prinzip von Maupertuis-Fermat ist die tatsächlich durchlaufene Bahn durch das Verschwinden der Variation (δS) gekennzeichnet. Die Aberrationen hängen von diesen Eikonanteilen ab. Daher ist es möglich Bedingungen für ein aberrationsarmes teilchenoptisches Element anzugeben, ohne den speziellen Verlauf der Bahnen selbst zu kennen. Die Fundamentalbahnen zweiter Ordnung werden in [64] angegeben. Die benötigte Integrale $A_{\alpha\alpha\alpha}$, $A_{\alpha\alpha\gamma}$, ... usw. sind in [69] zu finden. Es gilt:

$$x_{\alpha\alpha} = -x_{\gamma}A_{\alpha\alpha\alpha} + x_{\alpha}A_{\alpha\alpha\gamma} \quad (4.68)$$

$$2x_{\beta\beta} = -x_{\gamma}B_{\alpha\beta\beta} + x_{\alpha}B_{\gamma\beta\beta} \quad (4.69)$$

$$1/2 \cdot x_{\alpha\gamma} = -x_{\gamma}A_{\alpha\alpha\gamma} + x_{\alpha}A_{\alpha\gamma\gamma} \quad (4.70)$$

$$x_{\beta\delta} = -x_{\gamma}B_{\alpha\beta\delta} + x_{\alpha}B_{\gamma\beta\delta} \quad (4.71)$$

$$x_{\gamma\gamma} = -x_{\gamma}A_{\alpha\gamma\gamma} + x_{\alpha}A_{\gamma\gamma\gamma} \quad (4.72)$$

$$2x_{\delta\delta} = -x_{\gamma}B_{\alpha\delta\delta} + x_{\alpha}B_{\gamma\delta\delta} \quad (4.73)$$

$$x_{\alpha\epsilon} = -x_{\gamma}C_{\alpha\alpha\epsilon} + x_{\alpha}C_{\alpha\gamma\epsilon} \quad (4.74)$$

$$x_{\gamma\epsilon} = -x_{\gamma}C_{\alpha\gamma\epsilon} + x_{\alpha}C_{\gamma\gamma\epsilon} \quad (4.75)$$

$$x_{\epsilon\epsilon} = -x_{\gamma}C_{\alpha\epsilon\epsilon} + x_{\alpha}C_{\gamma\epsilon\epsilon} \quad (4.76)$$

$$y_{\alpha\beta} = -y_{\delta}B_{\alpha\beta\beta} + y_{\beta}B_{\alpha\beta\delta} \quad (4.77)$$

$$y_{\alpha\delta} = -y_{\delta}B_{\alpha\beta\delta} + y_{\beta}B_{\alpha\delta\delta} \quad (4.78)$$

$$y_{\beta\gamma} = -y_{\delta}B_{\gamma\beta\beta} + y_{\beta}B_{\gamma\beta\delta} \quad (4.79)$$

$$y_{\gamma\delta} = -y_{\delta}B_{\gamma\beta\delta} + y_{\beta}B_{\gamma\delta\delta} \quad (4.80)$$

$$y_{\beta\epsilon} = -y_{\delta}C_{\beta\beta\epsilon} + y_{\beta}C_{\beta\delta\epsilon} \quad (4.81)$$

$$y_{\delta\epsilon} = -y_{\delta}C_{\beta\delta\epsilon} + y_{\beta}C_{\delta\delta\epsilon} \quad (4.82)$$

Für das Gesamtsystem sind nur die Beiträge der Aberrationen in der Bildebene ($z = z_B$) wichtig. Die Bedeutung der einzelnen Bildfehlerkoeffizienten ist in [69] zu finden. Der Teil der Tabelle, der sich auf die Abbildung der Objektebene bezieht, wird übernommen:

Bildfehler $\Delta x_B^{(2)}$	Bildfehler $\Delta y_B^{(2)}$	Bedeutung der Bildfehler in der Bildebene
$A_{\alpha\alpha\alpha}, B_{\alpha\beta\beta}$	$B_{\alpha\beta\beta}$	Öffnungsfehler (axiale Koma und dreizähliger Astigmatismus)
$A_{\alpha\alpha\gamma}, B_{\alpha\beta\delta}$	$B_{\gamma\beta\beta}, B_{\alpha\beta\delta}$	Bildfeldneigung und Astigmatismus schiefer Bündel
$A_{\alpha\gamma\gamma}, B_{\alpha\delta\delta}$	$B_{\gamma\beta\delta}$	Verzeichnung
$C_{\alpha\alpha\epsilon}$	$C_{\beta\beta\epsilon}$	chromatische Unschärfe
$C_{\alpha\gamma\epsilon}$	$C_{\beta\delta\epsilon}$	Farbabhängigkeit der Vergrößerung
$C_{\alpha\epsilon\epsilon}$		Dispersion 2. Grades

Tabelle 4.2: Die Bildfehler-Koeffizienten zweiter Ordnung und deren Bedeutung in der Bildebene aus [69].

Ganz analog zur Berechnung der Dispersion in der Bildebene nach Gleichung (4.45), sind auch die Bildfehler-Koeffizienten Integrale über die Felder und über den Verlauf der Fundamentalbahnen erster Ordnung [69]. Für positiv geladene Ionen mit $\phi_{1c}/\psi_{1s} = 2\eta\phi_k$; $g_{4,5,6,7,8,12} = 0$; $x_{\alpha}(z_{G,B} = 0)$; $\phi'_k = 0$ gilt:

$$A_{\alpha\alpha\alpha} = \int_{z_G}^{z_B} 3 \left\{ -\frac{\phi_{3c}}{2\phi_k} - \frac{3\phi_{1c}\phi_{2c}}{8\phi_k^2} - \frac{3\phi_{1c}^3}{32\phi_k^3} + \frac{1}{4}\eta\frac{\phi_{1c}\psi_{2s}}{\phi_k} + \eta\psi_{3s} \right\} x_{\alpha}^3 dz \quad (4.83)$$

$$B_{\alpha\beta\beta} = \int_{z_G}^{z_B} \left\{ \frac{3\phi_{3c}}{2\phi_k} + \frac{5\phi_{1c}\phi_{2c}}{8\phi_k^2} + \frac{1\phi_{1c}^3}{32\phi_k^3} - \frac{3}{4}\eta\frac{\phi_{1c}\psi_{2s}}{\phi_k} - 3\eta\psi_{3s} \right\} x_{\alpha}y_{\beta}^2 dz \quad (4.84)$$

$$\begin{aligned}
C_{\alpha\epsilon\epsilon} = & \int_{z_G}^{z_B} 3 \left\{ -\frac{\phi_{3c}}{2\phi_k} - \frac{3\phi_{1c}\phi_{2c}}{8\phi_k^2} - \frac{3\phi_{1c}^3}{32\phi_k^3} + \frac{1}{4}\eta\frac{\phi_{1c}\psi_{2s}}{\phi_k} + \eta\psi_{3s} \right\} x_\epsilon^2 x_\alpha dz \\
& - \int_{z_G}^{z_B} \frac{3\phi_{1c}}{16\phi_k} x_\alpha dz + 2 \int_{z_G}^{z_B} \left\{ \frac{x'_\alpha x'_\epsilon}{4x_\alpha x_\epsilon} + \frac{\phi_{2c}}{4\phi_k} + \frac{7\phi_{1c}^2}{32\phi_k^2} \right\} x_\alpha x_\epsilon dz
\end{aligned} \tag{4.85}$$

Für das stigmatisch fokussierende Wien Filter ($\psi_{2s} = 0$; $\phi_{2c} = -\frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k}$; $x_\alpha = y_\beta$) gilt für die Koeffizienten $A_{\alpha\alpha\alpha}$; $B_{\alpha\beta\beta}$ und $C_{\alpha\epsilon\epsilon}$:

$$A_{\alpha\alpha\alpha} = \int_{z_G}^{z_B} 3 \left\{ -\frac{\phi_{3c}}{2\phi_k} - \frac{3\phi_{1c}^3}{64\phi_k^3} + \eta\psi_{3s} \right\} x_\alpha^3 dz \tag{4.86}$$

$$B_{\alpha\beta\beta} = \int_{z_G}^{z_B} \left\{ \frac{3\phi_{3c}}{2\phi_k} - \frac{3\phi_{1c}^3}{64\phi_k^3} - 3\eta\psi_{3s} \right\} x_\alpha^3 dz \tag{4.87}$$

$$\begin{aligned}
C_{\alpha\epsilon\epsilon} = & \int_{z_G}^{z_B} 3 \left\{ -\frac{\phi_{3c}}{2\phi_k} - \frac{3\phi_{1c}^3}{64\phi_k^3} + \eta\psi_{3s} \right\} x_\epsilon^2 x_\alpha dz \\
& - \int_{z_G}^{z_B} \frac{3\phi_{1c}}{16\phi_k} x_\alpha dz + 2 \int_{z_G}^{z_B} \left\{ \frac{x'_\alpha x'_\epsilon}{4x_\alpha x_\epsilon} + \frac{3\phi_{1c}^2}{16\phi_k^2} \right\} x_\alpha x_\epsilon dz
\end{aligned} \tag{4.88}$$

Wie in Kapitel 4.2 diskutiert, verschwindet die Dispersion nach Gleichung (4.53), aufgrund des antisymmetrischen Verlaufes der Dipolfelder (ϕ_{1c} bzw. ψ_{1s}) im ersten und im zweiten Wien Filter und des symmetrischen Verlaufes der axialen Fundamentalbahn ($x_\alpha(z)$). Diese Antisymmetrie / Symmetrie Kombination wirkt sich ebenfalls auf die Bildfehler-Koeffizienten zweiter Ordnung aus. Betrachtet man die Abbildungen 4.6 und 4.4 sowie die Gleichungen (4.86), (4.87) und (4.88), wird diese Auswirkung deutlich: Die Multipolkoeffizienten ϕ_{1c} ; ϕ_{3c} und ψ_{3s} sind antisymmetrisch bezüglich der Mitte der beiden Wien Filter. Der Verlauf der axialen Fundamentalbahn $x_\alpha(z)$ hingegen ist symmetrisch. In den beiden Gleichungen (4.86) und (4.87) wird daher über antisymmetrische Funktionen integriert. Folglich verschwinden die beiden Öffnungsfehler axiale Koma und dreizähliger Astigmatismus in der Bildebene. In Gleichung (4.88) verschwindet lediglich das zweite Integral. Da die dispersive Bahn keinen symmetrischen Verlauf hat, wird die Dispersion zweiten Grades in der Bildebene nicht korrigiert. Insgesamt bleiben von den ursprünglich 13 Bildfehlern zweiter Ordnung, 11 Bildfehler-Koeffizienten beim dispersionsfreien Gesamtsystem in der Bildebene übrig.

Der so realisierte Massenseparator ist daher teilkorrigiert. Die verbleibenden 11 Bildfehler-Koeffizienten hängen vom Hexapol ab. Daher werden im Folgenden zwei bekannte Multipolelemente mit und ohne Hexapolkomponente vorgestellt.

4.4 Ein Vier-Pol-Element zur Felderzeugung

Eine Geometrie zur Erzeugung der benötigten elektrischen und magnetischen Felder für das Wien Filter ist das Vier-Pol-Element. Wenn die gekreuzten Dipolfelder mit einem solchen Element erzeugt werden, wird im Folgenden von einem Vier-Pol-Wien Filter gesprochen.

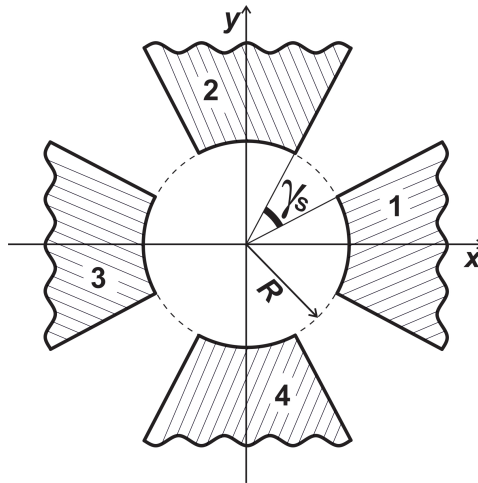


Abbildung 4.7: Schematische Zeichnung eines Vier-Pol-Elements zur Erzeugung gekreuzter elektrischer und magnetischer Dipolfelder. Die elektrische und magnetische Versorgung der einzelnen Pole geht aus Tabelle 4.3 hervor. Die vier Kreissegmente sind auf einem Durchmesser von $2R$ angeordnet. Zwischen den einzelnen Elektroden wird der Spaltwinkel mit γ_S bezeichnet.

Pol Nummer	Erzeugung elektrischer Felder	Erzeugung magnetischer Felder
1	$-U_D - U_Q + U_{SFR}$	0
2	$+U_Q + U_{SFR}$	$-NI$
3	$+U_D - U_Q + U_{SFR}$	0
4	$+U_Q + U_{SFR}$	$+NI$

Tabelle 4.3: Die elektrischen Spannungen müssen auf die negative Spannung des Strahlführungsrohres $U_{SFR} < 0$ aufgestockt werden. Die gekreuzten Dipolfelder $\phi_{1c}(U_D)$ und $\psi_{1s}(NI)$ werden zur Einstellung der Wien Bedingung benötigt. Mit der elektrischen Quadrupolspannung U_Q entsteht der durchgehend astigmatismusfreie Strahlengang.

Das Vier-Pol-Wien Filter erzeugt neben den gewünschten Dipol- und Quadrupolfeldern (ϕ_{1c} , ψ_{1s} , und ϕ_{2c}) auch noch Multipolkoeffizienten höherer Zähligkeit. Im Folgenden werden die Multipolkoeffizienten nach [70] für das Vier-Pol-Wien Filter angegeben. Die Koeffizienten mit einer Zähligkeit $\nu > 3$ werden vernachlässigt, da sie sich erst in höherer Ordnung auswirken.

$$\phi_{1c} = -\frac{4\sqrt{2}}{\pi} \frac{\sin(\gamma_S/2)}{\gamma_S} \frac{U_D}{R} \quad (4.89) \quad \psi_{1s} = -\frac{4\sqrt{2}}{\pi} \frac{\sin(\gamma_S/2)}{\gamma_S} \frac{\mu_0 NI}{R} \quad (4.90)$$

$$\phi_{2c} = -\frac{4}{\pi} \frac{\sin(\gamma_S)}{\gamma_S} \frac{U_Q}{R^2} \quad (4.91) \quad \psi_{2s} = 0 \quad (4.92)$$

$$\phi_{3c} = -\frac{4\sqrt{2}}{9\pi} \frac{\sin(3\gamma_S/2)}{\gamma_S} \frac{U_D}{R^3} \quad (4.93) \quad \psi_{3s} = +\frac{4\sqrt{2}}{9\pi} \frac{\sin(3\gamma_S/2)}{\gamma_S} \frac{\mu_0 NI}{R^3} \quad (4.94)$$

4.5 Ein Acht-Pol-Element zur Felderzeugung

Eine weitere mögliche Geometrie zur Erzeugung gekreuzter elektrischer und magnetischer Dipolfelder ist das Acht-Pol-Element. Wenn die gekreuzten Dipolfelder mit einem solchen Element erzeugt werden, wird im Folgenden von einem Acht-Pol-Wien Filter gesprochen.

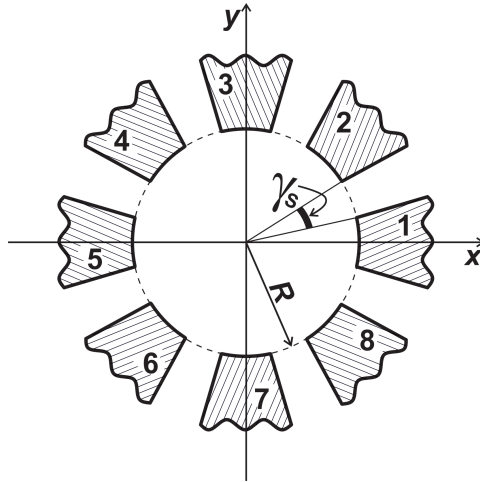


Abbildung 4.8: Schematische Zeichnung eines Acht-Pol-Elements zur Erzeugung gekreuzter elektrischer und magnetischer Dipolfelder. Die elektrische und magnetische Versorgung der einzelnen Pole geht aus Tabelle 4.4 hervor. Die vier Kreissegmente sind auf einem Durchmesser von $2R$ angeordnet. Zwischen den einzelnen Elektroden wird der Spaltwinkel mit γ_s bezeichnet.

Pol Nummer	Erzeugung elektrischer Felder	Erzeugung magnetischer Felder
1	$-U_D - U_Q + U_{SFR}$	0
2	$\frac{-U_D}{\sqrt{2}} + U_{SFR}$	$\frac{-NI}{\sqrt{2}}$
3	$+U_Q + U_{SFR}$	$-NI$
4	$\frac{+U_D}{\sqrt{2}} + U_{SFR}$	$\frac{-NI}{\sqrt{2}}$
5	$+U_D - U_Q + U_{SFR}$	0
6	$\frac{+U_D}{\sqrt{2}} + U_{SFR}$	$\frac{+NI}{\sqrt{2}}$
7	$+U_Q + U_{SFR}$	$+NI$
8	$\frac{-U_D}{\sqrt{2}} + U_{SFR}$	$\frac{+NI}{\sqrt{2}}$

Tabelle 4.4: Die elektrischen Spannungen müssen auf die negative Spannung des Strahlführungsrohres $U_{SFR} < 0$ aufgestockt werden. Die gekreuzten Dipolfelder $\phi_{1c}(U_D)$ und $\psi_{1s}(NI)$ werden zur Einstellung der Wien Bedingung benötigt. Mit der elektrischen Quadrupolspannung U_Q entsteht der durchgehend astigmatismusfreie Strahlengang.

Gegenüber dem Vier-Pol-Wien Filter verschwinden hier die elektrischen und magnetischen Hexapolkomponenten. Die Komponenten höherer Zähligkeit $\nu > 3$ werden vernachlässigt. Nach [71] gilt:

$$\phi_{1c} = -\frac{8}{\pi} \sqrt{2 - \sqrt{2}} \frac{\sin(\gamma_S/2)}{\gamma_S} \frac{U_D}{R} \quad \psi_{1s} = -\frac{8}{\pi} \sqrt{2 - \sqrt{2}} \frac{\sin(\gamma_S/2)}{\gamma_S} \frac{\mu_0 N I}{R} \quad (4.95) \quad (4.96)$$

$$\phi_{2c} = -\frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{\sin(\gamma_S)}{\gamma_S} \frac{U_Q}{R^2} \quad \psi_{2s} = 0 \quad (4.97) \quad (4.98)$$

$$\phi_{3c} = 0 \quad (4.99) \quad \psi_{3s} = 0 \quad (4.100)$$

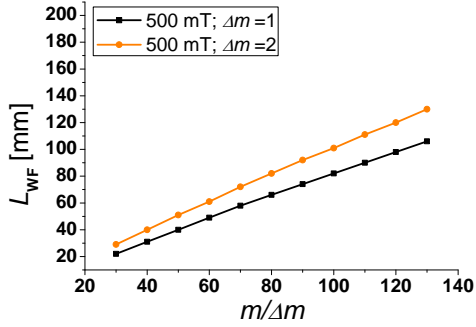
4.6 Designkonzept für den Massenseparator

Die hohe Masse der Ionen, im Vergleich zu Elektronen, erfordert ein hohes magnetisches Dipolfeld sowie eine große Ausdehnung der Wien Filter entlang der optischen Achse. Auch bei einem hohen kinetischen Potential im Strahlführungsrohr, sollen die Isotope der verwendeten Flüssigmetallionenequelle getrennt werden können. Die Massendispersion wird nach Gleichung (4.60) analytisch berechnet. Es wird eine magnetische Dipolfeldstärke von 500 mT angestrebt. Die Länge eines Wien Filters beträgt $L_{WF} = 80$ mm. Die Herstellung von Vier-Pol-Wien Filtern ist aus konstruktionstechnischer Sicht erheblich einfacher, als die Herstellung von Acht-Pol-Wien Filtern. Im Rahmen dieser Arbeit werden daher zwei Vier-Pol-Wien Filter hergestellt. Deren Elektroden und Polschuhe werden um einen Innendurchmesser von $2R = 10$ mm angeordnet. Weitere konstruktionstechnische Aspekte ergeben einen Abstand zwischen den Wien Filtern von $d_1 = 65$ mm. Der Abstand vom zweiten Wien Filter zur Massenselektionsblende beträgt $d_2 = 41$ mm. Die konstruktionstechnischen Aspekte ergeben sich aus rein praktischer Sicht: Die Elektroden und Polschuhe sollen außerhalb des Vakuums kontaktiert, bezüglich der Spannung des Strahlführungsrohres und der aufgestockten Wien Filter Spannungen isoliert, mechanisch an einem Grundkörper befestigt und mit O-Ringen abgedichtet werden. Der damit verbundene Platzbedarf ergibt den Abstand von 65 mm zwischen den beiden Wien Filtern. Auch die Massenselektionsblende hat daher einen gewissen Abstand zum zweiten Wien Filter. Ein Kompromiss aus möglichst einfacher Halterung, Isolierung und möglichst geringem Abstand zum zweiten Wien Filter ergibt den Abstand von 41 mm. Das magnetische Feld wird mit Spulen erzeugt und ist dadurch einstellbar. Die Folgenden Abschätzungen beschränken sich auf die Betrachtungen erster Ordnung. Das einfacher herzustellende Vier-Pol-Wien Filter

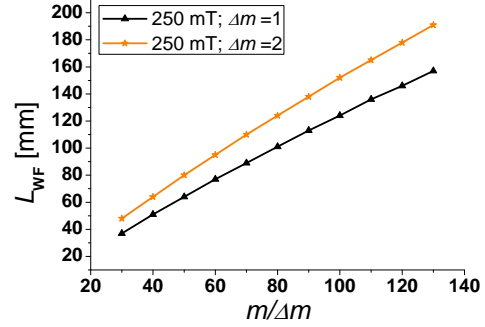
erzeugt jedoch auch elektrische und magnetische Hexapolfelder nach Gleichung (4.93) und (4.94). Um deren Auswirkung in der Bildebene deutlich zu machen, werden im Kapitel 4.8 numerische Simulationen für das hier hergestellte Vier-Pol-Wien Filter sowie für das Acht-Pol-Wien Filter durchgeführt.

In Abbildung 4.9 ist die Länge der Wien Filter (L_{WF}) in Abhängigkeit der Massenauflösung ($\frac{m}{\Delta m} = \frac{1}{\epsilon_{\Delta m}}$) aufgetragen. Es wird angenommen, dass der Strahlengang telezentrisch ist. Das bedeutet, dass die axialen Strahlen im Bereich zwischen den beiden Linsen parallel zur optischen Achse verlaufen. Die fokussierende Wirkung der Wien Filter wird vernachlässigt. Alle Kurven beziehen sich auf einfach geladene Ionen ($q = +e$). Durch das Anpassen der elektrischen Dipolfeldstärke, wird die Wien Bedingung für Teilchen der Masse $m = \Delta m \frac{1}{\epsilon_{\Delta m}}$ in jedem Datenpunkt erfüllt. Bei verschiedenen kinetischen Energien, verschiedenen Apertur- und Massenselektionsblenden sowie unterschiedlichen magnetischen Dipolfeldstärken, wird die Separationsbedingung (4.55) wie folgt erfüllt: Die Massendispersion nach Gleichung (4.60) beträgt $222 \mu\text{m}$, wenn die Apertur- und Massenselektionsblende einen Durchmesser von $\varnothing_{A,MSB} = 200 \mu\text{m}$ hat. Sie beträgt $111 \mu\text{m}$ bei $100 \mu\text{m}$ großen Blenden. Die erforderlichen elektrischen Dipolfelder zur Erfüllung der Wien Bedingung liegen zwischen 19 V/mm und 130 V/mm . Die Realisierung dieser Felder ist bezüglich möglicher Überschlüge unkritisch. Im Vakuum beträgt die Überschlagfeldstärke $\approx 10 \text{ kV/mm}$. Den Kurven in Abbildung 4.9 entnimmt man die geringste Massenauflösung von 50 für $L_{WF} = 80 \text{ mm}$, $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 200 \mu\text{m}$; $\psi_{1s} = 250 \text{ mT}$ und $\Delta m = 2$. Selbst in diesem Fall ist die Trennung der Galliumisotope möglich. Die hierfür benötigte Massenauflösung beträgt $\frac{m}{\Delta m} = \frac{71}{2} \approx 40 < 50$.

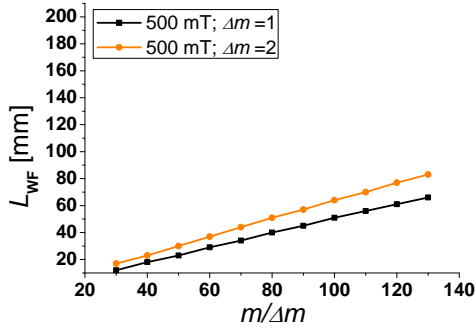
Eine Verringerung des Aperturblenden- und Massenselektionsblendendurchmessers sowie eine Erhöhung der magnetischen und elektrischen Dipolfeldstärke erhöht die Massenauflösung. Eine weitere Erhöhung kann durch die Verringerung der kinetischen Energie im Strahlführungsrohr erzeugt werden. Ein hohes Immersionsverhältnis der Objektivlinse ist jedoch unumgänglich zur feinen Fokussierung niederenergetischer Ionen. Die zuletzt genannte Möglichkeit, die Massenauflösung zu erhöhen, scheidet folglich aus. Zwei Beispiele für Isotope die eine höhere Massenauflösung erfordern sind Nickel ($\frac{m}{\Delta m} = \frac{62}{1} = 62$) und Germanium ($\frac{m}{\Delta m} = \frac{74}{1} = 74$). Durch die ersten beiden Maßnahmen, zur Erhöhung der Massenauflösung, sollte selbst die Trennung dieser Isotope möglich sein, wenn die entsprechende Legierungsquelle in der Niederenergie-Ionensäule verwendet wird.



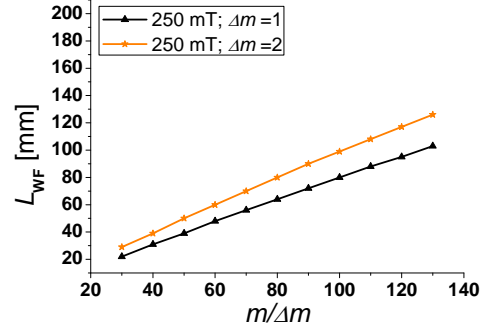
(a) $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 200 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\phi_{1c} \approx 39 \text{ V/mm}$ bis 113 V/mm



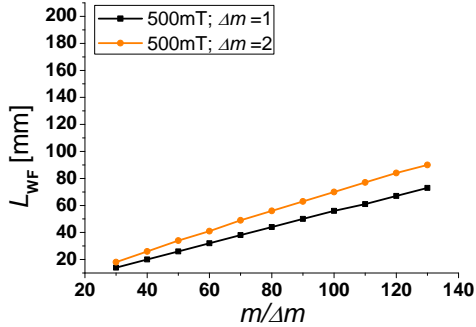
(b) $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 200 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\phi_{1c} \approx 19 \text{ V/mm}$ bis 57 V/mm



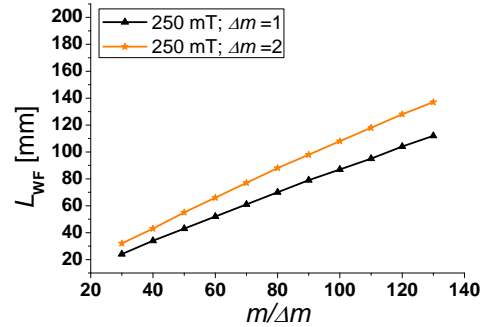
(c) $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 100 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\phi_{1c} \approx 39 \text{ V/mm}$ bis 113 V/mm



(d) $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 100 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\phi_{1c} \approx 19 \text{ V/mm}$ bis 57 V/mm



(e) $\phi_{SFR} = 10,55 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 100 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\phi_{1c} \approx 44 \text{ V/mm}$ bis 130 V/mm



(f) $\phi_{SFR} = 10,55 \text{ kV}$; $\varnothing_{A,MSB} = 100 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\phi_{1c} \approx 22 \text{ V/mm}$ bis 65 V/mm

Abbildung 4.9: Massenauflösung am Ort der Massenselektionsblende für einfach positiv geladene Ionen der Masse m . Wie in Abbildung 4.6 befindet sich die Massenselektionsblende hinter dem zweiten Wien Filter. Diese sind antiparallel erregt und haben jeweils eine Länge von L_{WF} . Es gilt $d_1 = 65 \text{ mm}$ und $d_2 = 41 \text{ mm}$. Die Dispersion wird mit Gleichung (4.45) berechnet und liegt immer 11% über dem Durchmesser der Apertur- und Massenselektionsblende.

4.7 Magnetische Induktion und Hysterese

Die magnetische Dipolfeldstärke muss zur Erfüllung der Wien Bedingung und für eine hohe Massenauflösung groß sein. Folglich ist auch innerhalb der Materialien eine hohe magnetische Induktion erforderlich. Daher werden die magnetischen Polschuhe aus Vacoflux 50[®] mit einer Sättigungsmagnetisierung von 2,35 T gefertigt [72]. Diese werden auf Polschuhträger aus Permenorm[®] [72] aufgeschraubt (siehe Abbildung 4.10 c)). Die Elektroden und die weiteren Teile des Magnetkreises werden aus Baustahl (st37[®]) gefertigt. Die Elektroden und Polschuhe müssen isoliert werden. Der Isolationsaufwand steigt aufgrund der hohen maximalen massebezogenen Spannung des Strahlführungsrohres von bis zu -10 kV. Die Spulen und die Flussrückführung liegen auf Massepotential. Sie befinden sich außerhalb des Vakuums und können mit Wasser gekühlt werden. Der magnetische Fluss greift durch dünne isolierende Glimmerscheiben auf die Polschuhe, deren Spannung maximal -10 kV $-U_D - U_Q$ beträgt, durch. Diese Unterbrechungen im Magnetkreis wirken zusätzlich entmagnetisierend. Die Permeabilität wird geschert. Ein unterbrochener Magnetkreis der Gesamtlänge $l = l_E + l_L$, verhält sich durch den Luftspalt der Länge l_L wie ein geschlossener Magnetkreis mit der gescherten Permeabilität μ^* . l_E ist die Länge des Magnetkreises, auf der der magnetische Fluss im ferromagnetischen Material verläuft (siehe [72]). Unter Vernachlässigung von Streufeldern gilt:

$$\mu^* = \frac{1}{\frac{1}{\mu} + \frac{l_L}{l_E}} \quad (4.101)$$

Aufgrund der hohen benötigten magnetischen Induktion, ist diese Betrachtung nicht ausreichend. Die Hysterese der Materialien im Magnetkreis muss berücksichtigt werden und damit die Abhängigkeit der Permeabilität von der magnetischen Induktion. Dazu wird das Programm Poisson Superfish [73] verwendet. Hiermit können die Verluste aufgrund von Streufeldern und aufgrund der Hysterese eines Magnetkreises, in einem zwei-dimensionalen x-y Schnitt eines in z-Richtung unendlich ausgedehnten Magnetkreises, simuliert werden. In einer Materialliste sind die Hysteresekurven verschiedener Ferromagnetika hinterlegt. Der Magnetkreis kann folglich mit einer Zusammensetzung verschiedener Materialien simuliert werden, wie es beim Massenseparator der Fall ist. Die benötigte Anzahl von Ampère-Windungen (NI) wird ermittelt. Bei den Simulationen wird darauf geachtet, dass die magnetische Induktion innerhalb der Ferromagnetika deutlich unterhalb der entsprechenden Sättigungsmagnetisierung liegt. Wenn das nicht der Fall ist, wird die Geometrie entsprechend abgeändert. Daraufhin ergibt sich ein Design des Magnetkreises mit einer maximalen magnetischen Induktion von

$-\psi_{1s} = B_y(x = 0, y = 0) = 608 \text{ mT}$ bei einer Anzahl von 7576 AW pro Spule. Mit den im Institut vorhandenen Stromquellen der Stabilitätsklasse 10^{-5} , die bis zu 4 A bei einer maximalen Spannung von 40 V liefern, werden die Spulen betrieben. Die Spulen haben 1894 Windungen und einen Widerstand von 10Ω bei Raumtemperatur.

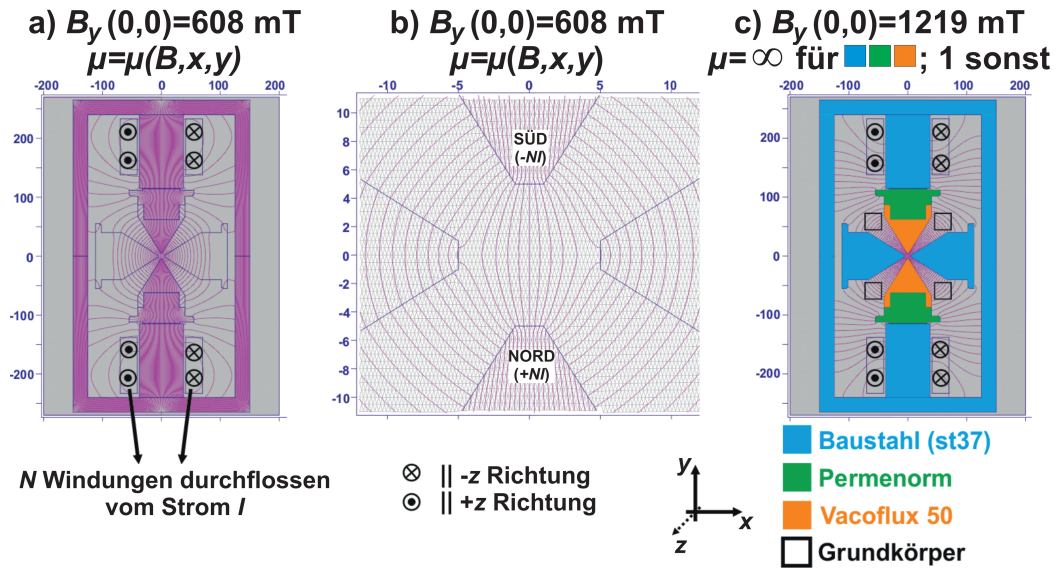


Abbildung 4.10: Verlauf der magnetischen Induktion in einem zwei-dimensionalen Schnitt durch ein Wien Filter. Die Ergebnisse beziehen sich auf Spulen mit $NI = 7576 \text{ AW}$. a) zeigt den Verlauf unter Berücksichtigung der Hysteresekurven der Materialien. b) ist ein Zoom in den Bereich des Vier-Pol-Elements. c) zeigt den Verlauf unter der Annahme unendlicher Permeabilität der Materialien.

Die Abbildung 4.10 zeigt verschiedene Bildausschnitte der Ausgabedateien des Programms Poisson Superfish. Durch den Vergleich von Abbildung 4.10 a) mit Abbildung 4.10 c) erhält man die Auswirkung der Hysterese der Materialien. In Abbildung 4.10 c) wurde eine unendliche Permeabilität aller verwendeten Ferromagnetika, Vacoflux 50[®], Permenorm[®] und Baustahl (st37[®]) angenommen. Die so erhaltene magnetische Dipolfeldstärke $B_y(0,0) = 1219 \text{ mT}$ sinkt um $\approx 50\%$, aufgrund der Hysterese der verwendeten Materialien. Deren Einbeziehung in die Auslegung des Magnetkreises ist folglich entscheidend, um für die Simulationen des Massenseparators von realistischen Erregungen λ auszugehen. Die Abbildung 4.10 beinhaltet außerdem einige konstruktionstechnische Aspekte: Die Abbildung 4.10 b) zeigt, dass das Vier-Pol-Element nicht aus Zylindersegmenten wie in Abbildung 4.4

besteht, sondern aus ebenen Flächen. Letztere können auf der geforderten Länge von $L_{WF} = 80$ mm mit wesentlich höherer Genauigkeit gefertigt werden als Zylindersegmente. Die Form der Elektroden aus Baustahl und der Polschuhträger aus Permenorm[®], ermöglicht die Verwendung von axialen Dichtungsringen. In Abbildung 4.10 c) ist der Grundkörper angedeutet. Die genaue Form (Dichtungs- und Isolationsprinzip bezüglich der Elektroden und Polschuhe) wird in Kapitel 5 erläutert. Für die Simulationen an dieser Stelle ist jedoch das Material entscheidend. Der Grundkörper wird aus Aluminum gefertigt. Bei der Verwendung von einem ferromagnetischen Material, wäre der magnetische Widerstand zwischen Polschuh und Grundkörper geringer. Folglich wäre die magnetische Dipolfeldstärke ebenfalls verringert.

4.8 Simulationen mit CPO

Das Programm Charged Particle Optics (CPO) [74] basiert auf der „Boundary Element“ Methode. Die Elektroden werden hier durch ihre entsprechenden Oberflächenladungen ersetzt. Diese dienen als Quellen aller Potentiale und Felder beliebiger elektrostatischer Systeme. Magnetostatische Felder können unter der Annahme unendlicher Permeabilität der Ferromagnetika, ebenfalls berücksichtigt werden. Neben einigen voreingestellten Feldverläufen besteht auch die Möglichkeit einen beliebigen Magnetfeldverlauf einzulesen. Die für diesen Feldverlauf zugrundeliegende Geometrie muss in einer separaten Datei angegeben werden. Der Feldverlauf wird in einem ersten Schritt im elektrostatischen Fall berechnet. Dieser Feldverlauf kann dann als magnetischer Feldverlauf in die Hauptdatei eingelesen werden. Somit ist es möglich, das Gesamtsystem, bestehend aus den beiden elektrostatischen Linsen und den gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern des Massenseparators, zu simulieren. Die Coulomb Wechselwirkung kann nicht berücksichtigt werden. Die Simulationen werden dreidimensional durchgeführt. Als Ausgangspunkt dient die Spannungsbelegung und die Geometrie der hochentwickelten Niederenergie-Ionensäule von K. Marianowski. Der Massenseparator wird eingefügt. Dadurch wird die Säule um 356 mm verlängert. Das kinetische Potential an der Strahlerlinse ϕ_{SL2} wird bei ausgeschaltetem Massenseparator vorerst so eingestellt, dass die axialen Strahlen zwischen den beiden Linsen parallel zur optischen Achse verlaufen. Die Simulationen beziehen sich auf eine Gallium Flüssigmetallionenquelle mit den beiden Isotopen ^{71}Ga und ^{69}Ga . Bei verschiedenen Energien der Ionen im Strahlführungsrohr wird der Massenseparator so erregt, dass alle $^{71}\text{Ga}^+$ Ionen durch die Massenselektionsblende gestoppt werden. Man erhält für diesen Betriebsmodus die benötigte Erregung λ . Noch verlaufen die axialen Strahlen vor dem ersten

Wien Filter parallel. Davon ausgehend werden die beiden kinetischen Potentiale ϕ_{SL2} und ϕ_{OL2} verringert: Das kinetische Potential der Strahlerlinse ϕ_{SL2} muss verringert werden, damit die Bahn x_α zwischen den beiden Wien Filtern achsenparallel ist und in Folge die Dispersion in der Bildebene verschwindet. Das kinetische Potential der Objektivlinse ϕ_{OL2} muss ebenfalls verringert werden, da der Arbeitsabstand nicht verändert wird. Diese Verringerung der kinetischen Potentiale ist jedoch geringer als 1% (vergleiche auch [38]). Entsprechend gering ist die Auswirkung auf den Sondendurchmesser in der Bildebene. Eine weitere Folge der schwachen Fokussierung der beiden Wien Filter ist die nur geringe benötigte Quadrupolspannung: Für die Simulationen in den Abbildungen 4.11 bis 4.14 beträgt die maximal benötigte Quadrupolspannung 0,103 V. Die obige Vorgehensweise wird mit 40 Strahlen durchgeführt. Die gegenstandsseitigen Aperturwinkel werden in groben Schritten so gewählt, bis die verwendete Aperturblende voll ausgeleuchtet wird. Die außeraxialen Anfangskordinaten repräsentieren die virtuelle Quelle mit einem Durchmesser von 50 nm. Die Startenergie an der virtuellen Quelle entspricht der Extraktionsenergie von $e\phi_{EX} = 4,5$ keV oder einer um $\pm\Delta E = \pm 2,5$ eV erhöhten beziehungsweise erniedrigten Energie. Letzteres aufgrund der Energiebreite ($\Delta E_{FWHM} = 5$ eV) der Gallium Flüssigmetallionenquelle nach [66]. Zur Bestimmung der optimalen Spannungen an der Strahler- und an der Objektivlinse, werden 20 Iterationen durchgeführt. Diese werden vom Programm automatisch vorgenommen. Dieses Vorgehen zur Bestimmung der optimalen Linsenspannungen muss für jede Simulation neu durchgeführt werden, da sich bei verschiedenen Erregungen sowohl die Dispersion als auch die Fokussierung des Massenseparators ändert. Auch die entsprechende Quadrupolspannung wird gemäß Gleichung (4.39) für jede Erregung passend gewählt. Mit den jetzt gefundenen Einstellungen wird die eigentliche Simulation mit über 6000 Teilchen durchgeführt. 60% der Teilchen sind $^{69}\text{Ga}^+$ Ionen und erreichen die Probenebene. Dort werden die Durchstoßpunkte für verschiedene Erregungen ermittelt. Es werden Simulationen für zwei Vier-Pol-Wien Filter sowie für zwei Acht-Pol-Wien Filter, die jeweils antiparallel erregt sind, durchgeführt. Es werden auch Ergebnisse gezeigt, bei denen das zweite Wien Filter nicht erregt ist.

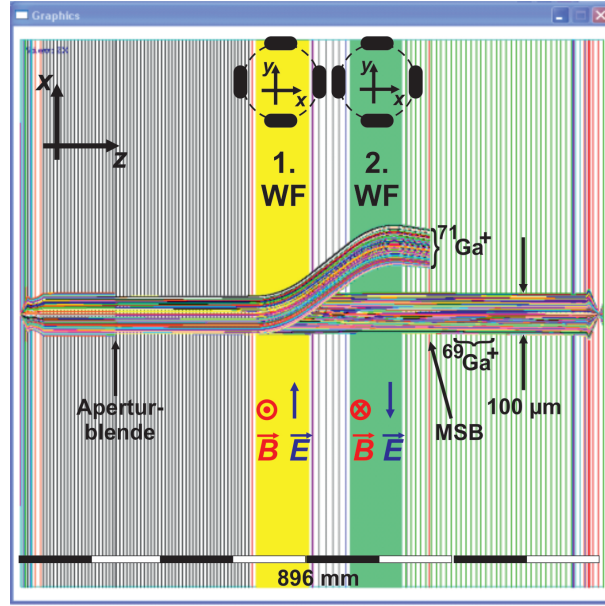


Abbildung 4.11: Graphische Darstellung im dispersiven x-z Schnitt am Ende einer CPO-Simulation. Die $^{69}\text{Ga}^+$ Isotope erfüllen die Wien Bedingung bei einer Energie von 10,55 keV. Die magnetische Dipolfeldstärke beträgt $\psi_{1s} \approx 94$ mT, die Dipolspannung $U_D = 131,6$ V ($\phi_{1c} \approx 16,2$ V mm $^{-1}$) und die Quadrupolspannung $U_Q \approx 0,100$ V. Mit den Bezeichnungen aus Abbildung 3.3 gilt: $\phi_{EX} = 4,50$ kV, $\phi_{SL1} = 5,40$ kV, $\phi_{SL2} \approx 21,60$ kV, $\phi_{SFR} = 10,55$ kV, $\phi_{EO2} \approx 10,30$ kV, $\phi_{OL3} = \phi_{Probe} = 3$ kV. Für die Massenselektionsblende (MSB), deren Durchmesser ungefähr der Strahlbreite nach (4.55) entspricht, gilt: $z_{MSB} = 632$ mm, $\varnothing_{MSB} = 100$ µm. Der Arbeitsabstand beträgt 15 mm.

Die fokussierende Wirkung der beiden Wien Filter ist in Abbildung 4.11 nicht erkennbar. Sie ist aufgrund der hohen Ionenmasse gering. Die Auswirkungen höherer Ordnung sind am Verlauf der $^{71}\text{Ga}^+$ Ionen erkennbar: In erster Ordnung sollten alle Strahlen des $^{71}\text{Ga}^+$ Bündels, wie auch die Strahlen des $^{69}\text{Ga}^+$ Bündels, hinter dem zweiten Wien Filter nahezu parallel zur optischen z-Achse verlaufen. Die Strahlen des $^{71}\text{Ga}^+$ Bündels verlaufen jedoch von oben nach unten auf die z-Achse zu. Aus den Simulationen für das Wien Filter mit den vier ebenen Flächen (zwei Elektroden und zwei Polschuhe), die auf einem Durchmesser von 10 mm um die optische Achse angeordnet sind und 2 mm breit sind, ergibt sich: $\frac{\phi_{1c}}{U_D} \approx 0,123$ mm $^{-1}$ und $\frac{\phi_{2c}}{U_Q} \approx 0,031$ mm $^{-2}$. Der Spaltwinkel beträgt $\gamma_S \approx 1,176$ rad. Die Gleichungen (4.89) und (4.91) gelten für Zylindersegmente, für einen linearen Potentialverlauf im Spalt und für ein unendlich langes Element. Sie liefern: $\frac{\phi_{1c}}{U_D} \approx 0,170$ mm $^{-1}$ sowie $\frac{\phi_{2c}}{U_Q} \approx 0,040$ mm $^{-2}$.

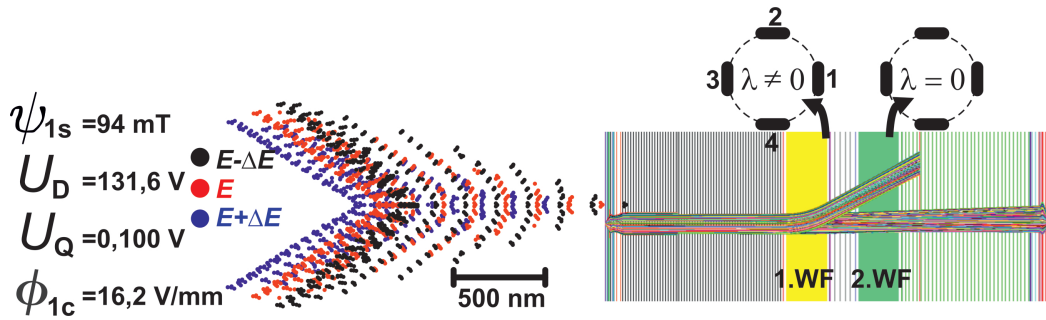


Abbildung 4.12: Simulierte Durchstoßpunkte in der Probenebene. Die Massentrennung erfolgt bei 10, 55 keV. Die Landeenergie beträgt 3 keV. Der Massenseparator besteht aus nur einem Vier-Pol-Wien Filter. Die Spannungsbelegung der vier Pole geht aus Tabelle 4.3 hervor.

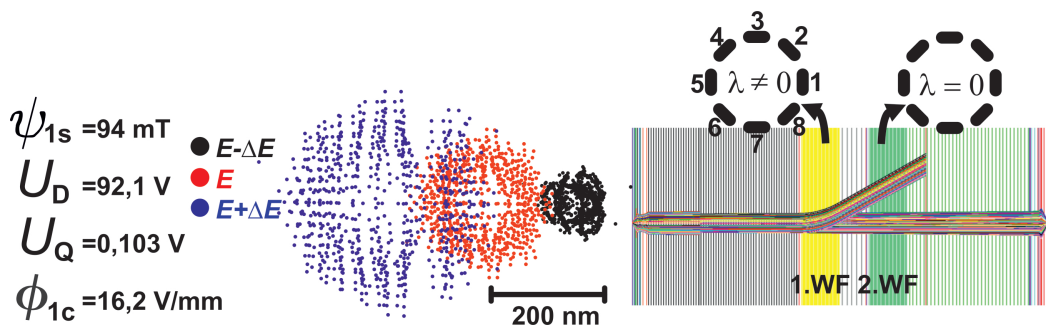


Abbildung 4.13: Simulierte Durchstoßpunkte in der Probenebene. Die Massentrennung erfolgt bei 10, 55 keV. Die Landeenergie beträgt 3 keV. Der Massenseparator besteht aus nur einem Acht-Pol-Wien Filter. Die Spannungsbelegung der acht Pole geht aus Tabelle 4.4 hervor.

In Abbildung 4.12 sind die Simulationsergebnisse für den Massenseparator, bei dem nur das erste Vier-Pol-Wien Filter erregt ist, gezeigt. Aufgrund der fehlenden Symmetrie der Bahnen und Felder im Wien Filter kommt die Regenbogenbeleuchtung und die Form der Durchstoßpunkte zustande. Die Dispersion (4.45) verschwindet nicht und sämtliche Aberrationen zweiter Ordnung ((4.69) - (4.82)) sowie höherer Ordnung tragen bei. In Abbildung 4.13 wird ein einzelnes Acht-Pol-Wien Filter als Massenseparator verwendet. Aufgrund des homogenen Feldverlaufes sind die Aberrationen wesentlich geringer als im Falle des Vier-Pol-Wien Filters. Auch in diesem Fall kann die Dispersion nicht verschwinden. Die verschiedenen Anfangsenergien der Ionen werden in unterschiedliche Punkte fokussiert. Aus den Simulationen für das Wien Filter mit den acht ebenen Flächen, die auf einem Durchmesser von

10 mm um die optische Achse angeordnet sind und 2 mm breit sind, ergibt sich: $\frac{\phi_{1c}}{U_D} \approx 0,176 \text{ mm}^{-1}$ und $\frac{\phi_{2c}}{U_Q} \approx 0,030 \text{ mm}^{-2}$. Der Spaltwinkel beträgt $\gamma_S \approx 0,391 \text{ rad}$. Die Gleichungen (4.95) und (4.97) gelten für Zylindersegmente, für einen linearen Potentialverlauf im Spalt und für ein unendlich langes Element. Sie liefern: $\frac{\phi_{1c}}{U_D} \approx 0,194 \text{ mm}^{-1}$ sowie $\frac{\phi_{2c}}{U_Q} \approx 0,035 \text{ mm}^{-2}$.

In Abbildung 4.14 werden die Simulationsergebnisse von Massenseparatoren, bestehend aus zwei erregten Vier-Pol-Wien Filtern und zwei erregten Acht-Pol-Wien Filtern, gezeigt. Die Dispersion verschwindet in der Probenebene, aufgrund der hergestellten Feld- und Bahnsymmetrien in allen gezeigten Fällen. Der Massenseparator, bestehend aus zwei Acht-Pol-Wien Filtern, verschlechtert die Auflösung nur sehr wenig: Vergleiche Abbildung 4.14 a) mit 4.14 i). Auch bei stärkerer Erregung des Acht-Pol-Wien Filters bleibt der Einfluss gering. Bei der Verwendung von Vier-Pol-Wien Filtern zeigt sich eine erregungsabhängige Verschlechterung der Auflösung in der Probenebene. Wird der Massenseparator stärker erregt, spielen auch die Aberrationen höherer Ordnung eine größere Rolle und die Auflösung verschlechtert sich. Die Auflösungsverbesserung und das Verschwinden der Dispersion durch die Verwendung von zwei Vier-Pol- oder zwei Acht-Pol-Wien Filtern, ist im Vergleich zur Verwendung von nur einem Vier-Pol- oder nur einem Acht-Pol-Wien Filter deutlich erkennbar. In Kapitel 4.3 wird bereits aufgrund von Symmetriebetrachtungen erklärt, dass neben der Dispersion auch die Öffnungsfehler zweiter Ordnung durch die Antisymmetrie / Symmetrie Kombination verschwinden. Vergleicht man die Abbildung 4.12 mit der Abbildung 4.14 d), dann wird die Notwendigkeit, zwei antiparallel erregte Wien Filter zu verwenden, sofort deutlich. Die Öffnungsfehler in Abbildung 4.12 sind deutlich erkennbar. Diese sind in Abbildung 4.14 d) korrigiert. Im Vergleich zum ausgeschalteten Massenseparator in Abbildung 4.14 a) ist die Auflösungsver schlechterung deutlich geringer. Dieser Vergleich macht die Bedeutung der Teilkorrektur anschaulich klar.

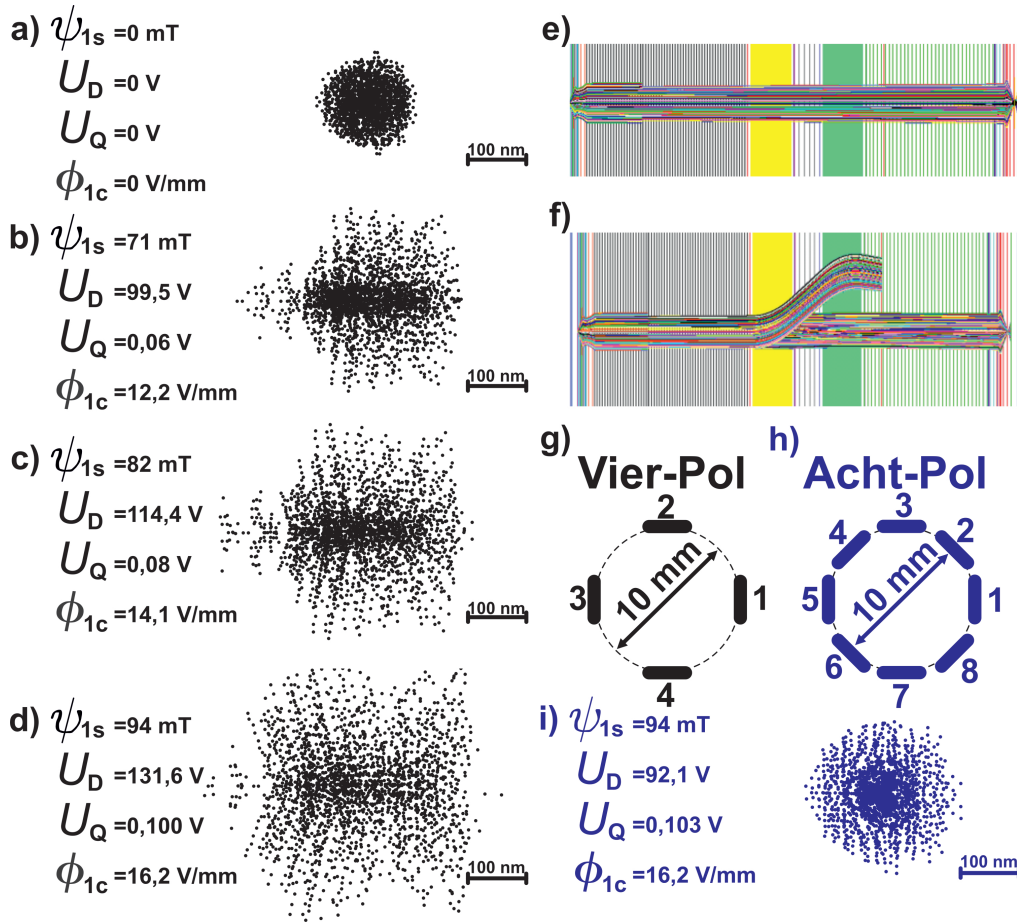
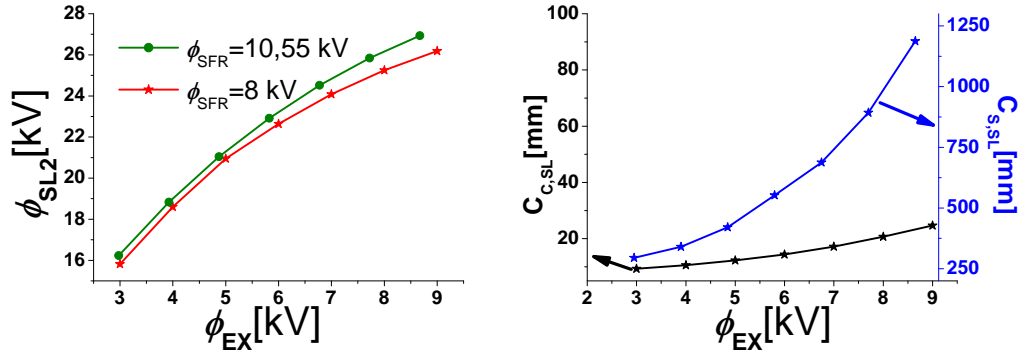


Abbildung 4.14: Simulierte Durchstoßpunkte a)-d),i) in der Probenebene. Die Massentrennung erfolgt bei 10,55 keV. Die Landeenergie beträgt 3 keV. Bei den Durchstoßpunkten b)-d) besteht der Massenseparator aus zwei Vier-Pol-Wien Filtern (g), **schwarz**), bei i) aus zwei Acht-Pol-Wien Filtern (h), **blau**). e): graphische Darstellung im x-z Schnitt bei ausgeschaltetem Vier-Pol-Massenseparator und f) bei eingeschaltetem Vier-Pol-Massenseparator. g) und h) zeigen die schematische Geometrie eines Vier-Pol- und eines Acht-Pol-Wien Filters. Die benötigten elektrischen und magnetischen Versorgungen der einzelnen Pole gehen aus den Tabellen 4.3 und 4.4 hervor.

4.9 Einstellung der Strahlerlinse

Für das System mit Massenseparator ist es wichtig, dass der Strahlengang zwischen den Linsen nahezu telezentrisch verläuft. Ein konvergenter Strahlengang würde die Massentrennung vereinfachen, da die Selektionsbedingung

(4.55) bereits für geringere Erregungen λ erfüllt wäre. Ein divergenter Strahlengang würde eine höhere Massendispersion am Ort der Massenselektionsblende erfordern, da hier der Strahldurchmesser vergrößert wäre. In beiden Fällen würde jedoch die Dispersion in der Bildebene (siehe (4.53)) nicht verschwinden. Bei den bisherigen Simulationen verläuft der Strahlengang daher immer nahezu telezentrisch. Alle Simulationen beziehen sich jedoch auf eine Flüssigmetallionenquelle, die bei einem kinetischen Potential des Extraktors von 4,5 kV stabil betrieben werden kann. In der Praxis ist nicht damit zu rechnen, dass dieser Wert exakt erfüllt wird. Das Einstellen des Abstandes zwischen Emitterspitze und Extraktorloch kann nicht exakt reproduziert werden. Die Maße, die Form und die Lage des Extraktorloches selbst, schwanken im Rahmen der fertigungsbedingten Toleranzen und verändern sich während des Betriebs durch Materialabtragung beim Ionenbeschuss. Jeder Emitter hat seine eigene Kennlinie. Daher werden additiv Simulationen durchgeführt, bei denen das kinetische Potential des Extraktors von 3 kV bis 9 kV variiert wird. Aufbauend auf den Ergebnissen in [75], wird das kinetische Potential der ersten Linsenelektrode so gewählt, dass zwischen Extraktor und erster Linsenelektrode eine Beschleunigung um 0,9 kV stattfindet. Das kinetische Potential des Strahlführungsrohres bleibt konstant. Das kinetische Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse ϕ_{SL2} wird dann so variiert, dass diese ins Unendliche abbildet ($M_{SL} = \infty$). Dies entspricht einem telezentrischen Strahlengang. Die Ergebnisse ermöglichen im Experiment die Einstellung der Strahlerlinse bei Extraktionspotentialen, die von 4,5 kV abweichen.



(a) Einstellung der Strahlerlinse für $M_{SL} = \infty$, $\phi_{SFR} = 8$ kV und $\phi_{SFR} = 10,55$ kV

(b) Gegenstandsseitiger Öffnungs- ($C_{S,SL}$) und Farbfehler ($C_{C,SL}$) der Strahlerlinse für $\phi_{SFR} = 8$ kV und $M_{SL} = \infty$

Abbildung 4.15: Einstellung der Strahlerlinse zur Beibehaltung eines telezentrischen Strahlenganges bei unterschiedlichen kinetischen Potentialen des Extraktors. Für alle simulierten Punkte gilt: $M_{SL} = \infty$ und $\phi_{SL1} - \phi_{EX} = 0,9$ kV.

In Abhängigkeit der benötigten kinetischen Potentiale des Extraktors, kann die Strahlerlinse nun eingestellt werden. Insbesondere für den Betrieb des Systems mit Massenseparator ist diese Einstellung wichtig. Wenn bei konstantem Potential im Strahlführungsrohr eine hohe kinetisches Potential des Extraktors benötigt wird, sinkt das Immersionsverhältnis ϕ_{SFR}/ϕ_{EX} der Strahlerlinse. Nach Abbildung 4.15 b) steigt dann auch die gegenstandsseitige sphärische und chromatische Aberration der Strahlerlinse. Ein hohes Immersionsverhältnis ist daher anzustreben.

4.10 Simulationen mit Interac

Zur Abschätzung der Coulomb Wechselwirkung wird das Programm Interac [55] verwendet. Hierfür wird das Gesamtsystem in einzelne Strahlsegmente aufgeteilt. Für jedes Strahlsegment werden in [54] analytische Ausdrücke für die Coulomb Wechselwirkung angegeben. Das Programm wählt in Abhängigkeit von der Geometrie und der Teilchendichte den passenden analytischen Ausdruck und errechnet den gesamten Beitrag der Coulomb Wechselwirkung in der Probenebene. Die Rechenzeit liegt bei einigen Sekunden pro Simulation.

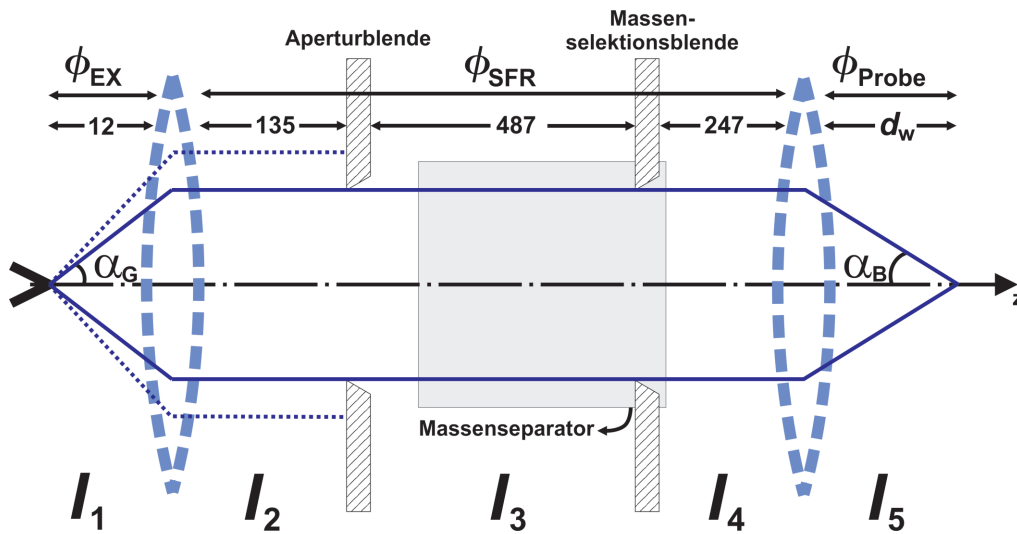


Abbildung 4.16: Modellierung des Gesamtsystems für die Simulationen mit Interac zur Abschätzung der Coulomb Wechselwirkung. Der Massenseparator ist mit einem blauen Kasten angedeutet. Seine fokussierende Wirkung wird vernachlässigt. Es gilt: $I_1 = I_2 = 10 \text{ nA}$; $I_3 = 15\pi\alpha_G^2 \text{ } \mu\text{A/sr}$; I_4 und I_5 sind von der jeweiligen Massenselektion abhängig.

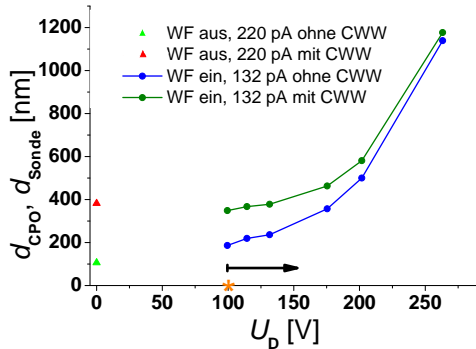
Die Abbildung 4.16 zeigt die vereinfachte Geometrie des Gesamtsystems für die Abschätzungen mit Interac. Hierfür muss das Gesamtsystem stark vereinfacht werden. Ausgangspunkt ist immer die Einstellung, die mit dem Programm CPO erhalten wird. Die virtuelle Quelle hat einen Durchmesser von 50 nm und eine Energieabweichung von $\pm\Delta E = \pm 2,5 \text{ eV}$. Die Winkelemission beträgt $15 \text{ } \mu\text{A/sr}$ [66]. Der beschleunigende oder verzögernde Bereich der Strahlerlinse und der Objektivlinse wird vernachlässigt. In Abbildung 4.16 sind die Strahler- und die Objektivlinse durch dünne Linsen gekennzeichnet. Die Brennweiten der beiden Immersionslinsen werden jedoch nicht benötigt. Die Position der Strahlerlinse nach 12 mm in Abbildung 4.16, markiert lediglich die Trennung des ersten Strahlsegments mit Crossover von den folgenden Strahlsegmenten zwei, drei und vier mit parallel verlaufenden Strahlen. Die Position der Objektivlinse markiert den Beginn des letzten Strahlsegments mit Crossover der Länge d_w . Der leicht divergente oder konvergente Verlauf sowie die fokussierende Wirkung der beiden Wien Filter wird vernachlässigt. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da sich die fokussierende Wirkung der beiden Wien Filter in den CPO Simulationen kaum bemerkbar macht: Die benötigten Quadrupolspannungen liegen im Bereich von 0,1 V Volt. Es hat sich gezeigt [58], dass der Strom im Bereich des Emitters bis hin zur Aperturblende einen großen Einfluss auf die Sondengröße hat. Daher wird

dieser Bereich in [58] zusätzlich mitsimuliert. Betrachtet man die Ergebnisse in [58], ist ein starker Anstieg des Sondendurchmessers zu erkennen, wenn dieser Strom auf 1 nA ansteigt: Der Sondendurchmesser steigt dabei von 100 nm auf fast 300 nm an. Danach wächst der Sondendurchmesser auch bei Strömen über 10 nA nur noch um ca. 15% an. An diese Ergebnisse wird angeknüpft: Bis zur Aperturblende wird immer ein Strom von 10 nA gewählt. Der eigentliche gegenstandsseitige Aperturwinkel $\alpha = \alpha_G$ wird für jeden Betriebsmodus mit dem Programm CPO bestimmt. Mit Hilfe der Winkelemission wird der Strom nach der Aperturblende berechnet. Ist der Massenseparator nicht erregt, entspricht dieser Strom dem Sondenstrom in der Probenebene. Wird der Massenseparator so stark erregt, dass ein Galliumisotop durch die Massenselektionsblende gestoppt wird, sinkt der Sondenstrom gemäß dem Isotopenverhältnis auf das 0,6 oder 0,4 fache des Stromes im Bereich drei ab. Dieses Absinken des Stromes kann mit Interac berücksichtigt werden. Der genaue Verlauf der dispersiven Bahn muss vernachlässigt werden.

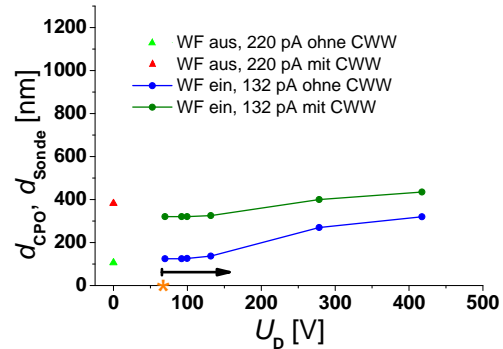
4.11 Leistungsdaten des Gesamtsystems

Folgende Ergebnisse liegen nun vor: Die Durchstoßpunkte in der Probenebene der Berechnungen mit CPO. Diese beinhalten alle Aberrationen des Gesamtsystems bestehend aus den beiden Linsen und den beiden Wien Filtern. Alle diese Durchstoßpunkte befinden sich in einem Kreis mit einem bestimmten Durchmesser. Die Hälfte dieses Durchmessers wird in dieser Arbeit für die Abschätzung des Sondendurchmessers mittels CPO (d_{CPO}) verwendet. Die Coulomb Wechselwirkung wird nachträglich berücksichtigt. Das Programm Interac liefert dafür die direkte (radiale) Strahlaufweitung (d_{FW50r}) sowie den Boersch Effekt. Letzterer verschlechtert die Auflösung aufgrund seiner additiven Energieverbreiterung $\Delta E_B = \Delta E_{Boersch,FWHM}$ über den Farbfehler des Gesamtsystems C_c . Die additive Energieverbreiterung liegt jedoch im Bereich von 5% der gesamten nativen Energiebreite des Emitters $\Delta E_{FWHM} = 5$ eV ($\pm \Delta E = \pm 2,5$ eV) und spielt daher eine zu vernachlässigende Rolle. Für die Abschätzung der Auflösung werden die Beiträge quadratisch überlagert. Für den gesamten Sondendurchmesser (d_{Sonde}) gilt:

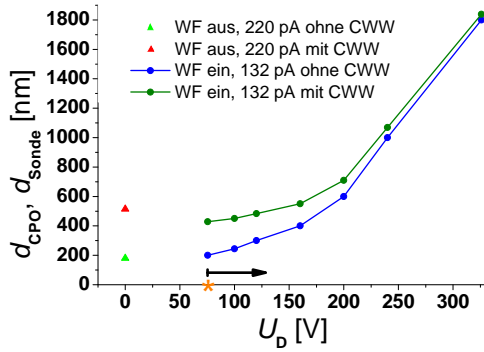
$$d_{Sonde} = \sqrt{(d_{CPO})^2 + (d_{FW50r})^2 + \left(C_c \frac{\Delta E_B}{E} \alpha_B\right)^2} \quad (4.102)$$



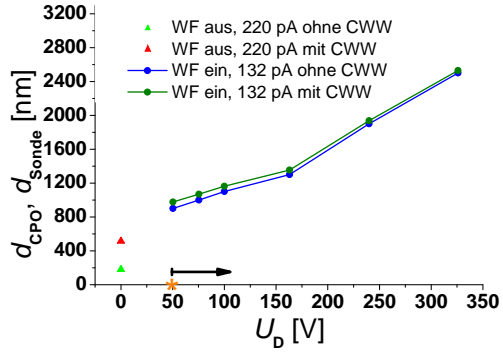
(a) Zwei Vier-Pol-Wien Filter:
 $\phi_{SFR} = 10,55 \text{ kV}$; $E_{Lande} = 3 \text{ keV}$



(b) Zwei Acht-Pol-Wien Filter:
 $\phi_{SFR} = 10,55 \text{ kV}$; $E_{Lande} = 3 \text{ keV}$



(c) Zwei Vier-Pol-Wien Filter:
 $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $E_{Lande} = 3 \text{ keV}$



(d) Ein Vier-Pol-Wien Filter:
 $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$; $E_{Lande} = 3 \text{ keV}$

Abbildung 4.17: Gesamter Sondendurchmesser mit (d_{Sonde}) und ohne (d_{CPO}) Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung (CWW). Die Landeenergie beträgt 3 keV, der Durchmesser der Massenselektionsblende $\varnothing_{MSB} = 100 \mu\text{m}$ und der Arbeitsabstand $d_w = 15 \text{ mm}$. Die Trennung der Galliumisotope gelingt ab einer Dipolspannung, die mit (*) gekennzeichnet ist. Zur Erfüllung der Wien Bedingung von ${}^{69}\text{Ga}^+$ werden Magnetfelder ab 62 mT benötigt. Beide Wien Filter haben jeweils eine Länge von 80 mm.

Die Abbildung 4.17 zeigt den Verlauf der Sondendurchmesser mit (d_{Sonde}) und ohne (d_{CPO}) Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung für verschiedene Erregungen des Massenseparators. Ein Acht-Pol-Massenseparator bedeutet, dass der Massenseparator aus zwei antiparallel erregten Acht-Pol-Wien Filtern besteht. Die elektrische und magnetische Erregung geht aus Gleichung (4.95) bis (4.100) hervor. Ist hingegen von einem Vier-Pol-Massenseparator die Rede, besteht dieser aus zwei antiparallel erregten Vier-Pol-Wien Filtern. Die elektrische und magnetische Erregung geht aus Gleichung (4.89) bis (4.94) hervor. Ab einer gewissen Mindesterregung λ_{min} gilt:

$\epsilon_{\Delta m} x_{\epsilon}(\lambda_{min})|_{z_{MSB}} = 2\alpha x_{\alpha}|_{z_{MSB}}$. Die mit (*) gekennzeichnete Dipolspannung in den Schaubildern 4.17 a) - d) entspricht einer Erregung λ^* , die eine um 11% erhöhte Massendispersion erzeugt als die Massendispersion, die mit λ_{min} verbunden ist. Bei gleicher Dipolspannung $\pm U_D$ erzeugt das Acht-Pol-Wien Filter ein höheres elektrisches Dipolfeld als das Vier-Pol-Wien Filter. Daher ist die in Abbildung 4.17 b) mit (*) gekennzeichnete Dipolspannung geringer als die in 4.17 a). In Abbildung 4.17 c) ist diese Spannung ebenfalls geringer als in 4.17 a), da das kinetische Potential im Strahlführungsrohr auf 8 kV verringert wurde. In Abbildung 4.17 d) ist die mit (*) gekennzeichnete Dipolspannung ebenfalls geringer als in Abbildung 4.17 c), da hier nur das erste Wien Filter erregt ist. Das zweite Wien Filter wirkt dann wie eine Freiflugstrecke und erhöht die Dispersion am Ort der Massenselektionsblende. Daher wird die mit λ^* verbundene Massendispersion bereits bei einer geringeren Dipolspannung erreicht.

Ist der Massenseparator nicht erregt, wird die Auflösung durch die beiden Linsen bestimmt und von der Coulomb Wechselwirkung dominiert. Im Bereich von $\lambda(U_D = 0) = 0$ bis hin zu λ^* wird der Sondendurchmesser nicht berechnet. In diesem Bereich können die Galliumisotope noch nicht getrennt werden. Bei anderen Flüssigmetallionenquellen mit einem größeren Wert für $\epsilon_{\Delta m}$ nach Gleichung (4.36), gelingt die Trennung bereits in diesem Bereich. Trotzdem gelten die hier gezeigten Schaubilder nur für die Gallium Flüssigmetallionenquelle mit einer Energiebreite von $\Delta E_{FWHM} = 5$ eV. Bei Legierungsquellen ergeben sich aufgrund unterschiedlicher Emissionsströme, Massen und Ladungen andere Energiebreiten [1, 76, 77]. Diesen Veröffentlichungen kann man die folgende Abhängigkeit für einfach geladene Primärionen entnehmen: $\Delta E_{FWHM} \propto m^{1/3}$. Folglich ist die chromatische Aberration der beiden Linsen von den verwendeten Primärionen abhängig. Auch die Coulomb Wechselwirkung ist von den Primärionen abhängig. Der gesamte Sondendurchmesser müsste folglich für jedes Primärion neu berechnet werden.

Alle Schaubilder gelten für das mit $\approx 60\%$ vertretene $^{69}\text{Ga}^+$ Primärion. Wird die Erregung λ^* erreicht, kann zwischen den beiden Isotopen hin und her gewechselt werden. Der errechnete Sondendurchmesser mit Coulomb Wechselwirkung bei $\lambda(U_D = 0) = 0$ liegt in den Abbildungen 4.17 a) - c) im Vergleich zu den Punkten bei λ^* etwas höher, da in diesem Fall beide Isotope die Probenebene erreichen, was eine höhere Coulomb Wechselwirkung im Bereich nach der wirkungslosen Massenselektionsblende bedeutet. Beim Verlauf der Kurve d_{CPO} ist der Auflösungsverlauf ohne Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung erkennbar. Eine deutliche Auflösungsverschlechterung

rung, die auch experimentell sichtbar sein sollte, ist jedoch erst bei unnötig hohen Erregungen zu erwarten: In Abbildung 4.14 a) verschlechtert sich der Sondendurchmesser um den Faktor $\frac{1052}{349} \approx 3$ bei einer Dipolspannung von über 250 V. Würde man ein Acht-Pol-Massenseparator verwenden, dann wäre die Auflösungsver schlechterung auch bei hohen Erregungen gering. Dafür sind die geringeren Aberrationskoeffizienten des Acht-Pol-Massenseparators verantwortlich. Die Simulationen für den Acht-Pol-Massenseparator wurden ab einer Dipolspannung von $U_D = 418$ V abgebrochen. Aufgrund der Fokussierung der beiden Wien Filter, würden noch stärkere Erregungen ein Zwischenbild vor der Objektivlinse erzeugen. Für derart hohe Erregungen ist die Erregung des Quadrupols wichtig um die Auflösung nicht zu verschlechtern. Vergleicht man den Sondendurchmesser von Abbildung 4.17 a) und b) für die Erregung λ^* , beträgt der Unterschied lediglich 3%. In diesem Bereich bringt der Acht-Pol-Massenseparator keine wesentliche Auflösungsverbesserung. Der Vergleich von Abbildung 4.17 c) und d) zeigt die Auflösungsver schlechterung, falls nur ein Vier-Pol-Wien Filter zur Massentrennung eingesetzt wird. In diesem Fall sind die Dispersion und die Öffnungsfehler nicht korrigiert. Bei einer Erregung von $\lambda(U_D = 75 \text{ V})$ verschlechtert sich der Sondendurchmesser daher um den Faktor 2,5.

Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei Vier-Pol-Wien Filter gebaut. Ein wesentlicher Vorteil ist der deutlich verringerte Fertigungsaufwand. Damit die Erregung für jegliche Flüssigmetallionenquellen im Bereich von λ^* eingestellt werden kann, wird die Variabilität des Magnetfeldes durch die Verwendung von Spulen realisiert. Für die Erregung des stigmatischen Wien Filters gilt nach Gleichung (4.42):

$$\lambda = \frac{\phi_{1c}}{\sqrt{8}\phi_k} = \psi_{1s} \sqrt{\frac{q}{4m\phi_k}}$$

Für die Gallium Flüssigmetallionenquelle kann die Erregung für sämtliche kinetischen Potentiale im Strahlführungsrohr ($\phi_k = \phi_{SFR}$) angepasst werden. Wird die Ionensäule mit einer Legierungsquelle betrieben, erfolgt die Erregung zusätzlich individuell für das m/q Verhältnis der gewünschten Primärionen.

Ist das Magnetfeld nicht variabel einstellbar, dann ist die Erregung bereits durch Energie, Ladung und Masse der verwendeten Ionen festgelegt. Davon abhängig kann die Auflösung durch den Vier-Pol-Massenseparator erheblich verschlechtert werden. Diese Abhängigkeit wird bereits in [48] simuliert und beschrieben. In solch einem Fall wäre der Bau eines Acht-Pol-Massenseparators vorzuziehen, um die Auflösung nicht zu verschlechtern.

4.12 Verringern der Coulomb Wechselwirkung

Wird die Erregung des Massenseparators im Bereich von λ^* eingestellt, dann dominiert der Beitrag der Coulomb Wechselwirkung den Sondendurchmesser. Die Einstellung der Strahlerlinse ist bereits durch die Erregung des Massenseparators festgelegt. Der Sondendurchmesser kann durch die Verringerung des Sondenstromes, durch die Erhöhung des kinetischen Potentials im Strahlführungsrohr sowie durch eine Verringerung des Arbeitsabstandes weiter verringert werden. Die entsprechende Abhängigkeit der Coulomb Wechselwirkung geht aus den Schaubildern in Abbildung 4.18 hervor. Erst bei unnötig hoher Erregung des Massenseparators in Abbildung 4.17 a) und c) oder durch das Abschalten des zweiten Wien Filters in Abbildung 4.17 d) dominieren die Aberrationen des Gesamtsystems. Eine Verringerung der Coulomb Wechselwirkung durch die beschriebenen Maßnahmen verbessert die Auflösung in diesen Fällen nicht.

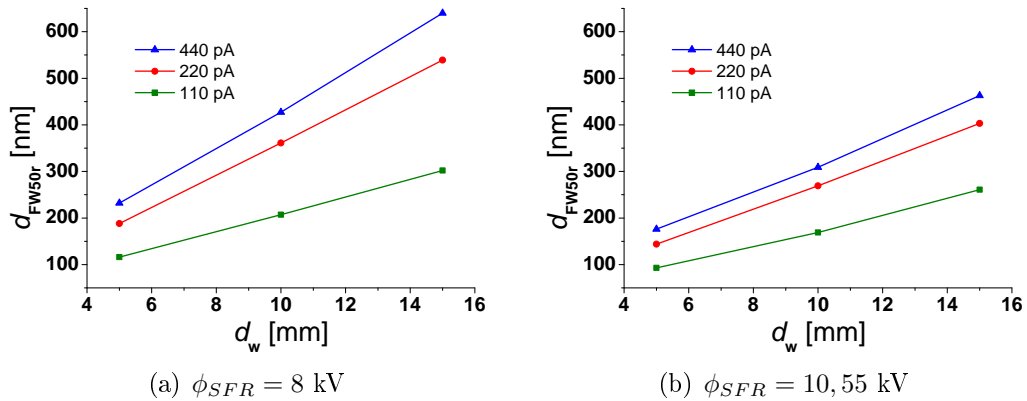


Abbildung 4.18: Strahlaufweitung in der Probenebene aufgrund der Coulomb Wechselwirkung für verschiedene Probenströme, Arbeitsabstände und kinetische Energien im Strahlführungsrohr nach Interac. Die Landeenergie beträgt in allen Fällen 3 keV. Die Säulenlänge von der virtuellen Quelle bis zur Probe beträgt $881 \text{ mm} + d_w$.

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau

Die Abbildungen 5.1 bis 5.3 zeigen maßstabsgetreue technische Zeichnungen des Massenseparators. Die wesentlichen physikalisch relevanten Details gehen aus der Abbildung 5.6 hervor. Diese zeigt schematische Zeichnungen ohne Maßstab und vermittelt einen schnellen Überblick der konstruktiven Umsetzung.

5.1 Konstruktion des Massenseparators

Der Massenseparator für die hochentwickelte Niederenergie-Ionensäule von K. Marinowski besteht aus zwei Vier-Pol-Wien Filtern. Die ferromagnetischen Elektroden und Polschuhe haben eine Länge von 80 mm und müssen aufgrund ihrer individuellen Spannungen isoliert werden. Vor allem die hohe angestrebte Spannung des Strahlführungsrohres von maximal -10 kV erhöht den Isolationsaufwand. Der Grundkörper, die Flussrückführung, die Spulen und die Spulenkörper (Abbildung 5.4) liegen auf Masse. Für die Polschuhe wird im vorderen Bereich Vacoflux 50[®] [72] mit einer Sättigungsmagnetisierung von 2,35 T verwendet. Diese werden über ein Feingewinde (M60x1) auf einen Träger aus Permenorm[®] aufgeschraubt (Abbildung 5.1). Die magnetische Induktion im Bereich der Elektroden ist deutlich geringer. Die Elektroden werden daher aus gewöhnlichem Baustahl, der deutlich billiger ist als Vacoflux[®] und Permenorm[®], gefertigt. Die Elektroden und Polschuhe werden dann in den Isolator I gesteckt. Die Bohrung im Isolator I wird passgenau gefertigt, um eine optimale Führung zu gewährleisten. Der Isolator I besteht aus rotem Trovidur[®]. Im Grundkörper befindet sich ebenfalls eine passgenaue Bohrung für den Isolator I. Dieser ist so konstruiert, dass die

Kriechwege außerhalb des Vakuums größer sind als ≈ 50 mm und im Vakuum größer als 22 mm. Die maximal zu erwartende Spannungsdifferenz bezüglich Masse beträgt $-10,7$ kV. Als Daumenregel für die Überschlagsfeldstärke an Luft und im Vakuum gelten 1 kV/mm und 10 kV/mm. Konstruktionshilfen zur Spannungsisolierung sind in [78, 79, 80, 81] zu finden. Der Isolator I hat zwei O-Ring Nuten (siehe Abbildung 5.2): Ein axialer O-Ring dichtet den Polschuh und die Elektrode. Ein radialer O-Ring dichtet zum Grundkörper hin. Die Polschuhträger und die Elektroden haben auf einem Durchmesser von 101 mm zwölf Langlöcher für $M4$ Schrauben. Die Polschuhe und Elektroden können dadurch leicht verdreht und dadurch zueinander justiert werden. Die Konstruktion ermöglicht es, die Polschuhe und Elektroden magnetisch und elektrisch außerhalb des Vakuums zu versorgen. Letzteres erfolgt mit geschirmten Hochspannungskabeln. Diese kontaktieren sowohl die Polschuhe als auch die Elektroden mit einem Federstift, der an das Ende des Kabels angelötet ist. Der eigentliche Grund dafür, dass die elektrische Kontaktierung außerhalb des Vakuums vorgenommen wird, ist jedoch die magnetische Erregung der Polschuhe: Die dafür verwendeten kommerziellen Spulen sind so groß und werden von einem so hohen Strom durchflossen, dass sie sich an der Luft befinden und mit Wasser gekühlt werden müssen. Eine Spule hat 1894 Windungen. Die isolierten Kupferdrähte haben einen Durchmesser von $1,18$ mm. Zwischen den einzelnen Wicklungen befindet sich eine wärmeleitfähige Paste. Mit der vorhandenen Stromversorgung kann durch jede Spule ein maximaler Strom von 4 A fließen. Der Spulenkörper wird durch einen entsprechenden Träger aus Messing durch den Isolator I hindurch am Grundkörper befestigt. Der Spulenkörper hat jetzt einen Abstand von $1,2$ mm zum Polschuh. Durch diesen Spalt gelangt der magnetische Fluss auf den Polschuh. In diesen Spalt werden fünf Glimmerscheiben zur elektrischen Isolierung gelegt (siehe Abbildung 5.4). Für Glimmerscheiben mit einer Dicke von $0,1$ mm werden in den Datenblättern elektrische Durchschlagsspannungen von 200 bis 210 kV/mm angegeben. Mit dem gewählten Abstand von $1,2$ mm für eine maximale Spannungsdifferenz von $-10,7$ kV, sollte es nicht zum Durchschlag kommen. Die Flussrückführung besteht ebenfalls aus gewöhnlichem Baustahl. Ein Magnetkreis besteht aus zwei Spulen, zwei Spulenkörpern, zwei „kurzen“ und zwei „langen Seiten“ der Flussrückführung und hat ein Gewicht von ≈ 38 kg (ohne Permenorm[®] und Vacoflux[®]). Eine einzelne Spule wiegt ≈ 10 kg. Die Magnetkreise werden daher abgestützt. Die Polschuhe und Elektroden werden jeweils über den Isolator I durch den Grundkörper getragen. Der Massenseparator kann daher vorerst ohne die Magnetkreise zusammengebaut und an die Niederenergie-Ionensäule adaptiert werden.

Oberhalb des ersten Wien Filters, zwischen den beiden Wien Filtern und

unterhalb des zweiten Wien Filters wird jeweils ein Strahlführungsrohr benötigt. Diese befinden sich in drei verschiedenen Isolatoren, welche in den Grundkörper eingepasst werden. Der obere und der mittlere Einsatz liegt auf dem Isolator I auf. Der untere Einsatz wird mit einem Ring mit Feingewinde in seiner Position gehalten. An alle drei Strahlführungsrohre werden Randfeldblenden aus Mumetall[®] mit einer Bohrung von 5 mm befestigt. Außerdem werden die additiven Strahlführungsrohre mit ferromagnetischer Folie aus Vitrovac[®] [72] umwickelt. Dadurch wird das magnetische Feld abgeschirmt. Die drei Isolatoren, die die drei Strahlführungsrohre halten, werden mit Entlüftungslöchern versehen. Das unterste Strahlführungsrohr hat noch ein durchgehendes Langloch für die Massenselektionsblende. Es werden isolierte Kabel durch die Entlüftungslöcher der Isolatoren geführt. Damit wird die Massenselektionsblende sowie alle drei Strahlführungsrohre elektrisch miteinander verbunden. Im unteren Strahlführungsrohr befinden sich drei Federstifte. Wenn man den Massenseparator adaptiert, drücken diese auf das Strahlführungsrohr der Niederenergie-Ionensäule. Dadurch sind dann alle Strahlführungsrohre sowie die Massenselektionsblende des Massenseparators kontaktiert. Zur Adaption befinden sich an dem Grundkörper noch zwei Adapterstücke mit der benötigten CF-63 Schneiden. Am Grundkörper ist ein KF-16 Pumpstutzen angebracht, damit auch der Massenseparator individuell angepumpt wird. Der Massenseparator befindet sich hinter den Druckstufenblenden der Niederenergie-Ionensäule. Hier herrscht der gleiche Druck wie in der Kammer im Bereich von $\approx 10^{-6}$ mbar. In diesem Druckbereich ist es ausreichend Gummidichtungen für den Massenseparator zu verwenden. Als Massenselektionsblende wird eine modifizierte Jeol[®] Blende verwendet. Die „Blendenzunge“ wird mit PEEK[®] (Polyether ether keton) isoliert. In der „Blendenzunge“ werden vier Blenden mit den Durchmessern 75 μm , 100 μm , 100 μm und 200 μm fixiert. Der auf Massepotential liegende Blendenhalter wird mit einem radialen O-Ring zum Grundkörper hin abgedichtet. Er kann die Blenden in x-, y- und z-Richtung verschieben. Mit einem sogenannten Puppitaster werden die Polschuhe und Elektroden justiert. Fährt man mit einem Puppitaster über eine unebene Fläche, so werden Unebenheiten im μm -Bereich als Ausschlag auf der Messuhr registriert. Ohne die Magnetkreise wird der Massenseparator auf einer Bohrmaschine fixiert. Anstatt des Bohrers wird der Puppitaster eingespannt. Die z-Achse des Bohrers wird nun mit der des Grundkörpers in Übereinstimmung gebracht: Die obere Fläche des Grundkörpers dient dazu als Referenz. Diese Fläche hat bezüglich der z-Achse des Grundkörpers eine geringe Form- und Lagetoleranz. Mit dem so justierten Puppitaster fährt man nun an den Elektroden und Polschuhen entlang und dreht diese, bis deren Seitenflächen keinen Ausschlag an der Messuhr mehr hervorrufen. Im Rahmen der Fertigungsgenauigkeit sind die Elektroden

und Polschuhe dadurch justiert.

Die Ionensäule wird am CF-63 Flansch hinter der Aperturblende aufgetrennt. Im ursprünglichen System war kein Justageablenker eingebaut. Zusammen mit dem Massenseparator wird dieser nun ebenfalls adaptiert.

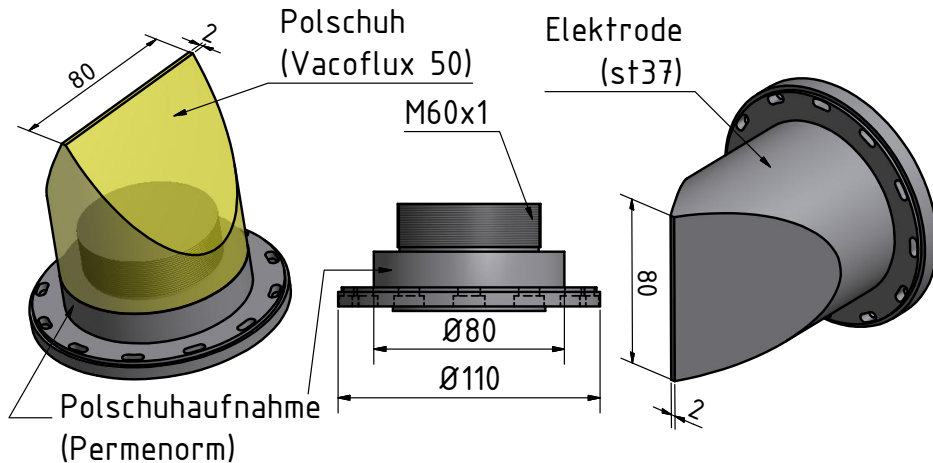


Abbildung 5.1: CAD Zeichnungen des Polschuhs und der Elektrode. Die Maße sind in mm angegeben. Zur besseren Übersicht ist der aufschraubbare Polschuh transparent und gelb dargestellt.

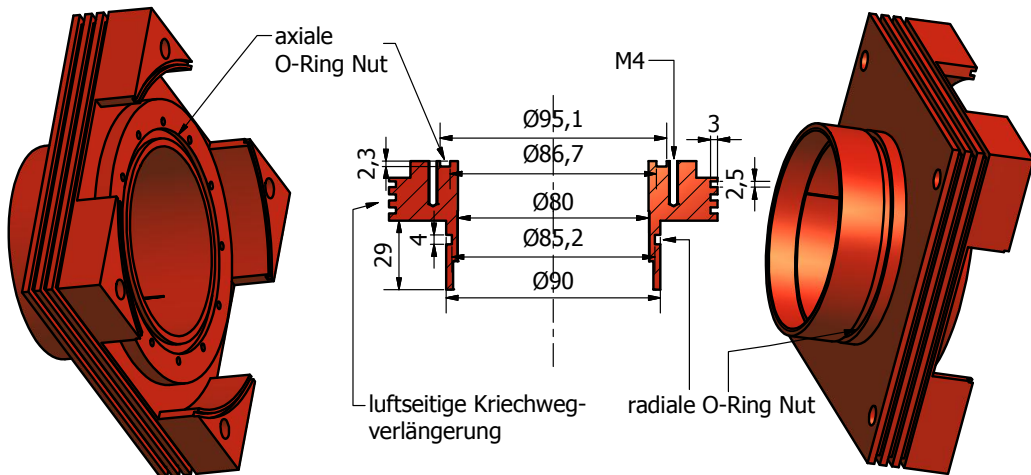


Abbildung 5.2: CAD Zeichnungen des Isolator I aus Trovidur[®]. Die Maße sind in mm angegeben. Der Isolator I dient zur Isolation der Spannung an den Elektroden und Polschuhen, als Träger für die Elektroden und Polschuhe sowie zur Abdichtung des Vakuums.

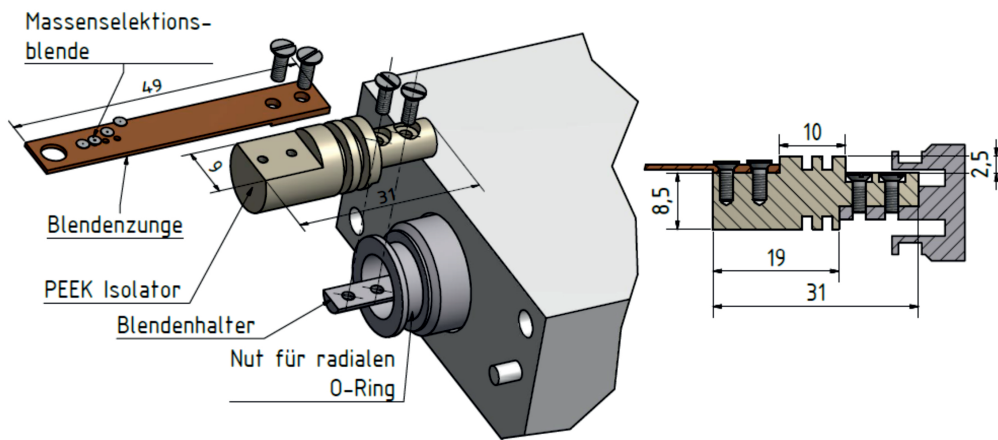


Abbildung 5.3: CAD Explosionsansicht und Schnittansicht der modifizierten Jeol® Blende. In der Schnittansicht wurden die Massenselektionblenden und der vordere Teil der Blendenzunge weggelassen.

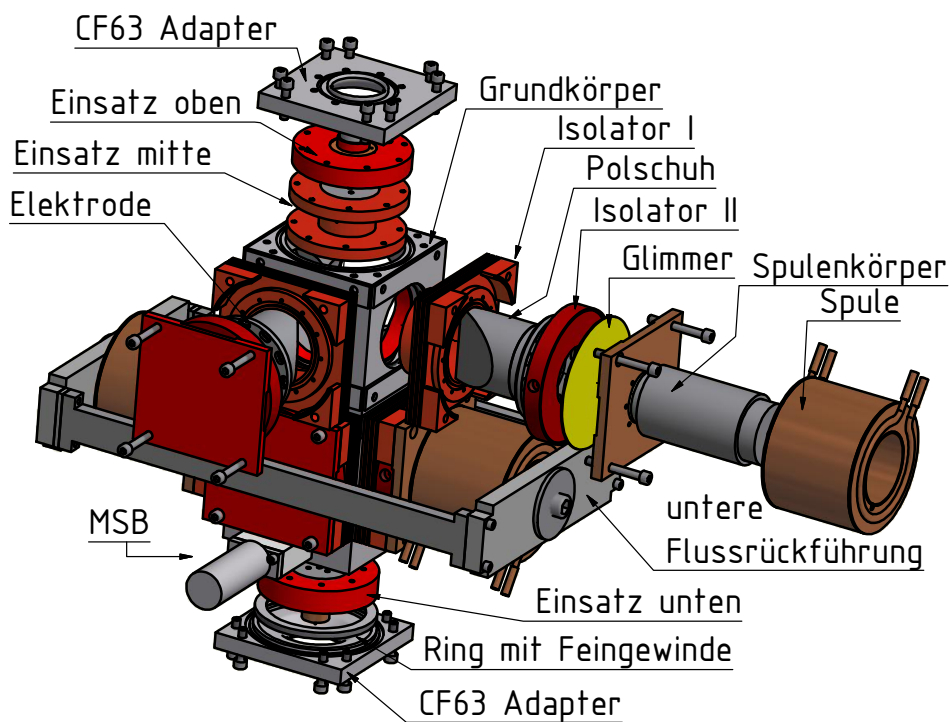


Abbildung 5.4: CAD Explosionsansicht des Massenseparators. Die obere Flussrückführung ist nicht eingezeichnet.

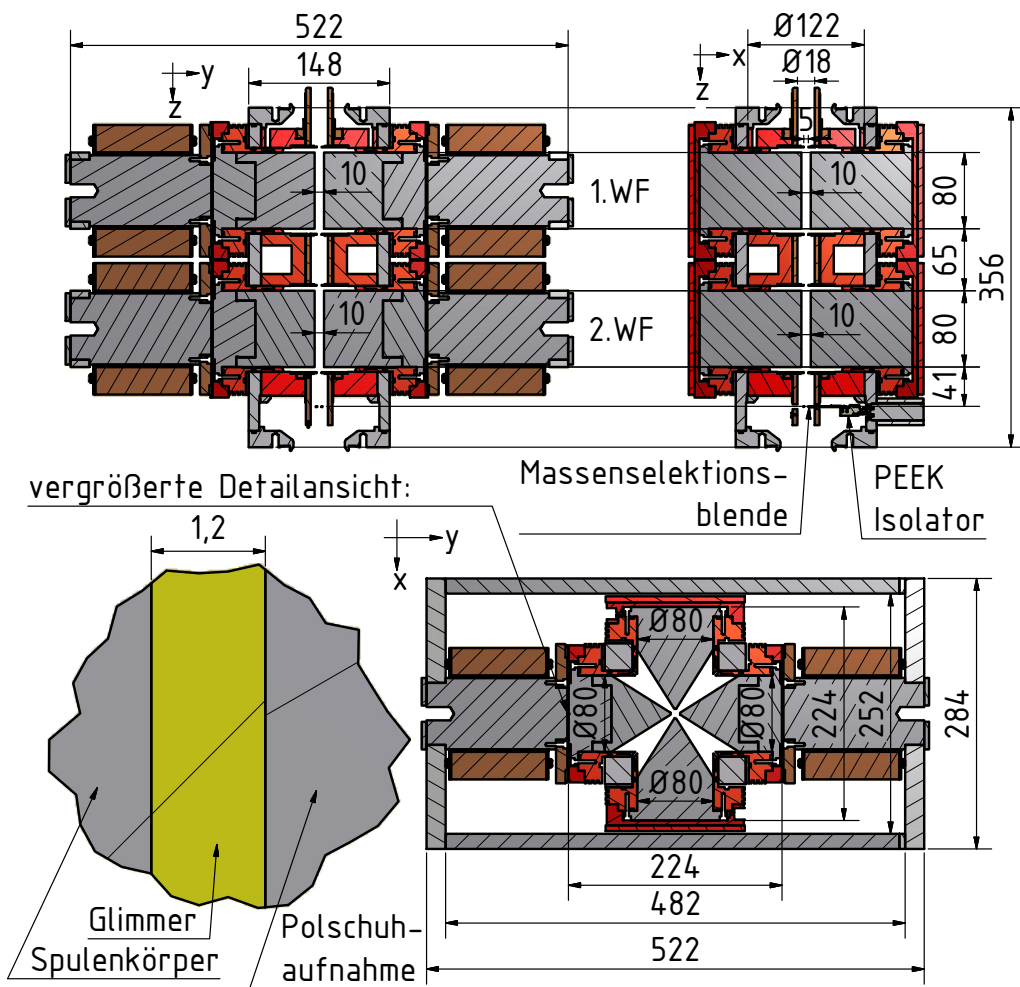


Abbildung 5.5: CAD Schnittzeichnungen des Massenseparators. Die Maße sind in mm angegeben. Die Detailansicht zeigt stark vergrößert den Bereich bestehend aus Spulenkörper (Massepotential), isolierendem Spalt, in dem sich Glimmerscheiben befinden, und der Polschuhaufnahme (maximal $-10,7$ kV bezüglich Masse).

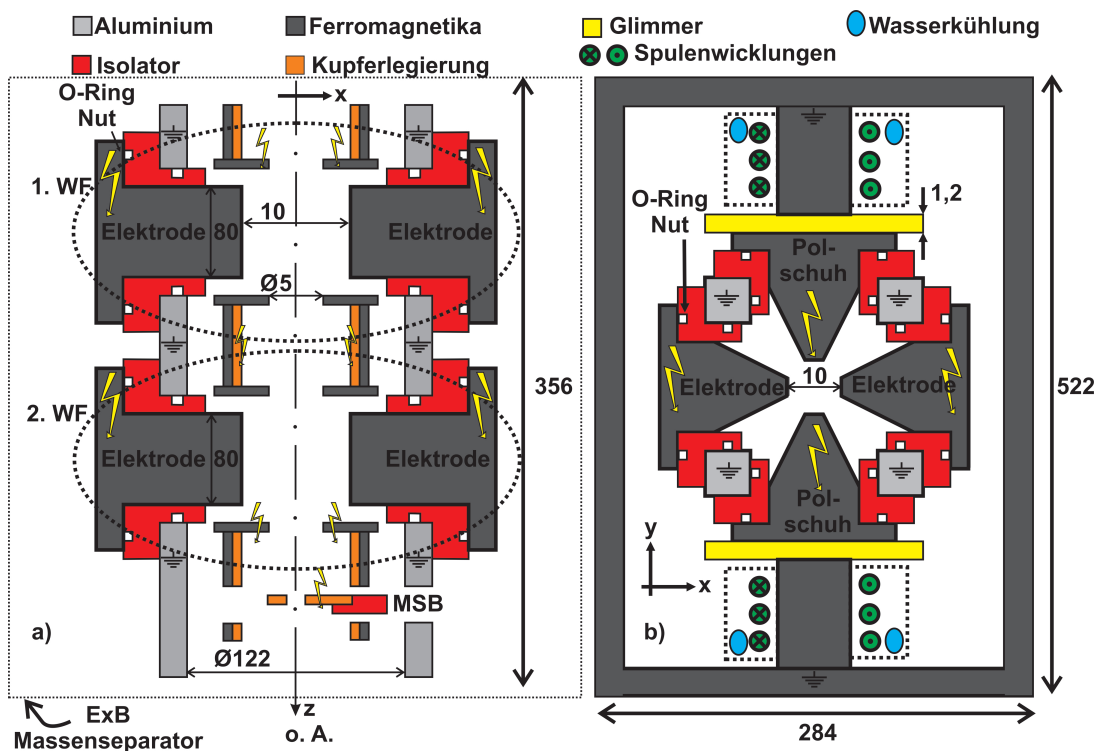


Abbildung 5.6: Schematische Zeichnungen des Massenseparators. Alle Längenangaben sind in mm und keine Maßstabsbalken. Es handelt sich um Skizzen mit beliebiger Skalierung entlang aller Achsen. Das Hochspannungszeichen kennzeichnet die Elemente, die bis maximal $-10,7$ kV bezüglich Masse isoliert werden müssen. Der x-z Schnitt links zeigt, wie der Grundkörper aus Aluminium die Elektroden (dasselbe gilt für die Polschuhe) statisch fixiert, wie über die Isolatoren die Elektroden abgedichtet sowie isoliert werden, wie die Strahlführungsrohre von ferromagnetischem Material umschlossen sind und wie die Massenselektionsblende (MSB) in das letzte Strahlführungsrohr greift. Der x-y Schnitt rechts zeigt, wie der magnetische Fluss durch die isolierenden Glimmerscheiben auf die Polschuhe gelangt und wie dadurch eine Wasserkühlung der Spulen an Luft möglich wird.

5.2 Strom- und Spannungsversorgung des Massenseparators

Am Institut für Angewandte Physik wurde eine Spannungsversorgung gebaut, um die einzelnen Pole mit ihrer jeweiligen Spannung zu versorgen. Die Stromquellen zur Versorgung der Spulen der Firma MP Mega Physics und

der Stabilitätsklasse 10^{-5} bei maximal 4 A und 60 V sind bereits vorhanden. Mit einer Magnetfeldsonde (Foerster Sonde[®]) wird die Richtung der magnetischen Induktion der stromdurchflossenen Spulen bestimmt. Für jedes Wien Filter werden die Spulen in Reihe geschaltet. Die Richtung der magnetischen Induktion der beiden Wien Filter ist antiparallel. Dasselbe gilt für das elektrische Dipolfeld. Die Simulationen in 4.11 ergeben eine Dipolspannung von 131,6 V, damit das $^{69}\text{Ga}^+$ Isotop die Wien Bedingung erfüllt und das $^{71}\text{Ga}^+$ Isotop an der Massenselektionsblende gestoppt wird. Will man zwischen den beiden Isotopen hin und her wechseln, dann wird das elektrische Feld über die Dipolspannung an beiden Wien Filtern verändert. Die Änderung der Dipolspannung erfolgt proportional zum Faktor:

$$\sqrt{\frac{m(^{69}\text{Ga}^+)}{m(^{71}\text{Ga}^+)}} := \sqrt{1 - \frac{\Delta m}{m^*}} = \sqrt{\frac{69}{71}} \quad (5.1)$$

Bei dem simulierten Betriebsmodus muss die Dipolspannung folglich um $\approx 1,9$ V verringert werden. Bei anderen Flüssigmetallionenquellen können kleinere Massendifferenzen Δm und größere Massen m^* des anderen Isotops auftreten und zu kleineren Änderungsfaktoren, die noch näher am Wert eins liegen, führen. Die Spannungsversorgung enthält daher eine grobe sowie eine feine Einstellungsmöglichkeit für die Dipolspannung. Mit der groben Einstellung wird die Wien Bedingung eingestellt. Die feine Einstellung dient zur Auswahl der einzelnen Isotope. Die Anzeige für alle Spannungen ist aus demselben Grund auf 10^{-2} V genau. Die Hochspannungsmodule der Firma „Applied Kilovolts“ für den Emitter und für das Strahlführungsrohr haben jeweils eine Restwelligkeit von 20 mV und 50 mV. Im ungünstigsten Fall schwankt das axiale Potential folglich um insgesamt 70 mV = 0,07 V. Diese Schwankung ist so gering, dass die Wien Bedingung dadurch nicht verändert wird.

Das obere und das untere Wien Filter können unabhängig voneinander betrieben werden. Der einstellbare Bereich geht von -700 V bis $+700$ V für die Dipolspannung und von -2 V bis $+2$ V für die Quadrupolspannung.

Die Spannung des Strahlführungsrohres wird durch die Verwendung eines Kondensators zusätzlich stabilisiert. Dieser hat eine Gesamtkapazität von 4 μF und dient zur Dämpfung von Störsignalen. Eine Übersicht über die Wirkungsweise von passiven Entstörkomponenten ist in [82, 83] zu finden.

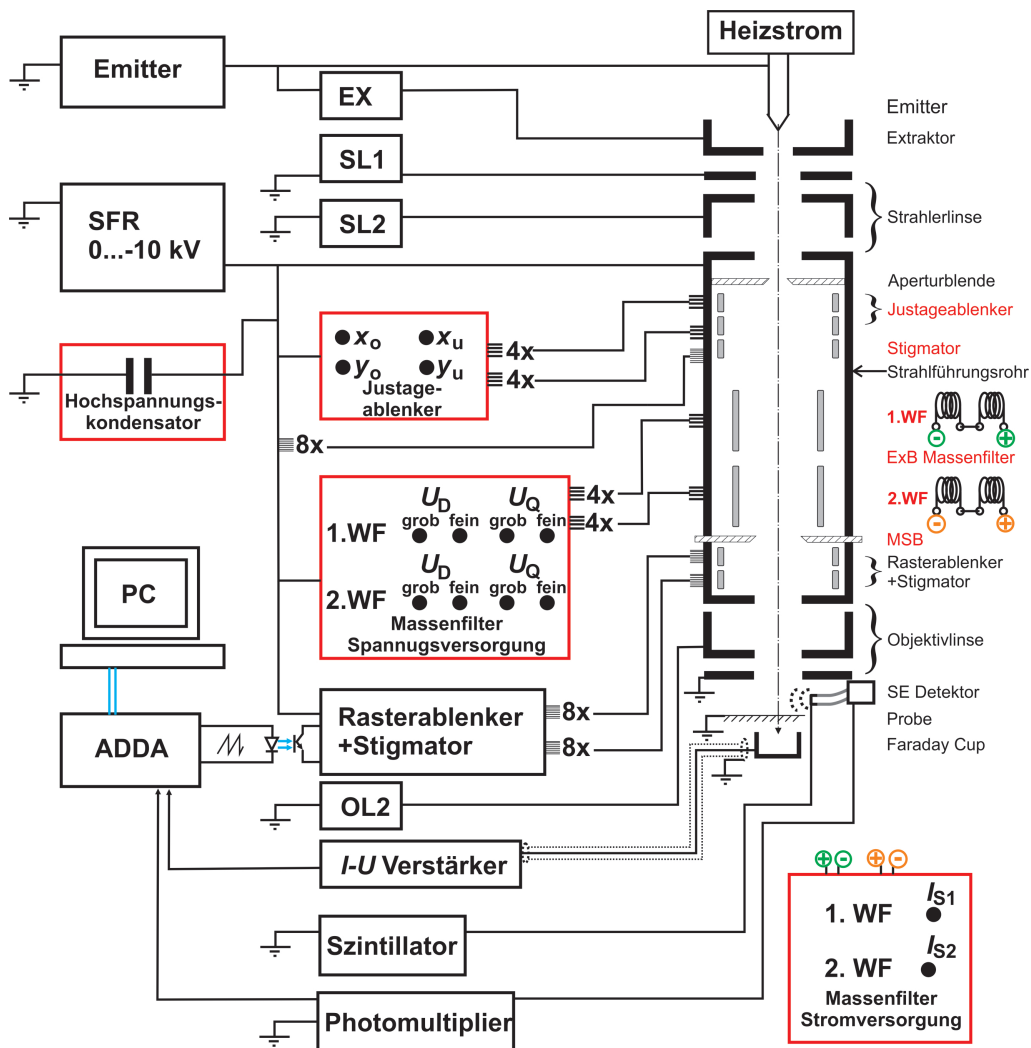


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Strom- und Spannungsversorgungen der Niederenergie-Ionensäule mit Massenseparator. Die additiv eingebauten Komponenten sind rot gekennzeichnet. Der Justageablenker liefert für x_o, y_o, x_u, y_u jeweils bis zu ± 500 V. Die maximalen Spannungen und Ströme für beide Wien Filter betragen: $U_D = \pm 700$ V, $U_Q = \pm 2$ V, $I_{S1} = I_{S2} = 4$ A. Der Stigmator hinter dem Justageablenker wird nicht verwendet. Alle acht Pole haben die Spannung des Strahlführungsrohres (SFR). Es gelten die Bezeichnungen aus Abbildung 3.3. Die analog-digital-digital-analog Schnittstelle (ADDA[®]) dient zur aktiven Bildaufnahme: Die Rastersignale werden generiert, und gleichzeitig wird das Signal der Sekundärelektronen (SE) oder des Probenstromes (Faraday Cup) aufgenommen.

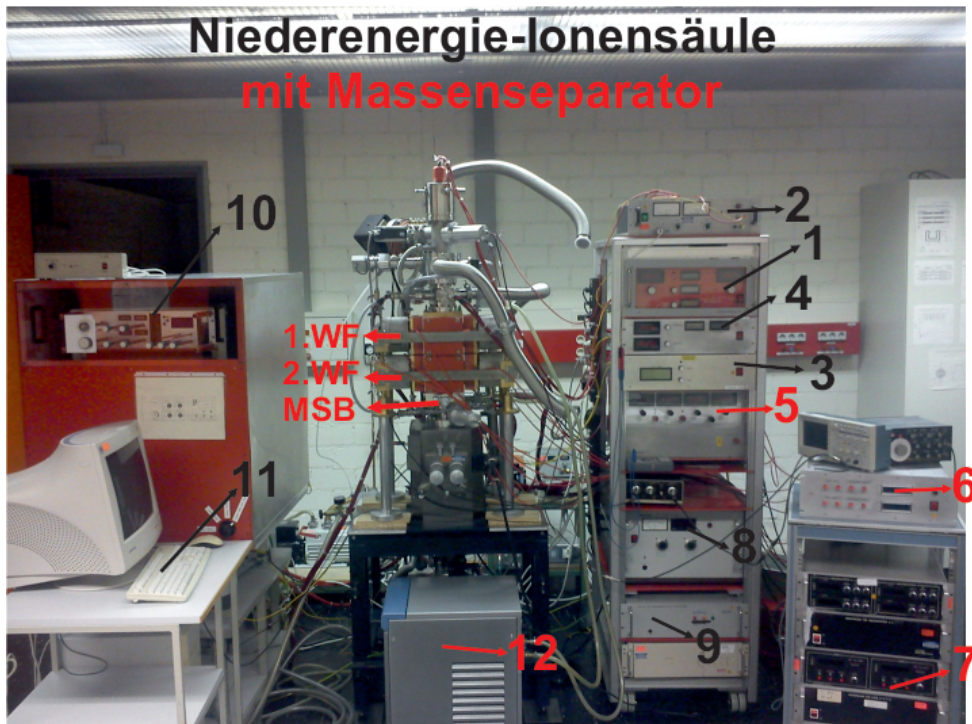


Abbildung 5.8: Laborbild der hochentwickelten Niederenergie-Ionensäule mit adaptiertem Massenseparator. Die neu hinzugekommenen Komponenten sind rot gekennzeichnet. 1: Emitterspannung, Emitterheizstrom und Extraktorspannung; 2: Spannung der ersten Elektrode der Strahlerlinse (SL1); 3: Spannung der zweiten Elektrode der Strahlerlinse (SL2); 4: Spannung des Strahlführungsrohres (SFR); 5: Justageablenker Spannungsversorgung; 6: Wien Filter Spannungsversorgung; 7: Wien Filter Stromversorgung; 8: Objektivlinse (OL2); 9: Szintillator; 10: Rasterablenker; 11: Bildaufnahme Computer; 12: Umwälzkühler für die Spulen.

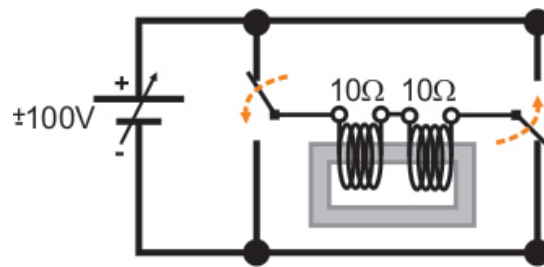
5.3 Entmagnetisieren der Magnetkreise

Für die Wirbelstromgrenzfrequenz gilt nach [72]:

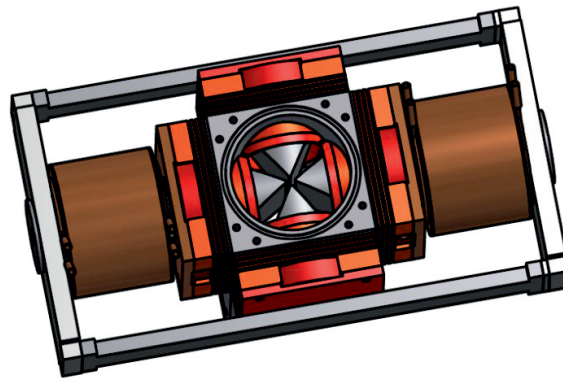
$$f_W \approx \frac{1000\rho}{\mu_4 d^2} \quad (5.2)$$

Dabei ist ρ der spezifische elektrische Widerstand in $\Omega \text{ mm}^2 \text{ m}^{-1}$, d die Blechdicke in mm und μ_4 die Permeabilität bei 4 mA cm^{-1} . Aufgrund der Dimensionierung können die Magnetkreise nicht mit den üblichen 50 Hz entmagnetisiert werden. Der magnetische Fluss im Magnetkreis geht bereits bei

Frequenzen > 1 Hz gegen null. Ein spezieller Aufbau dient daher zur Entmagnetisierung: Dieser besteht aus einer regelbaren Spannungsquelle mit einer maximalen Spannung von ± 100 V und einem Schalter zur manuellen Umpolung. Die beiden Spulen eines Magnetkreises werden in Reihe geschaltet. Der gesamte ohmsche Widerstand beträgt somit $2 \cdot 10 \Omega = 20 \Omega$. Der maximale magnetische Fluss ist somit höher als der, der das Material vor dem Entmagnetisieren durchflossen hat [72]. Vom maximalen Spannungswert ausgehend, wird die Spannung umgepolt, leicht abgesenkt und erneut umgepolt. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis die Spannung auf null zurückgefahren ist. Die Aussteuerung der Hysteresekurve wird dadurch bei jedem Umpolen verringert. Es entsteht ein unmagnetischer Zustand. Soll der Massenseparator völlig ausgeschaltet werden, muss das Entmagnetisieren beider Magnetkreise vorgenommen werden. Werden die Magnetkreise nicht entmagnetisiert, dann kann die Remanenz durch eine Dipolspannung von einigen Volt ausgeglichen werden.



(a) Prinzipieller Aufbau zur Entmagnetisierung eines Magnetkreises



(b) Jeder Magnetkreis entspricht einem Wien Filter

Abbildung 5.9: Aufbau zum Entmagnetisieren eines Wien Filters.

Kapitel 6

Experimentelle Ergebnisse

Der Massenseparator trennt erfolgreich alle (ionisierten) Isotope einer Ga und einer AuGeSi Flüssigmetallionenquelle, ohne die Auflösung zu verschlechtern.

6.1 Vorcharakterisierende Messungen am Massenseparator

In Abbildung 4.10 beträgt der simulierte Wert für die maximale magnetische Induktion $B_y(0,0) = 608$ mT. Zur experimentellen Überprüfung wird eine Hall-Sonde in der Mitte des Wien Filters fixiert. Dazu dient eine entsprechende Vorrichtung, mit der die Hall-Sonde in der Höhe mit einer Mikrometerschraube verfahren werden kann. Bei einer maximalen Erregung von $NI = 7576$ AW pro Spule ergibt sich eine Feldstärke von 498 mT. Das sind 18% weniger als der simulierte Wert. Zwischen der Simulation und der experimentellen Umsetzung bestehen folgende Unterschiede: Der Magnetkreis ist kein einzelnes Bauteil. Er wird aus verschiedenen Teilen über Passungen oder Schraubverbindungen zusammengefügt. Diese Stellen erzeugen aufgrund der Fertigungstoleranzen immer mehr oder weniger große Luftspalten. Die gescherte Permeabilität nach Gleichung (4.101) wird weiter abgesenkt. Die Simulation bezieht sich weiterhin auf einen zwei dimensional Schnit durch ein unendlich ausgedehntes Wien Filter.

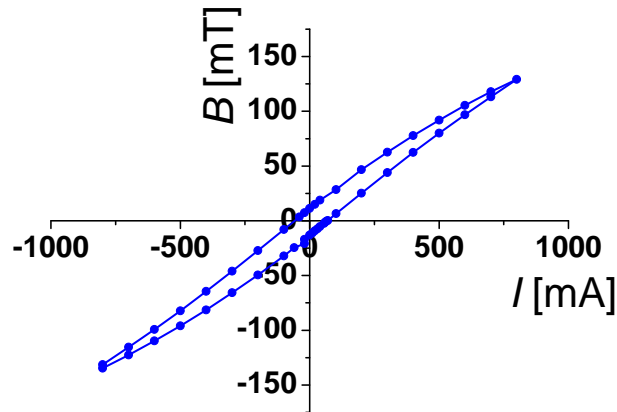
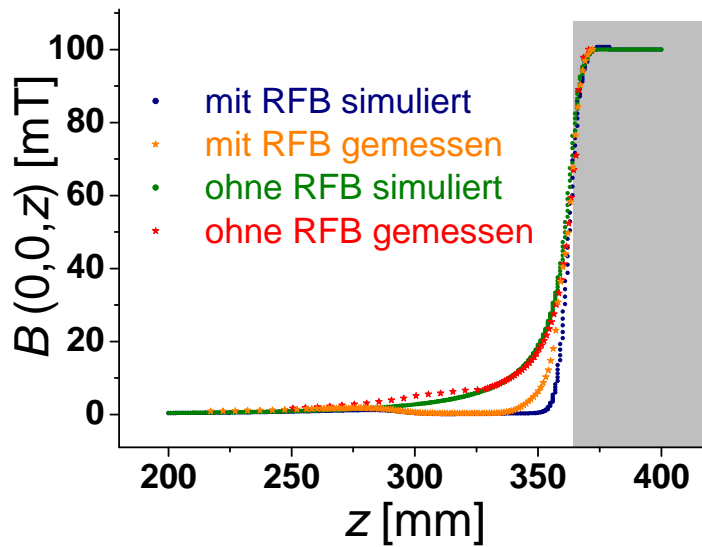


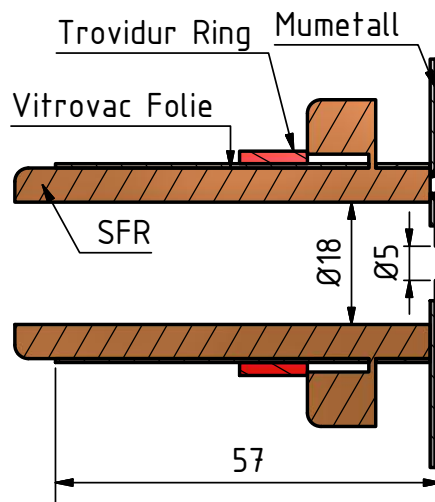
Abbildung 6.1: Hysteresekurve des Magnetkreises. Die Remanenz beträgt ≈ 11 mT. Die Anzahl der Windungen beträgt $N = 1894$. Die Messung erfolgte mit einer Hall Sonde, die sich in der Mitte des Vier-Pol-Elements befindet. Die Messung der magnetischen Induktion an dieser Stelle entspricht der magnetischen Dipolfeldstärke ψ_{1s} .

Nach jeder zerspannenden Bearbeitung von ferromagnetischen Werkstoffen, werden die optimalen magnetischen Eigenschaften erst nach einer speziellen Glühung erreicht [72]. Durch das Glühen kann eine steilere Hysteresekurve und eine geringere Remanenz erzielt werden. Beides ist nicht notwendig. Die Remanenz führt zu einer nur geringen Ablenkung der schweren Ionen. Diese kann beispielsweise durch eine geringe Dipolspannung ausgeglichen werden. Die experimentell ermittelte magnetische Dipolfeldstärke ist bereits ausreichend, um bei den angestrebten Betriebsmodi selbst Isotope mit geringeren Massendifferenzen Δm und höheren Massen m^* , im Vergleich zu den beiden Galliumisotopen, zu trennen [18]. Daher wird auf eine Glühung der Ferromagnetika verzichtet. Für die Galliumisotope ist die erreichte magnetische Dipolfeldstärke bereits mehr als ausreichend. Zur Trennung dieser Isotope bei einer kinetischen Energie von 10,55 keV, wird lediglich eine magnetische Dipolfeldstärke von 71 mT benötigt (vergleiche Abbildung 4.14). Die gemessene maximale magnetische Dipolfeldstärke von 498 mT, wird mit einem Strom von 4 A pro Spule erreicht. Der Strom der hierfür verwendeten Stromquellen lässt sich nicht kontinuierlich einstellen. Die Messung der Hysteresekurve in Abbildung 6.1 erfolgt daher mit einer Stromquelle mit kontinuierlicher Strom-einstellung geringerer Leistung. Die Aussteuerung der Hysteresekurve ist daher geringer, jedoch bereits ausreichend zur Trennung der Galliumisotope.

Mit derselben Vorrichtung zur Messung der Hysteresekurve wird der Verlauf der magnetischen Induktion im Randfeldbereich gemessen. Die Hall-Sonde wird mit der Mikrometerschraube aus dem Wien Filter herausgezogen. Das Magnetfeld wird in mm Abständen gemessen. Vorerst wird das Magnetfeld auf eine Stärke von 100 mT eingestellt. Diese Messung wird einmal ohne die ferromagnetische Randfeldbegrenzung durchgeführt. Danach wird die Randfeldbegrenzung, bestehend aus dem mit einer Vitrovac[®] Folie umwickelten Strahlführungsrohr sowie der daran befestigten ferromagnetischen Randfeldblende aus Mumetall[®], eingefügt. Die Messung wird erneut durchgeführt. Zum Vergleich wird der Randfeldverlauf mit dem Programm CPO simuliert. Der Verlauf der magnetischen Induktion, ohne die Ferromagnetika im Randfeldbereich, stimmt gut mit den experimentell ermittelten Werten überein. Werden die randfeldbegrenzenden Ferromagnetika eingefügt, ist die Abweichung deutlicher. Bei den drei-dimensionalen Simulationen mit CPO kann die Hysterese der Materialien nicht berücksichtigt werden. Die Abweichung ist folglich auch darauf zurückzuführen, dass die Permeabilität der Ferromagnetika endlich ist und von der magnetischen Induktion abhängt. Da der hier ermittelte Verlauf von dem simulierten Verlauf abweicht, werden Simulationen mit einem magnetischen Randfeldverlauf durchgeführt, der dem realen Verlauf ähnlicher ist und vom elektrischen Randfeldverlauf absichtlich abweicht. Die Auswirkung auf die Trajektorien der Ionen ist vernachlässigbar. Daher wird auf eine verbesserte Abschirmung im Randfeldbereich verzichtet. Auch das erneute leichte Anwachsen des Magnetfeldes in einem Abstand von ≈ 30 mm vom Polschuh ist vernachlässigbar. Der Grund für das Anwachsen ist, dass oberhalb des ersten Wien Filters der Justageablenker sitzt (Abbildung 3.3). Dieser kann nicht einfach mit ferromagnetischer Folie umwickelt werden. Das obere Strahlführungsrohr wird nur auf einer Länge von 61 mm mit ferromagnetischer Folie umwickelt. Das leichte Anwachsen des Magnetfeldes wird in Kauf genommen. Hinter dem zweiten Wien Filter ist das Strahlführungsrohr auf einer Länge von 138 mm mit ferromagnetischer Folie umwickelt.



(a) Randfeldverlauf



(b) Randfeldbegrenzung (RFB)

Abbildung 6.2: Randfeldverlauf des ersten Wien Filters. Der Polschuh befindet sich 364 mm entfernt vom Emittter. Der Polschuhabstand beträgt 10 mm. Dessen Anfang ist durch den grauen Kasten gekennzeichnet. Der Verlauf der magnetischen Dipolfeldstärke wird einmal ohne die Randfeldbegrenzung und einmal mit der Randfeldbegrenzung gemessen und simuliert. Die Randfeldbegrenzung befindet sich 5 mm entfernt vom Polschuh. Das Strahlführungsrohr (SFR) aus $CuAl_8$ wird mit ferromagnetischer Vitrovac[®] Folie umwickelt. Die Mumetallblende hat einen Bohrungsdurchmesser von 5 mm.

Die einzelnen vakuumtechnisch relevanten Bauteile werden gereinigt: Die Isolatoren werden nur mit Ethanol im Ultraschallbad gereinigt und für ca. 12 Stunden bei einer Temperatur von 30 °C gelagert. Grundsätzlich wird für das verwendete Troidur in den Datenblättern eine Dauergebrauchstemperatur von bis zu 60 °C angegeben. Alle weiteren (leitfähigen) Bauteile werden vor der Reinigung mit Ethanol zusätzlich mit Acetone, ebenfalls im Ultraschallbad, gereinigt. Die Isolation an Luft zwischen dem Polschuh und dem Spulenkörper wird über eine Stunde lang mit einer Spannungsdifferenz von 10 kV überprüft. Der Test gelingt erfolgreich. Danach wird der Massenseparator zusammengebaut und angepumpt. Die Hochspannungstest werden ab einem Druck von $< 5 \cdot 10^{-5}$ mbar durchgeführt. Vorerst kam es im Vakuum zu Überschlügen zwischen den Elektroden oder Polschuhen hin zum Grundkörper. Erst ein zusätzliches Verrunden und nachträgliches Entgraten der Kanten der Polschuhe und der Elektroden nahe am Grundkörper, verbesserte die Spannungsstabilität. Der geringste Kriechweg von der entsprechenden Kante über den Isolator auf den Grundkörper beträgt ca. 22 mm. Trotzdem waren auf dem Isolator Überschlagsspuren erkennbar. Hochspannungstests an einer vereinfachten Geometrie weisen darauf hin, dass die Kriechstromfestigkeit von Troidur geringer ist als die von PEEK.

6.2 Inbetriebnahme der Niederenergie-Ionen-säule mit Massenseparator

6.2.1 Durchfädeln des Strahls

Bei jedem Umbau des Systems besteht die Gefahr, dass der Ionenstrahl nicht mehr durch die Säule gelangt. Um auch nach eventuellen Umbaumaßnahmen des Gesamtsystems schnell weiterarbeiten zu können, sind folgende Schritte durchzuführen: Alle Spannungen sind ausgeschaltet, alle Blenden sind ausgefahren und das Ventil ist geöffnet. Dann wird der Emitter in Betrieb genommen. Eine Emitterspannung von 3 kV ist ausreichend um durch die gesamte Säule zu gelangen. Der Emissionsstrom des Gallium Emitters wird bei $\approx 2,4 \mu\text{A}$ stabilisiert. Auf der ersten Elektrode der Strahlerlinse (SL1) misst man einen Strom im Bereich von $1,6 \mu\text{A}$. Dann wird das obere und das untere Strahlführungsrohr an jeweils ein Picoampèremeter angeschlossen. Das Picometer für die Strommessung auf dem unteren Strahlführungsrohr, wird im „nA“ Bereich eingestellt. Bei einem kleineren Messbereich sind die Störungen zu groß. Aus demselben Grund darf der Elektronenstrahl nicht gerastert werden. Es wird versucht mit den Mikrometerschrauben zur Justage des Emitters mit der Spannung der ersten (SL1) und zweiten (SL2) Elek-

trode der Strahlerlinse, den Strom auf dem unteren Strahlführungsrohr zu maximieren. Mit dem oberen Justageablenker lässt sich der Strahl über die erste Randfeldblende des Massenseparators fahren. Der Justageablenker wurde von K. Marianowski [17] entwickelt. Trifft man in den Massenseparator, dann geht der Strom auf dem unteren Strahlführungsrohr durch ein Minimum. Vorerst erregt man den Justageablenker so, dass der gesamte Strom auf die erste Randfeldblende trifft. Der Strom auf dem unteren Strahlführungsrohr ist nun maximal. Erneut wird versucht, durch das Verschieben des Emitters und durch die beiden Spannungen (SL1 und SL2), diesen Strom weiter zu maximieren. Je nach Einstellung kann der Strom bis zu 10 nA und mehr betragen. Danach verändert man die Spannung am Justageablenker so, dass der Strom auf dem unteren Strahlführungsrohr minimiert wird. Dann minimiert man den Strom weiterhin durch die Dipolspannungen an den beiden Wien Filtern. Bei falscher Einstellung wird auch hier der Strom wieder maximiert wenn die Dipolspannungen so sind, dass der Strahl auf die zweite oder vierte Randfeldblende des Massenseparators trifft. Erhöht man die Spannung weiter, so geht der Strom auf null zurück, da man in diesem Fall auf die Elektroden des Massenseparators trifft. Ist der Strom nun minimiert, dann gelangt der Strahl durch beide Wien Filter hindurch. Die Massenselektionsblende wird ebenfalls so justiert, dass der Strom minimiert wird. Bei ausgefahrener Blende befindet sich die Blendenzunge mit einer 3 mm großen Bohrung im Bereich der optischen Achse. Die Verfahrswege der Massenselektionsblende sind so groß, dass selbst diese 3 mm große Bohrung außeraxial sitzen kann. In diesem Fall würde die Blendenzunge den Strahl abschatten. Nach diesen Schritten sollte beim Einschalten der Rastereinheit ein Sekundärelektronenbild zu sehen sein. Wenn das nicht der Fall ist, müssen die beschriebenen Justageschritte wiederholt werden.

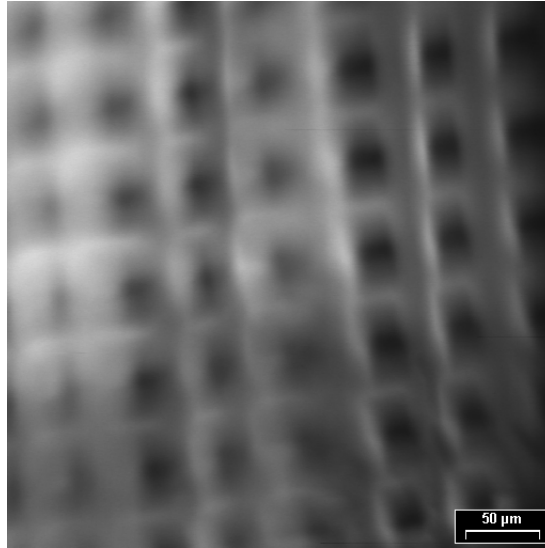


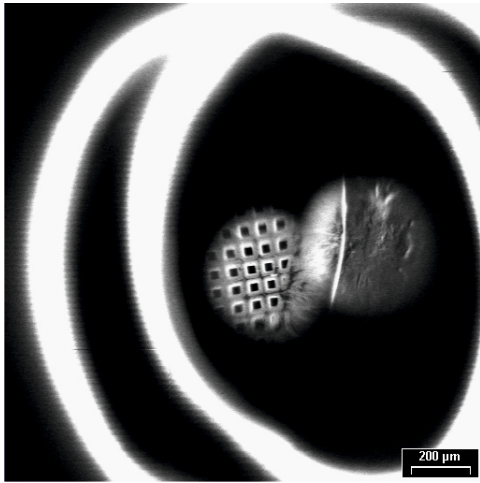
Abbildung 6.3: Erstes Bild nach dem beschriebenen Durchfädeln des Strahls. Die Landeenergie beträgt 3 keV. Am Strahlführungsrohr liegt keine Spannung an.

6.2.2 Massentrennung Ga Flüssigmetallionenquelle

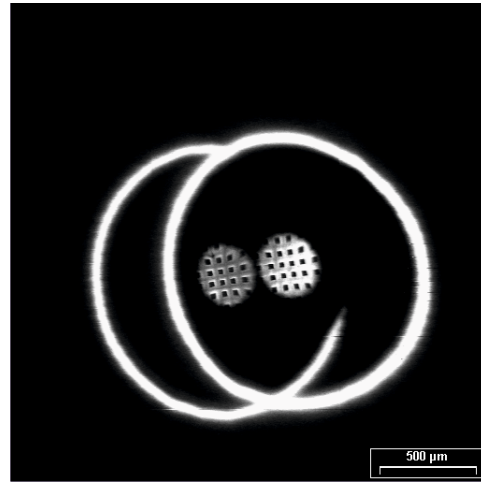
Die Niederenergie-Ionensäule ist mit einem Gallium Emitter bestückt. Nach der Adaption des Massenseparators können die Gallium Isotope getrennt werden. In den angestrebten Betriebsmodi, mit zwei antiparallel erregten Wien Filtern und einer passenden Erregung der Strahlerlinse, verschwindet die Dispersion in der Bildebene. Wie aus Abbildung 4.6 hervorgeht, werden alle Ionen auch solche mit einer Geschwindigkeit die von der Wien Bedingung (4.1) abweichen, in einem Punkt fokussiert. Vorerst wird nur das erste Wien Filter erregt. In diesem Fall verschwindet die Dispersion in der Bildebene nicht mehr. Gallium hat zwei verschiedene Isotope: 60,1% besteht aus ^{69}Ga und 39,1% besteht aus ^{71}Ga . Der Ionenstrahl besteht zu 99% aus einfach positiv geladenen Galliumisotopen [1]. Für die Energieabweichung gilt $\pm\Delta E = \pm 2,5 \text{ eV}$ [66]. Da die Massentrennung bei hoher kinetischer Energie stattfindet, gilt bei einem kinetischen Potential im Strahlführungsrohr (SFR) von $\phi_{SFR} = 8 \text{ kV}$ und unter Vernachlässigung der mehrfach geladenen Isotope:

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \frac{\Delta\phi_k}{\phi_{SFR}} - \frac{\Delta m}{m} \\
&= \frac{2,5}{8000} - \frac{2}{71} \\
&\approx 3,13 \cdot 10^{-4} - 2,82 \cdot 10^{-2}
\end{aligned} \tag{6.1}$$

Die Massendispersion ist größer als die Energiedispersion, was auch bereits aus den Simulationen hervorgeht. Es entsteht folglich ein Doppelbild wenn die Massenselektionsblende nicht eingefahren ist. Beide Isotope werden in verschiedene Punkte in der Bildebene fokussiert und rastern unterschiedliche Bereiche auf der Probe ab. Aufgrund des Isotopenverhältnisses ist das Bild mit dem $^{69}\text{Ga}^+$ Isotop heller als das mit dem $^{71}\text{Ga}^+$ Isotop. Zur Charakterisierung des Systems dient ein feines Gitter („Quantifoil Gitter S7/2[®]“). Dieses ist kommerziell erhältlich. Das feine Gitter besteht aus Kohlenstoff und ist auf einem groben Gitter („400 Kupfer Mesh“) befestigt. Das feine Gitter ist mit 10 nm bis 15 nm Gold bedampft. Zur Kalibrierung existieren keine Herstellerangaben. Die Kalibrierung wurde daher mit dem im Hause vorhandenen REM (XL30[®]) vorgenommen: Das grobe Gitter hat eine Periodizität von 63,50 μm . Das feine Gitter hat eine Periodizität von 9,16 μm sowie eine Stegbreite von 560 nm \pm 20 nm. Diese Probe liegt auf einem Faraday-Cup, der zur Strommessung dient.



(a) $I_{S1} = 1046 \text{ mA}$; $U_{D1} = 169,73 \text{ V}$



(b) $I_{S1} = 1600 \text{ mA}$; $U_{D1} = 251,80 \text{ V}$

Abbildung 6.4: Doppelbilder bei Erregung des oberen Wien Filters. Das untere Wien Filter ist nicht erregt. Beide Bilder sind ohne Massenselektionsblende, bei einer Landeenergie von 3 keV, aufgenommen. Die Massentrennung erfolgt bei $E_{SFR} = 7 \text{ keV}$. a) Deutlich erkennbar ist, dass jedes Isotop eine andere Probenstelle abrastert. b) Verschiebt man die Probe so, dass beide Isotope das Gitter abrastern, entstehen Bilder unterschiedlicher Helligkeit.

In Abbildung 6.5 a) wird bei ausgeschaltetem zweiten Wien Filter das erste Wien Filter immer stärker erregt. Die zu den Isotopen zugehörigen abgerasterten Bereiche wandern immer weiter auseinander. Weder die Massendispersion noch die Energiedispersion verschwinden in der Probenebene. Damit die Dispersion in der Probenebene verschwindet, wird das zweite Wien Filter in Abbildung 6.5 b) antiparallel zum ersten Wien Filter erregt. Die beiden Galliumisotope werden in einen Punkt fokussiert, rastern dieselbe Probenstelle ab und das Doppelbild verschwindet. Trotzdem liegen die Galliumisotope im Bereich hinter dem Massenseparator getrennt vor. Wird die Massenselektionsblende eingefahren, dann können „isotopenreine“ Bilder aufgenommen werden. Die Abbildung 6.5 c) zeigt ein Bild bei ausgeschaltetem Massenseparator. Die Ionen durchlaufen jetzt nur elektrostatische Felder und werden daher alle gleich abgelenkt oder fokussiert (elektrostatisches Prinzip oder [84]).

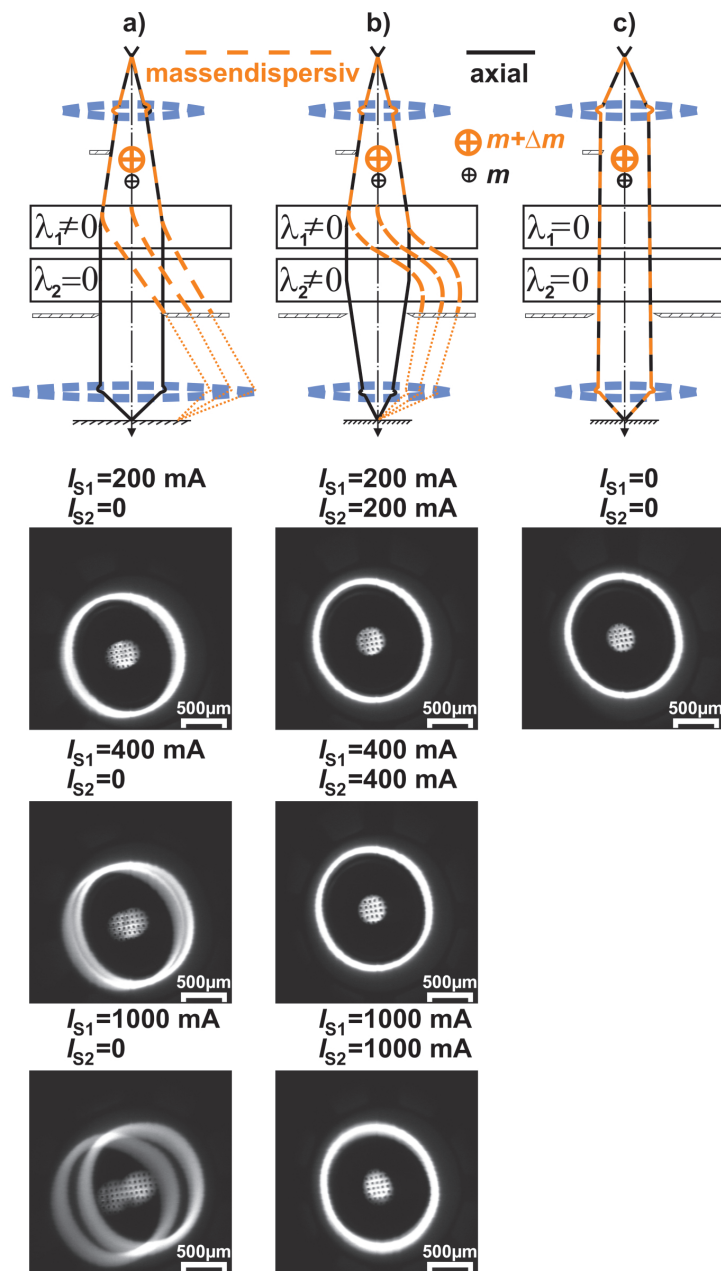


Abbildung 6.5: Schematische Zeichnungen der Strahlengänge bei a) nur einem erregten Wien Filter, b) zwei antiparallel erregten Wien Filtern und c) ausgeschalteten Wien Filtern. Darunter sind die zugehörigen Bilder bei großem Rasterfeld gezeigt. Die Landeenergie beträgt 3 keV, die Energie im Strahlrohr 8 keV. Die Dipolspannungen zur Erfüllung der Wien Bedingung liegen zwischen 33 V und 163 V. Alle Messungen sind ohne die Massenselektionsblende aufgenommen. $\lambda_{1,2}$ und $I_{S1,S2}$ sind die Erregungen und zugehörigen Ströme des 1., 2.-ten Wien Filters.

Wird die Massenselektionsblende nun eingefahren, kann in beiden Fällen (Abbildung 6.5 a) und b)) zwischen den beiden Isotopen, mit der Dipolspannung der Wien Filter, hin und her gewechselt werden. Die Messung des Sondenstromes wird mit einem Faraday-Becher vorgenommen. Der Strom wird durch einen Strom- Spannungswandler verstärkt, in ein Spannungssignal umgewandelt und mit einem digitalen Speicheroszilloskop aufgenommen. Durch die Strommessung der beiden Isotope wird das Isotopenverhältnis sehr gut wiedergegeben. Auch die Änderung der Dipolspannung beim hin- und herwechseln zwischen den beiden Isotopen stimmt mit dem theoretischen Wert nach Gleichung (5.1) gut überein.

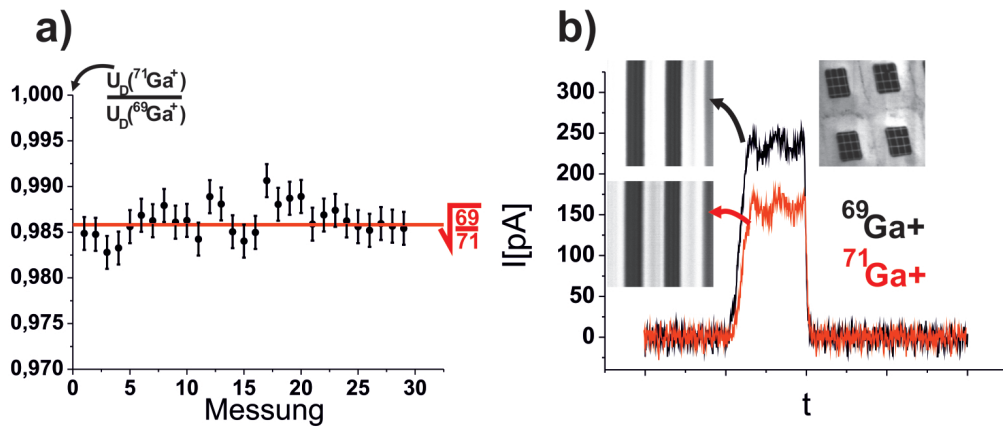
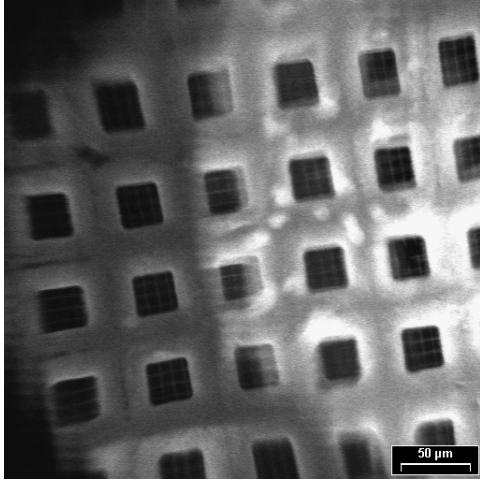
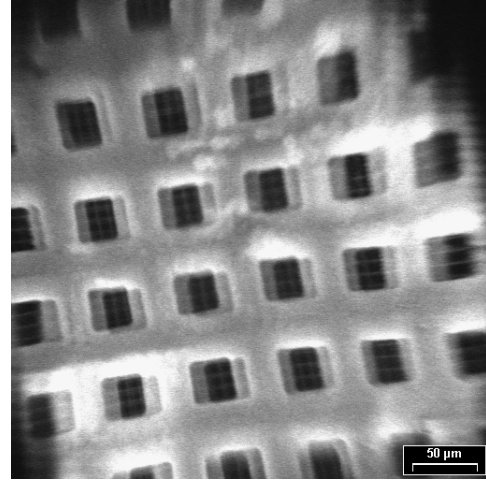


Abbildung 6.6: a) Jeder Messwert entspricht dem Verhältnis der Dipolspannungen. Der theoretische Wert beträgt $\sqrt{69/71} \approx 0,986$. b) Zeigt ein Bild der Probe, die auf dem Faraday Cup liegt (rechts oben). Bei eingeschaltetem Massenseparator wird der $^{69}\text{Ga}^+$ (links oben, hell) und der $^{71}\text{Ga}^+$ (links unten, dunkel) Ionenstrahl entlang einer Linie über das Gitter gerastert. Der dabei gemessene Strom wird auf einem digitalen Speicheroszilloskop angezeigt. Das Isotopenverhältnis beträgt $\frac{60,1}{39,9} \approx 1,5$. Das Verhältnis der Isotopenströme beträgt $\approx \frac{235}{156} \approx 1,5$. Alle Bilder sind mit Massenselektionsblende bei einer Landeenergie von 3 keV aufgenommen. Die Massentrennung erfolgt bei einer Energie von 8 keV.



(a) $\lambda_1 \neq 0$; $I_{S1} = 500$ mA; $\lambda_2 = 0$



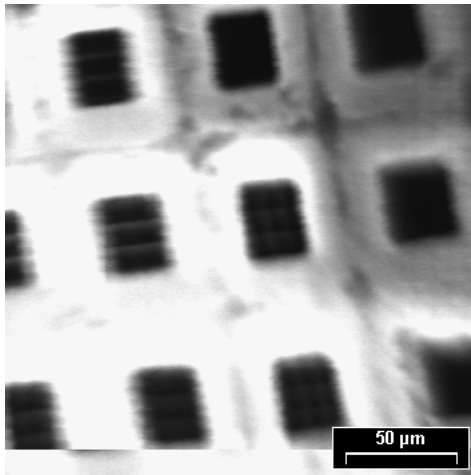
(b) $\lambda_1 \neq 0$; $|I_{S1}| = |I_{S2}| = 500$ mA
 $\lambda_2 = -\lambda_1$

Abbildung 6.7: Alle Bilder sind ohne Massenselektionsblende bei einer Landeenergie von 3 keV und einer Energie im Strahlführungsrohr von 7 keV aufgenommen. a) Nur das erste Wien Filter ist erregt. b) Das zweite Wien Filter ist antiparallel zum ersten erregt.

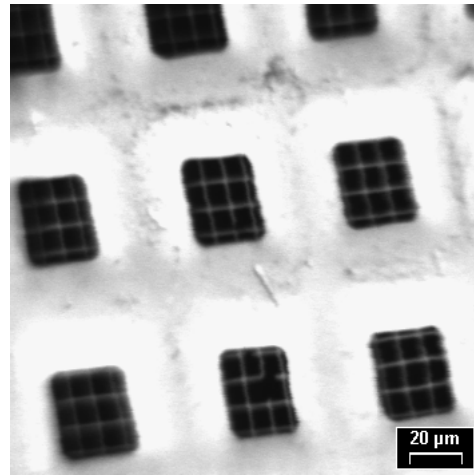
Bei ausschließlicher Erregung des ersten Wien Filters, ohne Massenselektionsblende, entsteht ein verwischtes Bild. Da nur ein Wien Filter erregt ist, liegen die abgerastersten Bereiche der beiden Isotope verschoben zueinander (Abbildung 6.7 a)). Die Verschiebung wird von der Massendispersion ($\epsilon_{\Delta m} > \epsilon_{\Delta \phi_k}$) dominiert und beträgt ≈ 150 μm . Durch das antiparallele Erregen des zweiten Wien Filters, können die abgerastersten Bereiche übereinander geschoben werden (Abbildung 6.7 b)). Die Dispersion verschwindet in der Bildebene, die Bildqualität ist jedoch deutlich verringert: Sicherlich gelingt das antiparallele Erregen der beiden Wien Filter im Experiment nicht exakt. Daher verbleibt eine gewisse restliche Dispersion in der Bildebene. Die Richtung der Dispersion kann in Bild 6.7 a) ermittelt werden. Sie verläuft nach rechts und leicht nach oben. Auffällig ist in Bild 6.7 b), dass die Verschiebung ebenfalls in dieser Richtung liegt. Neben der oben erwähnten restlichen Dispersion spielen auch die verbleibenden Aberrationen des Massenseparators in der Bildebene eine Rolle, die von der gesamten relativen Abweichung von der Wien Geschwindigkeit ϵ abhängig sind (siehe Tabelle 4.2). Da der Faktor ϵ nach Gleichung (6.1) von der relativen Massenabweichung $\epsilon_{\Delta m}$ dominiert wird und die Massenselektionsblende nicht eingelegt ist, hängen die verbleibenden Bildfehler zweiter Ordnung vom Faktor $\epsilon = \epsilon_{\Delta \phi_k} + \epsilon_{\Delta m}$ ab. Beispielsweise gilt für die nichtverschwindende Dispersion zweiten Grades nach

Gleichung (4.88) in der Bildebene: $\Delta x_B^{(2)} = \epsilon^2 x_{\epsilon\epsilon} = C_{\alpha\epsilon,GB} \epsilon^2$. Bei eingefahrener Massenselektionsblende gilt: $\epsilon = \epsilon_{\Delta\phi_k}$ und die Bildqualität verbessert sich wenn folglich nur eine Masse auf die Probe fokussiert wird.

Um den Massenseparator auszuschalten, sollten die Magnetkreise entmagnetisiert werden. Das ist insbesondere dann wichtig, wenn nur ein Wien Filter alleine in Betrieb genommen wurde. Die Abbildung 6.8 zeigt zwei Bilder nach einer Messung, bei der nur das obere Wien Filter erregt worden ist. Erst die nahezu korrekte Kompensation der Remanenzen in Abbildung 6.8 b) führt zur gewohnten Bildqualität. In solch einem Fall ist es erforderlich, beide Magnetkreise zu entmagnetisieren.



(a) $|U_{D1}| = |U_{D2}| = 6 \text{ V}$



(b) $|U_{D1}| = 7 \text{ V}; |U_{D2}| = 3 \text{ V}$

Abbildung 6.8: Nach einer Bilderserie bei der nur das erste Wien Filter erregt worden ist, wäre eine antiparallele Erregung der Wien Filter nur noch durch das entsprechende Aufmagnetisieren des zweiten Wien Filters möglich. Besser ist es in solch einem Fall, beide Magnetkreise zu entmagnetisieren. $U_{D1,2}$ ist die Dipolspannung am 1,2-ten Wien Filter. Bei beiden Bildern fließt kein Strom durch die Spulen.

Die erregten Wien Filter fokussieren den Strahl astigmatisch. Die Quadrupolspannung wird ausgehend vom simulierten Wert eingestellt und proportional zu U_D^2 / ϕ_{SFR} an den jeweiligen Betriebsmodus angepasst. Experimentell konnte die astigmatische Fokussierung nie beobachtet werden. Daher ist es experimentell auch nicht möglich die Quadrupolspannung einzustellen.

Ansonsten ist die Inbetriebnahme des Massenseparators unproblematisch. Die Isotope der Galliumquelle lassen sich gut trennen. Allenfalls im Dauerbetrieb, bei einer hohen Erregung des Massenseparators mit Strömen über 1 A, erwärmen sich die Spulen leicht. In diesem Fall können diese mit dem Umwälzkühler gekühlt werden. Eine Änderung an der Niederenergie-Ionensäule nach der Adaption des Justageablenkers und des Massenseparators, ist der Ausbau der strombegrenzenden Blende, die sich vor der Aperturblende befand. Dadurch gelangt mehr Strom durch das System und der Verfahrensweg des Emitters ist größer. Das Durchfädeln des Strahls, auch ohne Spannung am Strahlführungsrohr, wird somit erleichtert. Ein Nachteil ist die erhöhte Coulomb Wechselwirkung im Bereich bis zur Aperturblende. Ansonsten wurden keine teilchenoptisch relevanten Änderungen innerhalb des Systems vorgenommen. Die Tabelle 6.1 zeigt einige isotonenreine Bilder bei verschiedenen Landeenergien.

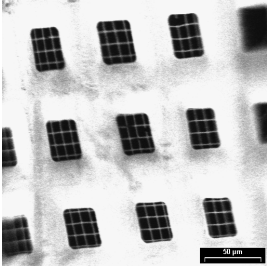
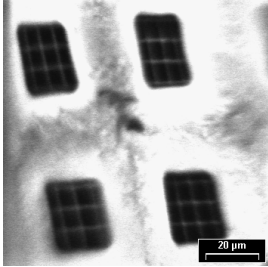
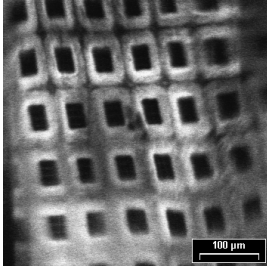
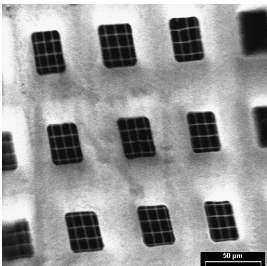
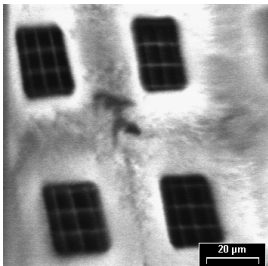
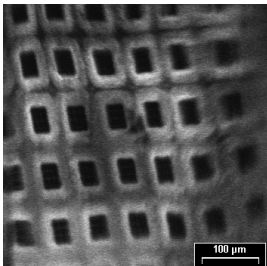
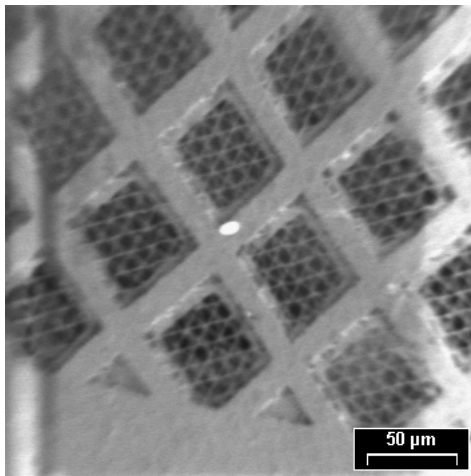
	$E_{Lande} = 2 \text{ keV}$ $d_w = 7 \text{ mm}$	$E_{Lande} = 500 \text{ eV}$ $d_w = 6 \text{ mm}$	$E_{Lande} = 250 \text{ eV}$ $d_w = 4 \text{ mm}$
$^{69}\text{Ga}^+$ 500 pA			
$^{71}\text{Ga}^+$ 330 pA			

Tabelle 6.1: Isotonenreine Bilder bei unterschiedlichen Landeenergien. Das Potential im Strahlführungsrohr ϕ_{SFR} beträgt in Spalte eins, zwei und drei: 7 kV; 5,5 kV und 5,25 kV.

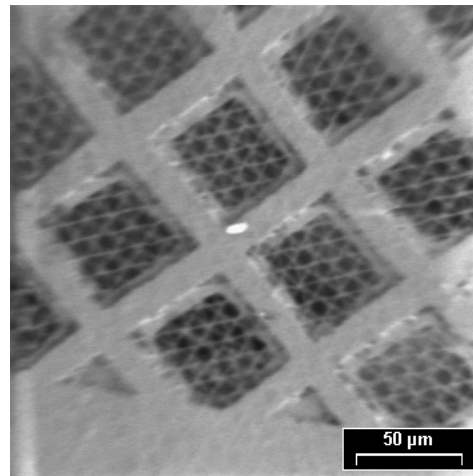
Das feine Gitter der Probe hat eine Stegbreite von $\approx 560 \text{ nm}$. Betrachtet man die Bilder in Tabelle 6.1, ist das feine Gitter bis zu einer Landeenergie von

500 eV erkennbar. Erst bei geringeren Landeenergien kann das feine Gitter nicht mehr aufgelöst werden. Des Weiteren fällt auf, dass die quadratischen Gitter leicht parallelogrammartig verzerrt abgebildet werden. Hierfür sind Probleme mit dem Doppelablenksystem verantwortlich.

Nimmt man den Doppelablenker in Betrieb, entsteht eine parallelogrammartige Verzerrung: Der in x-Richtung abgerasterte Bereich auf der Probe ist etwas größer als der Bereich in y-Richtung. In Verbindung mit den schief liegenden Quadraten der Probe kommt es folglich zu der unerwünschten parallelogrammartigen Verzerrung. Die maximale Spannungsdifferenz der Raster-signale kann in x- und in y-Richtung unabhängig voneinander in der Software verändert werden. Verkleinert man damit den in x-Richtung abgerasterten Bereich, kann die Verzerrung nahezu komplett behoben werden. Die Abbildung 6.9 zeigt die Auswirkung einer derartigen Korrektur der Rastersignale. Alle weiteren Bilder werden mit den korrigierten Rastersignalen aufgenommen. Betrachtet man die folgenden Bilder, fällt auf, dass die Verzerrung zwar wesentlich verringert ist, jedoch nicht komplett korrigiert werden kann. Das Doppelablenksystem müsste zukünftig überarbeitet werden. Bei einer einfachen Sichtprüfung fällt bereits auf, dass die beiden Ablenker zueinander verdreht und die einzelnen Pole zueinander verkippt sind. Um die Verzerrung für sämtliche Vergrößerungsstufen kompensieren zu können, müsste man auf die Signale eines Ablenkers individuell zugreifen können. Diese müssten elektronisch so verändert werden, dass beide Ablenker eine exakt antiparallele Ablenkung ermöglichen. Mit der derzeit vorhandenen Elektronik ist eine derartige Abstimmung der Ebenen aufeinander nicht möglich: Die Pole des oberen Ablenkers werden lediglich mit der negativen, um einen einstellbaren Faktor verringerten, Spannung versorgt. Daher wirken sich die mechanisch bedingten Ungenauigkeiten auf das Bild wie in Abbildung 6.9 a) aus.



(a) Parallelogrammartige Verzerrung.



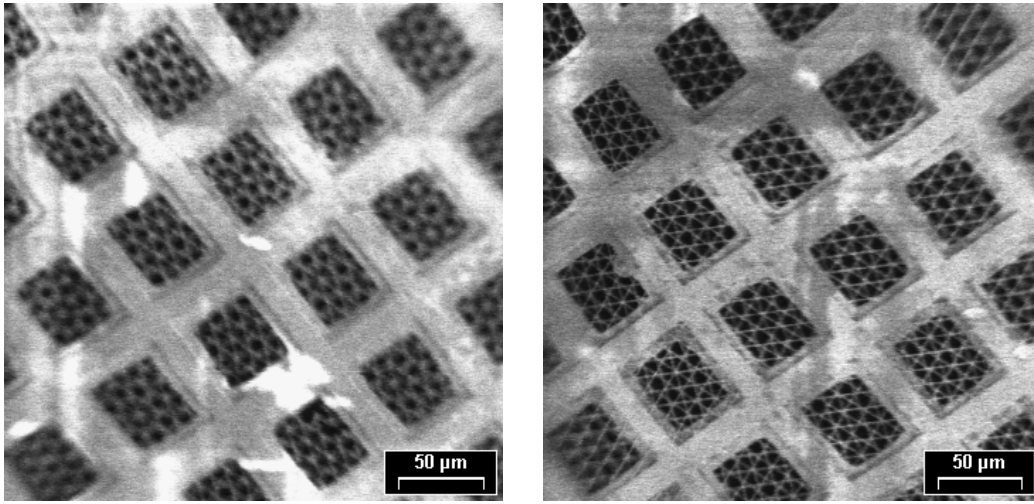
(b) Korrigierte Rastersignale führen zu dem gewünschten Bild.

Abbildung 6.9: Korrektur der Rastersignale. Dadurch wird das Gitter wie gewünscht quadratisch abgebildet. Eingebaut ist eine neue Probe. Im Vergleich zur bisher verwendeten Probe, liegen zwei feine Netzchen auf dem groben Gitter. Die Bilder wurden bei einer Landeenergie von 3 keV aufgenommen. Der Massenseparator ist ausgeschaltet.

Mit der in Abbildung 6.9 neu eingebauten Probe wird die Bildqualität isotenreiner Bilder bei Verwendung von einem und zwei Wien Filtern verglichen. Die neue Probe besteht aus zwei, im Winkel von 45° zueinander gekreuzten, feinen Gittern („Quantifoil Gitter S7/1[®]“). Diese sind kommerziell erhältlich und werden auf Anfrage von der Firma Quantifoil angefertigt. Auch diese Probe wurde mit dem im Hause vorhandenen REM kalibriert: Das grobe Gitter ist dasselbe wie bei der ersten Probe und besteht aus Kupfer. Die Periodizität beträgt ebenfalls $63,50 \mu\text{m}$. Auch die Periodizität des feinen Gitters von $9,16 \mu\text{m}$ stimmt mit der ersten Probe überein. Es handelt sich erneut um mit Gold bedampften Kohlenstoff. Die Stegbreite variiert im Bereich von 290 nm bis 530 nm . Im Vergleich zur ersten Probe existieren feinere Strukturen. Zur experimentellen Bestimmung der Auflösung werden fünf möglichst kleine Stege im Bild gesucht und vermessen. Der Mittelwert dieser Messungen wird als d_{Steg} bezeichnet und entspricht der experimentell bestimmten Auflösung.

Vorerst wird nur das erste Wien Filter zur Massentrennung erregt. Nach dieser Bilderserie erfolgt vorerst das Entmagnetisieren. Nun werden beide Wien Filter mit denselben Strömen antiparallel erregt. Die Dispersion am

Ort der Massenselektionsblende ist jetzt geringer. Trotzdem können beide Isotope auch in diesem Fall getrennt werden. Der Vergleich zwischen beiden Bilderserien zeigt eindeutig, dass die Bildqualität bei zwei antiparallel erregten Wien Filtern deutlich besser ist als die Bildqualität bei Verwendung von nur einem Wien Filter zur Massentrennung. Die Abbildung 6.10 zeigt zwei Bilder der beschriebenen Messungen.



(a) $U_{D1} = 208,9 \text{ V}$; $U_{D2} = 0$; $I_{S1} = 1,2 \text{ A}$; $I_{S2} = 0$; $d_{Steg} = 2,00 \text{ μm}$ (1,70 μm) (b) $|U_{D1,D2}| = 197,1 \text{ V}$; $|I_{S1,S2}| = 1,2 \text{ A}$; $d_{Steg} = 910 \text{ nm}$ (683 nm)

Abbildung 6.10: Alle Bilder sind mit Massenselektionblende bei einer Landeenergie von 3 keV, einer Energie im Strahlführungsrohr von 8 keV, einem Arbeitsabstand von $d_w = 15 \text{ mm}$, einem Sondenstrom von $d_{Probe,exp} = 300 \text{ pA}$ und dem $^{69}\text{Ga}^+$ Isotop aufgenommen. a) nur ein Wien Filter ist erregt. b) Das zweite Wien Filter ist antiparallel zum ersten Wien Filter erregt. In Klammern steht der theoretische Wert für die Auflösung.

Die experimentell bestimmte Auflösung weicht um 25% und um 33% vom theoretisch errechneten Wert ab. Die theoretischen Sondengrößen beziehen sich auf einen Sondenstrom von 132 pA unter Verwendung einer 100 μm Aperturblende und des $^{69}\text{Ga}^+$ Primärions. Experimentell wurde mit dieser Blende und diesem Primärion ein Strom von $\approx 300 \text{ pA}$ gemessen. Es gibt folgende Abweichungen im Experiment: Bei diesem Emitter wurde eine wesentlich geringere Extraktionsspannung benötigt. Statt 4,5 kV wurden $\approx 3,7 \text{ kV}$ für einen stabilen Betrieb bei einem Emissionsstrom von 2,1 μA eingestellt. Der Strahlengang weicht folglich von dem theoretisch berechneten Strahlengang leicht ab. Die theoretisch angenommene Winkelstromdichte beträgt 15 μA/sr . Sie gilt jedoch für einen Emissionsstrom von 1 μA . Nach [66] steigt

die Winkelstromdichte nahezu linear mit dem Emissionsstrom an und liegt im Experiment daher um $\approx 20\%$ höher. Möglich ist es auch, dass sich der Durchmesser der Aperturblende im Laufe des Ionenbeschusses vergrößert hat. Die damit verbundene Vergrößerung des Aperturwinkels geht quadratisch in den Sondenstrom ein.

	ein Wien Filter	zwei Wien Filter	kein Wien Filter
PI	$^{69}\text{Ga}^+$	$^{69}\text{Ga}^+$	$^{69}\text{Ga}^+$ & $^{71}\text{Ga}^+$
d_{Steg}	2,00 μm	910 nm	980 nm
$I_{\text{Probe,exp}}$	300 pA	300 pA	1 nA
d_{Sonde}	1,70 μm	683 nm	515 nm
$I_{\text{Probe,theo}}$	132 pA	132 pA	220 pA

Tabelle 6.2: Theoretische (d_{Sonde}) und experimentelle (d_{Steg}) Auflösung mit und ohne Massentrennung und den entsprechenden Primärionen (PI). Bei allen Messungen gilt: $E_{\text{Lande}} = 3$ keV; $\phi_{\text{SFR}} = 8$ kV; $\varnothing_{A,\text{MSB}} = 100$ μm und $d_w = 15$ mm.

Im Experiment verbessert sich die Auflösung durch das antiparallele Erregen des zweiten Wien Filters und der damit verbundenen Kompensation der Dispersion und der Öffnungsfehler um den Faktor $\frac{2,00\mu\text{m}}{910\text{nm}} \approx 2$. Die beiden antiparallel erregten Wien Filter werden abgeschaltet. Die Remanenz wird mit einer Dipolspannung von $|U_{D1}| = |U_{D2}| = 8$ V kompensiert. Bei ausgefahrener Massenselektionsblende beträgt der Strom 1 nA. Die experimentell ermittelte Auflösung beträgt 980 nm. Da sich der Strom auf 1 nA erhöht hat, ist die Coulomb Wechselwirkung erhöht. Die Auflösung ist daher schlechter als die mit zwei antiparallel erregten Wien Filtern und eingelegter Massenselektionsblende (910 nm).

Bei den gezeigten Bildern mit einem Immersionsverhältnis von $\frac{\phi_{\text{SFR}}}{\phi_{\text{Probe}}} = \frac{8}{3}$ beträgt der Arbeitsabstand immer $d_w = 15$ mm. Bei geringeren Arbeitsabstände gelingt bei diesem Immersionsverhältnis die Fokussierung mit Hilfe einer Erhöhung der Spannung an der Objektivlinse ($|U_{OL2}|$) nicht mehr. Bei Spannungen $|U_{OL2}| > 13$ kV ist eine Bildaufnahme nicht möglich, da der Everhart-Thornley-Detektor mit Elektronen überflutet wird und ein konstant weißes Bild liefert. Es gelingt auch nicht eine Fokussierung im Verzögerungsmodus der Objektivlinse, also durch Absenken der Objektivlinsenspannung, zu realisieren.

6.2.3 Massen- und Ladungstrennung AuGeSi Legierungsquelle

Für die möglichen Applikationen ist die Trennung der chemischen Elemente einer Legierungsquelle von großer Bedeutung. Daher wird die Niederenergie-Ionensäule mit Massenseparator mit einer AuGeSi Legierungsquelle betrieben. Das geringste Verhältnis von $\Delta m/m$ ist bei den fünf Germaniumisotopen zu finden und beträgt:

$$\frac{\Delta m}{m} \Big|_{Ge} < \frac{\Delta m}{m} \Big|_{Ga} \quad (6.2)$$

$$1,35 \cdot 10^{-2} \approx \frac{1}{74} < \frac{2}{71} \approx 2,78 \cdot 10^{-2} \quad (6.3)$$

Folglich stellt diese Legierungsquelle einen erhöhten Anspruch an die Massenauflösung des Massenseparators. Da die Massentrennung der Galliumisotope bereits erfolgreich gelingt, ist die Trennung der verschiedenen chemischen Elemente unproblematisch. Dasselbe gilt für die Trennung doppelt und einfach geladener Teilchen. Bei einer Energie von 8 keV im Strahlführungsrohr gilt:

$$\epsilon = \frac{\Delta\phi_k}{\phi_{SFR}} + \frac{\Delta q}{q} - \frac{\Delta m}{m} \quad (6.4)$$

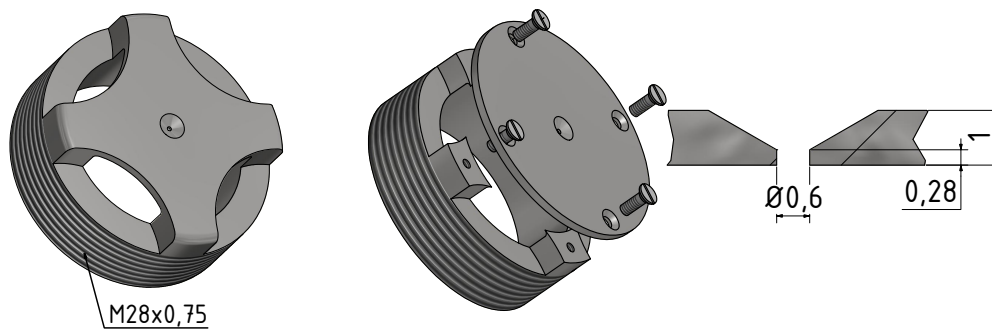
$$= \frac{2,5}{8000} + \frac{1}{1} - \frac{1}{74} \quad (6.5)$$

$$\approx 3,13 \cdot 10^{-4} + 1 - 1,35 \cdot 10^{-2} \quad (6.6)$$

Um die Größenordnung von $\epsilon_{\Delta\phi_k}$ abzuschätzen, wird hier derselbe Wert wie beim Gallium Emitter angenommen. Tatsächlich hängt die Energiebreite von den Betriebsbedingungen sowie von der Legierungsquelle selbst ab. Der Gallium Emitter war vier Monate lang fast täglich in Betrieb. Beim Ausbau ist daher eine deutliche Beschädigung des Loches im Extraktor durch Materialabtragung erkennbar. Der Extraktor wird daher leicht modifiziert. Nun kann eine Scheibe mit der entsprechenden Bohrung für das Extraktorloch auf dem alten Extraktorsockel befestigt werden. Diese Scheibe ist mit deutlich geringerem Aufwand herstellbar als der ursprüngliche einteilige Extraktor. Ein Neudesign des Extraktors, mit der Möglichkeit das Extraktorloch durch eine konventionelle austauschbare Blende zu ersetzen, wäre zukünftig sinnvoll. Die Spitze der AuGeSi Legierungsquelle wird zusammen mit dem neuen zweiseitigen Extraktor justiert: Unter einem Universal Messmikroskop wird die Lochmitte so verschoben, dass sich die Emitterspitze exakt in der Lochmitte

befindet. Der Abstand zwischen Spitze und Lochmitte beträgt ca. 0,5 mm. Am Extraktorsockel befindet sich ein Feingewinde mit einer Steigung von 0,75 mm. 2/3 Umdrehungen entsprechen folglich dem gewünschten Abstand.

Wie bereits die verwendete Galliumquelle wurde auch die AuGeSi Legierungsquelle vom Forschungszentrum Rossendorf in Dresden hergestellt und zusammen mit einer Betriebsanleitung nach Tübingen geliefert. Wichtige Eigenschaften dieser Legierungsquelle sind in [85, 86] zu finden. Der Schmelzpunkt von 366 °C erfordert einen Heizstrom im Bereich von 2 A bis 3 A. In der Betriebsanleitung wird von einem ersten Anspringen des Emitters bei 2,6 A und einem Extraktionspotential von $\phi_{EX} = 6,7$ kV berichtet. Die erste Emission in der Niederspannungssäule erfolgte bei einem Extraktionspotential von 7,2 kV. Dieses hohe Extraktionspotential, und die damit verbundene Spannungsdifferenz zwischen Emitter und Extraktor, führte zu einem Spannungseinbruch von einer der Heizstromleitungen zur Aufnahme des Extraktors (vergleiche Abbildung 6.12). Auf der Folie aus Kapton, die sich in diesem Bereich befindet, war dieser Kriechweg deutlich erkennbar. Die Folie wurde zum Schutz vor eventuell abdampfendem Material eingebaut. Eine neue Folie wurde nicht integriert, da hierdurch der vorhandene Kriechweg von $\approx 7,3$ mm auf $\approx 6,8$ mm verkürzt wird. Außerdem verdeckte die Folie einen Teil des Isolators, der sich senkrecht zu den elektrischen Feldlinien befand. Bei der erforderlichen Neujustage wurde außerdem der Abstand zwischen der Emitterspitze und dem Extraktorloch verringert: Der Extraktor wurde nur noch mit ca. 1/2 Umdrehung von der Spitze entfernt. Bei der erneuten Inbetriebnahme war für eine stabile Emission nur noch ein Extraktionspotential von 6 kV erforderlich. Das Anspringen des Emitters erfordert teilweise aber deutlich höhere Extraktionspotentiale im Bereich von 8 kV. Selbst bei dieser hohen Spannungsdifferenz gab es kein Problem mehr mit der Spannungsfestigkeit.



(a) Alter einteiliger Extraktor (b) Neuer zweiteiliger Extraktor mit einer Detailansicht des Extraktorloches

Abbildung 6.11: Der alte Extraktor ist durch Materialabtrag durch die Emission im Bereich des Loches beschädigt. Der neue Extraktor ist daher zweiteilig.

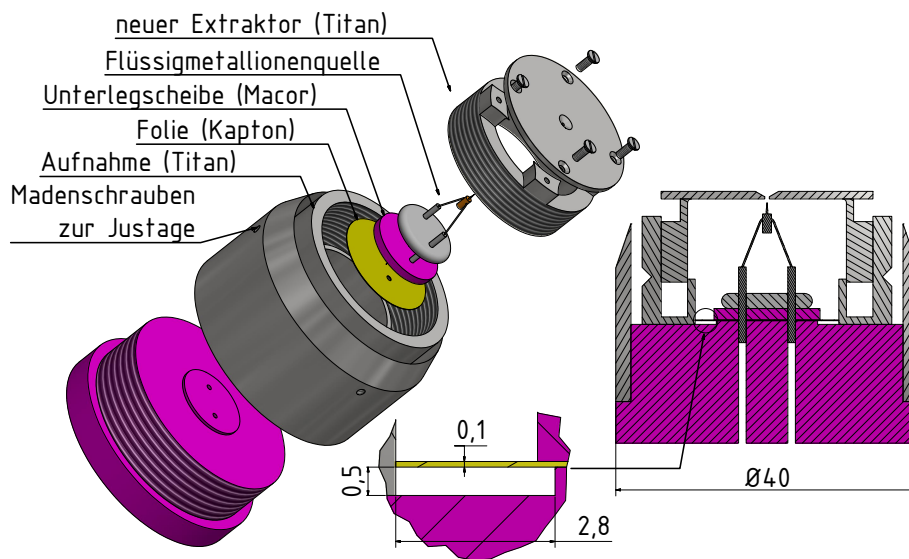
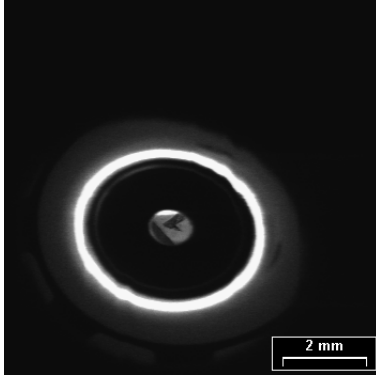


Abbildung 6.12: Explosionszeichnung und Schnittzeichnung des Strahlkopfes mit dem neuen Extraktor. In der Explosionszeichnung ist der Tropfen der Flüssigmetallionenquelle schematisch orange gekennzeichnet. Die Detailansicht zeigt, dass durch die 0,1 mm dicke Folie aus Kapton (gelb) der Kriechweg verkürzt und der 0,5 mm hohe Anstieg überdeckt wird. Die Isolatoren sind zur besseren Übersicht pink und gelb gekennzeichnet.

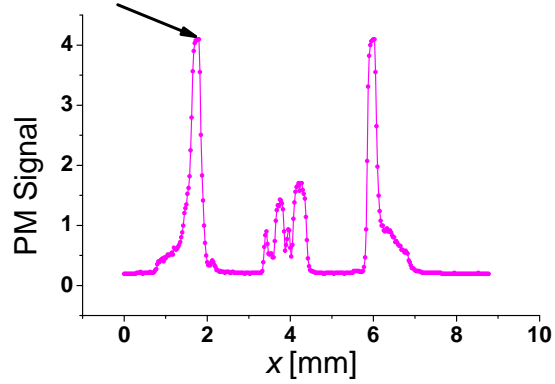
77 % Au	14% Ge	9% Si
$\bar{m} = 196,97 \text{ u}$	$\bar{m} = 72,64 \text{ u}$	$\bar{m} = 28,09 \text{ u}$
	$^{70}\text{Ge} : 21\%$	$^{28}\text{Si} : 92\%$
	$^{72}\text{Ge} : 28\%$	$^{29}\text{Si} : 5\%$
	$^{73}\text{Ge} : 8\%$	$^{30}\text{Si} : 3\%$
	$^{74}\text{Ge} : 36\%$	
	$^{76}\text{Ge} : 7\%$	

Tabelle 6.3: Zusammensetzung der $Au_{77}Ge_{14}Si_9$ Legierungsquelle, deren mittlere atomare Masse und gegebenenfalls deren stabile Isotope.

Vorerst wird ein erstes Spektrum der Legierungsquelle aufgenommen. Dazu wird nur das obere Wien Filter erregt. Dadurch entstehen nebeneinanderliegende Bilder für die unterschiedlichen Ionen der Legierungsquelle. Zur Orientierung ist dieser Betrieb anfangs geeigneter. Einige Ionen sind mit einem sehr geringen Anteil in der Legierungsquelle vorhanden. Der Sondenstrom dieser Ionen liegt unterhalb von 5 pA und kann mit dem vorhandenen Strom-Spannungsverstärker nicht mehr gemessen werden. Das zugehörige Sekundärelektronensignal ist hingegen sichtbar und dient zur Aufnahme des Spektrums. Man rastert dazu nur die mittlere Zeile des Bildes ab und speichert das Signal des Photomultipliers. Als Maß für die Signalstärke wird immer das maximale Signal des linken Peaks in Abbildung 6.13 b) verwendet. Alle Einstellungen, die die Höhe dieses Peaks beeinflussen (Photomultiplier Verstärkung, Spannungen an den Absaugnetzchen, Kontrasteinstellung in der Software, Blenden ...usw.), werden bei der Aufnahme eines Spektrums nicht verändert. Zum Einstellen der Wien Bedingung wird die elektrische Spannung U_D variiert. Das in Abbildung 6.13 a) gezeigte SE-Bild bei großem Rasterfeld entsteht immer wenn Ionen die gesamte Säule passieren. Bei erregtem Massenseparator und eingelegter Massenselektionsblende wird dieses Bild in Kombination mit dem Potential im Strahlführungsrohr, der elektrischen Dipolspannung und der magnetischen Induktion zur Identifizierung der Ionen verwendet, welche die Wien Bedingung (4.1) erfüllen.



(a) Prinzip des Linescans zur Massendetektion.



(b) Signal des Photomultipliers bei horizontalem Linescan durch die Mitte des Kreises in a).

Abbildung 6.13: a) Gesamtes Bild bei großem Rasterfeld. b) Die mit dem Pfeil gekennzeichnete Peakhöhe dient zur Identifizierung der Primärionen, die die Wien Bedingung erfüllen.

In Abbildung 6.14 ist die Erregung noch zu gering zur Trennung aller fünf Ge^+ Isotope: Im Bereich von 100 V sind lediglich vier verschiedene Peaks sichtbar. Alle anderen Ionen liegen getrennt voneinander vor. Für die Massendispersion sofort nach einem Wien Filter gilt nach Gleichung (4.46):

$$x_\epsilon(L_{WF}) = \frac{1}{\sqrt{2}\lambda} \left[1 - \cos(\lambda L_{WF}) \right]$$

Da die Wien Filter nur schwach fokussierend wirken, kann für $\cos(\lambda L_{WF})$ die Taylor Entwicklung (TE) für $\lambda L_{WF} \ll 1$ als Näherung eingesetzt werden. Für die Erregung λ gilt Gleichung (4.42).

$$\frac{\Delta m}{m} x_\epsilon \stackrel{TE}{=} \frac{\Delta m}{m} \psi_{1s} \sqrt{\frac{q}{32m\phi_k}} L_{WF}^2 \quad (6.7)$$

Die Gleichung (6.7) zeigt, dass die Massendispersion bei nur einfach geladenen Teilchen um den Faktor $\sqrt{2}$ geringer ist als bei doppelt geladenen Teilchen. Zur Trennung der Ge^+ Isotope wurde daher in Abbildung 6.15 eine deutlich höhere Erregung gewählt. Mit dieser Erregung können nun auch, mit einer Massenselektionsblende mit einem Durchmesser von 150 μm und bei einem kinetischen Potential von 8 kV im Strahlführungsrohr, alle fünf Ge^+ Isotope getrennt werden. Die Massentrennung wurde absichtlich mit einer großen Apertur- und Massenselektionsblende realisiert. Da insbesondere das $^{76}Ge^+$ sowie das $^{73}Ge^+$ Isotop nur in einem geringen Verhältnis vorliegen, sind beide im Sekundärelektronenbild kaum erkennbar. Erst die

größeren Blenden und damit der erhöhte Strom führt zu dem in Abbildung 6.15 oben gezeigten Sekundärelektronenbild, bei dem jede Masse erkennbar ist. Die Zuordnung der Massen und Ladungen der Ionen im Spektrum erfolgt durch einen Vergleich des Spektrums mit dem in [86]. Zusätzlich werden die Verhältnisse, der zu den Ionen zugehörigen Dipolspannungen U_D , mit den theoretischen Werten verglichen. Für das Verhältnis unterschiedlicher Ionen gleicher Ladung gilt:

$$\frac{U_D^*}{U_D} = \sqrt{\frac{m}{m^*}} \quad (6.8)$$

Dabei ist U_D^* die Spannung, für die die Masse m^* die Wien Bedingung erfüllt. Analoges gilt für U_D und m . Für das Verhältnis von Ionen unterschiedlicher Ladungen und gleicher Massen gilt:

$$\frac{U_D^*}{U_D} = \sqrt{\frac{q^*}{q}} \quad (6.9)$$

Dieses Vorgehen ermöglicht die Zuordnung der verschiedenen Ionen zu den Peaks im Spektrum. Eine exakte Zuordnung der Dipolspannungen zu den einzelnen Ladungen und Massen wird im Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen: Die mittlere Energie der Ionen im Massenseparator beträgt nicht exakt $E = q\phi_{SFR}$. Neben der nativen Energiebreite $\Delta E_{FWHM} = 5$ eV entstehen beim Emissionsprozess selbst [87, 88, 89] weitere Abweichungen von der Sollenergie. Dieses Energie Defizit ist nach [87] die Menge der Energie, die die Ionen gewinnen oder verlieren, im Vergleich zur durchlaufenen Potentialdifferenz zwischen dem Emittor und dem Extraktor. Das Energie Defizit ist abhängig von der Masse und der Ladung der Ionen, vom Emissionsstrom und von der Temperatur. In [88] werden die Auswirkungen einer Änderung von Temperatur und Emissionsstrom auf die Energieverteilung eines Galliumemitters gezeigt. Vor allem bei hohen Temperaturen entsteht ein negativer Energie Defizit und eine deutliche Abweichung von der gaussförmigen Energieverteilung. Hierfür sind hochfrequente Oszillationen des emittierenden „Jets“ verantwortlich [88]. Da die exakte Energie der Ionen im Massenseparator nicht bekannt ist und mit dem bestehenden Aufbau auch nicht gemessen werden kann, ist eine Umrechnung der zugehörigen Dipolspannungen in das entsprechende $\frac{m}{q}$ Verhältnis der Ionen nicht möglich.

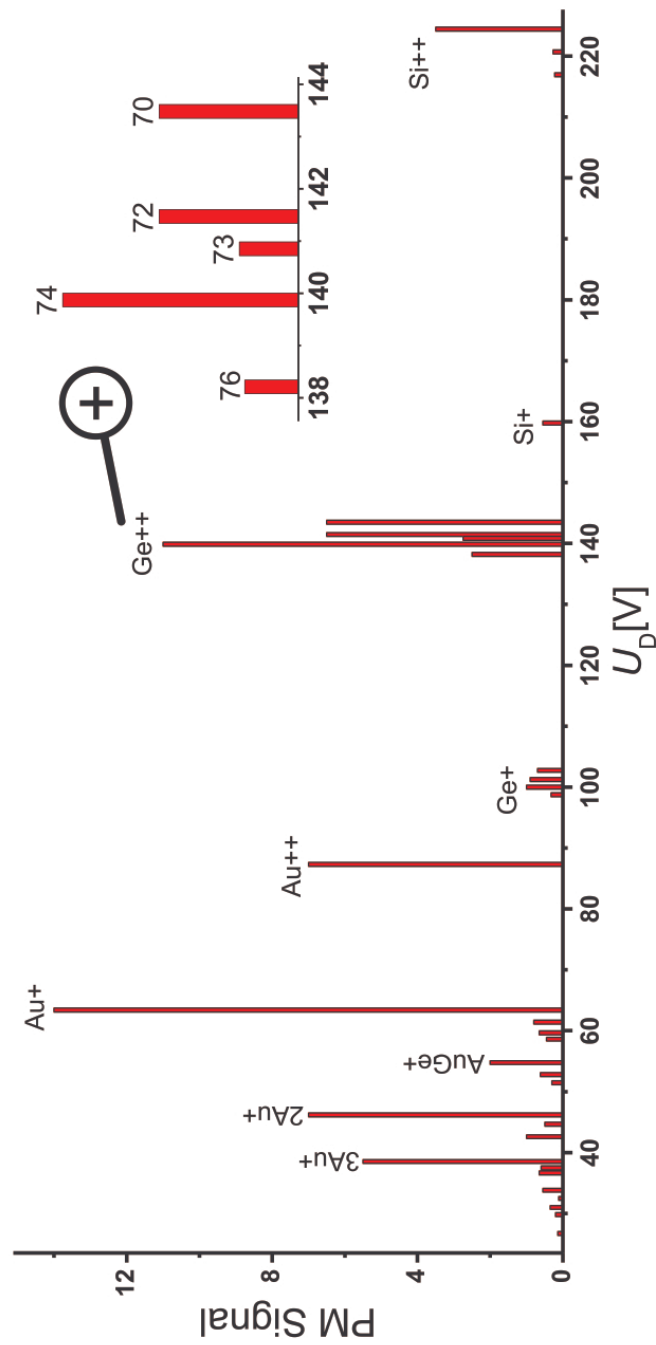
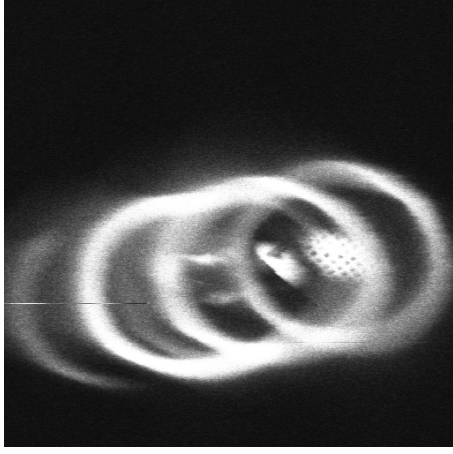
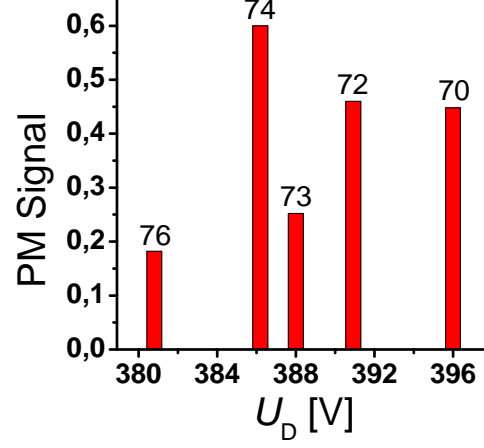


Abbildung 6.14: Ionenspektrum der AuGeSi Legierungsquelle. Die Trennung erfolgt bei einem kinetischen Potential im Strahlführungsrohr von 8 kV. Die Massenselektionblende hat einen Durchmesser von 100 μm . Der Strom durch die Spulen des oberen Wien Filters beträgt $I_{S1} = 570 \text{ mA}$. Das untere Wien Filter ist nicht erregt.



(a) Ohne Massenselektionsblende: Von links nach rechts: $^{76}\text{Ge}^+$ bis $^{70}\text{Ge}^+$.



(b) Jeweiliges Photomultiplier (PM) Signal bei eingelegter Massenselektionsblende.

Abbildung 6.15: Bei hoher Erregung des ersten Wien Filters gelingt auch die Trennung der einfach positiv geladenen Germanium Isotope. Das linke Bild zeigt die nebeneinanderliegenden Sekundärelektronenbilder ohne Massenselektionsblende, das von den fünf Germaniumisotopen erzeugt wird. Die Massentrennung erfolgt bei 8 kV mit der 150 μm Massenselektionsblende, der Strom durch die Spulen des oberen Wien Filters beträgt $I_{S1} = 2600$ mA.

Für die Differenz (Δ_1) der elektrischen Dipolfelder, bei denen die Wien Bedingung für die beiden Isotope ^{72}Ge und ^{73}Ge erfüllt wird, gilt:

$$\Delta_1 := \phi_{1c}({}^{72}\text{Ge}) - \phi_{1c}({}^{73}\text{Ge}) = \psi_{1s} \sqrt{2q\phi_k} \left\{ \sqrt{\frac{1}{m({}^{72}\text{Ge})}} - \sqrt{\frac{1}{m({}^{73}\text{Ge})}} \right\} \quad (6.10)$$

Für die Differenz (Δ_2) der elektrischen Dipolfelder, bei denen die Wien Bedingung für die beiden Isotope ^{73}Ge und ^{74}Ge erfüllt wird, gilt:

$$\Delta_2 := \phi_{1c}({}^{73}\text{Ge}) - \phi_{1c}({}^{74}\text{Ge}) = \psi_{1s} \sqrt{2q\phi_k} \left\{ \sqrt{\frac{1}{m({}^{73}\text{Ge})}} - \sqrt{\frac{1}{m({}^{74}\text{Ge})}} \right\} \quad (6.11)$$

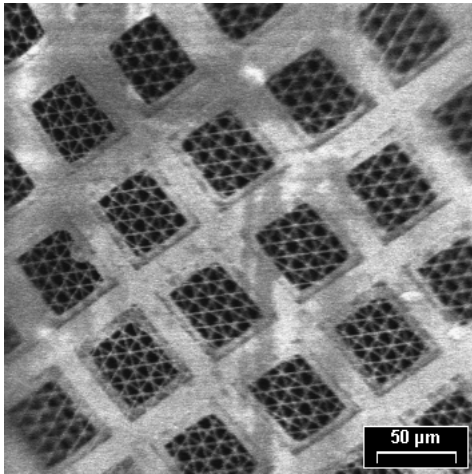
$$\Rightarrow \frac{\Delta_1}{\Delta_2} = \frac{\sqrt{\frac{1}{72}} - \sqrt{\frac{1}{73}}}{\sqrt{\frac{1}{73}} - \sqrt{\frac{1}{74}}} \approx 1,02 > 1 \quad (6.12)$$

$$\Rightarrow \Delta_1 > \Delta_2 \quad (6.13)$$

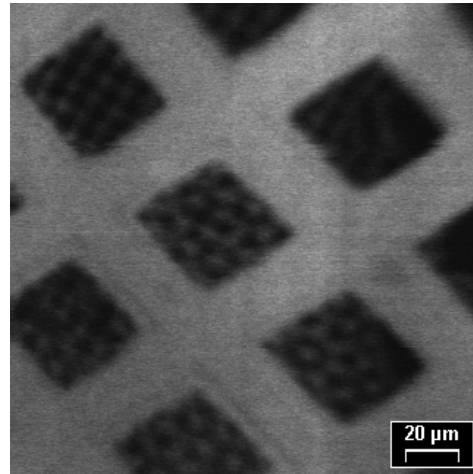
Die elektrische Dipolfeldstärke ist proportional zur Dipolspannung, siehe Gleichung (4.89). Folglich gilt dieselbe Relation (6.13) auch für die zugehörigen Differenzen der Dipolspannungen. Betrachtet man die Abbildung 6.15 b), dann wird die obige Relation (6.13) erfüllt. Es gilt $\Delta_1 > \Delta_2$. Im vergrößerten Bereich von 138 V bis 144 V in Abbildung 6.14 wird die Ungleichung (6.13) nicht erfüllt, was einen Widerspruch zu Abbildung 6.15 und der Ungleichung (6.13) darstellt. Die Dipolspannungen, bei denen die Wien Bedingung für ein bestimmtes Ion der Masse m , der Ladung q und der Energie $q\phi_k$ erfüllt wird, weichen im Experiment um maximal 0,6 V voneinander ab. Daher wird in Abbildung 6.14 die Ungleichung (6.13) nicht erfüllt.

Bei der AuGeSi Legierungsquelle treten die verschiedenen Elemente in einfach ($q = +1 \cdot e$) und doppelt ($q = +2 \cdot e$) geladener Form auf. Für die Angabe der Energie, muss daher immer das kinetische Potential sowie die Ladung der Ionen bekannt sein. Im Folgenden erfolgt jedes Bild mit der Angabe des kinetischen Potentials $\phi_k(z)$ und der verwendeten Primärionen mit der Bezeichnung: $^{m[u]}Element^{+oder++}$. Die entsprechende Energie beträgt dann $E = q \cdot \phi_k(z)$. Im weiteren Verlauf werden wieder beide Wien Filter antiparallel erregt. Die Abbildung 6.16 zeigt die Notwendigkeit, die Erregung λ an die jeweiligen Primärionen anzupassen. In Abbildung 6.16 a) dient das $^{69}Ga^+$ Isotop als Primärion. Der Strom durch die Spulen beträgt 1200 mA. Das feine Gitter ist deutlich erkennbar. In Abbildung 6.16 b) beträgt der Strom durch die Spulen ebenfalls 1200 mA. Aufgrund von Hystereseeffekten, ist das damit verbundene Magnetfeld nicht exakt gleich. Es liegt jedoch in beiden Fällen im Bereich von ≈ 190 mT. Da hier Primärionen mit einer geringeren Masse verwendet werden, muss das elektrische Dipolfeld zur Erfüllung der Wien Bedingung erhöht werden ($197,07 \text{ V} \leftrightarrow 385,69 \text{ V}$). Folglich ist die Erregung λ nach Gleichung (4.42) ebenfalls höher. Die Bildqualität ist deutlich beeinträchtigt. Das feine Gitter kann nicht mehr aufgelöst werden. Erst die Anpassung der Erregung λ , durch Verringerung des Spulenstromes ($1200 \text{ mA} \leftrightarrow 200 \text{ mA}$) sowie der Dipolspannung ($385,69 \text{ V} \leftrightarrow 73,13 \text{ V}$) in Abbildung 6.16 d), führt wieder zur gewünschten Bildqualität. Um eine gute Bildqualität für alle Ionen der Flüssigmetallionenquelle zu erhalten, ist es folglich notwendig den Massenseparator nur so stark zu erregen, dass die gewünschten Massen gerade getrennt werden können. Diese Verfahrensweise wird für die folgenden Bilder für beliebige Energien im Strahlführungsrohr, beliebige Ladungen und Massen der Ionen angewandt. Für die Trennung der Silizium Isotope ist bereits ein schwaches Magnetfeld ausreichend. Zur Trennung der Gallium oder Germanium Isotope in Abbildung 6.16 c) wird ein stärkeres Magnetfeld benötigt.

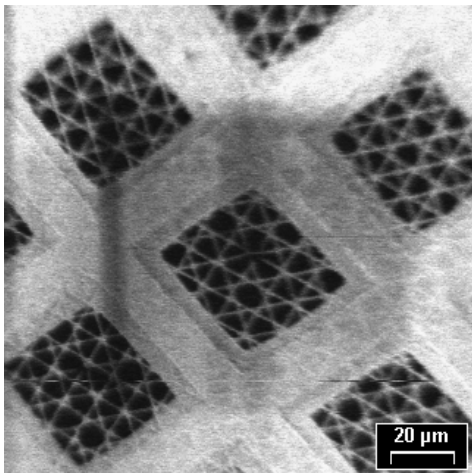
Die Tabelle 6.4 zeigt einige Sekundärelektronenbilder mit verschiedenen Primärionen und Landeenergien. Für die AuGeSi Legierungsquelle wurden keine Sondendurchmesser simuliert. Daher sind hinter dem experimentell ermittelten Wert keine Simulationswerte in Klammern angegeben. Der Massenseparator ist jeweils passend erregt. Die Sekundärelektronenausbeute ist von der Probe, der Landeenergie und vom Primärion selbst abhängig. In [90, 91, 92, 93] sind diese Abhängigkeiten theoretisch und experimentell beschrieben. Für Primärelektronen sowie für Gallium und Helium Primärionen wird in Fig. 8 der Veröffentlichung [90] die Abhängigkeit der Sekundärelektronenausbeute von der jeweiligen Landeenergie gezeigt: Die geringste Landeenergie beträgt 1 keV. Hier ist die Sekundärelektronenausbeute, von Gallium Primärionen, über eine Größenordnung geringer als die von Helium Primärionen. Dieses Absinken der Sekundärelektronenausbeute, bei Verwendung schwerer Primärionen, verhindert die Aufnahme von Sekundärelektronenbildern bei einem kinetischen Potential von $\phi_{Probe} = 0,5$ kV und Gold Primärionen in Tabelle 6.4. Mit dem Silizium Isotop ist die Bildaufnahme hingegen noch möglich.



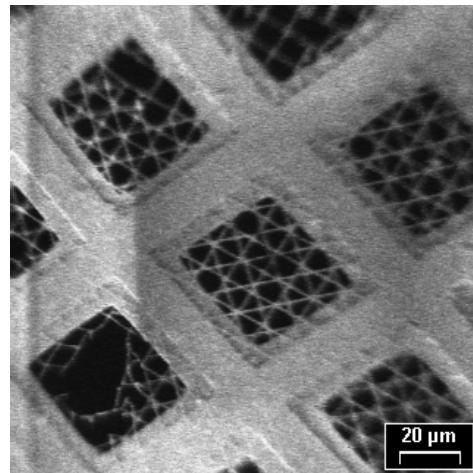
(a) PI: $^{69}\text{Ga}^+$; $d_{\text{Steg}} = 910 \text{ nm}$ (683 nm);
 $U_{D1,2} = 197,07 \text{ V}$; $d_w = 15 \text{ mm}$;
 $I_{1,2} = 1200 \text{ mA}$; $I_{\text{Probe,exp}} = 300 \text{ pA}$



(b) PI: $^{28}\text{Si}^{++}$; $d_{\text{Steg}} = 2,33 \mu\text{m}$;
 $U_{D1,2} = 385,69 \text{ V}$; $d_w = 11 \text{ mm}$;
 $I_{1,2} = 1200 \text{ mA}$; $I_{\text{Probe,exp}} = 50 \text{ pA}$



(c) PI: $^{70}\text{Ge}^{++}$; $d_{\text{Steg}} = 890 \text{ nm}$;
 $U_{D1,2} = 184,58 \text{ V}$; $d_w = 11 \text{ mm}$;
 $I_{1,2} = 800 \text{ mA}$; $I_{\text{Probe,exp}} = 50 \text{ pA}$



(d) PI: $^{28}\text{Si}^{++}$; $d_{\text{Steg}} = 690 \text{ nm}$;
 $U_{D1,2} = 73,13 \text{ V}$; $d_w = 11 \text{ mm}$;
 $I_{1,2} = 200 \text{ mA}$; $I_{\text{Probe,exp}} = 50 \text{ pA}$

Abbildung 6.16: Das kinetische Potential der Probe beträgt 3 kV. Die Massentrennung findet bei 8 kV statt. Die Massenselektionsblende ist eingelegt. Die Bilder sind mit verschiedenen Primärionen (PI) der Ga und der AuGeSi Flüssigmetallionenquelle sowie verschiedenen Erregungen λ aufgenommen. In Klammern steht der theoretische Wert für den Sondendurchmesser, der nur für die Gallium Flüssigmetallionenquelle vorliegt.

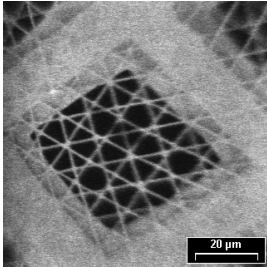
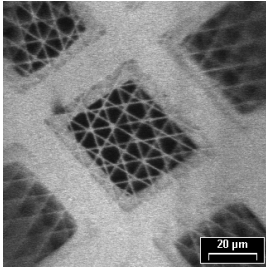
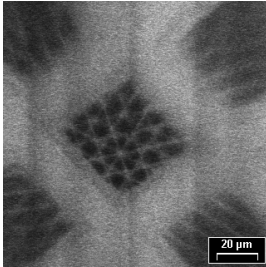
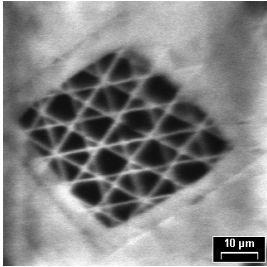
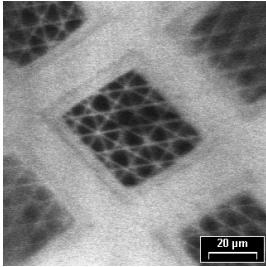
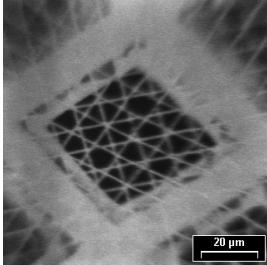
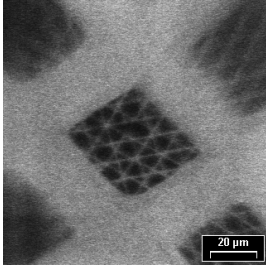
PI: $I_{Probe,exp}$	$\phi_{Probe} = 2 \text{ kV}$ $d_w = 5 \text{ mm}$	$\phi_{Probe} = 1 \text{ kV}$ $d_w = 5 \text{ mm}$	$\phi_{Probe} = 0,5 \text{ kV}$ $d_w = 3 \text{ mm}$
$^{28}\text{Si}^{++}$ 50 pA	 $d_{Steg} = 590 \text{ nm}$	 $d_{Steg} = 680 \text{ nm}$	 $d_{Steg} = 1,03 \mu\text{m}$
$^{197}\text{Au}^{++}$ 200 pA	 $d_{Steg} = 620 \text{ nm}$	 $d_{Steg} = 870 \text{ nm}$	zu wenig SE
$^{197}\text{Au}^+$ 150 pA	 $d_{Steg} = 680 \text{ nm}$	 $d_{Steg} = 1,00 \mu\text{m}$	zu wenig SE

Tabelle 6.4: Sekundärelektronenbilder mit Gold und Silizium als Primärionen bei unterschiedlichen Landeenergien. Das Potential im Strahlführungsrohr beträgt in Spalte eins, zwei und drei: 7 kV; 6 kV und 5,5 kV.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein Massenseparator additiv in eine Niederenergie-Ionensäule eingebaut. Letztere bremst die Ionen erst kurz vor der Probe auf die gewünschte Landeenergie ab. Dadurch erhält man Auflösungen im sub μm Bereich für geringe Landeenergien <3 keV. Die Probe selbst befindet sich im feldfreien Raum und liegt auf Massepotential, wodurch Sekundärelektronenbilder aufgenommen werden können. Das entwickelte Gesamtsystem ist bei Landeenergien im Bereich von 500 eV bis 3 keV einzigartig. Es ist den kommerziellen Geräten hinsichtlich der Auflösung bei niedrigen Landeenergien und hohen Sondenströmen (≈ 300 pA) überlegen und durch die feldfreie Probe flexibler als die verwendeten Systeme in [11, 12, 13, 14, 15, 16]. Wenn man bei noch geringeren Energien arbeiten will, dann sind diese oben zitierten Systeme hinsichtlich der Auflösung besser. Die Möglichkeit Sekundärelektronen zu detektieren geht jedoch verloren. Durch den additiven Einbau des Massenseparators kann das Gesamtsystem auch mit einer Flüssigmetallionenquellen vom Legierungstyp betrieben werden. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, die verschiedenen im Strahl vorhandenen Ionen zu filtern und nur noch das gewünschte Primärion fein zu fokussieren.

Der Massenseparator wurde aus zwei stigmatisch fokussierenden Vier-Pol-Wien Filtern gebaut. Eine antiparallele Erregung der Wien Filter, die Einstellungsmöglichkeit des Magnetfeldes und der nahezu telezentrische Strahlengang im Bereich der Strahlerlinse bis zur Objektivlinse sorgen dafür, dass die Leistungsdaten der Niederenergie-Ionensäule nicht verschlechtert werden. Der Massenseparator ist daher teilkorrigiert. Experimentell erkennbar ist die

Notwendigkeit, zwei antiparallel erregte Wien Filter zu verwenden: Für $^{69}\text{Ga}^+$ Primärionen mit einer Landeenergie von 3 keV, einem Arbeitsabstand von $d_w = 15$ mm und einem Sondenstrom von 300 pA gilt: Wird nur ein Wien Filter zur Massentrennung verwendet, dann beträgt die experimentell ermittelte Auflösung 2,00 μm . Erst durch das antiparallele Erregen des zweiten Wien Filters verbessert sich die Auflösung und beträgt dann 910 nm bei einem simulierten Wert von 683 nm.

Das Anpassen der Erregung des Massenseparators an die jeweiligen Primärionen und deren Energie ist ebenfalls wichtig. Dies wurde anhand der doppelt geladenen ($q = +2e$) Germanium und Silizium Isotope gezeigt: Zur Trennung der Ge^{++} Isotope wird bei einer Energie im Massenseparator von $E_{SFR} = q\phi_{SFR} = 16$ keV ein hohes Magnetfeld ($\psi_{1s} \approx 190$ mT) benötigt. Die $^{70}\text{Ge}^{++}$ Ionen können in diesem Betriebsmodus gerade von den Isotopen ($^{72,73,74,76}\text{Ge}^{++}$) getrennt werden. Kurz vor der Probe werden die Ionen auf ihre Landeenergie von 6 keV abgebremst. Bei einem Strom von 50 pA und einem Arbeitsabstand von 11 mm beträgt die experimentell ermittelte Auflösung 890 nm. Wenn man dieses hohe Magnetfeld unverändert lässt und die $^{28}\text{Si}^{++}$ Ionen die Wien Bedingung erfüllen sollen, dann muss aufgrund der geringeren Masse der Silizium Ionen das magnetische Dipolfeld erhöht werden. Daher steigt auch die Erregung λ und der Massenseparator ist unnötig stark erregt. Wie im obigen Fall beträgt die Energie im Massenseparator 16 keV, die Landeenergie 6 keV, der Arbeitsabstand 11 mm und der Sondenstrom 50 pA. Mit den jetzt verwendeten $^{28}\text{Si}^{++}$ Primärionen beträgt die experimentell ermittelte Auflösung 2,33 μm . Erst wenn durch die Verringerung der elektrischen und magnetischen Dipolfelder die Erregung λ so stark verringert wird, bis die Silizium Ionen gerade getrennt werden können, verbessert sich die Auflösung und beträgt 690 nm. Zur Trennung der $^{28,29,30}\text{Si}^{++}$ Isotope wird ein geringeres Magnetfeld von $\psi_{1s} \approx 38$ mT benötigt.

Die Kompensation der astigmatischen Fokussierung der Wien Filter durch die überlagerten Quadrupolfelder, wirkte sich im Experiment nicht aus.

Das Gesamtsystem wurde mit einer Gallium Flüssigmetallionenquelle und einer Gold-Germanium-Silizium Legierungsquelle betrieben. Der Massenseparator trennt die einfach positiv geladenen Galliumisotope ($^{69}\text{Ga}^+$ und $^{71}\text{Ga}^+$), die ein Verhältnis von $\frac{\Delta m}{m} \approx 2,82 \cdot 10^{-2}$ haben. Selbst die einfach positiv geladenen Germanium Isotope ($^{73}\text{Ge}^+$ und $^{74}\text{Ge}^+$) mit $\frac{\Delta m}{m} \approx 1,35 \cdot 10^{-2}$ konnten getrennt werden. Die damit verbundene Massenauflösung von 74 wurde experimentell bei einer maximalen Energie von 8 keV im Massenseparator bestätigt.

7.2 Ausblick

Das Gesamtsystem ermöglicht die Verwendung verschiedener Primärionen, die in der Legierungsquelle als Atome vorhanden sind. Bei niedrigen Landeenergien können diese fein fokussiert werden. Um das Gesamtsystem für die möglichen Applikationen routinemäßig einzusetzen, sollten noch einige Punkte überarbeitet werden. Ein wichtiger Punkt betrifft die Flüssigmetallionenquelle selbst. Wünschenswert sind Quellen und Betriebsbedingungen, die einen stabilen Betrieb ermöglichen [94]. Vor allem bei der AuGeSi Legierungsquelle war die Stabilität ein großes Problem.

Die emittierende Flüssigmetallionenquelle beschädigt das Extraktorloch durch Materialabtrag. Der Extraktor sollte besser so gefertigt werden, dass man kommerziell erhältliche Blenden im Extraktor einsetzen kann. Diese könnten dann regelmäßig ausgetauscht werden.

Das System war vor dem Einbau des Massenseparators mit einer zusätzlichen strombegrenzenden Blende hinter dem Extraktor bestückt. Um den Strahl besser durchfädeln zu können, wurde diese Blende ausgebaut. Dadurch wird jedoch die erhöhte Coulomb Wechselwirkung im Bereich bis zur Aperturblende in Kauf genommen. In Zukunft sollte wieder mit einer möglichst kleinen strombegrenzenden Blende gearbeitet werden. Diese sollte am besten verschiebbar sein. Eine kleine nichtbewegliche Blende im System fest zu platzieren, erfordert eine hohe Justagegenauigkeit. Daher wäre es sinnvoll diese Blende in den Extraktor selbst zu integrieren. Die erste Blende dient zur Extraktion und die zweite zur Strombegrenzung. Die Verschiebbarkeit wäre weiterhin möglich, da die Strahlkopfverschiebung den Emitter und den Extraktor verschiebt.

Der Anteil der verschiedenen Ionen in der Legierungsquelle ist ungleich verteilt. Um mit allen Primärionen Bilder machen zu können, bei denen der Strom übereinstimmt, müssten mehrere Aperturblenden eingebaut werden. Die bisher aufgenommenen Bilder mit verschiedenen Primärionen in Tabelle 6.4 unterscheiden sich immer auch durch verschiedene Probenströme. Zur Berechnung des theoretischen Sondendurchmessers müssten die Simulationen die individuellen Energiebreiten und die individuelle Coulomb Wechselwirkung jedes Primärions berücksichtigen. Auch die Wechselwirkung mit der Probe selbst müsste zur vollständigen theoretischen Beschreibung betrachtet werden.

Ein wichtiger Punkt ist die unzureichende Spannungsfestigkeit des Mas-

senseparators. Alle Messungen wurden mit einer maximalen Spannung von $U_{SFR} = -5$ kV durchgeführt. Eine verbesserte Bildqualität wäre durch die Erhöhung dieser Spannung zu erwarten. Die Massentrennung sowie die Bildaufnahme konnte in diesem Modus nicht erfolgen. Die Spannung im Bereich des Massenseparators konnte nicht gehalten werden. Der damit verbundene leichte Spannungseinbruch zerstörte die Platinen der elektrischen Wien Filter Versorgung. Dafür sind Probleme im Vakuum selbst verantwortlich. Sämtliche Hochspannungstests der luftseitigen Kriechwege verliefen erfolgreich. Durch eine Sichtprüfung der Isolatoren konnte das Problem lokalisiert werden. Die Kanten der Polschuhe und Elektroden sind zwar verrundet, jedoch kommt es von dort zur Emission von Elektronen, die dann über einen Kriechweg von ≈ 22 mm über den Isolator aus Trovidur[®] zum Grundkörper hin fließen. Bei einigen anderen Bauteilen wird PEEK[®] als Isolator mit wesentlich geringeren Kriechwegen verwendet. Trotzdem war hier die Spannungsfestigkeit nie ein Problem. Durch das Ersetzen der acht Trovidur[®] Isolatoren für die Polschuhe und Elektroden des Massenseparators durch Isolatoren aus PEEK[®], ist eine Erhöhung der Spannungsfestigkeit zu erwarten. Auch bei den dann möglichen hohen kinetischen Energien im Strahlführungsrohr sollte die Massentrennung immer noch möglich sein und die Auflösung sollte sich verbessern. Experimentell konnte beides nicht überprüft werden.

Bei der Inbetriebnahme des Rasterablenkers entsteht eine leichte Verzerrung. Um das zu vermeiden, sollte die hochgelegte Elektronik überarbeitet werden. Es muss ermöglicht werden, die Rasterspannungen eines Ablenkers so zu verändern, dass dieser exakt antiparallel zur vorgegebenen Richtung des anderen Ablenkers rastert.

Mit der vorhandenen Software kann die Probe abgerastert werden oder der Strahl kann entlang einer horizontalen oder vertikalen Linie über die Probe geführt werden. Eine neue Software, die beliebige vorgegebene Pfade abrastert, wäre beispielsweise für die Deposition erforderlich.

Im Laufe des Betriebes ergab sich ein Problem mit der Objektivlinse. Bei Spannungen über $|U_{OL2}| = 13$ kV sind im Bild vorerst weiße Striche erkennbar. Nach einigen Sekunden erscheint das ganze Bild weiß. Der Everhart-Thornley-Detektor ist folglich mit Elektronen überflutet. Erst durch die Verringerung der Spannung ist das zu erwartende Sekundärelektronenbild wieder sichtbar. Das Überprüfen der technischen Zeichnungen, um eventuelle Kriechwege von der Objektivlinse zum Detektor zu identifizieren, blieb erfolglos. Der Ursprung dieses Problems ist nicht lokalisiert. Für die praktische Arbeit bedeutet das, dass bei geringen Immersionsverhältnissen eine Fokussierung

mit Hilfe der Spannung U_{OL} bei geringen Arbeitsabständen nicht möglich ist. Bei einem Immersionverhältnis von $\frac{\phi_{SFR}}{\phi_{Probe}} = \frac{8}{3}$ beträgt der minimale Arbeitsabstand ca. 10 mm. Es ist in diesem Betriebsmodus auch nicht möglich, eine Fokussierung im Verzögerungsmodus der Objektivlinse zu realisieren.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das System von Wang, Ward und Seliger	7
2.2	Das System von Kawanami, Ishitani und Umemura	9
2.3	Das System von Teichert und Tiunov	10
2.4	Das System von Shiokawa, Kim, Toyoda und Namba	11
2.5	Der Vorschlag von Plies und das Patent von Tuggle und Parker	12
3.1	Das System von M. Rauscher	16
3.2	Erste Bilder bei 3 keV von M. Rauscher	16
3.3	Einbaubereich für den Massenseparator	20
4.1	Das homogene Wien Filter	22
4.2	Die zeitabhängigen Bahngleichungen	23
4.3	Das inhomogene Wien Filter	28
4.4	Ungewöhnliches Prinzip	30
4.5	Massendispersion zwischen und hinter den Wien Filtern	33
4.6	Schematische Zeichnung der Niederenergie-Ionensäule mit Massenseparator und Strahlengang	35
4.7	Ein Vier-Pol-Element	39
4.8	Ein Acht-Pol-Element	41
4.9	Massenauflösung	44
4.10	Verlauf der magnetische Induktion im Wien Filter	46
4.11	CPO Simulation	49
4.12	CPO Simulationsergebnis eines Vier-Pol-Wien Filters	50
4.13	CPO Simulationsergebnis eines Acht-Pol Wien Filters	50
4.14	CPO Simulationsergebnisse mit zwei Wien Filtern	52
4.15	Einstellen der Strahlerlinse	54
4.16	Modellierung des Gesamtsystems für Interac	55
4.17	Gesamter Sondendurchmesser mit und ohne Berücksichtigung der Coulomb Wechselwirkung	57
4.18	Verringerung der Coulomb Wechselwirkung	60
5.1	CAD Zeichnungen des Polschuhs und der Elektrode	64

5.2	CAD Zeichnungen des Isolator I	65
5.3	CAD Explosionsansicht der modifizierten Jeol® Blende	66
5.4	CAD Explosionsansicht des Massenseparators	67
5.5	CAD Schnittzeichnungen des Massenseparators	68
5.6	Schematische Zeichnungen des ExB Massenseparators	69
5.7	Schematische Darstellung der Strom- und Spannungsversor- gungen	71
5.8	Laborbild	72
5.9	Aufbau zum Entmagnetisieren eines Wien Filters	73
6.1	Hysteresekurve des Magnetkreises	75
6.2	Randfeldverlauf	77
6.3	Bild ohne Spannung am Strahlführungsrohr	80
6.4	Doppelbilder bei Erregung des oberen Wien Filters	82
6.5	Schematische Zeichnung zur Entstehung der Doppelbilder	83
6.6	Verhältnis der Dipolspannungen und Strommessung	84
6.7	Massendisperion in der Bildebene	85
6.8	Unterschiedliche Remanenz	86
6.9	Korrektur der Rastersignale	89
6.10	Erregung von einem und zwei Wien Filtern mit Massenselek- tionsblende	90
6.11	Alter und neuer Extraktor	94
6.12	Strahlkopf mit neuem Extraktor	94
6.13	Linescan zur Massendetektion	96
6.14	AuGeSi Spektrum	98
6.15	Trennung der einfach positiv geladenen Germanium Isotope	99
6.16	Anpassen der Erregung an das m/q Verhältnis	102

Tabellenverzeichnis

4.1	Ausgewählte Strahlen im Massenseparator	31
4.2	Bildfehlerkoeffizienten zweiter Ordnung	37
4.3	Elektrische und magnetische Belegung der vier Pole	40
4.4	Elektrische und magnetische Belegung der acht Pole	41
6.1	Isotopenreine Bilder bei unterschiedlichen Landeenergien	87
6.2	Vergleich der Auflösung mit und ohne Massentrennung	91
6.3	AuGeSi Legierungsquelle	95
6.4	Gold, Germanium und Silizium als Primärionen bei unterschiedlichen Landeenergien	103
7.4	Gleichungen für Elektronen und Ionen	120
7.6	Einige Koeffizienten aus [69] für Elektronen und Ionen	121

Liste der häufig verwendeten Abkürzungen

A	Aperturblende
ADDA	Analog-Digital-Digital-Analog Wandler
Au	Gold
Al	Aluminium
As	Arsen
B	Bor
Be	Beryllium
Bi	Bismut
CPO	Charged Particle Optics (Simulationsprogramm)
CWW	Coulomb Wechselwirkung
CAD	computer-aided-design
CF63	Vakuumflansch
Co	Cobalt
Cu	Kupfer
ExB Filter	Wien Filter
EX	Extraktor
Er	Erbium
FIB	Focussed Ion Beam, Fokussierter Ionenstrahl
Ga	Gallium
Ge	Germanium
In	Indium
Li	Lithium
MSB	Massenselektionsblende
Mn	Mangan
Ni	Niob
Ni	Nickel
OL1, OL2, OL3	erste, zweite und dritte Elektrode der Objektivlinse
Pd	Palladium
PEEK	Polyether ether keton
PI	Primärionen
Pt	Platin
RFB	Randfeldblende
REM	Rasterelektronemikroskop
SL1, SL2, SL3	erste, zweite und dritte Elektrode der Strahlerlinse
SFR	Strahlführungsrohr
SE	Sekundärelektronen
Si	Silizium

Sm	Samarium
Sn	Zinn
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TE	Taylor Entwicklung
WF	Wien Filter

Liste der häufig verwendeten Symbole

\vec{A}	magnetisches Vektorpotential
$A_{\alpha\alpha\alpha}$	Integral - Öffnungsfehler - dreizähliger Astigmatismus
\vec{B}	Richtungsvektor der magnetischen Induktion
$B_{\alpha\beta\beta}$	Integral - Öffnungsfehler - axiale Koma
B_w	komplexe Zusammenfassung der magnetischen Induktion
B_x	x-Komponente der magnetischen Induktion
B_y	y-Komponente der magnetischen Induktion
B_z	z-Komponente der magnetischen Induktion
$C_{F0}, C_{\alpha\epsilon}$	Dispersion, chromatische Aberration nullter Ordnung ersten Grades
$C_{C,SL}$	gegenstandsseitiger chromatischer Aberrationskoeffizient der Strahlerlinse
$C_{S,SL}$	gegenstandsseitiger sphärischer Aberrationskoeffizient der Strahlerlinse
$C_{\alpha\epsilon\epsilon}$	Integral - Dispersion zweiten Grades
C_C	bildseitiger chromatischer Aberrationskoeffizient des Gesamtsystems
\varnothing_{MSB}	Durchmesser der Massenselektionsblende
\varnothing_A	Durchmesser der Aperturblende
d_1	Abstand zwischen den beiden Wien Filtern
d_2	Abstand vom Ende des zweiten Wien Filters bis zur Massenselektionsblende
d_{CPO}	Sondendurchmesser nach CPO
d_{FW50r}	Sondendurchmesser nach Interac
d_{Sonde}	gesamter Sondendurchmesser
d_w	Arbeitsabstand
d	Blechdicke
d_{Steg}	experimentell ermittelter Sondendurchmesser
\vec{E}	Richtungsvektor des elektrischen Feldes
E_{Lande}	Landeenergie

E_{kin}	kinetische Energie
E_{SFR}	kinetische Energie im Bereich des Strahlführungsrohres
E_w	komplexe Zusammenfassung elektrisches Feld
E_x	x-Komponente des elektrischen Feldes
E_y	y-Komponente des elektrischen Feldes
E_z	z-Komponente des elektrischen Feldes
\hat{e}_x	Einheitsvektor in x-Richtung
\hat{e}_y	Einheitsvektor in y-Richtung
\hat{e}_z	Einheitsvektor in z-Richtung
e	Elementarladung $1,602176565 \cdot 10^{-19}$ C
\vec{F}	Kraftvektor
\vec{F}_E	elektrische Kraft
\vec{F}_L	Lorentzkraft
f_a	Brennweite des astigmatischen Wien Filters
f_s	Brennweite des stigmatischen Wien Filters
f_W	Wirbelstrom Grenzfrequenz
${}^{69}Ga^+$	einfach positiv geladenes Gallium Ion der Masse $m = 69$ u, analog für alle anderen Ionen
H	3x3 Matrix für die Dispersion hinter dem zweiten Wien Filter
$h_{i,j}$	Matrixeinträge der Matrix H
$I_{1,2,3,4,5}$	Strom im Bereich eins bis fünf
I_{S1}, I_{S2}	Strom durch die Spulen des oberen und unteren Wien Filters
$I_{Probe,exp}$	experimentell ermittelter gesamter Sondenstrom, der auf die Probe trifft
$I_{Probe,theo}$	theoretisch ermittelter Sondenstrom, der auf die Probe trifft
\vec{j}	interne Stromdichte
L_{WF}	Länge eines Wien Filters
l	Gesamtlänge eines Magnetkreises
l_E	Länge des Magnetkreises, mit magnetischem Fluss im ferromagnetischen Material
l_L	Länge des Luftspaltes im Magnetkreis
M_{SL}	Vergrößerung der Strahlerlinse
M	3x3 Matrix für die Dispersion zwischen beiden Wien Filtern
$M_{1,WF,-\lambda}$	3x3 Transfermatrix des ersten Wien Filters
$M_{2,WF,+\lambda}$	3x3 Transfermatrix des zweiten Wien Filters

M_{d_i}	3x3 Transfermatrix Freiflugstrecke der Länge d_i
m	Masse, die die Wien Bedingung bei der Spannung U_D erfüllt
m^*	Masse, die die Wien Bedingung bei der Spannung U_D^* erfüllt
$m_{i,j}$	Matrixeinträge der Matrix M
$\frac{m}{\Delta m}$	Massenauflösung
NI	Anzahl der Ampère Windungen
q	Ladung, die die Wien Bedingung bei der Spannung U_D erfüllt
q^*	Ladung, die die Wien Bedingung bei der Spannung U_D^* erfüllt
R	Radius des Kreises um den die Polschuhe und Elektroden angeordnet sind
®	Handelsname
$\ddot{\vec{r}}$	Beschleunigungsvektor
\vec{r}	Ortsvektor
S	Eikonal
$T_{Schmelz}$	Schmelztemperatur
t	Zeit
$U(z)$	Massebezogene Spannung
$U(z_{Emitter})$	Massebezogene Spannung des Emitters
$U(z_{Probe})$	Massebezogene Spannung der Probe
U_Q	Quadrupolspannung
U_{SFR}	Massebezogene Spannung am Strahlführungsrohr
U_D	Dipolspannung, bei der Ionen der Masse m oder der Ladung q die Wien Bedingung erfüllen
U_D^*	Dipolspannung, bei der Ionen der Masse m^* oder der Ladung q^* die Wien Bedingung erfüllen
U_{D1}, U_{D2}	Dipolspannung am oberen und unteren Wien Filter
$U_D(^{71}Ga^+)$	Dipolspannung, bei der das $^{71}Ga^+$ Isotop die Wien Bedingung erfüllt
$U_D(^{69}Ga^+)$	Dipolspannung, bei der das $^{69}Ga^+$ Isotop die Wien Bedingung erfüllt
U_B	Beschleunigungsspannung
u	atomare Masseneinheit $1,660538921(73) \cdot 10^{-27}$ kg
v_w	Wien Geschwindigkeit
\vec{v}	Richtungsvektor der Geschwindigkeit
v_x	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung

v_{x0}	Anfangsgeschwindigkeit in x-Richtung
v_y	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
v_{y0}	Anfangsgeschwindigkeit in y-Richtung
v_z	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung
v_{z0}	Anfangsgeschwindigkeit in z-Richtung
w	komplexe Zahl
\bar{w}	komplex konjugierte Zahl
\bar{w}'	Ableitung der komplex konjugierten Zahl nach z
w'	Ableitung der komplexen Zahl nach z
x_α	axiale Fundamentalbahn erster Ordnung im x-z Schnitt
x_γ	außeraxiale Fundamentalbahn erster Ordnung im y-z Schnitt
x_ϵ	dispersive Fundamentalbahn erster Ordnung im x-z Schnitt
$x_{o,u}, y_{o,u}$	x und y Spannungen am oberen und unteren Justageablenker
x	x-Koordinate
\dot{x}	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
\ddot{x}	Beschleunigungskomponente in x-Richtung
x'_0	Anfangssteigung in x-Richtung bezüglich der optischen Achse
x''	zweite Ableitung der x-Koordinate nach z
x_ϵ^{hint}	Dispersion hinter dem zweiten Wien Filter
$x_\epsilon'^{hint}$	Steigung der Dispersion hinter dem zweiten Wien Filter
x_ϵ^{Mitte}	Dispersion zwischen den beiden Wien Filtern
$x_\epsilon'^{Mitte}$	Steigung der Dispersion zwischen den beiden Wien Filtern
x_0	Eintrittshöhe in x-Richtung
y_β	axiale Fundamentalbahn erster Ordnung im y-z Schnitt
y_δ	außeraxiale Fundamentalbahn erster Ordnung im y-z Schnitt
y	y-Koordinate
\dot{y}	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
\ddot{y}	Beschleunigungskomponente in y-Richtung
y''	zweite Ableitung der y-Koordinate nach z
$z_G, z_{Emitter}$	Gegenstandsebene, z-Position der (virtuellen) Quelle des Emitters
z_A	Aperturblendenebene

z_{MSB}	Massenselektionsblendenebene
z_B, z_{Probe}	Bildebene, z-Position der Probe
z	z-Koordinate
\dot{z}	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung
\ddot{z}	Beschleunigungskomponente in z-Richtung
z_{SFR}	z-Koordinate im Bereich des Strahlführungsrohres
z_0	z-Koordinate zum Zeitpunkt t=0
α_G	Gegenstandsseitiger Aperturhalbwinkel
α_B	Bildseitiger Aperturhalbwinkel
α	Aperturhalbwinkel im x-z Schnitt
β	Aperturhalbwinkel im y-z Schnitt
$\Delta\phi(z_G), \Delta\phi_k,$ $\Delta\phi(z_{Emitter})$	Abweichung des kinetischen Potentials vom Sollwert aufgrund der nativen Energiebreite des Emitters
ΔE_{FWHM}	(volle) Energiebreite auf der Hälfte der Verteilung (full width at half maximum)
$\Delta E_B, \Delta E_{B,FWHM}$	additive gesamte Energieverbreiterung aufgrund des Boersch Effektes
$\pm\Delta E$	Energieabweichung aufgrund der nativen Energiebreite des Emitters
Δq	Ladungsabweichung der Ionen von den Ionen, die die Wien Bedingung erfüllen
Δm	Massenabweichung der Ionen von den Ionen, die die Wien Bedingung erfüllen
$\Delta\kappa$	differentielle Krümmung
$\Delta x_B^{(2)}$	Abweichung in x-Richtung zweiter Ordnung in der Bildebene
$\Delta y_B^{(2)}$	Abweichung in y-Richtung zweiter Ordnung in der Bildebene
Δ_1	Differenz der elektrischen Dipolfelder bei denen $^{72}Ge^+$ und $^{73}Ge^+$ die Wien Bedingung erfüllen
Δ_2	Differenz der elektrischen Dipolfelder bei denen $^{73}Ge^+$ und $^{74}Ge^+$ die Wien Bedingung erfüllen
δS	Variation von S
δ	außeraxiale y-Koordinate
ϵ_e	elektrische Permeabilität
ϵ_0	elektrische Feldkonstante
ϵ, ϵ_{ges}	gesamte relative Abweichung von der Wien Geschwindigkeit

$\epsilon_{\Delta\phi_k}$	relative Energieabweichung vom Sollwert
$\epsilon_{\Delta q}$	relative Ladungsabweichung vom Sollwert
$\epsilon_{\Delta m}$	relative Massenabweichung vom Sollwert
γ_S	Spaltwinkel
γ	außeraxiale x-Koordinate
κ_e	Krümmung der optischen Achse aufgrund elektrischer Dipolfelder
κ_m	Krümmung der optischen Achse aufgrund magnetischer Dipolfelder
κ_{tot}	Gesamte Krümmung
λ	Erregung des stigmatischen Wien Filters
λ_a	Erregung des astigmatischen Wien Filters
λ_{min}	Erregung der Wien Filter bei denen die Separationsbedingung gerade erfüllt wird
λ^*	Bestimmte Erregung der Wien Filter, 11% größer als λ_{min}
$\lambda_{1,2}$	Erregung des ersten oder zweiten Wien Filters
μ_4	Permeabilität bei 4 mA cm^{-1}
μ	magnetische Permeabilität
μ^*	gescherte Permeabilität
μ_0	magnetische Feldkonstante
$\vec{\nabla}^2$	Laplace Operator
$\vec{\nabla}$	Nabla Operator
ω	Zyklotronfrequenz
$\phi_k(z)$	Betrag der Spannungsdifferenz bezüglich des Emitters, kinetisches Potential
$\phi(z_{Probe})$	kinetisches Potential der Probe
ϕ_{Probe}	kinetisches Potential der Probe
$\phi_{SL1,2,3}$	kinetisches Potential der 1.,2. und 3. Elektrode der Stahlerlinse
$\phi_{OL1,2,3}$	kinetisches Potential der 1.,2. und 3. Elektrode der Objektivlinse
ϕ_{EX}	kinetisches Potential des Extraktors / Extraktionspotential
ϕ_{SFR}	kinetisches Potential des Strahlführungsrohres
φ	elektrostatisches Potential
φ_ν	Multipolkomponente des elektrischen Potentials der Zähligkeit ν
ϕ_ν	elektrischer Multipolkoeffizient der Zähligkeit ν
ϕ_0	elektrostatisches Potential auf der Achse

ϕ_1	elektrischer Dipolkoeffizient
ϕ_{1c}	Realteil elektrischer Dipolkoeffizient
ϕ_2	elektrischer Quadrupolkoeffizient
ϕ_{2c}	Realteil elektrischer Quadrupolkoeffizient
ϕ_3	elektrischer Hexapolkoeffizient
ϕ_{3c}	Realteil elektrischer Hexapolkoeffizient
Ψ	magnetostatisches Potential
ψ_ν	magnetischer Multipolkoeffizient der Zähligkeit ν
ψ_1	magnetischer Dipolkoeffizient
ψ_{1s}	Imaginärteil magnetischer Dipokoeffizient
ψ_2	magnetischer Quadrupolkoeffizient
ψ_{2s}	Imaginärteil magnetischer Quadrupolkoeffizient
ψ_3	magnetischer Hexapolkoeffizient
ψ_{3s}	Imaginärteil magnetischer Hexapolkoeffizient
ρ	spezifischer elektrischer Widerstand
ρ_e	interne elektrische Ladungsdichte

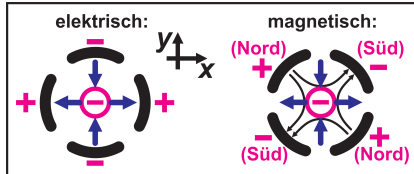
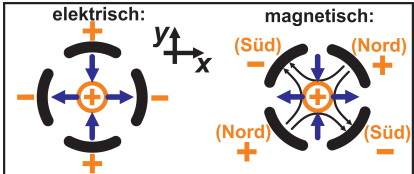
Elektronen: $q = -e < 0$; $\varphi \geq 0$	Ionen: $q = +e > 0$; $\varphi \leq 0$
$\frac{1}{2}mv^2 = e\varphi \Rightarrow \dot{z} = \sqrt{\frac{2e\varphi}{m(1+w'\bar{w}')}}$	$\frac{1}{2}mv^2 = -q\varphi \Rightarrow \dot{z} = \sqrt{\frac{-2q\varphi}{m(1+w'\bar{w}')}}$
$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$	$\vec{F} = +q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$
$\Rightarrow \ddot{w} = \frac{e}{m} [-E_w + i\dot{z}(w'B_z - B_w)]$	$\Rightarrow \ddot{w} = \frac{q}{m} [E_w - i\dot{z}(w'B_z - B_w)]$
\Rightarrow allgemeine Bahngleichung für Elektronen, unrelativistisch:	\Rightarrow allgemeine Bahngleichung für positiv geladene Ionen, unrelativistisch:
$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{\varphi}{1+w'\bar{w}'}} w' \right) =$	$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{-\varphi}{1+w'\bar{w}'}} w' \right) =$
$-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+w'\bar{w}'}{\varphi}} E_w + i \sqrt{\frac{e}{2m}} (w'B_z - B_w)$	$+\frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+w'\bar{w}'}{-\varphi}} E_w - i \sqrt{\frac{q}{2m}} (w'B_z - B_w)$
$\varphi = \underbrace{\phi_0}_{:=\phi} + \frac{1}{2}\phi_{1c}(w + \bar{w}) + \frac{1}{2}\phi_{2c}(w^2 + \bar{w}^2) \dots$	$-\varphi = \underbrace{-\phi_0}_{:=\phi_k} - \frac{1}{2}\phi_{1c}(w + \bar{w}) - \frac{1}{2}\phi_{2c}(w^2 + \bar{w}^2) \dots$
mit $\phi := \phi_0 \geq 0$ elektrostatisches und kinetisches Potential auf der Achse, $E_w = -2\frac{\partial\varphi}{\partial w}$, $B_w = -2\frac{\partial\Psi}{\partial\bar{w}}$	mit $\phi_k := -\phi_0 \geq 0$ kinetisches Potential auf der Achse, $E_w = -2\frac{\partial\varphi}{\partial w}$, $B_w = -2\frac{\partial\Psi}{\partial\bar{w}}$
lineare Bahngleichung Wien Filter $\frac{\phi_{1c}}{\psi_{1s}} = 2\eta\phi$ und $q = -e$:	lineare Bahngleichung Wien Filter $\frac{\phi_{1c}}{\psi_{1s}} = 2\eta\phi_k$ und $q = +e$:
$w'' + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi^2} w + (2\eta\psi_{2s} - \frac{\phi_{2c}}{\phi} + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi^2})\bar{w} = -\frac{\phi_{1c}}{4\phi} \epsilon$	$w'' + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k^2} w + (-2\eta\psi_{2s} + \frac{\phi_{2c}}{\phi_k} + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k^2})\bar{w} = \frac{\phi_{1c}}{4\phi_k} \epsilon$
$\eta := \sqrt{\frac{e}{2m\phi}}$; $\epsilon := \frac{\Delta\phi}{\phi}$	$\eta := \sqrt{\frac{q}{2m\phi_k}}$; $\epsilon := \frac{\Delta\phi_k}{\phi_k} + \frac{\Delta q}{q} - \frac{\Delta m}{m}$
stigmatisch fokussierendes Wien Filter mit $\psi_{2s} = 0$: $\phi_{2c} = \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi} > 0$ oder mit $\phi_{2c} = 0$: $\psi_{2s} = -\frac{\phi_{1c}^2}{16\eta\phi^2} < 0$	stigmatisch fokussierendes Wien Filter mit $\psi_{2s} = 0$: $\phi_{2c} = -\frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k} < 0$ oder mit $\phi_{2c} = 0$: $\psi_{2s} = \frac{\phi_{1c}^2}{16\eta\phi_k^2} > 0$
	

Tabelle 7.4: Gegenüberstellung der allgemeinen Bahngleichung und der linearen Bahngleichung für ein Wien Filter im unrelativistischen Fall für Elektronen und für positiv geladene Ionen, deren Geschwindigkeitsvektor aus der Zeichenebene hinauszeigt.

Die angegebenen Gleichungen für Elektronen in Tabelle 7.4 sind in [60, 63, 68] zu finden. Beachtet man, dass für Ionen gilt: $q > 0$ sowie $q\phi_k := -q\phi > 0$, dann erhält man die entsprechenden Gleichungen für positiv geladene Ionen. Die Gleichungen werden für Elektronen und positiv geladene Ionen gegenübergestellt. Die Vorzeichenänderung des elektrischen und magnetischen Quadrupols wird in Tabelle 7.4 graphisch veranschaulicht: Damit im Wien Filter die fokussierende Wirkung im dispersiven x-z Schnitt verringert wird und im y-z Schnitt eine fokussierende Wirkung entsteht, muss für Elektronen ($q < 0$) $\phi_{2c} > 0$ oder $\psi_{2s} < 0$ und für positiv geladene Ionen ($q > 0$) $\phi_{2c} < 0$ oder $\psi_{2s} > 0$ gelten.

Elektronen: $q = -e; \varphi \geq 0; \phi_{1c}/\psi_{1s} = 2\eta\phi; g_{4,5,6,7,8,12} = 0; \phi' = 0$	Ionen: $q = +e; \varphi \leq 0; \phi_{1c}/\psi_{1s} = 2\eta\phi_k; g_{4,5,6,7,8,12} = 0; \phi'_k = 0$
$g_9 = \eta \frac{\phi_{1c}\psi_{2s}}{4\phi} + \frac{\phi_{3c}}{2\phi} - \frac{\phi_{2c}\phi_{1c}}{4\phi^2} + \frac{\phi_{1c}^3}{32\phi^3} - \eta\psi_{3s}$	$g_9 = \eta \frac{\phi_{1c}\psi_{2s}}{4\phi_k} - \frac{\phi_{3c}}{2\phi_k} - \frac{\phi_{2c}\phi_{1c}}{4\phi_k^2} - \frac{\phi_{1c}^3}{32\phi_k^3} + \eta\psi_{3s}$
$g_{10} = -\frac{\phi_{2c}\phi_{1c}}{8\phi^2} + \frac{\phi_{1c}^3}{16\phi^3}$	$g_{10} = -\frac{\phi_{2c}\phi_{1c}}{8\phi_k^2} - \frac{\phi_{1c}^3}{16\phi_k^3}$
$g_{11} = \frac{1}{4}$	$g_{11} = \frac{1}{4}$
$g_{13} = -\frac{\phi_{2c}}{4\phi} + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi^2}$	$g_{13} = \frac{\phi_{2c}}{4\phi_k} + \frac{\phi_{1c}^2}{8\phi_k^2}$
$g_{14} = \frac{3}{32} \frac{\phi_{1c}^2}{\phi^2}$	$g_{14} = \frac{3}{32} \frac{\phi_{1c}^2}{\phi_k^2}$
$g_{15} = \frac{3}{16} \frac{\phi_{1c}}{\phi}$	$g_{15} = -\frac{3}{16} \frac{\phi_{1c}}{\phi_k}$

Tabelle 7.6: Gegenüberstellung einiger Koeffizienten aus [69] für das Wien Filter im unrelativistischen Fall für Elektronen und für positiv geladene Ionen. Die angegebenen Koeffizienten werden in Kapitel 4.3 benötigt.

Literaturverzeichnis

- [1] L. Bischoff: *Alloy liquid metal ion sources and their application in mass separated focused ion beams*. Ultramicroscopy, 103 (2005) 59.
- [2] D.H. Narum, and R.F.W. Pease: *A variable energy focused ion beam system for in situ microfabrication*. J. Vac. Sci. Technol., B6(3) (1988) 966.
- [3] H. Stegmann: *Presentation on the 4th FIB Workshop*. Halle, (2009)
- [4] J.C. Gonzalez, M.I.N. da Silva, D.P. Griffis, and P.E. Russell: *Improvements in focused ion beam micromachining of interconnect materials*. J. Vac. Sci. Technol., B20(6) (2002) 2700.
- [5] T. Chikyow, N. Koguchi, and A. Shikanai: *Direct Ga deposition by low-energy focused ion-beam system*. Surf. Sci., 386 (1997) 254.
- [6] M. Rauscher: *Development of an Advanced Low Energy Ion Beam System Based on Immersion Optics*. Doktorarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen, (2006).
- [7] M. Rauscher, and E. Plies: *Low energy focused ion beam system design*. J. Vac. Sci. Technol., A24(4) (2006) 1055.
- [8] M. Rauscher, K. Marianowski, B. Degel, and E. Plies: *Limitations to low-voltage focused ion beam operation*. Microel. Eng., 83 (2006) 815.
- [9] M. Rauscher, and E. Plies: *Impact of Coulomb interactions on the performance of a low energy focused ion beam system*. J. of Appl. Phys., 97 (2005) 064908-1.
- [10] M. Rauscher, and E. Plies: *Optimum mode of operation for a low energy focused ion beam system*. J. Vac. Sci. Technol., B22(6) (2004) 3004.

- [11] J. Yanagisawa, N. Onishi, H. Nakayama, and K. Gamo: *Characterization of Directly Deposited Silicon Films Using Low-Energy Focused Ion Beam*. Jpn. J. Appl. Phys., 35 (1996) 6584.
- [12] J. Yanagisawa, K. Kito, K. Monden, and K. Gamo: *Low-energy focussed ion beam system and direct deposition of Au and Si*. J. Vac. Sci. Technol., B13(6) (1995) 2621.
- [13] K. Kito, J. Yanagisawa, K. Monden, H. Nakayama, Y. Yuba, and K. Gamo: *Maskless Deposition of Au on GaAs by Low-Energy Focused Ion Beam*. Jpn. J. Appl. Phys., 34 (1995) 6853.
- [14] S. Nagamachi, M. Ueda, and J. Ishikawa: *Focused ion beam direct deposition and its applications*. J. Vac. Sci. Technol., B16 (1998) 2515.
- [15] S. Nagamachi, Y. Yamakage, H. Maruno, M. Ueda, S. Sugimoto, and M. Asari: *Focused ion beam direct deposition of gold*. Appl. Phys. Lett., 62(17) (1993) 2143.
- [16] P.W. Nebiker, M. Döbeli, R. Mühle, M. Suter, and D. Vetterli: *Low energy ion beam irradiation of silicon*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B113 (1996) 205.
- [17] K. Marianowski: *Entwicklung einer ionenoptischen Säule mit Booster-Prinzip zur Erzeugung einer niederenergetischen Rasterionen-sonde*. Doktorarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen, (2014).
- [18] L. Bischoff, G.L.R. Mair, A.W.R. Mair, Th. Ganetsos, and Ch. Akhmaliev: *The mass spectrum of a tin liquid metal ion source*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B222 (2004) 622.
- [19] J. Melngailis: *Focused ion beam technology and applications*. J. Vac. Sci Technol., B5 (1987) 469.
- [20] L. Bischoff: *Application of mass-separated focused ion beams in nanotechnology*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B266 (2008) 1846.
- [21] E. Miyauchi, H. Arimoto, Y. Bamaba, A. Takamori, H. Hashimoto, and T. Utsumi: *Lateral Spreads of Be and Si in GaAs Implanted with a Maskless Ion Implantation System*. Jap. J. Appl. Phys., 22 (1983) L423.
- [22] J. Teichert, H. Hobert, L. Bischoff, and S. Hausmann: *Raman investigation of lattice defects in the $CoSi_2$ synthesis using focused ion beam implantation*. Microel. Eng., 50 (2000) 187.

- [23] R. Böttger, L. Bischoff, S. Facsko, and B. Schmidt: *Quantitative analysis of the order of Bi ion induced dot patterns on Ge*. A Letter Journ. Exploring the Front. of Phys., 98 (2012) 16009.
- [24] C. Akhmadaliev, B. Schmidt, and L. Bischoff: *Defect induced formation of $CoSi_2$ nanowires by focused ion beam synthesis*. Appl. Phys. Lett., 89 (2006) 223129-1.
- [25] A. Melnikov, T. Gerya, M. Hillmann, I. Kamphausen, W. Oswald, P. Stauche, R. Wernhardt, and A.D. Wieck: *Development of an Au-Dy-Si liquid alloy ion source for focused ion beam implantation*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B195 (2002) 422.
- [26] F. Machalet, P. Seidel, and R. Mühle: *Praseodymium alloy ion source for focused ion beam implantation in superconductors*. Rev. Sci. Instrum., 67(3) (1996) 1015.
- [27] G.M. Shedd, H. Lezec, A.D. Dubner, and J. Melngailis: *Focused ion beam induced deposition of gold*. Appl. Phys. Lett., 49(23) (1986) 1584.
- [28] E.S. Sadki, S. Ooi, and K. Hirata: *Focused ion beam induced deposition of superconducting thin films*. Physica C, 426-431 (2005) 1547.
- [29] P.G. Blauner, Y. Butt, J.S. Ro, C.V. Thompson, and J. Melngailis: *Focused ion beam induced deposition of low-resistivity gold films*. J. Vac. Sci. Technol., B7 (1989) 1816.
- [30] K. Gamo, D. Takehara, Y. Hamamura, M. Tomita, and S. Namba: *Mas-kless ion beam assisted deposition of W and Ta films*. Microel. Eng., 5 (1986) 163.
- [31] Z. Xu, T. Kosugi, K. Gamo, and S. Namba: *An x ray photoelectron spectroscopy study on ion beam induced deposition of tungsten using WF6*. J. Vac. Sci. Technol., B7 (1989) 1959.
- [32] K. Nikawa: *Applications of focused ion beam technique to failure analysis of very large scale integrations: A review*. J. Vac. Sci. Technol., B9(5) (1991) 2566.
- [33] T. Suzuki, N. Endo, M. Shibata, S. Kamasaki, and T. Ichinokawa: *Contrast differences between scanning ion and scanning electron microscope images*. J. Vac. Sci. Technol., A22(1) (2004) 49.
- [34] L. Bischoff, W. Pilz, and B. Schmidt: *Amorphous solid foam structures on germanium by heavy ion irradiation*. Appl. Phys., A (2011) 1153.

- [35] G. BenAssayag, P. Salles, F. Bertin, and D. Cooper: *TEM specimen preparation by Au^+ , Ga^+ , Si^+ and Si^{++} focused ion beams for off-axis electron holography*. Microel. Eng., 87 (2010) 1579.
- [36] X.R. Jiang, and P. Kruit: *Comparison between different imaging modes in focussed ion beam instruments*. Microel. Eng., 30 (1996) 249.
- [37] E. Plies, K. Marianowski, and T. Ohnweiler: *The Wien filter: history, fundamentals and modern applications*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., A645 (2011) 7.
- [38] E. Plies: *Modern application of the ancient Wien filter*. 11th Seminar on Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Brno (2008) 91.
- [39] W. Wien: *Die elektrostatischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen*. Verh. Phys. Ges. Berlin, 16 (1897) 165.
- [40] D. Ioanoviciu, and K. Tsuno: *Third order transfer matrices for real Wien filters with homogeneous main fields*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., A614 (2010) 47.
- [41] H. Niimi, M. Kato, T. Tsutsumi, T. Kawasaki, H. Matsudaira, S. Suzuki, W.J. Chun, Y. Kitajima, M. Kudo, and K. Asakura: *Development of imaging energy analyzer using multipole Wien filter*. Appl. Surf. Sci., 241 (2005) 131.
- [42] G. Martínéz, and K. Tsuno: *Design of Wien filters with high resolution*. Ultramicroscopy, 100 (2004) 105.
- [43] T. Sakurai, M. Toyoda, H. Hayashibara, and T. Matsuo: *Third-order ion trajectory calculations of Wien filters*. Int. Journ. of Mass Spectr. and Ion Proc., 146/147 (1995) 217.
- [44] M. Salomaa, and H.A. Enge: *Velocity selector for heavy-ion separation*. Nucl. Instr. and Meth., 145 (1977) 279.
- [45] K. Tsuno, and J. Rouse: *Simulation of electron trajectories of Wien Filter for high-resolution EELS installed in TEM*. J. Electron Microsc. 45(5) (1996) 417.
- [46] V. Wang, J. W. Ward, and R. L. Seliger: *A mass-separating focused-ion-beam system for maskless ion implantation*. J. Vac. Sci. Technol., 19 (1981) 1158.

- [47] Y. Kawanami, T. Ishitani, and K. Umemura: *Focused ion beam system with a four stage ExB mass filter*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B37/38 (1989) 240.
- [48] J. Teichert, and M. A. Tiunov: *Achromatic two-stage ExB mass filter for a focused ion beam column with collimated beam*. Meas. Sci. Technol., 4 (1993) 754.
- [49] T. Shiokawa, P. H. Kim, K. Toyoda, and S. Namba: *100 keV focused ion beam system with a ExB mass filter for maskless ion implantation*. J. Vac. Sci. Technol., B1(4) (1983) 1117.
- [50] D. Tuggle, N.W. Parker: *Wide aperture Wien ExB mass filter*. European Patent Application, EP 2 511 934 A1 (2012).
- [51] T. Ohnweiler, E. Plies: *Mass filtering principle for a focussed ion beam column*. 17th International Microscopy Congress, Rio de Janeiro (2010), I19.13.
- [52] Software by Munro's Electron Beam Software Limited, London, www.mebs.co.uk
- [53] P. Kruit, and X.R. Jiang: *Influence of Coulomb interactions on choice of magnification, aperture size, and source brightness in a two lens focused ion beam column*. J. Vac. Sci. Technol., B14(3) (1996) 1635.
- [54] G.H. Jansen: *Coulomb Interactions in Particle Beams*. Adv. Electron. Electron Phys., Suppl.21 (1990).
- [55] G.H. Jansen, MONTEC and INTERAC program, Informationen erhältlich von: Particle Optics Foundation Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft, the Netherlands oder G. H. Jansen: *Coulomb Interaction in Particle Beams*. Adv. Electron. Electron Phys., Suppl.21 (1990).
- [56] K. Marianowski, T. Ohnweiler, and E. Plies: *Coulomb interactions in a low-voltage focussed ion beam system*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., A645 (2011) 116.
- [57] J.C. Beckmann, T.H.P. Chang, A. Wagner, and R.F.W. Pease: *Minimum emission current of liquid metal ion sources*. J. Vac. Sci. Technol., B15(6) (1997) 2332.
- [58] K. Marianowski, T. Ohnweiler, and E. Plies: *Impact of a beam limiting aperture on Coulomb Interaction in a low-voltage focussed ion beam*

- system. 12th Seminar on Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Bruno (2010) 47.
- [59] E. Gelfort: *Das Separationsvermögen des Wien-Filters*. Int. Journ. of Mass Spec. and Ion Phys., 14 (1974) 349.
- [60] E. Plies: *Electron Optics in Low-Voltage Electron Beam Testing and Inspection*. Part I in Advances in Optical and Electron Microscopy, Vol. 13 (1994) 123-242.
- [61] H. Rose: *Gaußsche Dioptrik begrenzter unrunder Elektronenlinsen*. Optik, 24 (1966) 108.
- [62] E. Plies: *Berechnung zusammengesetzter elektronenoptischer Fokussier- und Ablensysteme mit überlagerten Feldern Teil1. Feldentwicklung und Bahngleichung*. Siemens Forsch.- und Entwickl.-Ber., Bd.11 (1982) Nr.1, 38-45.
- [63] H. Rose: *Geometrical Charged-Particle Optics*. Springer Series in Optical Sciences, 142 (2008)
- [64] E. Plies: *Simplified computation of third-rank image aberrations of electron-optical systems with curved axis*. Ultramicroscopy, 93 (2002) 305.
- [65] J.H. Bohlander, H.N. Slingerland, E. Koets, and K.D. van der Mast: *An achromatic mass filter employing permanent magnets for the Delft ion beam pattern generator*. Microel. Eng., 7 (1987) 61.
- [66] C.W. Hagen, E. Fokkema, and P. Kruit: *Brightness measurements of a gallium liquid metal ion source*. J. Vac. Sci. Technol., B26(6) (2008) 2091.
- [67] R.G. Forbes, and N.N. Ljepojevic: *Modelling of liquid-metal ion sources*. Vacuum, 39 (1989) 1153.
- [68] H. Rose: *The retarding Wien filter as a high-performance imaging filter*. Optik, 77 (1987) 26.
- [69] E. Plies und D. Typke: *Dreidimensional abbildende Elektronenmikroskope. II. Theorie elektronenoptischer Systeme mit gekrümmter Achse*. Z. Naturforsch., 33a (1978) 1361.
- [70] E. Plies: *Elektronenphysik II* Vorlesung und Übung Sommersemester 2008.

- [71] E. Plies: *Analytische Feldberechnung von elektrostatischen Achtpol-Ablenkensystemen für Elektronenstrahlen*. Wissensch.-techn. Bericht LB 1-564, SIEMENS ZT ZFE ALM 41, München-Perlach (1980) 25.
- [72] R. Boll: *Weichmagnetische Werkstoffe*. Publicis Corporate Publishing; Auflage: 4. vollst. überarb. u. erw. Auflage (1990)
- [73] Poisson Superfish by Los Alamos National Laboratory LAACG.
- [74] CPO Limited, Manchester, www.electronoptics.com.uk
- [75] K. Marianowski: *Simulation und Bau einer Strahlerlinse für Ionen*. Diplomarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen, (2006).
- [76] L. Bischoff, J. Teichert, S. Hausmann, T. Ganetsos, and G.L.R. Mair: *Investigation and optimization of the emission parameters of alloy liquid metal ion sources*. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., B161-163 (2000) 1128.
- [77] U. Kreissig, A. Kahn, F.G. Ruedenauer, and W. Steiger: *Mass and energy analyses of an AuSi liquid metal ion source*. J. Phys. D: Appl. Phys., 23 (1990) 959.
- [78] A.S. Pillai, and R. Hackham: *Surface flashover of solid insulators in atmospheric air and in vacuum*. J. Appl. Phys., 58(1) (1985) 146.
- [79] H.C. Miller: *Flashover of Insulators in Vacuum*. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 28(4) (1993) 512.
- [80] J.P. Shannon, S.F. Philp, and J.G. Trump: *Insulation of High Voltage Across Solid Insulators in Vacuum*. J. Vac. Sci. Technol., 2 (1965) 234.
- [81] R. Lutsch: *Miniaturisierte elektrostatische Linsen aus konventionellen Blenden für die hochauflösende Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie*. Doktorarbeit, Eberhard Karls Universität Tübingen, (2002).
- [82] A.J. Schwab: *Elektromagnetische Verträglichkeit*. Springer-Verlag, (1990)
- [83] E. Habiger: *Elektromagnetische Verträglichkeit. Grundzüge ihrer Sicherstellung in der Geräte- und Anlagentechnik* Hüthig Verlag; 3., überarbeitete und erweiterte Auflage (1997)
- [84] M. Szilagy: *Electron and Ion Optics*. Plenum Press, New York, (1988)

- [85] L. Bischoff, W. Pilz, Th. Ganetsos, Ch. Akhamadaliev, C.J. Aidines, and C.A. Londos: *On the temperature dependence of the mass spectra of AuGe and AuGeSi liquid metal alloy ion sources*. Journ. of Physics: Conference Series, 10 (2005) 214.
- [86] T. Ganetsos, G.L.R. Mair, L. Bischoff, J. Teichert, and D. Kioussis: *A study of liquid metal alloy ion source for the production of ions of interest in the microelectronic industry*. Solid-State Electronics, 45 (2001) 1049.
- [87] L.W. Swanson: *Liquid metal ion sources: Mechanism and Applications*. Nucl. Instr. meth. in Phys. Res., 218 (1983) 347.
- [88] R. Hornsey: *Simulations of the current and temperature dependence of liquid metal ion source energy distributions*. Jap. Journ. of Appl. Phys., 30(2) (1991) 366.
- [89] R.G. Forbes: *Understanding how the liquid-metal ion source works*. Vacuum, 48(1) (1996) 85.
- [90] T. Ishitani, T. Yamanaka, K. Inai, and K. Ohya: *Secondary electron emission in scanning Ga, He ion and electron microscopes*. Vacuum, 84 (2010) 1018.
- [91] T. Ishitani, Y. Madokoro, M. Nakagawa, and K. Ohya: *Origins of material contrast in scanning ion microscope images*. J. of Electron Micr., 51(4) (2002) 207.
- [92] T. Ishitani, and H. Tsuboi: *Objective comparison of scanning ion and scanning electron microscope images*. Scanning Vol., 19 (1997) 489.
- [93] K. Inai, K. Ohya, and T. Ishitani: *Simulation study on image contrast and spatial resolution in helium ion microscope*. J. Electron Microsc. 56 (2007) 163.
- [94] C.S. Galovich, and A. Wagner: *A new method for improving gallium liquid metal ion source stability*. J. Vac. Sci. Technol., B6(6) (1988) 2108.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Erich Plies für die Aufgabenstellung, die Unterstützung des gesamten Projektes, die Hilfe bei zahlreichen theoretischen und experimentellen Problemen, den Lernprozess den ich durchlaufen habe, die Fortschritte die ich machen konnte, die Betreuung bei sämtlichen Fragestellungen, das Wissen das ich mir aneignen konnte und für die gesamte Zeit am Institut für Angewandte Physik.

Ein weiteres Dankeschön geht an Dipl.-Phys. Karin Marianowski für die Überlassung der hochentwickelten Niederenergie-Ionensäule, die Einarbeitung in das System, die kritische und konstruktive Zusammenarbeit, die zahlreichen theoretischen und praktischen Ergebnisse, bei denen bereits der Einbau des Massenseparators als Möglichkeit bedacht wurde und für eine angenehme Zeit in der Arbeitsgruppe.

Ich danke allen weiteren Kollegen für die freundliche Aufnahme, die Hilfe bei der Einarbeitung und für die Unterstützung. Insbesondere gilt mein Dank Dipl.-Phys. Christoph Rochow, Dr. Birgit Schröppel, Dipl.-Phys. Fabian Engeser, Dipl.-Phys. Waldemar Kaiser, Dipl.-Phys. Andreas Horrer, Dipl.-Phys. Christoph Braunsman, Dipl.-Phys. Michael Dürrschnabel, Dr. Martin Knuffin, Dipl.-Phys. Tobias Schwarz und Dr. Nicola Peranio.

Ein ganz besonderer Dank geht an alle Mitarbeiter des Instituts für Angewandte Physik. Ohne den Beitrag der Feinmechanik- und der Elektronikwerkstatt, wäre die praktische Umsetzung nicht gelungen. Danken möchte ich Prof. Dr. Dieter Kern für die zahlreichen hilfreichen Gespräche.

Mein Dank geht an Dipl.-Ing. Bernhard Degel und Dipl.-Ing. Werner Strohmeier für die Hilfe vor allem direkt im Labor bei der praktischen Umsetzung und der Fehlersuche.

Mein Dank gilt Dr. Lothar Bischoff vom Helmholtz-Zentrum Dresden Rossendorf (HZDR) für die schnelle und kurzfristige Herstellung aller Flüssigmetallionenquellen für diese Arbeit. Insbesondere die Inbetriebnahme der AuGeSi Quelle wäre ohne die Hinweise des Teams vom HZDR nicht möglich gewesen.