

R. Gutser, D. Wunderlich, U. Fantz, P. Franzen

Rechnungen zur Extraktion negativer Wasserstoffionen aus einem HF-Plasma

Calculations of the Extraction of Negative Hydrogen Ions
from a RF Plasma

IPP 4/286
Februar, 2007

Rechnungen zur Extraktion negativer Wasserstoffionen aus einem HF-Plasma

Calculations of the Extraction of Negative Hydrogen Ions
from a RF Plasma

R. Gutser, D. Wunderlich, U. Fantz, P. Franzen

Dieser Report basiert auf einer Diplomarbeit von
Raphael Gutser
Universität Augsburg
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
November 2006

This report is based on a diploma thesis of
Raphael Gutser
Universität Augsburg
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik
November 2006

Zusammenfassung

Im Bereich Technologie des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching läuft ein Entwicklungsprogramm für eine neuartige HF-Ionenquelle auf Basis negativer Wasserstoffionen für die ITER Neutralteilcheninjektion als Alternative zur bisher vorgesehenen Bogenquelle. Im Rahmen der vorliegenden Diplomarbeit wurden Computermodelle eingesetzt, um einen Beitrag zum Verständnis der Erzeugung, Zerstörung und Extraktion von Wasserstoffionen zu leisten. Zu diesem Zweck kamen zwei verschiedene numerische Modelle zum Einsatz.

Zur Untersuchung des Extraktionsprozesses, also der Dynamik von Teilchentrajektorien in elektrischen und magnetischen Feldern, wurde der dreidimensionale Ray Tracing Code KOBRA3 eingesetzt. Ein wichtiges Merkmal des Codes ist die selbstkonsistente Berechnung der Grenzschicht (Plasmameniskus) zwischen Quellenplasma und extrahiertem Ionenstrahl, welche von essentieller Bedeutung für die Ionenoptik ist. Der Code wurde zur Analyse des in den Testständen verwendeten Extraktionssystems eingesetzt. Augenmerk wurde hier vor allem auf die Optimierung der Strahldivergenz durch Anpassungen zwischen Meniskus und Elektrodengeometrie gelegt. Neben den negativen Ionen werden auch Elektronen extrahiert, die an der weiteren Beschleunigung gehindert werden sollen, indem ein magnetisches Ablenkkfeld im Gittersystem eingesetzt wird. Entsprechende Magnetfelder wurden durch Finite-Elemente-Algorithmen berechnet und in KOBRA3 importiert, was die Analyse des ko-extrahierten Elektronenstrahls ermöglicht. Zudem wurden im Rahmen von Parameterstudien verschiedene Gitter- und Magnetfeldkonfigurationen untersucht. Ein weiteres Einsatzgebiet ergab sich aus dem Konstruktionsentwurf und der Planung des grundlegenden Designs eines Faraday-Cups als lokales Extraktionssystem für den großen Quellenteststand am IPP. Mit dem Bau dieses Systems wurde Ende 2006 begonnen.

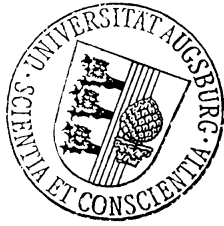
Zur Untersuchung der Überlebenswahrscheinlichkeit oberflächenproduzierter Wasserstoffionen im Quellenplasma wurde ein dreidimensionaler Monte-Carlo-Testteilchencode entwickelt. Mit dem Code wurde der Anteil der extrahierten Ionen in Bezug auf die Gesamtzahl der produzierten Ionen bei verschiedenen Quellenparametern untersucht. Im Rahmen dieser Parametervariationen wurde insbesondere die Richtung und die Startgeschwindigkeit der oberflächenproduzierten Ionen variiert, was im Experiment verschiedenen Elektrodengeometrien und Randschichtszszenarien entspricht. Neben den Startparametern wurde ebenfalls der Einfluss der Magnetfeldkonfiguration auf die Überlebenswahrscheinlichkeit der Testteilchen untersucht.

Summary

At the Technology division of the Max-Planck Institute for Plasma Physics in Garching, a development programme for a new type of RF-ion source on the basis of negative hydrogen ions for the ITER neutral beam injection (NBI) is in progress as an alternative to the previously planned arc source. Within the scope of this diploma thesis, computer models were used as a contribution to a better understanding of the creation, the destruction and the extraction of negative hydrogen ions. For this purpose, two different numerical models were employed.

The extraction process, i.e. the dynamics of the ions within the electric and magnetic fields, was studied with the three-dimensional Ray Tracing Code KOBRA3. An important feature of the code is the self-consistent calculation of the sheath (plasma meniscus) between the source plasma and the extracted ion beam, which determines the ion optics. The code was also used for an analysis of the extraction system being presently installed at the IPP NBI test facilities. Special attention was given to optimize the beam divergence by adapting the plasma meniscus to the electrode geometry. In order to prevent a further acceleration of the co-extracted electrons, a magnetic deflection field in the grid system is being used. The magnetic field was calculated by a Finite Element Algorithms and imported to KOBRA3, which allows the analysis of the behaviour of the co-extracted electron beam. In addition, various grid and magnetic field configurations were investigated. The code was also applied for the basic design of a Faraday Cup as a local extraction system for the large RF source testbed at IPP. The construction of this system started end of 2006.

A three-dimensional Monte Carlo test particle code was developed for the study of the survival probability of surface-produced H^- ions in the source plasma. The amount of the extracted ions with respect to the total number of produced ions was studied by varying the source parameters. In particular, the direction and the starting velocity of the surface-produced ions were changed simulating the different electrode geometries and plasma sheath phenomena. Furthermore, the influence of the magnetic field configuration on the survival probability of the test particles was investigated.



Lehrstuhl für Experimentelle Plasmaphysik
Universität Augsburg

Rechnungen zur Extraktion negativer Wasserstoffionen aus einem HF-Plasma

Diplomarbeit
von
Raphael Gutser

November 2006

Erstgutachten: Priv.-Doz. Dr.-Ing. U. Fantz

Zweitgutachten: Prof. Dr. T. Kopp

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	6
2. Kernfusion durch magnetischen Einschluss	8
3. Neutralteilchenheizung	14
3.1. Prinzip der Neutralteilcheninjektion	14
3.2. Erzeugung und Transport	15
3.3. Weiterentwicklung der NBI für ITER	16
3.4. Aufbau einer Quelle für negative Ionen	18
3.4.1. Driver	19
3.4.2. Expansionsbereich	19
3.4.3. Extraktionssystem	20
3.5. HF-Ionenquellen am IPP	24
4. Theorie geladener Teilchenstrahlen	26
4.1. Ionenextraktion aus einem Plasma	26
4.2. Eindimensionales Grenzschnittmodell	27
4.3. Einfluss der Perveanz auf die Strahloptik	31
4.4. Erweitertes Grenzschnittmodell	33
4.5. Aberrationseffekte	35
4.6. Kräfte auf einen Ionenstrahl	36
4.7. Emittanzanalyse	38
5. Teilchen- und Feldsimulation	40
5.1. Magnetostatische Feldberechnung	40
5.2. Teilchensimulation	43
5.2.1. Überblick	43
5.2.2. Ray Tracing Code KOBRA3	45
5.2.3. Testteilchencode	51

6. Numerische Methoden	59
6.1. Numerische Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen	59
6.1.1. Explizites Euler-Verfahren	60
6.1.2. Explizites Runge-Kutta Verfahren	61
6.1.3. Schrittweitensteuerung	61
6.2. Bilineare Interpolation	63
6.3. Erzeugung von Zufallszahlen	65
6.4. Finite-Differenzen-Verfahren zur Lösung der Poissongleichung . .	66
6.4.1. Diskretisierung der Poissongleichung	67
6.4.2. Iterative Verfahren zur Lösung der Differenzgleichung . .	68
7. Anwendung der Simulationen	70
7.1. Rechnungen zum LAG	70
7.1.1. Aufbau	70
7.1.2. Berechnung der Magnetfeldkonfiguration	72
7.1.3. Simulation der Extraktion	79
7.2. Optimierung des Plasmagitters	91
7.2.1. Anpassung der Elektrodengeometrie	91
7.2.2. Optimierung der Magnetfeldkonfiguration	98
7.3. Design und Optimierung eines Faraday Cup	101
7.3.1. Aufbau und Funktionsweise	102
7.3.2. Rechnungen zur Magnetkonfiguration	104
7.3.3. Berechnung eines möglichen Arbeitsbereichs	106
7.3.4. Untersuchung der vorgespannten Blende	111
7.4. Rechnungen zur Extraktionswahrscheinlichkeit	113
7.4.1. Analyse der Trajektorien	115
7.4.2. Variation der Startenergie	116
7.4.3. Variation der Filterfeldstärke	118
8. Zusammenfassung und Ausblick	120
A. Anhang	124
A.1. Beweis der Diskretisierungsformel FDM	124
A.2. Beweis Child-Langmuir Gesetz	125
A.3. Beweis zum erweiterten Grenschichtmodell	125
A.4. Beweis zur analytischen Fortsetzung	126
A.5. Magnetisierungskurven für Vacomax 225 HR	127
A.6. Codes zur Berechnung von Magnetfeldern	128

A.7. Numerische Gradientenbildung	131
A.8. Experimentelle Daten Testteilchencode	132
A.9. Konstruktionszeichnungen zum Faraday Cup	133

1. Einleitung

Im Bereich Technologie des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik (IPP) in Garching läuft ein Entwicklungsprogramm für eine neuartige HF-Ionenquelle als Alternative zur bisher vorgesehenen Bogenquelle für die ITER Neutralteilcheninjektion auf Basis negativer Wasserstoffionen. Ein Verständnis der physikalischen Prozesse ist essentiell, um die Leistungsfähigkeit einer derartigen Quelle entscheidend zu verbessern. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, einen Beitrag zum Verständnis der Erzeugung, Zerstörung und Extraktion von H^- -Ionen zu leisten. Numerische Modellrechnungen erweisen sich als sehr wertvoll, um sich einen Einblick in die komplexen physikalischen Prozesse zu verschaffen. Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei verschiedene numerische Modelle eingesetzt.

Zur Untersuchung des Extraktionsprozesses, also der Erzeugung und Dynamik von Teilchenstrahlen, wird ein kommerzielles Ray Tracing Programm eingesetzt. Der dreidimensional rechnende KOBRA3 Code soll im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal für die Berechnung eines aus einer HF-Quelle extrahierten Wasserstoffionenstrahls angewandt werden. Ein wesentliches Merkmal stellt hierbei die Interaktion der extrahierten negativen Ionen mit dem Quellenplasma dar, welche zur Ausbildung einer Grenzschicht zwischen Plasma und Ionenstrahl führt. Diese Schicht ist für die Ionenoptik von entscheidender Bedeutung. Während die bisher eingesetzten Computermodelle nur unzureichende Möglichkeiten boten, diese Grenzschicht für die Extraktion negativer Ionen zu berechnen, beinhaltet KOBRA3 ein entsprechend angepasstes Modul.

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit besteht somit in der Analyse der numerisch berechneten Plasmagrenzschicht und deren Einfluss auf die Strahloptik bei verschiedenen Konfigurationen. Der Code kommt für zwei Extraktionssysteme zum Einsatz, auf deren Aufbau im Rahmen der Arbeit näher eingegangen wird. Zum einen erfolgen Rechnungen für ein großflächiges Extraktionsgitter (LAG), welches zur Zeit an zwei von insgesamt drei Testständen für die Quellenentwicklung am IPP eingesetzt wird. Da in Verbindung mit dem negativen Ionenstrahl unweigerlich auch Elektronen extrahiert werden, ergibt sich aus der Analyse von Ionen- und Elektronenstrahl in Abhängigkeit verschiedener Parameter eine wich-

tige Zielsetzung dieser Arbeit. Auf Basis dieser Analysen sollen im Rahmen der Computersimulation verschiedene Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt und verifiziert werden.

Darüber hinaus soll der KOBRA3 Code als Hilfsmittel zur Entwicklung eines Faraday Cup zum Einsatz kommen, welcher als lokales Extraktionssystem am dritten, neu aufgebauten Teststand dienen soll. Hier stellt insbesondere die Berechnung der maximal und minimal extrahierbaren Stromdichte für verschiedene Spannungsbereiche eine wesentliche Zielsetzung dar.

Um die Physik des Transports negativer Ionen im Quellenplasma zu untersuchen, soll ein Monte-Carlo Testteilchencode verwendet werden. In diesem Rahmen ist es durch die Berechnung einer großen Anzahl individueller Ionentrajektorien möglich, den Einfluss verschiedener Quellenparameter auf die Überlebenswahrscheinlichkeit oberflächenproduzierter H^- -Ionen zu analysieren. Ziel der Arbeit ist die Anwendung des Testteilchenprinzips für die am IPP eingesetzte Quellenkonfiguration und beinhaltet somit Entwicklung und Einsatz eines dementsprechenden Codes. Da die negativen Wasserstoffionen auf einer Elektrodenoberfläche produziert werden, spielt die Elektrodengeometrie eine sehr wichtige Rolle. Aus diesem Grund wird bei der Entwicklungen besonderen Wert auf eine exakte Implementierung der geometrischen Konfiguration der Gitterelektrode gelegt, an welcher der Oberflächenprozess stattfindet. Die Wechselwirkung der Testteilchen mit dem Quellenplasma wird mittels eines Monte-Carlo Kollisionsmodells mit einem als stationär angenommenen Plasmahintergrund simuliert. Zur Modellierung der Stoßprozesse werden experimentell bestimmte Teilchendichten verwendet. Einen wichtigen Parameter zur Optimierung der Quelle stellt die Magnetfeldkonfiguration dar. In diesem Zusammenhang zeichnet sich der Code durch die Verwendung von Felddaten aus Finite-Elementen Programmen aus, welche sehr exakte Ergebnisse liefern. Der Testteilchencode ermöglicht es, den Einfluss von Variationen verschiedener Quellenparameter auf die Überlebenswahrscheinlichkeit zu untersuchen, wodurch Optimierungsmöglichkeiten aufgezeigt werden sollen. Neben der Analyse von Variationen der Startenergie der Ionen soll ebenfalls der Einfluss der Startwinkelverteilung, die stark an die Geometrie der Elektrodenoberfläche gekoppelt ist, näher untersucht werden. Eine weitere interessante Fragestellung ergibt sich aus der Variation der eingesetzten Magnetfeldstärken.

2. Kernfusion durch magnetischen Einschluss

Es wird bis zum Jahr 2050 zu einem Anstieg des weltweiten Bedarfs an Primärenergie um den zwei- bis dreifachen Wert von 1990 kommen. Drohende Klimaschäden und begrenzte Vorräte machen fossile Brennstoffe auf lange Sicht ungeeignet, um diesen gewaltigen Bedarf zu decken. Die thermonukleare Fusion zeichnet sich als Option einer langfristigen Energieversorgung durch nahezu unbegrenzte Brennstoffressourcen, eine gute Umweltverträglichkeit und ein hohes Sicherheitsniveau aus. Der Bau des ersten kommerziellen Fusionsreaktors soll über zwei Zwischenschritte durchgeführt werden. Das internationale Forschungsprojekt **ITER**¹ soll Wege zu einer wirtschaftlichen Nutzung der kontrollierten Kernfusion aufzeigen. Nach ITER folgt das Demonstrationskraftwerk **DEMO**, das den Grundstein für die industrielle Nutzung der Kernfusion legen soll.

Die theoretische Grundlage der Energiegewinnung aus Kernfusion bildet die von Einstein postulierte Äquivalenz von Masse und Energie. In Abbildung 2.1 ist die Bindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Massenzahl des Atomkerns dargestellt. Nukleare Reaktionen wie die Spaltung schwerer Kerne (Fission) oder die Verschmelzung leichter Kerne (Fusion) setzen typischerweise Energien von einigen MeV pro Nukleon frei. Im Gegensatz dazu ergeben sich aus chemischen Reaktionen Energien von einigen eV pro Reaktionsprozess, was den in der Elektronenhülle auftretenden Energieniveaus entspricht. Dieser Unterschied macht die Nutzung von Kernprozessen zur Energieerzeugung besonders attraktiv. Der größte Gewinn von 7.07 MeV pro Nukleon entsteht durch den Fusionsprozess in der Sonne, wo 4 Protonen einen ^4He -Kern bilden. Zur Energiegewinnung auf der Erde kommt der beschriebene Prozess aufgrund seiner vergleichsweise geringen Reaktionsrate jedoch nicht in Frage.

¹ITER: [lat.] der Weg

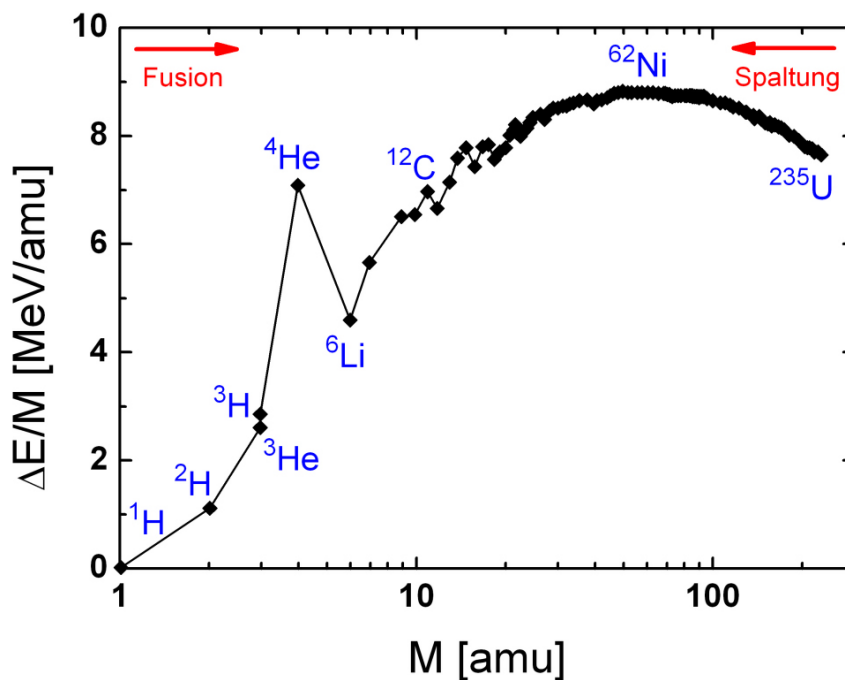
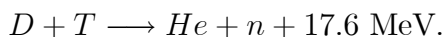


Abbildung 2.1.: Verlauf der Bindungsenergie pro Nukleon im Kern als Funktion der Kernmasse.

Derzeitige Fusionsexperimente basieren auf einer Reaktion zwischen Deuterium und Tritium:



Damit die Fusionsreaktion stattfinden kann, müssen sich die beiden Fusionspartner jedoch sehr nahe kommen, da die Reichweite der Kernkräfte größenordnungsmäßig auf die Kerndimensionen beschränkt ist. Für einen Deuteriumkern im Ruhesystem des Tritiums bildet sich innerhalb dessen Kernradius ein Potentialtopf aus, der eine Tiefe von 17.6 MeV aufweist. Alle Bestrebungen, die Kerne derart nahe zusammenzuführen, werden jedoch durch die repulsive Coulomb-Kraft dominiert (siehe Abbildung 2.2). Dadurch kommt es zur Ausbildung einer Potentialbarriere (Coulombbarriere) von einigen hundert keV. Für die Verschmelzung der D- und T-Kerne muss daher die kinetische Energie der beteiligten Kerne groß genug sein, um diese Barriere zu überwinden. Die Fusion kann somit erst stattfinden, wenn die Stoßpartner eine derart große Relativenergie aufbringen können. Aufgrund des Tunneleffekts kann es jedoch schon bei Energien von 10 keV - 20 keV zu Fusionsreaktionen kommen. [Dux02]

Um ausreichend große Wirkungsquerschnitte der Fusionsreaktionen zu erreichen, sind sehr hohe Teilchentemperaturen (10 keV - 100 keV) erforderlich. Die daraus

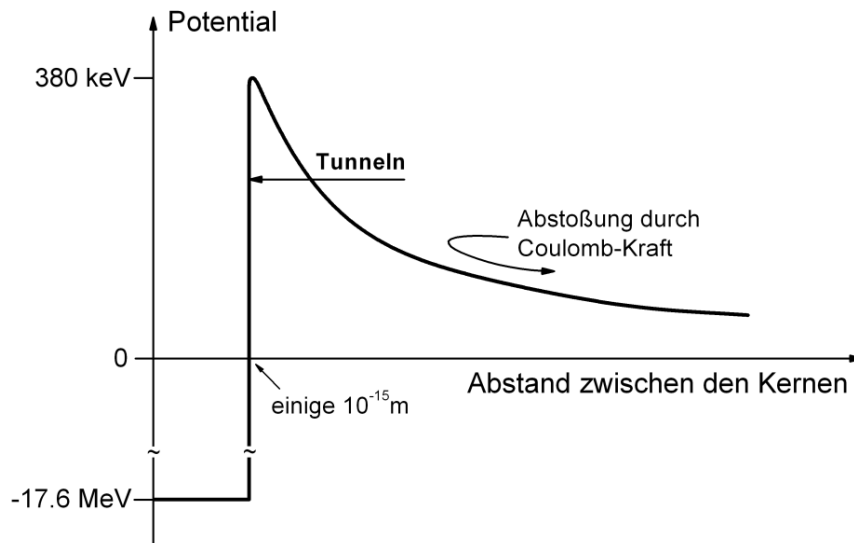


Abbildung 2.2.: Kernpotential und Coulombbarriere für die D-T-Reaktion.

resultierende hohe Anzahl von Teilchenstößen pro Zeiteinheit ist notwendig, da die Fusionsquerschnitte weit unter den Coulomb-Wirkungsquerschnitten liegen. Wegen der hohen Teilchentemperaturen entsteht ein Wasserstoffplasma, welches aufgrund seiner hohen Temperatur nicht in materiellen Gefäßen eingeschlossen werden kann. Bei jedem Wandkontakt würde eine große Teilchenzahl von der Wand abgelöst werden und ins Plasma gelangen. Dies führt zur Abkühlung des Plasmas durch Strahlungsverluste.

Für die technische Umsetzung der kontrollierten Kernfusion erweist sich das Konzept eines magnetisch eingeschlossenen Fusionsplasmas als sehr vielversprechend, welches sich aus der Bindung geladener Teilchen an Magnetfeldlinien ergibt. Durch sogenannte **Confinement² Magnetfelder** wird das Plasma wärmeisoliert eingeschlossen und somit von den Gefäßwänden ferngehalten. Um Endverluste zu vermeiden wird eine toroidal geschlossene Magnetfeldkonfiguration verwendet. Die Fusion durch magnetischen Einschluss wird zur Zeit in Tokamaks und Stellaratoren untersucht. Der Begriff **Tokamak** ist eine Abkürzung der russischen Worte für „Toroidale Kammer mit Magnetfeldspulen“. In der Tokamak-Anordnung (siehe Abbildung 2.3) erzeugen die Hauptfeldspulen das toroidale Feld \vec{B}_t . Ein derartiges Feld reicht jedoch nicht aus, um die Teilchen vollständig einzuschließen. Durch die Krümmung der Feldlinien ergibt

²confinement: [engl.] Beschränkung

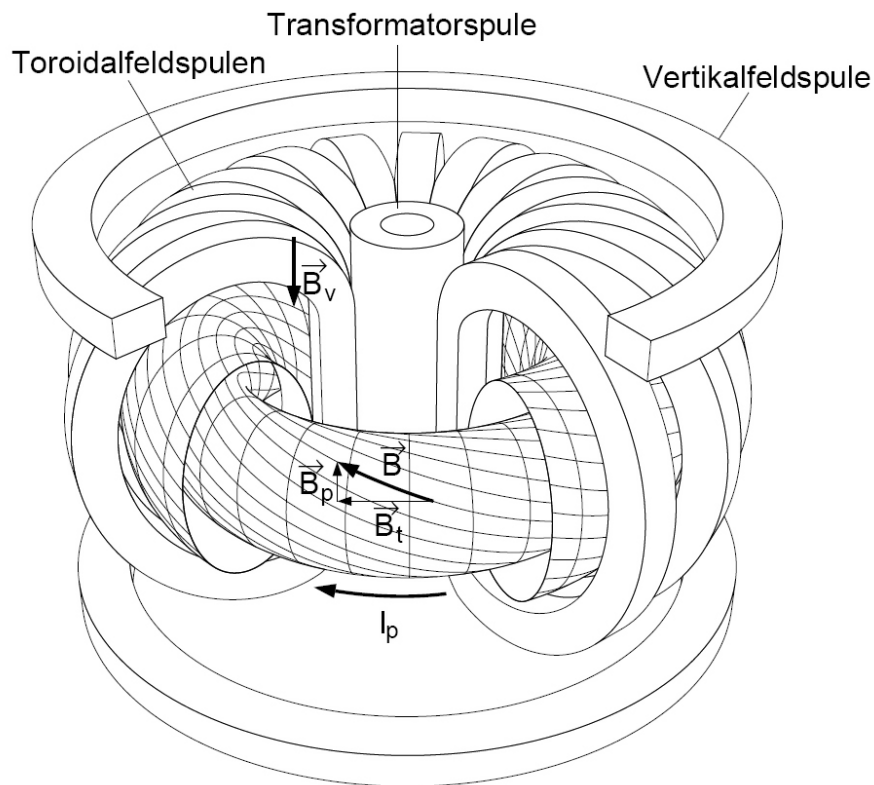


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung einer Tokamak-Anordnung mit verdrillten Magnetfeldlinien.

sich eine Drift, welche negative und positive Teilchen auseinander treibt. Das daraus resultierende elektrische Feld führt zusammen mit dem toroidalen Feld zu einer Kraft, welche die Teilchen an den Rand drängt. Deshalb werden zum Einschluss des Plasmas Felder benutzt, deren Feldlinien nicht nur kreisförmig um die Torusachse laufen, sondern sich schraubenförmig um die Seele des Torus - die zentrale Magnetfeldlinie - winden. Dieses gedrehte Feld ergibt sich aus der Überlagerung des toroidalen Feldes \vec{B}_t mit einem poloidalen Feld \vec{B}_p , welches von einem toroidalen Plasmastrom I_p erzeugt wird. Hieraus formen sich magnetische Flächen, auf denen die Teilchen dauerhaft gefangen werden. Um den Strom im Plasma zu treiben, ist der Tokamak, elektrotechnisch gesehen, als Transformator aufgebaut. Die Spulen der Primärwicklung induzieren durch eine Stromänderung die notwendige Umfangsspannung im Plasmatorus. Neben den Hauptfeldspulen, die bekanntlich das toroidale Feld \vec{B}_t erzeugen, wird zur Regelung der Plasmaform ein vertikales Feld \vec{B}_v benötigt.

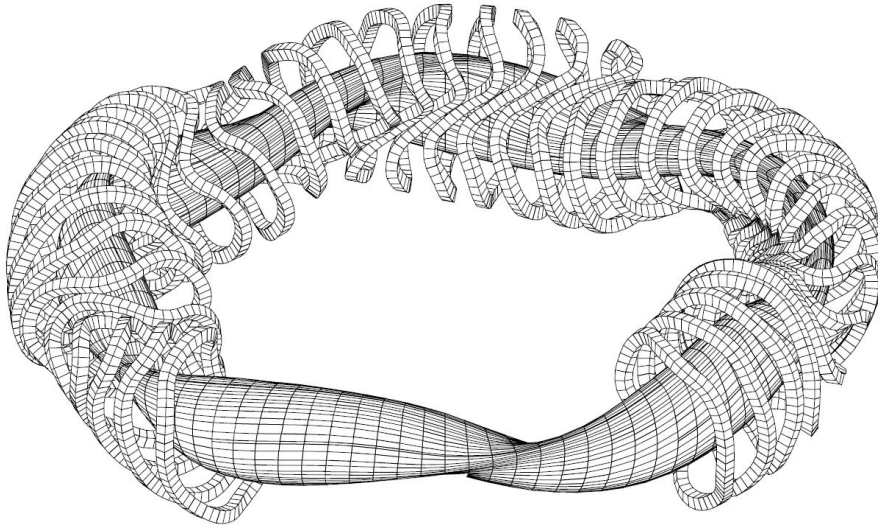


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung einer möglichen Spulengeometrie eines Stellarators.

In einem **Stellarator** (siehe Abbildung 2.4) wird die schraubenförmige Verdrillung der Feldlinien um die Torus-Seele ausschließlich durch äußere Spulen erzeugt. Ein Stellarator kommt also ohne einen Längsstrom im Plasma und damit ohne Transformator aus. [Kau03] [Dux02]

Neben den Fusionspartnern müssen ebenfalls die entstehenden α -Teilchen eingeschlossen werden, sodass sie ihre Energie von 3.52 MeV an das Plasma abgeben können. Die „Zündung“ eines Fusionsplasmas beschreibt in diesem Fall den Zustand, wenn die α -Teilchen Heizung die Plasmaverluste gerade decken kann. Das Zündkriterium (Lawson-Kriterium) lässt sich anhand des für ein Fusionsplasma charakteristischen Fusionsproduktes aus Teilchendichte n , Teilchentemperatur T und Energieeinschlusszeit τ_E aufstellen:

$$n \cdot T \cdot \tau_E > 3 \cdot 10^{21} \text{ keV s m}^{-3}.$$

Beim magnetischen Einschluss ist die Dichte klein (typischerweise 10^{20} m^{-3}). Bei einer Teilchentemperatur von 100 Millionen Grad muss die Energieeinschlusszeit folglich im Sekundenbereich liegen. Bis zur Zündung ist es erforderlich, das Fusionsplasma von Außen mit Energie zu versorgen. Für diese Heizung stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung:

- **Stromheizung:** Die Stromheizung ist auf die Tokamak-Anordnung beschränkt. Hier dissipiert der toroidal fließende Plasmastrom über den ohmschen Widerstand Energie. Da der Plasmawiderstand jedoch mit zunehmender Temperatur abnimmt, ist diese Methode nur zur Anfangsheizung bis 1 keV geeignet. Daher muss das Plasma durch sogenannte Zusatzheizungen weiter aufgeheizt werden.
- **Hochfrequenzheizung:** Die Elektronen und Ionen, die im Plasma aufgrund der Magnetfelder auf Kreisbahnen gefangen sind, besitzen charakteristische Zyklotronfrequenzen. Durch Einstrahlung von Hochfrequenzwellen mit den entsprechenden Resonanzfrequenzen kann Energie ins Plasma übertragen werden. Die Hochfrequenzheizung für Ionen wird ICRH (**I**on **C**yclotron **R**esonance **H**eating) genannt und arbeitet mit Frequenzen zwischen 10 MHz - 100 MHz. Das entsprechende Pendant für Elektronen trägt den Namen ECRH (**E**lectron **C**yclotron **R**esonance **H**eating) und arbeitet mit Frequenzen zwischen 60 GHz - 150 GHz. Eine weitere Resonanzfrequenz liegt im Bereich zwischen der ECR und ICR. Die LH (**L**ower **H**ybrid) Heizung arbeitet auf Basis einer Mischfrequenz zwischen Elektronen- und Ionen-Zyklotronfrequenz. [Wil01]
- **Neutralteilcheninjektion:** Im Rahmen der Neutralteilchenheizung werden schnelle Neutrale (50 keV bis 1 MeV) in das magnetisch eingeschlossene Plasma injiziert, die ihre Energie in Form von Stößen abgeben. Im folgenden Kapitel wird das Prinzip der Neutralteilchenheizung ausführlich behandelt.

3. Neutralteilchenheizung

3.1. Prinzip der Neutralteilcheninjektion

Die Neutralteilchenheizung, kurz NBI (**N**eutral **B**eam **I**njektion) trägt in großem Umfang zur Heizleistung vieler Fusionsexperimente bei. Die grundlegenden Konzepte wurden Anfang der 70er Jahre entwickelt und gehen auf Überlegungen der frühen 50er Jahre zurück. Neutrale Atome können durch das Confinement Magnetfeld hindurch in das Fusionsplasma eindringen und werden durch Kollisionen mit Ionen und Elektronen selbst ionisiert. Die auf diese Weise generierten schnellen Ionen verbleiben, eingeschlossen durch das Magnetfeld im Fusionsplasma. [BP75]

Da Fusionsplasmen hauptsächlich aus Wasserstoff und Deuterium bestehen, kommt für die injizierte Teilchenspezies ebenfalls nur eine dieser Spezies in Frage, um eine Verunreinigung durch die Injektion auszuschließen. Durch Stöße der injizierten schnellen Neutralteilchen mit den Ionen und Elektronen im Plasma kommt es zu einem Energietransfer, welcher eine Heizung des Plasmas zu Folge hat. Die kinetische Energie der generierten Ionen muss in diesem Fall größer als die mittlere Energie der Plasmateilchen sein, damit durch Stöße der schnellen Ionen mit den langsamen Plasmateilchen genügend Energie übertragen werden kann. Bei heutigen Experimenten liegt die kinetische Energie im Bereich von 50 keV (H) bis 120 keV (D). Zum Vergleich liegt die thermische Plasmaenergie im Zentrum bei etwa 15 keV. Eine hohe Neutralteilchenenergie von 1 MeV ist nicht nur unter dem Gesichtspunkt der Eindringtiefe attraktiv. Eine weitere, zunehmend an Bedeutung gewinnende Aufgabe der Neutralteilcheninjektion ergibt sich aus der Möglichkeit, den Toroidalstrom im Tokamak zu treiben.

Folgende Betrachtungen basieren auf Darstellungen in [SFF⁺06].

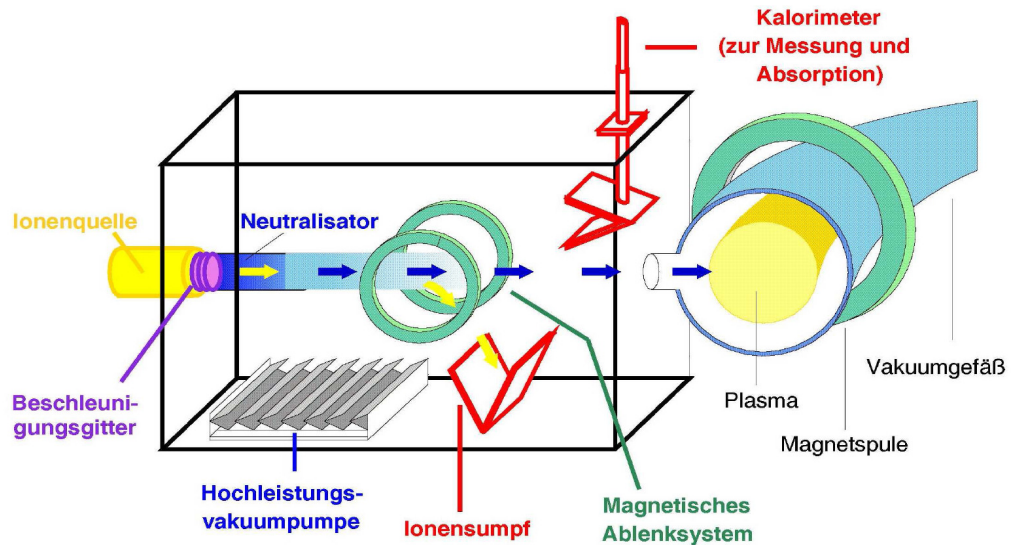


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung der Neutralteilchenheizung mit Quelle, Extraktion, Beschleunigung, Neutralisierung, Ablenkung der Restionen und Transport der Neutralen in den Torus.

3.2. Erzeugung und Transport

Erzeugung und Transport eines Neutralteilchenstrahls lassen sich in sukzessive Schritte einteilen. Der gesamte Prozess ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Positive oder negative Ionen werden durch ein elektrostatisches Extraktionssystem aus einer Plasmaquelle abgesaugt. Der Ionenstrahl wird im Beschleunigungsgitter auf eine Energie von etwa 1 MeV beschleunigt. Die Ladungsneutralisierung des Ionenstrahls erfolgt durch Ladungsaustausch und Elektronstripping im Neutralisator. Da bei dem Austauschstoß mit den Gasmolekülen nur wenig Energie verloren geht, entsteht ein Neutralteilchenstrahl mit nahezu identischer kinetischer Energie. Dieser Neutralisationsprozess ist jedoch nicht vollständig, und ein Teil des Strahls bleibt ionisiert. Diese Teilchen werden durch ein magnetisches Filtersystem in einen Ionensumpf abgelenkt, wo eine Thermalisierung erfolgen kann. Der gefilterte, hochenergetische Neutralteilchenstrahl wird im Anschluss in das Fusionsplasma geleitet. Um Informationen über die Leistungsdichte im Strahl und die Strahldivergenz gewinnen zu können, steht ebenfalls ein wassergekühltes, mit Thermoelementen besetztes Kalorimeter zur Verfügung.

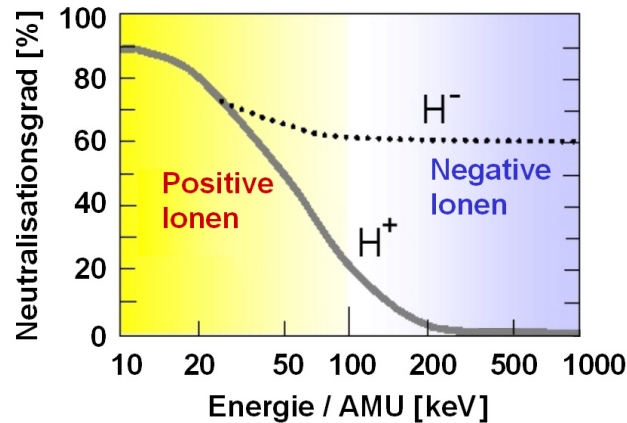


Abbildung 3.2.: Neutralisationsausbeute in Abhängigkeit der Energie pro Masseneinheit für H^- und H^+ . Bei hohen Energien geht die Ausbeute von H^+ gegen Null, während sich bei H^- ein konstanter Wert von 60 % einstellt.

3.3. Weiterentwicklung der NBI für ITER

Für den internationalen Testreaktor ITER sind Neutralteilchenenergien von 1 MeV erforderlich. Die in aktuellen Fusionsexperimenten wie bei ASDEX Upgrade¹ eingesetzten NBI Systeme basieren größtenteils auf H^+ / D^+ -Ionenstrahlen. Die maximale Energie der Neutralteilchen in diesen NBI Systemen bewegt sich unterhalb 100 keV. Eine Steigerung der Neutralteilchenenergie auf die von ITER geforderte Energie ist aus physikalischer Sicht für das Konzept der Neutralisierung positiver Ionen nicht möglich. Der limitierende Faktor der Neutralteilcheninjektion mit positiven Ionen ist in diesem Fall der Neutralisationsgrad. Dieser geht im Fall positiver Ionen für Energien oberhalb von 120 keV gegen Null, wie aus Abbildung 3.2 ersichtlich wird. Eine Erhöhung der Energie der extrahierten, positiven Teilchen scheitert also am Neutralisationsprozess. Im Fall negativer Ionen liegt der Neutralisierungsgrad auch für derart große Energien bei einem konstanten Wert von 60 %, wie aus Abbildung 3.2 hervorgeht. Aus diesem Grund wird für große Fusionsexperimente wie ITER eine NBI auf Basis negativer Ionen benötigt. [BP75]

¹ASDEX-Upgrade: Axially Symmetric Divertor Experiment, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

Die Herstellung eines intensiven Strahls negativer Ionen wirft jedoch neue physikalische und technische Problemstellungen auf und geht weit über ein Umkehren der Polarität der Beschleunigungsspannungen hinaus. Die geringe Bindungsenergie des zusätzlichen Elektrons von 0.7 eV des negativen Ions erweist sich als problematisch für Erzeugung und Beschleunigung. So benötigen Quellen für negative Ionen zum Erreichen des für ITER geforderten Stroms von 40 A eine wesentlich größere Extraktionsfläche als ihre positiven Pendanten. Im Fall der negativen Ionen lässt sich eine Stromdichte von ca. 20 mA/cm² erreichen, welche eine Größenordnung unter der positiver Ionen liegt. Außerdem muss der Gasdruck in der Ionenquelle um den Faktor 5 – 10 niedriger (0.3 Pa) sein als in vergleichbaren positiven Quellen, um zu verhindern, dass das schwach gebundene Elektron während des Beschleunigungsvorgangs vorzeitig abgestreift wird. Trotzdem sind Verluste im Bereich von 10 % bis 20 % unvermeidlich. Da negative Ionen und Elektronen identische Vorzeichen aufweisen, tritt ein weiteres Problem auf. Elektronen werden unwillkürlich zusammen mit den negativen Ionen extrahiert und beschleunigt. Diese schnellen Elektronen werden als ko-extrahierte Elektronen bezeichnet und führen zu Verlusten bei der Neutralisation und zu Belastungen der Elektroden. Der extrahierte Elektronenstrom muss daher möglichst gering gehalten werden. Diejenigen Elektronen, die unvermeidlich in das Extraktionssystem gelangen, werden durch ein magnetisches Filtersystem frühzeitig an der weiteren Beschleunigung gehindert.

Eine NBI mit negativen Ionen wird zur Zeit auf Basis von **Bogenquellen** (LHD², JT-60U³) als Plasmaquellen erfolgreich eingesetzt. Diese arbeiten nach dem Prinzip, dass Elektronen, die von einer heißen Kathode thermisch emittiert werden, durch eine Spannung in die Plasmaquelle beschleunigt werden. Dort ionisieren sie die vorhandenen Gasmoleküle und erzeugen so ein Plasma. Eine mögliche Alternative zu den Bogenquellen stellen **HF-Quellen** dar. Durch eine Hochfrequenzspule wird induktiv ein oszillierendes elektrisches Feld generiert, wodurch vorhandene Elektronen beschleunigt werden und über Stöße ein Plasma erzeugen. HF-Quellen weisen bezüglich Plasmahomogenität, Lebensdauer und Kosten eine Vielzahl von Vorteilen gegenüber Bogenquellen auf.

²LHD: **L**arge **H**elical **D**evice, National Institute for Fusion Science, Toki / Japan

³JT-60U: **J**apan Atomic Energy Research Institute **T**okamak-**60** Upgrade, Japan Atomic Energy Research Institute, Naka / Japan

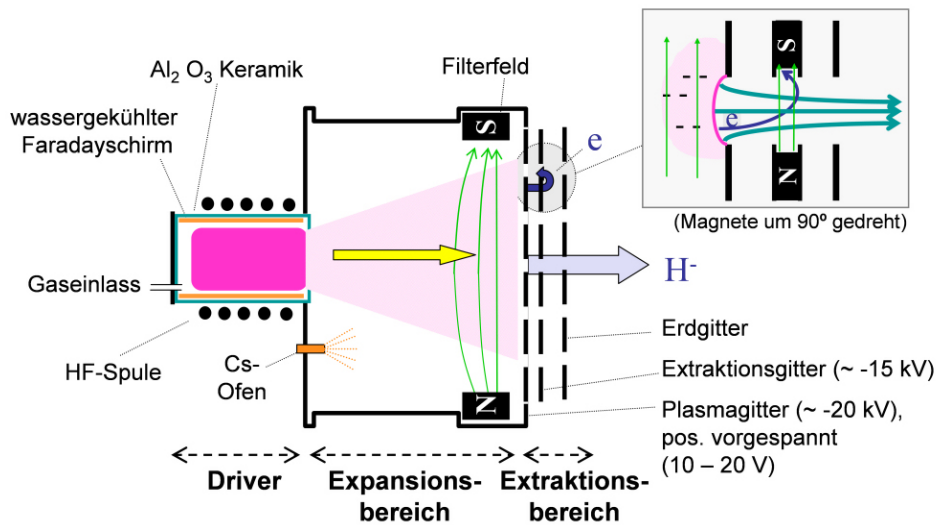


Abbildung 3.3.: Schematische Darstellung einer Quelle für negative Ionen mit Driver, Expansions- und Extraktionsbereich. Rechts oben ist ein Beamlet in der Vergrößerung zu sehen. Quellenfläche: $32 \times 59 \text{ cm}^2$

3.4. Aufbau einer Quelle für negative Ionen

Das Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching ist in der Entwicklung von HF-Quellen negativer Ionen weltweit führend. Die Erzeugung des Ionenstrahls wird in zwei wesentliche Bereiche untergliedert. Während die Plasmaquelle die erforderliche Ionendichte erzeugt, wird im Extraktionsbereich der Ionenstrahl geformt. Dies geschieht in Analogie zu den in der Kern- und Elementarteilchenphysik verwendeten Systemen. Im Gegensatz zu Teilchenbeschleunigern ergeben sich für die NBI jedoch deutlich höhere Anforderungen an die extrahierte Stromstärke (20 A bis 50 A), um die benötigten Heizleistungen von einigen Megawatt erreichen zu können. Diese Stromstärken erfordern deutlich höhere Strahlquerschnitte von einigen 100 cm^2 . Die Steigerung der extrahierten Stromstärke vom Milliamperebereich zu einigen zehn Ampere wurde durch die Entwicklung großflächiger, homogener und gleichförmiger Plasmaquellen und durch die Aufteilung des Strahls in hunderte einzelne kleine Strahlen (Beamlets) erreicht. In Abbildung 3.3 ist eine schematische Darstellung der am IPP entwickelten Quellen für negative Ionen abgebildet.

Die Ionenquelle lässt sich in drei Bereiche aufteilen:

Driver, Expansionsbereich und Extraktionsbereich.

3.4.1. Driver

Im Driver wird das primäre Plasma durch die beschriebene HF-Plasmaquelle erzeugt. Der Driver besteht aus einem Aluminiumoxid-Zylinder mit einer wassergekühlten an einen 1-MHz-Oszillator angeschlossenen HF-Spule. Ein Faraday Schirm aus Kupfer schützt den Zylinder vor dem Plasma. Die HF-Spule koppelt elektromagnetische Wellen in das Plasma ein. Diese erzeugen über Stoßprozesse das Plasma. Typische HF-Leistungen liegen im Bereich von 100 kW.

3.4.2. Expansionsbereich

Das im Driver erzeugte H- oder D-Plasma strömt im Anschluss in den Expansionsbereich. Hier durchläuft das Plasma ein magnetisches Filterfeld, welches parallel zum Plasmagitter angelegt ist (siehe Abbildung 3.3). Es dient dazu, die im Driver erzeugten heißen Elektronen mit einer Energie von 10 eV davon abzuhalten in das Extraktionssystem zu gelangen. Die Elektronen werden auf den magnetischen Feldlinien auf Kreisbahnen mit ungefähr 1 mm Durchmesser gefangen und auf diese Weise in ihrer Beweglichkeit senkrecht zum Magnetfeld eingeschränkt. Durch Stöße können die Elektronen den Einflussbereich des Magnetfelds verlassen. Da diese Stöße jedoch umso wahrscheinlicher werden, je langsamer die Elektronen sind, können kalte Elektronen den Filter passieren. Diese Abkühlung der Elektronen auf Temperaturen unter 2 eV bewirkt eine Minimierung der Zerstörung negativer Wasserstoffionen durch Elektronenstöße. Das Filterfeld hilft außerdem, den ko-extrahierten Elektronenstrom zu reduzieren. Das Plasma, welches zunächst hauptsächlich aus Neutralen, Elektronen und positiven Ionen besteht, strömt auf auf das Plasmagitter. Dieser Vorgang ist in Abbildung 3.3 veranschaulicht. Die Erzeugung negativer Wasserstoffionen erfolgt durch Wechselwirkung der Teilchen im Plasma mit der Wandoberfläche. Die Produktion negativer Wasserstoffionen lässt sich optimieren, indem dem Plasma eine Oberfläche niedriger Austrittsarbeit angeboten wird. Zu diesem Zweck ist an der Rückseite des Quellenkörpers ein Ofen angebracht, der das Verdampfen von Cäsium ins Quellenvolumen ermöglicht. Dadurch wird eine dünne Schicht Cäsium auf die Innenwände der Plasmaquelle aufgebracht. Diese Beschichtung führt zu deutlich höheren H^- -Dichten vor dem Extraktionsbereich. Die im Rahmen dieses Oberflächenprozesses generierten negativen Ionen gelangen im nächsten Schritt in das Extraktionssystem. Durch eine geeignete Formgebung der Oberfläche des Plasmagitters kann der Anteil der Ionen, der sich in Richtung Extraktion bewegt, erhöht werden. Aus diesem Grund

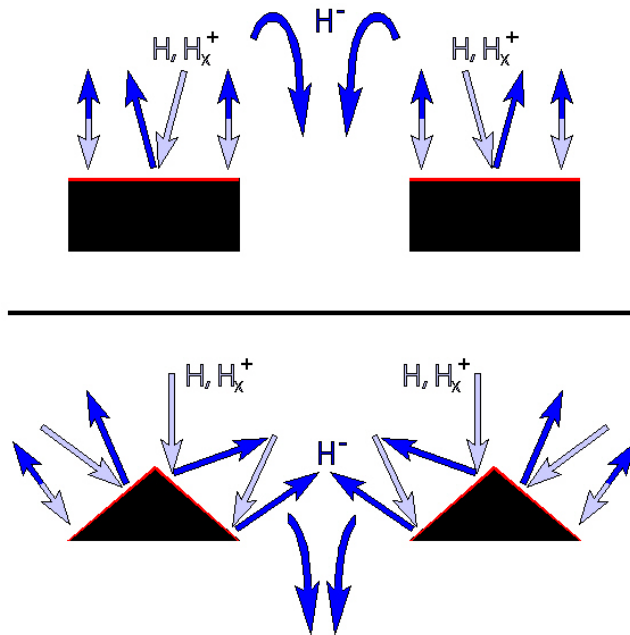


Abbildung 3.4.: *Flache (oben) und abgeschrägte Öffnung (unten) zur Verbesserung der Startwinkelverteilung der oberflächenproduzierten H^- -Ionen (blaue Pfeile). Die grauen Pfeile stellen das auf die Oberfläche treffende Plasma dar. In rot ist die Beschichtung der Oberfläche mit Cäsium dargestellt.*

werden sog. **chamfered⁴ holes** verwendet, welche in Abbildung 3.4 schematisch dargestellt sind. Durch die gewinkelte Form bekommt ein Teil der generierten negativen Wasserstoffionen eine für die Extraktion günstige Startwinkelverteilung.

3.4.3. Extraktionssystem

Werden die an der Oberfläche des Plasmagitters erzeugten negativen Ionen durch die Extraktionsspannung erfasst, gelangen diese in den Extraktionsbereich. Das Extraktionssystem formt aus den negativen Ionen einen Strahl, welcher sich aus über hundert Einzelstrahlen (Beamlets) zusammensetzt. Ein derartiges Beamlet ist in Abbildung 3.6 zusammen mit einem Extraktionskanal dargestellt. Die Abbildung zeigt den Kanal jeweils in einer Seitenansicht und einer Draufsicht. Das derzeit verwendete Extraktionssystem trägt die Bezeichnung LAG⁵ und besteht aus über hundert derartiger periodisch angeordneter Extraktionskanäle, wie sich aus Abbildung 3.5 ergibt. Jede Extraktionsöffnung an der Rückseite des Plasma-

⁴chamfered: [engl.] abgeschrägt

⁵LAG: Large Area Grid

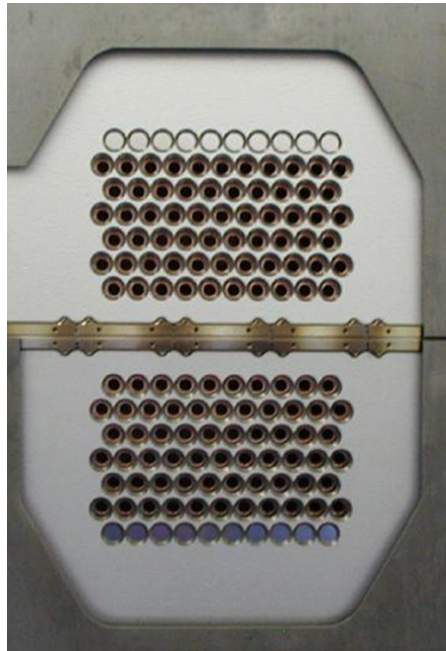


Abbildung 3.5.: *Plasmagitter einer am IPP entwickelten HF-Quelle aus Sicht des Drivers. Auf der Fotografie sind die Extraktionskanäle zur Erzeugung der einzelnen Beamlets zu sehen. Die Gesamtfläche aller Extraktionsöffnungen beträgt insgesamt 70 cm².*

gitters entspricht einem Extraktionskanal. Das Design des Extraktionssystems spielt eine wesentliche Rolle für die Qualität und Stromdichte des erzeugten negativen Ionenstrahls.

Einen wesentlichen Faktor stellt die Entfernung der ko-extrahierten Elektronen dar. Um diese vor der Beschleunigung, bei möglichst geringer Energie aus dem Ionenstrahl entfernen zu können, ist das Extraktionssystem in mehrere Stufen aufgeteilt. Das System besteht aus drei Gitterelektroden:

- Plasmagitter (PG)
- Extraktionsgitter (EG)
- Beschleunigungs- oder Erdgitter (GG)

Das Plasmagitter (PG) stellt die Schnittstelle zwischen Expansion- und Extraktionsbereich dar und kann gegenüber dem Quellenkörper durch eine Biasspannung U_{bias} vorgespannt werden. Zusammen mit dem Extraktionsgitter (EG) stellt es die erste Stufe der Beschleunigung des Extraktionssystems dar. Die Potentialdifferenz zwischen den beiden Gittern wird als Extraktionsspannung U_{ext} bezeichnet

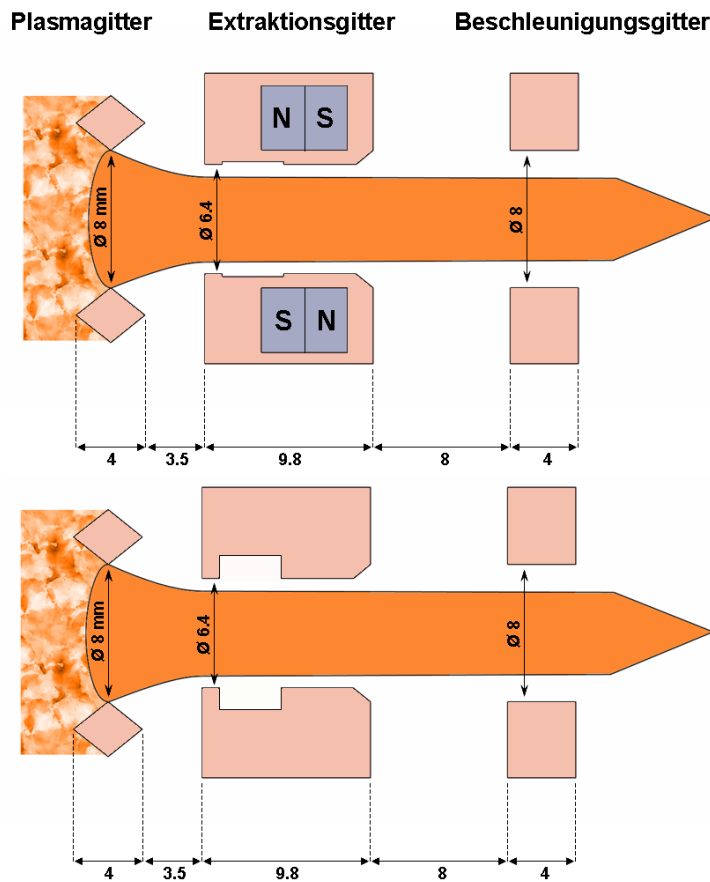


Abbildung 3.6.: Darstellung eines Extraktionskanals in Seitenansicht (oben) und Draufsicht (unten). Die Abbildung zeigt Plasmagitter, Extraktionsgitter mit Magnetstäben und Beschleunigungsgitter. Der extrahierte Ionenstrahl ist als orangefarbener Pfeil dargestellt.

und beträgt typischerweise zwischen -5 kV und -10 kV. Der zweite Beschleunigungsschritt erfolgt zwischen Extraktions- und Beschleunigungsgitter mit einer Beschleunigungsspannung U_{acc} im Bereich von -15 kV. Das Plasmagitter liegt zusammen mit dem gesamten Quellenkörper auf hohem Potential gegenüber dem Erdgitter (**G**rounded **G**rid: GG). An an der Quelle (PG) liegen typischerweise Gesamtspannungen $U_{\text{lv}} = U_{\text{acc}} + U_{\text{ext}}$ von -20 kV gegenüber dem Erdpotential an. Ein Überblick bezüglich der Gitterspannungen ergibt sich aus Abbildung 3.7. Aufgrund der angelegten Spannung werden negative Ionen und Elektronen aus dem Plasma extrahiert. Durch Raumladungseffekte ergibt sich eine gekrümmte Übergangsfläche zwischen Plasma und extrahiertem Ionenstrahl, welche als Plasmameniskus⁶ bezeichnet wird. Eine genaue Beschreibung dieses Effektes und seinen Auswirkungen auf die extrahierte Stromdichte wird in Kapitel 4 gegeben.

⁶Meniskus: [gr. Meniskos] Halbmond

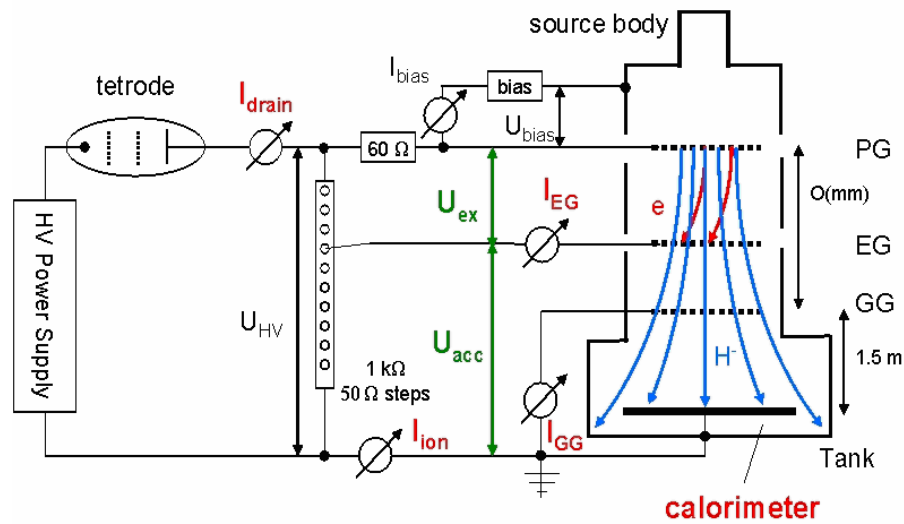


Abbildung 3.7.: Hochspannungsversorgung und Strommessung an den IPP Ionenquellen. Die extrahierten Wasserstoffionen sind in Blau eingezeichnet, während die roten Pfeile die abgelenkten Elektronen darstellen.

Um die ko-extrahierten Elektronen vor der zweiten Beschleunigungsstufe entfernen zu können, befinden sich im Extraktionsgitter Permanentmagnete (siehe Abbildung 3.6), welche die Elektronen in entsprechende Aussparungen (Elektronentaschen) im Extraktionsgitter lenken sollen, ohne die schweren Ionen maßgeblich zu beeinflussen. Der Elektronenstrom ist für das Extraktionsgitter eine thermische Belastung und sollte den extrahierten Ionenstrom nicht überschreiten. Eine genaue Beschreibung des Aufbaus des Extraktionsgitters ist in Abschnitt 7.1.1 verfügbar.

Der zweistufigen Extraktion schließt sich die abschließende volle Beschleunigung auf Energien bis zu 1 MeV an, die im Rahmen der Entwicklungstätigkeit nicht durchgeführt wird. Stattdessen wird der extrahierte Ionenstrahl durch eine Kalorimeterplatte analysiert. Neben der Kalorimetermessung ist auch eine elektrische Messung der Teilchenströme auf die Elektroden möglich, was eine Differenzierung bezüglich der Anteile (I_{eg} , I_{gg}) erlaubt. Anhand von Abbildung 3.7 ergibt sich ein Überblick über die an den einzelnen Gittern und am Kalorimeter gemessenen Ströme. Die Messungen des Stroms auf das Extraktionsgitter I_{eg} ermöglichen eine Bestimmung des ko-extrahierten Elektronenstroms. Anhand des Gesamtstroms I_{drain} ist dadurch eine elektrische Messung des extrahierten Ionenstroms möglich.

3.5. HF-Ionenquellen am IPP

Ein wesentlicher Faktor im Rahmen der Quellenentwicklung stellt die Erfüllung der ITER Anforderungen [ITE02] dar:

- D^- Stromdichten von 200 A/m^2
- Elektronen-Ionen Verhältnis $I_e/I_{\text{ion}} \leq 1$
- Gasdruck $\leq 0.3 \text{ Pa}$
- Pulslänge: 1 h
- Plasmainhomogenität von unter 10 %

Die Entwicklung wird gleichzeitig an drei Testständen betrieben: **BATMAN**, **MANITU** und **RADI**. Aus Gründen des Strahlenschutzes erfolgt der Experimentierbetrieb überwiegend mit Wasserstoff. In regelmäßigen Abständen werden jedoch auch Testreihen mit Deuterium durchgeführt. Die Teststände BATMAN und MANITU arbeiten mit dem LAG Extraktionssystem, während an RADI zur Zeit keine großflächige Extraktion vorhanden ist. Jeder Teststand ist auf spezifische Ziele und Aufgaben spezialisiert:

BATMAN Der Teststand BATMAN⁷ dient der Untersuchung der grundlegenden physikalischen Prozesse. Aus diesem Grund ist er mit einer Vielzahl von Diagnostiken ausgestattet. Ziel von BATMAN ist die Optimierung der extrahierten H⁻ ($> 280 \text{ A/m}^2$) und D⁻-Stromdichte ($> 200 \text{ A/m}^2$) bei kleinem Quelldruck ($\leq 0.3 \text{ Pa}$) und kleinem Elektron/Ion Verhältnis (< 1). Die Pulsdauer beträgt maximal 10 s bei einer vergleichsweise kleinen Extraktionsfläche von 70 cm^2 .

MANITU Der zweite Teststand MANITU⁸ hat die Aufgabe, die bei BATMAN erreichten Parameter auch bei größerer Extraktionsfläche (maximal 390 cm^2) und einer Pulslänge von bis zu einer Stunde Deuterium-Betrieb aufrechtzuerhalten. In diesem Zusammenhang ist die räumliche und zeitliche Homogenität der Parameter von hoher Relevanz.

RADI Der neu aufgebaute Teststand RADI⁹ hat die halbe Größe ($80 \times 90 \text{ cm}^2$) der zukünftigen ITER-Quelle. In diesem Zusammenhang soll das modulare Konzept und die Homogenität einer großen HF-Quelle demonstriert werden. Wie beschrieben ist an RADI derzeit keine großflächige Extraktion vorhanden. Im reinen Plasmabetrieb kann keine direkte Messung der extrahierten Stromdichten (Ionen/Elektronen) erfolgen. Aus diesem Grund werden sog. Faraday Cups zur lokalen Extraktion entwickelt, die eine Messung der Stromdichteverteilung über das Gitter ermöglichen und somit Aussagen bezüglich der Homogenität erlauben. Eine genaue Beschreibung der Faraday Cups wird in Abschnitt 7.3 gegeben.

⁷BAvarian Test MAchine for Negative Ions

⁸Multi Ampere Negative Ion Test Unit

⁹RA DIal Injector

4. Theorie geladener Teilchenstrahlen

Ein genaues Verständnis der physikalischen Vorgänge in einer Ionenquelle ist zur Optimierung von Quellenparametern unerlässlich. Nachdem in Kapitel 3 ein Überblick über wichtige physikalische Vorgänge in Bezug auf die gesamte Quelle gegeben wurde, soll in diesem Kapitel der theoretische Rahmen für die Physik der Extraktion und Ausbildung eines Ionenstrahls geschaffen werden. Diese physikalischen Vorgänge werden unter dem Oberbegriff **Ionenoptik** zusammengefasst.

4.1. Ionenextraktion aus einem Plasma

Die meisten Ionenquellen, die für hohe Stromdichten ausgelegt sind, basieren auf der Extraktion der Ionen aus einem geeigneten Plasma. Dazu wird an Öffnungen im Plasmagefäß (Extraktionsöffnungen) ein starkes elektrisches Feld angelegt, welches zu einer gerichteten Bewegung der austretenden geladenen Teilchen führt. Die Menge der extrahierten Ionen wird **Ionenstrahl** genannt. Dieser zeichnet sich durch eine gleichgerichtete Bewegung der extrahierten Ionen mit nahezu identischer kinetischer Energie aus, wobei die longitudinale Energiekomponente die transversale Komponente überwiegt. Aufgrund der Relevanz für die Ionenoptik bildet die Untersuchung des Übergangsbereichs zwischen feldfreiem Plasma und geladenem Teilchenstrahl einen wesentlichen Teil der folgenden theoretischen Überlegungen.

Erreicht ein geladenes Teilchen aus der Plasmaquelle durch hier nicht näher spezifizierte Transportvorgänge den Extraktionsbereich, so wird es durch die in diesem Bereich anliegenden elektrischen Felder beschleunigt. Der auf diese Weise generierte Ionenstrahl verursacht in unmittelbarer Nähe zum Plasma eine starke Raumladung. Die Teilchen im Plasma reagieren auf diese Raumladung. Plasmateilchen mit gleicher Ladung werden von der Raumladung reflektiert, während

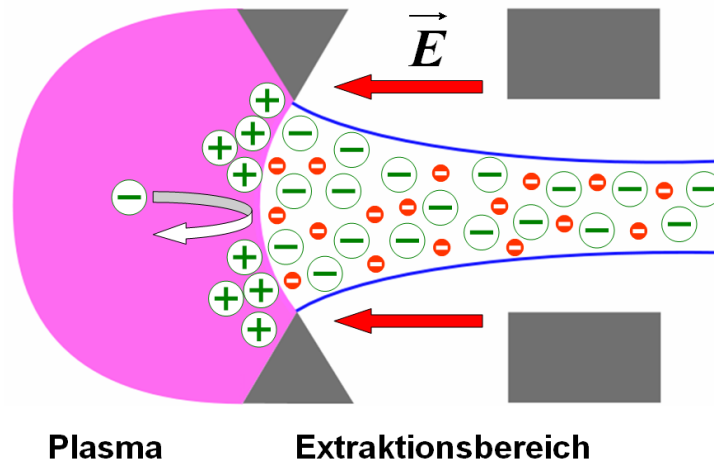


Abbildung 4.1.: Darstellung des extrahierten Teilchenstrahls negativer Ionen und Übergang zum Quellenplasma. Durch das elektrische Feld E werden negative Ionen (-) und Elektronen (klein, rot) aus dem Plasma extrahiert. Die negative Raumladung des Teilchenstrahls zieht positive Plasmaionen (+) an und stößt die negativen Plasmaionen ab.

unterschiedlich gepolte Teilchen angezogen werden. Dies führt zu einer Abschirmung der Raumladung des Teilchenstrahls vonseiten des Plasmas. Im Rahmen dieser Prozesse bildet sich eine Grenzfläche zwischen Plasma und Teilchenstrahl aus. Während sich im Plasma ein quasineutraler Zustand einstellt, wird der Ionenstrahl durch elektrisches Feld und Raumladung dominiert. Die Struktur dieser Grenzfläche ist für die Gestalt des Ionenstrahls und somit für die Ionenoptik von entscheidender Bedeutung. In Abbildung 4.1 ist die Extraktion eines Ionenstrahls negativer Teilchen durch ein elektrisches Feld schematisch dargestellt. Die Grenzfläche stellt sich hier als gekrümmte Übergangsfläche zwischen violetterem Plasma und weißem Extraktionsbereich dar. [Hum90]

4.2. Eindimensionales Grenzschichtmodell

Zum Verständnis der Natur der Grenzfläche wird ein eindimensionales, analytisches Modell vorgestellt. Das Modell geht davon aus, dass aus dem Quellenplasma nichtrelativistische Ionen mit einer Stromdichte

$$j_0 = en_0v_0 \quad (4.1)$$

extrahiert werden. Diese Ionen der Dichte n_0 kommen im Modell mit einer konstanten Teilchengeschwindigkeit $v_z = v_0$ aus dem Quellenplasma in den Extrak-

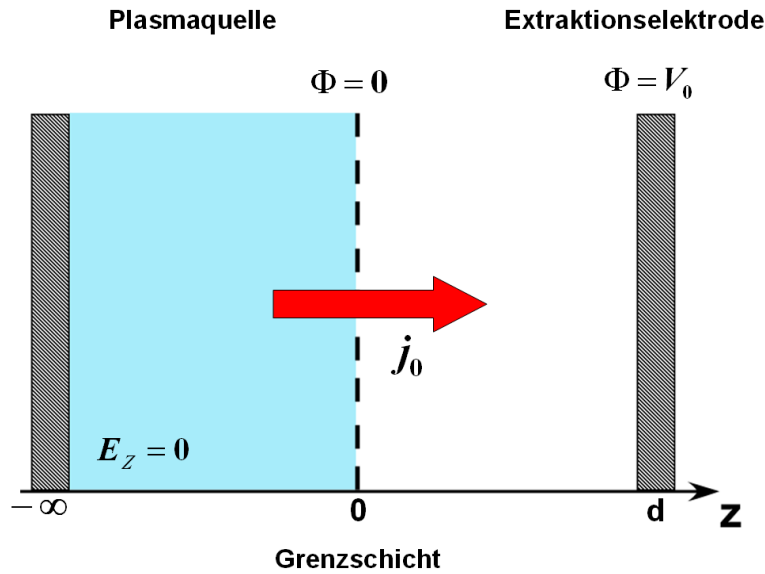


Abbildung 4.2.: Darstellung des eindimensionalen Grenzschichtmodells. Der rote Pfeil symbolisiert den extrahierten Ionenstrom, während die gestrichelte Linie die Grenzschicht darstellt.

tionsbereich. Das Plasma befindet sich im Bereich der negativen z -Achse und endet an der (per Konvention festgelegten) Übergangsgrenze zum Teilchenstrahl bei $z = 0$. Die Extraktion erfolgt durch eine Elektrode bei $z = d$ mit einem Potential $\Phi = V_0$. Im quasineutralen Inneren des Plasmas bilden sich keine elektrischen Felder aus, somit gilt für das elektrostatische Potential im Plasmainternen: $\Phi = 0$. Kompensationseffekte durch das Quellenplasma und die Ausbildung eines Plasmapotentials Φ_{pl} werden in diesem einfachen Modell nicht berücksichtigt. Die Konfiguration des beschriebenen Modells ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Für $d > z > 0$ variiert das Potential zwischen $\Phi(0) = 0$ und $\Phi(d) = V_0$. Hier lässt sich das Potential $\Phi(z)$ durch Lösen der eindimensionalen Poissongleichung:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -\frac{\rho(z)}{\epsilon_0} \quad (4.2)$$

mit Ladungsdichte $\rho(z)$ und Dielektrizitätskonstante ϵ_0 ermitteln. Dabei gelten die folgenden Randbedingungen:

$$\begin{aligned} \Phi(0) &= 0, \\ \Phi(d) &= V_0. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Im Gleichgewicht gilt für die Ladungsdichte $\frac{\partial \rho(z)}{\partial t} = 0$ und somit im Rahmen der Kontinuitätsgleichung $\frac{\partial j}{\partial z} = 0$ also $j = j_0 = \text{const.}$ Die lokale Ionendichte $n(z)$ lässt sich damit über die Ionengeschwindigkeit $v(z)$ ausdrücken:

$$n(z) = \frac{j_0}{ev(z)}. \quad (4.4)$$

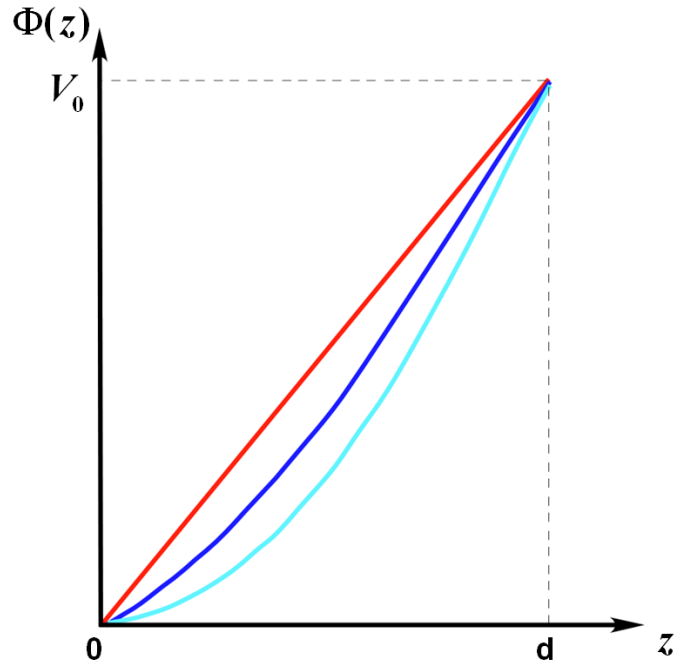


Abbildung 4.3.: Lösung der Poisson-Gleichung für einige Werte von j_0 . Für sehr geringe Stromdichte ergibt sich ein linearer Potentialverlauf (rot). Eine schrittweise Erhöhung der Stromdichte führt zu einer raumladungsbedingten Absenkung des Potentials (blau, cyan).

Nach dem Energieerhaltungssatz gilt außerdem (mit $\Phi(0) = 0$, Ionenmasse m_i und Anfangsgeschwindigkeit v_0):

$$\frac{1}{2}m_i v(z)^2 = |e|\Phi(z) + \frac{1}{2}m_i v_0^2 \implies v(z) = \sqrt{\frac{2|e|\Phi(z)}{m_i} + v_0^2}. \quad (4.5)$$

Unter Vernachlässigung von v_0 ergibt sich die Poisson-Gleichung zu:

$$\Phi'' = -\frac{j_0}{\epsilon_0 \sqrt{\frac{2|e|\Phi}{m_i}}}. \quad (4.6)$$

Ohne weitere Einschränkungen lässt sich keine allgemeine analytische Lösung von Gleichung (4.6) finden. In Abbildung 4.3 sind einige numerisch berechnete Lösungskurven dargestellt. [Hum90]

Wird die extrahierte Stromdichte j_0 sehr klein eingestellt, so ergibt sich ein linearer Potentialverlauf (rote Kurve) und das elektrische Feld ist über die gesamte Länge konstant. Durch Erhöhung der Stromdichte wird ebenfalls die negative Raumladung nahe der Extraktionsöffnung erhöht. Dies führt zu einer Verringerung des Potentials, wie sich aus dem Vergleich der blauen mit der roten Kurve in Abbildung 4.3 erkennen lässt. Der Verlauf des elektrischen Feldes ist nun ebenfalls

nicht mehr konstant. Insbesondere nahe der Grenzschicht kommt es zu einer Absenkung der elektrischen Feldstärke durch die negative Raumladung, was aus der verringerten Steigung des Potentials für $z = 0$ ersichtlich ist. Eine kontinuierliche Erhöhung der Stromdichte führt zu einer vollständigen Kompensation des elektrischen Feldes an der Extraktionsöffnung und schließlich zu einem gegengerichteten Feld, das die extrahierten Teilchen wieder ins Plasma zurückbeschleunigt. Im Rahmen der Ausbildung eines Gleichgewichtszustands wird sich die extrahierte Stromdichte solange erhöhen, bis die damit verbundene negative Raumladung das elektrische Feld vollständig kompensiert. Es kommt also zur Sättigung der extrahierten Stromdichte, falls die Bedingung

$$\Phi'(0) = 0 \quad (4.7)$$

erfüllt ist. [Hum90]

Diese zusätzliche Einschränkung ermöglicht eine analytische Lösung und die Berechnung der Sättigungsstromdichte j (ohne Vorzeichen):

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{d^2}. \quad (4.8)$$

Der Beweis dieses Zusammenhangs findet sich im Abschnitt A.2 des Anhangs. Gleichung (4.8) ist unter dem Namen **Child-Langmuir** Gesetz bekannt und gibt die raumladungsbedingte Sättigungsstromdichte in Abhängigkeit von Extraktionsspannung V_0 und Abstand d an. Die Größe d beschreibt den Abstand zwischen Plasmagrenzschicht und Extraktionselektrode (siehe Abbildung 4.2), welcher sich im Rahmen eines dynamischen Prozesses selbstkonsistent einstellt. Im Gleichgewicht muss der extrahierte Strom mit dem raumladungsbegrenzten Child-Langmuir Strom übereinstimmen. Ist eine Bestimmung der extrahierten Stromdichte möglich, so kann durch Gleichung (4.8) eine explizite Berechnung des Abstandes zwischen Plasmagrenzschicht und Elektrode erfolgen:

$$d = \sqrt{\frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_0^{\frac{3}{2}}}{j}}. \quad (4.9)$$

Geht man von einer runden Extraktionsöffnung mit Radius a aus, lässt sich obige Beziehung ebenfalls für den extrahierten Strom I aufstellen:

$$\frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}} = \frac{4\pi}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \left(\frac{a}{d}\right)^2. \quad (4.10)$$

Aus Gleichung (4.10) ergibt sich die Größe

$$\Pi = \frac{I}{V_0^{\frac{3}{2}}}, \quad (4.11)$$

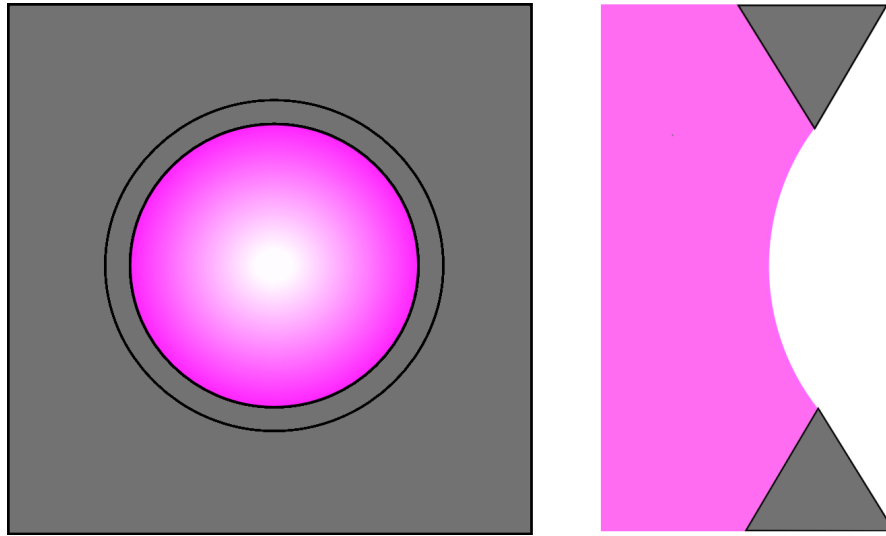


Abbildung 4.4.: Ausbildung eines Plasmameniskus an einer runden Extraktionsöffnung. Das linke Bild zeigt eine Frontalansicht, während in der rechten Darstellung die Wölbung des Meniskus in Seitenansicht sichtbar ist.

die als **Perveanz** eines Ionenstrahls bekannt ist. [Hum90]

Die Einheit der Perveanz ist

$$1 \text{ perv} = 1 \frac{\text{A}}{\text{V}^{\frac{3}{2}}}$$

Im folgenden Abschnitt wird die Bedeutung der Perveanz Π erläutert.

4.3. Einfluss der Perveanz auf die Strahloptik

Im Rahmen des eindimensionalen Grenzschichtmodells ergibt sich durch Gleichung (4.10) ein Zusammenhang zwischen dem Abstand der Grenzschicht von der Extraktionselektrode und der Perveanz Π . Diese Ergebnisse liefern wertvolle physikalische Einsichten für das Verständnis der Struktur einer mehrdimensionalen Plasmagrenzschicht, die aufgrund ihrer Form auch als **Plasmameniskus** bezeichnet wird. Die Form der Grenzschicht verhält sich analog zu einer gespannten Membran, die sich in die Extraktionsöffnung wölbt. In Abbildung 4.4 ist ein typischer Meniskus dargestellt, der sich innerhalb einer runden Extraktionsöffnung ausbildet. Der Meniskus beschreibt die Äquipotentialfläche zwischen feldfreiem Plasma und dem Extraktionsgebiet, welches von starken elektrischen Feldern dominiert wird. Passieren die Ionen aus dem Plasma den Meniskus, so kommt es zu einer instantanen Beschleunigung entlang der elektrischen Felder, welche sich

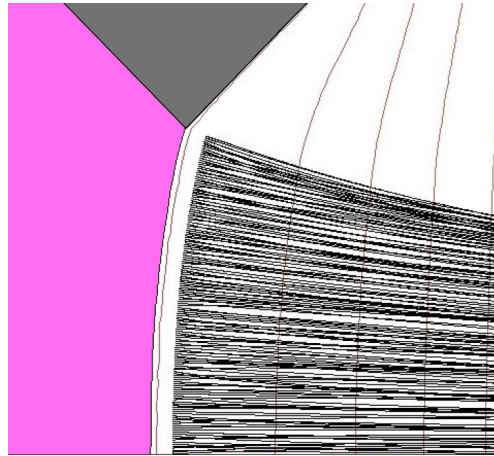


Abbildung 4.5.: Darstellung der senkrecht zum Meniskus beschleunigten Ionen. Im Bild sind außerdem die Äquipotentiallinien des Beschleunigungsfeldes eingetragen.

senkrecht zum Meniskus ausbilden (siehe Abbildung 4.5). Aus diesem Grund spielt die Krümmung des Meniskus eine wesentliche Rolle für die Ionenoptik. [Fal06][Hum05][Hum90]

Meniskusform und extrahierte Stromdichte stellen sich bei einer gegebenen Elektrodengeometrie und Extraktionsspannung selbstkonsistent ein.

Im Rahmen des Child-Langmuir Gesetzes lässt sich für jede Meniskuskrümmung eine Perveanz berechnen. Für eine feste Extraktionsgeometrie gibt es eine, in Bezug auf eine minimale Divergenz des extrahierten Ionenstrahls, optimale Meniskusform, welcher die optimale Perveanz Π_{opt} zugeordnet ist. Abweichungen von der optimalen Perveanz können ungünstige Auswirkungen auf die Divergenz des Teilchenstrahls haben. In Abbildung 4.6 ist die Beeinflussung der ionenoptischen Eigenschaften des Systems bei Variation der Perveanz dargestellt.

Für eine Perveanz Π , die unterhalb der optimalen Perveanz Π_{opt} liegt (unterperveanter Fall), kommt es gemäß Gleichung (4.10) zu einer Erhöhung des Abstandes d zwischen Meniskus und Extraktionselektrode. Dies hat zur Folge, dass sich die Grenzschicht in das Plasma zurückzieht, während deren Rand an die Extraktionselektrode gebunden ist. Dadurch kommt es zu einer verstärkten Meniskuskrümmung, welche zu einer Überfokussierung des Ionenstrahls führt (Abbildung 4.6 oben). Dadurch kommt es zu einer Erhöhung der Strahldivergenz.

Im überperveanten Fall $\Pi > \Pi_{\text{opt}}$ verringert sich der Abstand d . Die Grenzschicht verschiebt sich somit in Richtung des Extraktionsbereichs und der Meniskus wölbt sich aus der Extraktionsöffnung heraus (Abbildung 4.6 unten). Der Ionenstrahl ist in diesem Fall beim Austritt aus dem Quellenplasma divergent. [Hum05][Hum90][Fal06]

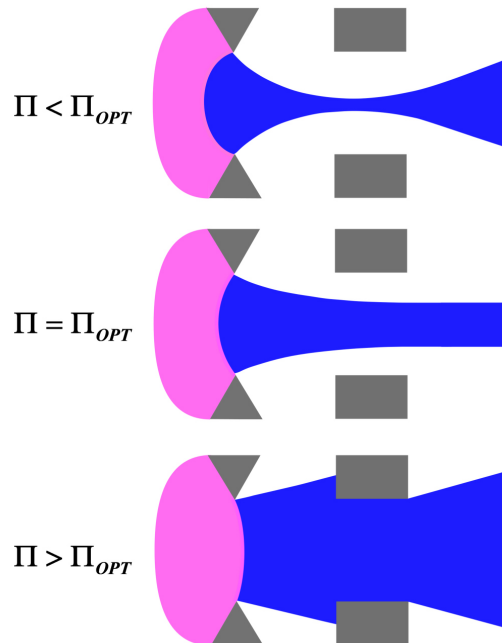


Abbildung 4.6.: Auswirkung der Krümmung des Meniskus auf den Ionenstrahl im unterperveanten Fall (oben), im Fall optimaler Perveanz (Mitte) und im überperveanten Fall (unten).

Im bisherigen Modell wurden Kompensationseffekte durch die positiven Ionen im Plasma nicht berücksichtigt. Eine dementsprechende Erweiterung des eindimensionalen Grenzschichtmodells wird im folgenden Abschnitt durchgeführt.

4.4. Erweitertes Grenzschichtmodell

Zur Erweiterung von Gleichung (4.6) wird für die kompensierenden positiven Ionen (Temperatur T_i) das sogenannte Self-Modell [Sel63] benutzt. Hier werden die kompensierenden Teilchen durch einen mit der Potentialdifferenz exponentiell abfallenden Term berücksichtigt. Die erweiterte Poissongleichung für das Potential $\Phi(z)$ lautet unter Berücksichtigung der Quasineutralität ($n_e = n_i = n_0$) im Plasma:

$$\Phi'' = \frac{n_0|e|}{\epsilon_0} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Phi - \Phi_{pl}}{U_i}}} - \frac{1}{\exp \frac{\Phi - \Phi_{pl}}{U_c}} \right). \quad (4.12)$$

Für die Gleichung wurde das Plasmapotential Φ_{pl} und die anfängliche kinetische Energie der extrahierten (negativen) Ionen $U_i = \frac{\frac{1}{2}m_i v_0^2}{|e|}$ eingeführt. Die Größe $U_c = \frac{k_b T_i}{|e|}$ beschreibt die Energie der kompensierenden Ionen. [Bec96]

Ferner wird von einer einfachen Ladung der Kompensationsteilchen ausgegangen. In normalisierten Koordinaten lautet Gleichung (4.12) dann:

$$\eta(\xi)'' = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta\eta}} - \frac{1}{\exp \eta}. \quad (4.13)$$

Die Größe $\xi = \frac{z}{\lambda_d}$ wird dabei auf die Debye Länge λ_d normiert, während für die Differenz zum Plasmapotential die Größe $\eta = \eta(\xi) = \frac{\Phi(\xi) - \Phi_{pl}}{U_c}$ eingeführt wird. Außerdem wird der Parameter $\beta = \frac{U_c}{U_i}$ gewählt. Da Gleichung (4.13) nicht analytisch lösbar ist, werden verschiedene Grenzfälle behandelt. So ergibt die Vernachlässigung des exponentiellen Kompensationsanteils die analytische Lösung:

$$\eta(\xi) = \left(\frac{3}{2}\xi\right)^{\frac{4}{3}}. \quad (4.14)$$

Es lässt sich zeigen (siehe Anhang A.3), dass Gleichung (4.13) für $\eta \rightarrow 0$ eine exponentielle Lösung besitzt:

$$\eta(\xi) \sim \exp\left(\sqrt{1 - \frac{\beta}{2}\xi}\right). \quad (4.15)$$

In den Arbeiten von J. R. Pierce [Pie54] wurde gezeigt, dass sich die Form der Grenzsicht in zwei Dimensionen durch analytische Fortsetzung von $\eta(\xi)$ ermitteln lässt. Zur Berechnung der Grenzsicht muss somit

$$\Re\{\eta(z)\} = U(x, y) = 0, \quad (4.16)$$

$$z = x + iy \in \mathbb{C} \quad (4.17)$$

erfüllt sein.

Im Fall des Grenzsichtmodells ohne Kompensationsfunktion ergibt

$$\Re\{z^{\frac{4}{3}}\} = \Re\{e^{\frac{4}{3}i\phi}\} = \cos\left(\frac{4}{3}\phi\right) = 0 \quad (4.18)$$

den berühmten Pierce-Winkel von 67.5° in Bezug zur Strahlachse, welcher als Designparameter für Elektronenstrahlroptiken eine wichtige Rolle spielt.

Für Ionenstrahlen muss jedoch das Modell mit Kompensationsfunktion eingesetzt werden. Hier erweist sich die Berechnung der beschriebenen Oberfläche als komplizierter, da die Lösung von Gleichung (4.13) nicht analytisch berechenbar ist. Es lässt sich jedoch zeigen (siehe Anhang A.4), dass sich als Lösung eine Hyperbel in der xy -Ebene ergibt:

$$\frac{(x + R)^2}{R^2} - \frac{y^2}{R^2} = 1. \quad (4.19)$$

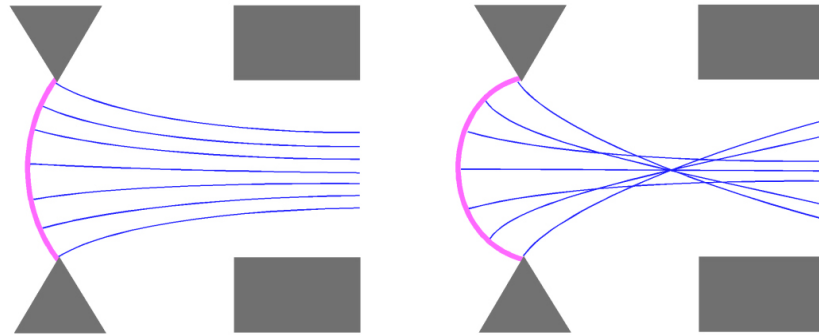


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung des Plasmameniskus und zugehörigen Teilchenstrahlen für den Fall einer angepassten Perveanz (links) und einer Fehlanpassung (rechts).

Die Variable R beschreibt in diesem Fall den Krümmungsradius. Die Hyperbel stellt somit eine analytische Beschreibung der Form des Plasmameniskus dar. Im Gegensatz zum Pierce-Winkel lässt sich jedoch kein universeller Designparameter finden, da in den Krümmungsradius variable Parameter wie die Temperatur der Kompensationsteilchen und die Debyelänge eingehen. [Bec96]

4.5. Aberrationseffekte

Die durchgeführten theoretischen Betrachtungen liefern eine analytische Beschreibung der Struktur des Plasmameniskus. Ein wichtiger Faktor, der im analytischen Modell nicht erfasst werden kann, ist die geometrische Beschaffenheit der Plasmaelektrode. In unmittelbarer Nähe des Elektrodenrandes wird der Plasmameniskus sehr stark von derartigen Geometrieeffekten beeinflusst. Ein falsches Elektrodendesign kann die Qualität des Ionenstrahls stark beeinflussen. In Analogie zur Optik kommt es hier ebenfalls zu sogenannten Aberrationseffekten. Derartige Abbildungsfehler führen zu einer Vergrößerung der Divergenz des Ionenstrahls und ergeben sich aus der Fehlanpassung der Geometrie der Plasmaelektrode bezüglich des Plasmameniskus. Da sich der Meniskus als Äquipotentialfläche an die Elektrodenoberfläche anschmiegen muss, können sich durch die Fehlanpassung sehr stark gekrümmte Meniskusflächen am Elektrodenrand ergeben. Diese starke Krümmung führt zu einer nichtlinearen Beeinflussung der beschleunigten Teilchen. Abweichungen von der für eine Elektrodengeometrie idealen Perveanz sind die Hauptursachen derartiger Fehler in der Ionenoptik. In Abbildung 4.7 ist dieser Effekt dargestellt. [Fal06]

Eine exakte Berechnung einer Ionenoptik und ihrer Einwirkung auf den Ionenstrahl, unter Berücksichtigung von Geometrieeffekten, erfordert eine selbst-konsistente numerische Berechnung der Meniskusform. Zu diesem Zweck stehen dementsprechende Computercodes zur Verfügung, welche in Abschnitt 5.2 beschrieben werden. Genaue Analysen werden im Ergebnisteil durchgeführt.

4.6. Kräfte auf einen Ionenstrahl

Nach der Extraktion aus dem Plasma wird der Ionenstrahl durch verschiedene Kräfte beeinflusst. Die Bewegung jedes Teilchens im Strahl kann durch drei Orts- und drei Geschwindigkeitskomponenten (nicht-relativistisch) vollständig bestimmt werden. Diese Orts- und Geschwindigkeitskoordinaten spannen einen 6-dimensionalen Phasenraum auf. Für einen Zeitpunkt t wird jedes Teilchen im Strahl durch einen Punkt im Phasenraum beschrieben. Die zeitliche Evolution des Teilchenstrahls führt zu Trajektorien im Phasenraum:

$$[x(t), y(t), z(t), v_x(t), v_y(t), v_z(t)] = [\vec{r}(t), \vec{v}(t)]. \quad (4.20)$$

Zur Beschreibung eines Teilchenstrahls wird das Verhalten einer Teilchenverteilung im Phasenraum betrachtet. [Hum90]

In Abbildung 4.8 ist die zeitliche Evolution eines idealen Teilchenstrahles für ein einfaches Linsensystem dargestellt. Darunter finden sich die zugehörigen Phasenraumdiagramme für eine Raumrichtung. Charakteristisch für einen divergenten Strahl (links) ist eine Ansammlung der Phasenraumpunkte auf der Winkelhalbierenden. Divergenz bedeutet in diesem Zusammenhang, dass sich die transversale Geschwindigkeitskomponente v_y in den äußeren Bereichen des Teilchenstrahls erhöht. Im konvergenten Fall (rechts) ergibt sich ein gegenteiliger Effekt. In positiver y -Richtung wird die (negative) transversale Geschwindigkeitskomponente kleiner. Bei einem Parallelstrahl (Mitte) sammeln sich die Punkte offensichtlich entlang der y -Achse, da entlang der gesamten y -Achse keine transversale Geschwindigkeitskomponente vorhanden ist.

Das prinzipielle Ziel ist die Berechnung der Evolution einer Verteilung geladener Teilchen, wobei insbesondere die Kräfte, welche die einzelnen Teilchen aufeinander ausüben, eine große Rolle für die Dynamik spielen. Im Gegensatz zu Licht bestehen Strahlen in der Teilchenoptik aus geladenen Partikeln, die Kräfte aufeinander ausüben. Die Teilchen bewegen sich nicht nur unter dem Einfluss externer elektrischer und magnetischer Felder, sondern ihre Trajektorien werden ebenfalls

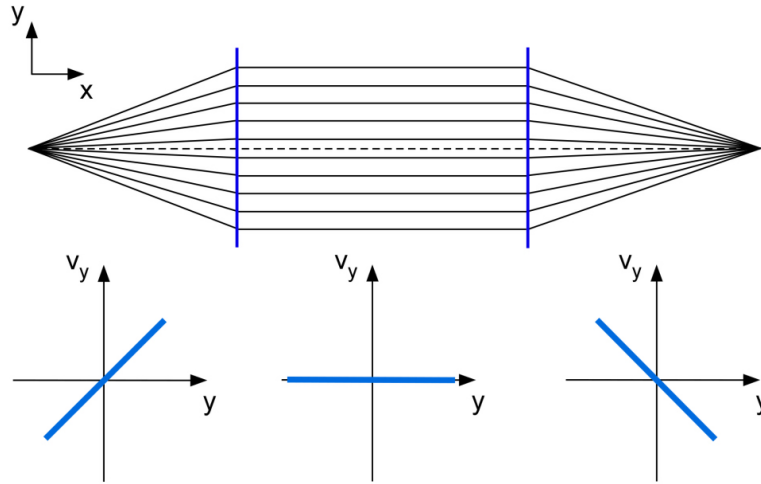


Abbildung 4.8.: Darstellung eines Strahls mit divergentem (links), parallelem (Mitte) und konvergentem (rechts) Segment. Unterhalb sind die entsprechenden Phasenraumplots dargestellt.

durch die Ladungen aller Teilchen im Strahl beeinflusst. Die Kraft auf ein Teilchen j der Ladung q am Ort \vec{r}_j und der Geschwindigkeit \vec{v}_j zum Zeitpunkt t wird durch die nicht-relativistische Lorentzkraft beschrieben:

$$\vec{F}_j = q \left(\vec{E}(\vec{r}_j) + \vec{v}_j \times \vec{B}(\vec{r}_j) \right). \quad (4.21)$$

Der Feldvektor \vec{B} beschreibt in diesem Zusammenhang das externe Magnetfeld. Die Schwierigkeit ergibt sich aus der Berechnung des Feldvektors \vec{E} :

$$\vec{E}(\vec{r}_j) = \vec{E}_{\text{Ext}}(\vec{r}_j) + \vec{E}_{\text{RL}}(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_N). \quad (4.22)$$

In den Term \vec{E}_{RL} gehen die Positionen aller anderen Teilchen des Strahls zum Zeitpunkt t ein. Eine exakte Lösung der Lorentzgleichung mit korrekter Berechnung der Teilchen-Teilchen Wechselwirkung kann durch den Einsatz numerischer Algorithmen erfolgen. Das grundlegende Prinzip der numerischen Beschreibung von Vielteilchenwechselwirkungen wird in Abschnitt 5.2.2 erläutert. [Hum90]

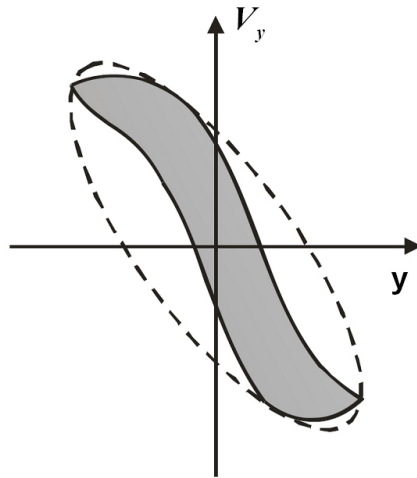


Abbildung 4.9.: Emittanzplot der Phasenraumfläche eines Ionenstrahls (grau) mit einhüllender Emittanzellipse (gestrichelt).

4.7. Emittanzanalyse

Zur Beurteilung der Qualität eines Teilchenstrahls für eine spezifische Anwendung wird die Größe **Emittanz** ε eingeführt, welche aus der Fläche einer Teilchenverteilung im Phasenraum bestimmt wird. Es wird zwischen longitudinaler und transversaler Emittanz unterschieden. Letztere bezeichnet die Fläche der Phasenraumvariablen senkrecht zur Strahlrichtung. Die longitudinale Emittanz bezieht sich auf die Variable in Strahlrichtung und spielt in dieser Arbeit keine Rolle.

Da sich die Verteilung im Phasenraum als eine Ansammlung diskreter Punkte darstellt, muss zunächst eine Grenzfläche definiert werden. Als Randgebiet ergibt sich im Idealfall eine Ellipse, im realen Fall kommt es zu Abweichungen von der idealen Ellipsenform. Hier ergeben sich je nach Anwendung verschiedene statistische Möglichkeiten aus einem Phasenraumdiagramm eine Emittanzellipse zu ermitteln (siehe [Wol95]). Statt Phasenraumdiagramm wird oftmals auch der Begriff Emittanzplot verwendet. Als Beispiel ist in Abbildung 4.9 ein Emittanzplot einer Verteilung dargestellt, die mit einer Ellipse umschrieben wurde. Die Orientierung der Emittanzellipse ermöglicht es, Rückschlüsse auf Konvergenzeigenschaften des Strahls zu ziehen, während die Fläche der Ellipse Aussagen bezüglich der Qualität des Ionenstrahls zulässt. Je kleiner die effektive Fläche der Verteilung im Phasenraum ist, desto besser ist die Qualität des Teilchenstrahls. Eine kleine Fläche im zweidimensionalen Phasenraum lässt auf eine geringe Orts- und Geschwindigkeitsvariation der Teilchenverteilung im Strahl schließen. [Hum90]

Im stationären Fall können die transversalen Geschwindigkeitskomponenten v_y

und v_z durch die Ortsableitungen $y' = \frac{dy}{dx}$ bzw. $z' = \frac{dz}{dx}$ ersetzt werden. Per Konvention beschreibt die x-Richtung im Rahmen der Arbeit die Strahlrichtung. Nachdem der Rand der Phasenraumfläche G bestimmt wurde, kann die Emittanz durch das Integral

$$\varepsilon_y = \int_G dy dy' \quad (4.23)$$

berechnet werden. In drei Raumdimensionen existieren zwei transversale Emittanzen, die horizontale ε_z (z-Emittanz) und vertikale Emittanz ε_y (y-Emittanz) des Ionenstrahls bezeichnet werden.

Die Einheit der y - bzw. z -Achse ist [mm], die der y' - bzw. z' -Achse [mrad]. Dementsprechend ist die Einheit der Emittanz [mm·mrad]. Sehr oft wird [π ·mm·mrad] angegeben, um einen Bezug zur Fläche der Emittanzellipse herzustellen. [Hum90]

5. Teilchen- und Feldsimulation

Gemäß Kapitel 4 ergeben sich im Rahmen der Untersuchung geladener Teilchenstrahlen zahlreiche Problemstellungen, welche die Nutzung numerischer Modelle erforderlich machen. Die wesentlichen Schwierigkeiten sind hierbei die Berechnung der Plasmagrenzschicht und die korrekte Berücksichtigung der raumladungsbedingten Vielteilchenwechselwirkung zwischen den geladenen Teilchen im Strahl für drei Raumdimensionen. Zu diesem Zweck werden selbstkonsistente Teilchensimulationen eingesetzt, welche die Vielteilchenwechselwirkung durch einen iterativen Prozess berücksichtigen. Neben den dynamischen Aspekten sind numerische Modelle jedoch auch für die Berechnung komplexer Problemgeometrien wie Elektrodenkonfiguration und der Anordnung von Permanentmagneten erforderlich.

5.1. Magnetostatische Feldberechnung

Externe Magnetfelder spielen für die auf einen Teilchenstrahl wirkenden Kräfte eine große Rolle. Die in Abschnitt 5.2 vorgestellten Teilchensimulationen benutzen zu diesem Zweck berechnete Magnetfelddaten, da es die hohe Sensibilität von Elektronentrajektorien auf lokale magnetische Flussdichten erforderlich macht, exakte und gut aufgelöste Felddaten einzusetzen. Die Berechnung erfolgt mittels numerischer Algorithmen zur Lösung der Maxwellgleichungen.

Zweidimensionale Feldberechnung

Es wird ein zweidimensionales Magnetfeld im Gebiet G mit Rand C untersucht, welches durch eine Stromdichte \vec{S} generiert wird. Dies wird in Abbildung 5.1 illustriert. Im Fall einer senkrecht zur xy -Ebene gerichteten Stromdichte

$$\vec{S} = S\vec{e}_z \quad (5.1)$$

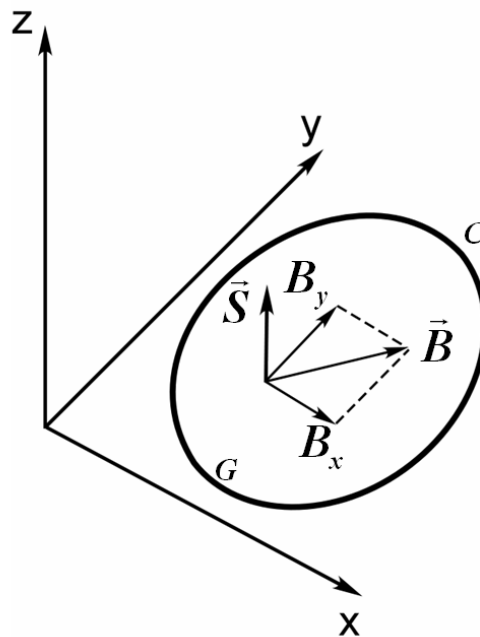


Abbildung 5.1.: Darstellung der Beispielkonfiguration für die zweidimensionale Magnetfeldberechnung.

liegt der Vektor der magnetischen Flussdichte \vec{B} in der xy -Ebene:

$$\vec{B} = B_x \vec{e}_x + B_y \vec{e}_y. \quad (5.2)$$

Zur Lösung des Problems führt man das Vektorpotential \vec{A} mit $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ ein, welches sich in diesem Fall so wählen lässt, dass es nur eine abhängige Variable besitzt:

$$\vec{A} = A \vec{e}_z. \quad (5.3)$$

Dies ergibt sich durch folgenden Zusammenhang:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \\ \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \\ \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ -\frac{\partial A_z}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (5.4)$$

wobei die partielle Ableitung in die z -Richtung verschwindet. Die Maxwellgleichung $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{S}$ verbindet die Feldstärke \vec{H} mit der Stromdichte \vec{S} . Da im Beispiel keine magnetischen Materialien vorliegen, ergibt sich (im Vakuum) die einfache Beziehung $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ zwischen Flussdichte und Feldstärke. Dies führt zur Bestimmungsgleichung für das **magnetische Vektorpotential**:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \mu_0 \vec{S} \quad (5.5)$$

mit

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}. \quad (5.6)$$

Setzt man nun das vereinfachte magnetische Vektorpotential $\vec{A} = A\vec{e}_z$ in diese Formel ein, so ergibt die **magnetische Poissongleichung**:

$$\partial_{xx}A + \partial_{yy}A = -\mu_0 S. \quad (5.7)$$

Die Berechnung des Vektorpotentials erfordert die Lösung der magnetischen Poissongleichung unter Berücksichtigung eventueller Randbedingungen. Verfahren zur numerischen Lösung von Poissonproblemen werden in Kapitel 6 näher erläutert. Die Flussdichte berechnet sich dann durch entsprechendes Ableiten. [Hum97] Die bisherigen Überlegungen gehen allein von einer Stromdichte zur Erzeugung der Magnetfelder aus. Jedoch spielen magnetische Materialien für die im Rahmen der Arbeit untersuchten Magnetfeldkonfigurationen eine wichtige Rolle.

Magnetische Materialien

Zur Charakterisierung magnetischer Materialien wird die Reaktion eines magnetischen Materials auf externe Felder betrachtet. Zu diesem Zweck erfolgt eine Messung der magnetischen Flussdichte B bezüglich der Variation der (externen) Feldstärke H , was eine für ein magnetisches Material charakteristische $B(H)$ -Kurve ergibt. Für die berechneten Feldkonfigurationen kommen ausschließlich Kobalt-Samarium (CoSm) Permanentmagnete zum Einsatz. In diesem Fall ergibt sich der folgende $B(H)$ Zusammenhang:

$$\vec{B}(\vec{H}) = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}(\vec{H}). \quad (5.8)$$

Die Größe M beschreibt in diesem Zusammenhang die Magnetisierung des Permanentmagneten. Im Anhang A.5 sind $M(H)$ und $B(H)$ -Kurven des CoSm Magneten Vacomax 225 HR für verschiedene Temperaturen dargestellt.

Bei Betrachtung der Magnetisierungskurve ist ein temperaturabhängiger Einbruch der Magnetisierung bei hohen Gegenfeldstärken erkennbar, was sich in einer Abweichung der Flussdichtekurven vom linearen Verlauf widerspiegelt. Einfache Abschätzungen ergeben, dass sich die Gegenfelder in den berechneten Problemen weit unterhalb dieser Grenze befinden. Die Magnetisierung $M(H)$ kann somit als unabhängig von der Feldstärke angenommen werden und der Permanentmagnet kann als „idealer“ Magnet durch eine lineare $B(H)$ -Kurve beschrieben werden:

$$\vec{B}(\vec{H}) = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}_R. \quad (5.9)$$

Die Größe \vec{M}_R beschreibt in diesem Zusammenhang die Remanenzmagnetisierung $\vec{M}_R = \vec{B}(0)$.

Eine Beschreibung der Felder, die durch einen Permanentmagneten generiert werden, kann mittels Ersatzstromdichten durch die Oberfläche des Permanentmagneten realisiert werden. Die Ströme werden so gewählt, dass sie der Remanenzmagnetisierung entsprechen. Dies entspricht einem Sprung der Tangentialkomponente der Feldstärke entlang des Magnetrandes.

Zur Berechnung von zweidimensionalen Magnetfeldgeometrien kommt im Rahmen dieser Arbeit das Finite-Elemente Programm QuickField zum Einsatz. [Ana01][Hum97]

Weiterführende Informationen und ein Vergleich verschiedener Programme zur Magnetfeldberechnung finden sich im Anhang A.6.

5.2. Teilchensimulation

5.2.1. Überblick

Die einfachste Kategorie von Teilchensimulationen sind die sogenannten **Testteilchen-Codes**. Derartige Codes berechnen die Trajektorien einzelner Testteilchen unter Einfluss externer Felder. Hierbei erfolgt keine Berücksichtigung der Vielteilchenwechselwirkung. Jedoch kann eine Einbindung von Stoßprozessen und chemischen Reaktionen durch empirische Parameter erfolgen.

Zur Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen den Teilchen werden komplexere Codes benötigt, die wesentlich mehr Rechenzeit beanspruchen. Aufgrund der hohen Anzahl von Teilchen in einem Ionenstrahl werden für die Teilchen in der Simulation sogenannte Makroteilchen eingeführt, die je nach Rechenkapazität einer bestimmten Anzahl realer Teilchen entsprechen. Die Basis jeglicher Teilchensimulation stellt die numerische Integration der Lorentz Bewegungsgleichung (siehe Gleichung (4.21) und (4.22)) für jedes individuelle Makroteilchen dar. Neben den externen Feldern gehen in die Lorentzgleichung jedoch auch diejenigen elektrischen Felder ein, die sich durch die Ladungen der einzelnen Teilchen im Strahl ergeben. Für eine Berechnung der Lorentzkraft unter Berücksichtigung der Teilchen-Teilchen Wechselwirkung ist somit die Kenntnis der momentanen Positionen aller anderen Teilchen notwendig. Zu diesem Zweck werden bei einem **Particle-In-Cell** (PIC) Algorithmus alle Teilchen simultan behandelt. Für jeden Zeitschritt erfolgt hier eine Neuberechnung von Teilchenpositionen und

elektrischen Feldern, die von der momentanen Position aller geladenen Teilchen im System abhängen. Für die Lösung der Poissongleichung werden die geladenen Teilchen für jeden Zeitschritt auf ein Rechengitter abgebildet. Derartige PIC-Codes sind sehr speicher- und rechenzeitaufwendig, zeichnen sich jedoch durch eine allgemeine Anwendbarkeit aus. Insbesondere ist hiermit eine Analyse von zeitdynamischen Vorgängen möglich. PIC-Algorithmen sind jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit. Nähere Informationen dazu finden sich in den Büchern von Birdsall und Hockney. [BL91][HE88]

Für Berechnungen in der Ionenoptik wird am häufigsten die sogenannte **Ray Tracing**¹ (RT) Methode eingesetzt. Hierbei handelt es sich um eine Vereinfachung des PIC Prinzips für stationäre Phänomene. Während bei PIC-Algorithmen ein Iterationsschritt die Berechnung aller momentanen Teilchenbewegungen eines Zeitschritts inklusive Neuberechnung der elektrischen Felder beinhaltet, werden beim RT-Verfahren innerhalb eines Iterationsschritts sämtliche Trajektorien über alle Zeitschritte integriert. Die Berechnung des elektrischen Feldes erfolgt hier nicht während des Integrationsvorgangs wie bei PIC, sondern nach der Berechnung sämtlicher Trajektorien. Die zur Lösung der Poissongleichung notwendige Raumladungsverteilung wird anhand der Orts- und Geschwindigkeitsdaten der Trajektorien berechnet. Als eine Iteration des RT-Verfahrens wird die Berechnung aller Trajektorien mit anschließender Lösung der resultierenden Poissongleichung bezeichnet. Die raumladungsbedingte Vielteilchenwechselwirkung wird dadurch berücksichtigt, dass die Trajektorienberechnung innerhalb eines Iterationsschritts auf Basis der elektrischen Felder der Raumladungsverteilung des vorherigen Iterationsschritts erfolgt. Reproduziert sich die Raumladungsverteilung des letzten Iterationsschritts, wird die Lösung als **selbstkonsistent** bezeichnet.

¹ray tracing: [engl.] Verfolgung eines Strahls

5.2.2. Ray Tracing Code KOBRA3

Im Rahmen der Arbeit wird der von P. Spädtke² entwickelte Ray Tracing Code KOBRA3 eingesetzt. [Spä05]

Dieser Code zeichnet sich gegenüber anderen RT-Codes dadurch aus, dass er vollkommen dreidimensional rechnet. Somit ergibt sich keine Bindung an zylindersymmetrische Problemstellungen, was sich jedoch negativ auf die benötigte Rechenzeit auswirkt. Darüber hinaus verfügt das Programm über ein Modul zur selbstkonsistenten Berechnung der Plasmagrenzschicht, das bezüglich der Extraktion negativer Teilchen angepasst ist.

Anhand des Flowchart in Abbildung 5.2 erfolgt im Rahmen dieses Abschnitts eine genaue Beschreibung des RT-Codes KOBRA3. Im Wesentlichen besteht ein Ray Tracing Algorithmus aus drei wichtigen Modulen:

1. Poisson Solver
2. Numerischer Integrator
3. Generierung der Raumladungsverteilung

Für eine Iteration werden diese Module in der angegebenen Reihenfolge abgearbeitet.

Poisson Solver

Am Anfang jeder Iteration erfolgt die numerische Berechnung des elektrischen Feldes durch Lösung der Poissongleichung:

$$\Delta\Phi(x, y, z) = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon_0} \quad (5.10)$$

mit

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m} \quad (5.11)$$

für das elektrische Potential $\Phi(x, y, z)$ gemäß der in Abschnitt 6.4 beschriebenen Finite-Differenzen-Methode. Die Raumladungsverteilung $\rho(x, y, z)$ ergibt sich aus

²Peter Spädtke,

INP Ingenieurbüro für Naturwissenschaft und Programmentwicklung,
Junkernstr. 99, Wiesbaden

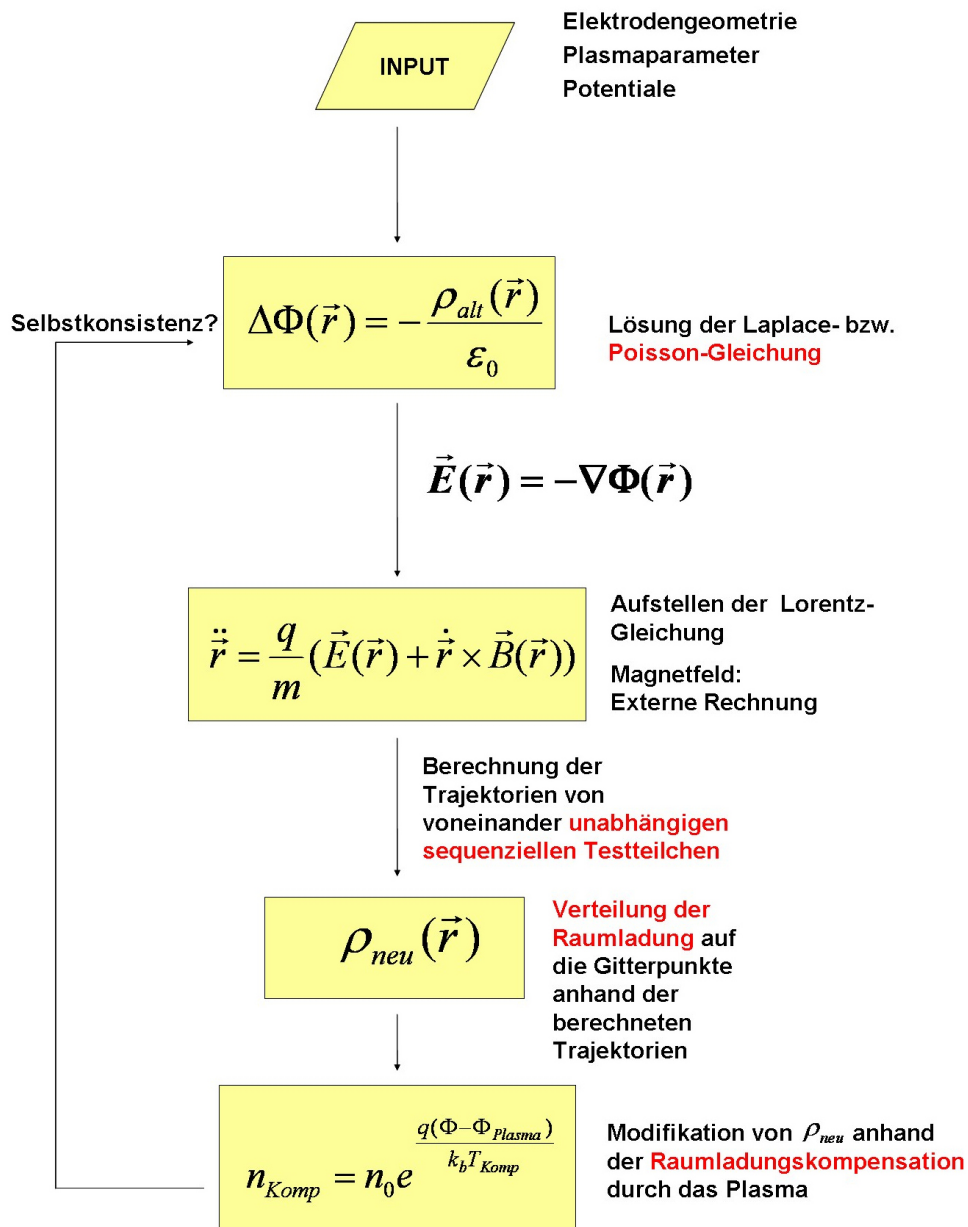


Abbildung 5.2.: Flowchart des Ray Tracing Algorithmus KOBRA3.

der letzten Iteration. Im Fall der ersten Iteration liegt jedoch noch keine Raumladungverteilung vor. Mit $\rho \equiv 0$ erfolgt in diesem Fall die Lösung der Laplacegleichung. Neben der Raumladung spielen für die Berechnung von Φ ebenfalls die Randbedingungen eine wichtige Rolle. Diese müssen vor der Simulation anhand der Elektrodengeometrie und den angelegten Spannungen festgelegt werden.

Das elektrische Feld \vec{E} wird durch Differenzieren der Potentialfunktion berechnet:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \Phi \\ \frac{\partial}{\partial y} \Phi \\ \frac{\partial}{\partial z} \Phi \end{pmatrix}. \quad (5.12)$$

Da die Potentialfunktion durch das numerische Verfahren auf einem diskreten Gitter vorliegt, muss das Differenzieren ebenfalls numerisch erfolgen. Zu diesem Zweck wird eine Routine gewählt, welche die Erfüllung von

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0} \quad (5.13)$$

gewährleistet. Eine entsprechende Routine findet sich im Anhang A.7. [Spä05] Während für jeden Iterationsschritt eine Neuberechnung des elektrischen Feldes erfolgt, wird das magnetische Feld als konstant angenommen, da die extern erzeugten Felder die teilchengenerierten Felder bei weitem übertreffen. Die zur Berechnung externer Magnetfelder notwendigen Routinen wurden in Abschnitt 5.1 erklärt.

Numerischer Integrator

Gemäß Gleichung (4.21) kann mittels der vorliegenden elektrischen und magnetischen Felddaten die Lorentzkraft auf ein geladenes Teilchen an jedem Punkt im Raum berechnet werden. Da die Felddaten in diskretisierter Form vorliegen, muss eine numerische Interpolationsroutine verwendet werden, welche in Abschnitt 6.2 beschrieben wird. Für das Ray Tracing wird eine festgelegte Anzahl N Trajektorien (abhängig von Speicherplatz und Rechenzeit) mit unterschiedlichen Startbedingungen sequenziell berechnet. Die dazu nötigen numerischen Routinen werden in Abschnitt 6.1 beschrieben. In Abbildung 5.3 sind fünf Trajektorien mit unterschiedlichen Startbedingungen dargestellt. Neben den für die Teilchenspezies relevanten Größen wie Ladung und Masse muss für das Ray Tracing auch der Gesamtstrom I aller berechneten Teilchen (einer Spezies) angegeben werden. Daraus erfolgt dann entsprechend der Teilchenanzahl eine Berechnung des individuellen Strombeitrag I_{part} jedes geladenen (Makro)Teilchens:

$$I_{\text{part}} = \frac{I}{N}. \quad (5.14)$$

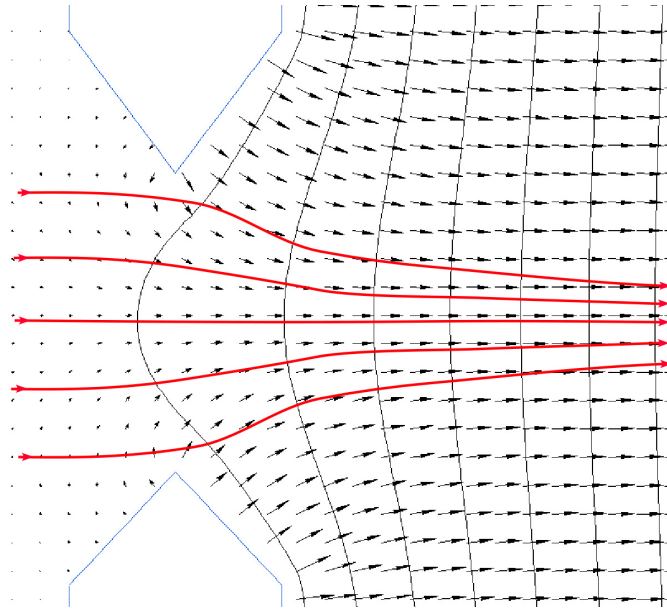


Abbildung 5.3.: Darstellung eines Ray Tracing mit fünf geladenen Teilchen im elektrischen Feld. Die Trajektorien, die sich bezüglich der Startpositionen unterscheiden, werden sequenziell berechnet.

Einer der wichtigsten Faktoren bei einem RT-Verfahren ist die Wahl der Startbedingungen, da diese über die Konvergenz des gesamten RT-Verfahrens entscheidet. Zu diesem Zweck können verschiedene Verteilungen für Startposition und Startgeschwindigkeit gewählt werden, die an die physikalische Problemstellung angepasst sind. Ein Kriterium stellt die Homogenität der Raumladungsverteilung dar, die sich im Anschluss aus der Trajektorienberechnung ergibt.

Generierung der Raumladungsverteilung

Nach der Berechnung sämtlicher Teilchentrajektorien erfolgt die Erstellung der Raumladungsverteilung. Da die RT-Methode von einer stationären Ladungsverteilung ausgeht, gilt aufgrund der Kontinuitätsgleichung für eine Stromdichte \vec{j} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0. \quad (5.15)$$

Dadurch ist eine Bestimmung der Ladungsverteilung aus (konstantem) Partialstrom und den Positions- und Geschwindigkeitsdaten möglich, die sich aus der Trajektorienberechnung ergeben. Zu diesem Zweck werden zunächst die Durchstoßpunkte der Trajektorie durch die Oberflächen der Gitterzellen ermittelt. Zum besseren Verständnis ist dieser Vorgang schematisch in Abbildung 5.4 dargestellt.

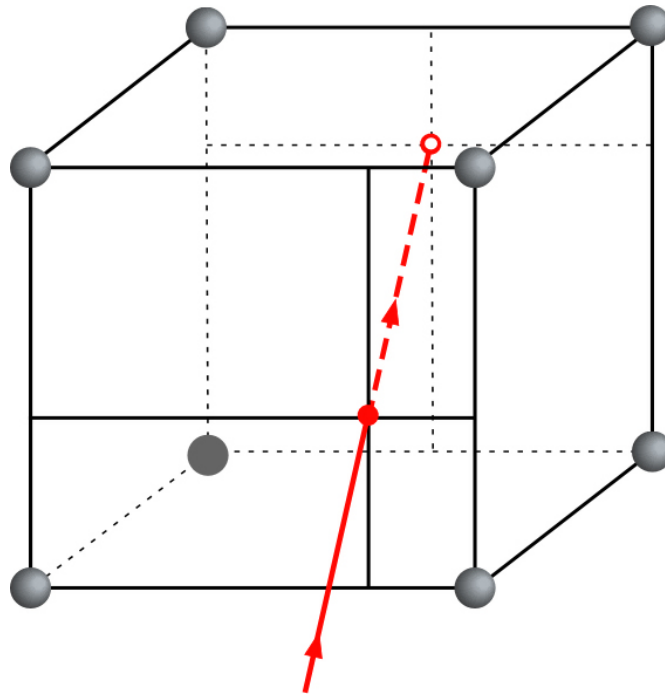


Abbildung 5.4.: Durchstoßpunkte einer Trajektorie durch die Front- und Rückfläche einer Gitterzelle.

Die rote Linie stellt in diesem Fall eine Trajektorie dar, welche eine Gitterzelle an Vorder- und Rückseite durchstößt. Die Durchstoßpunkte sind durch Kreise markiert. In Abhängigkeit, wo die Trajektorie die Fläche durchstößt, wird den Gitterpunkten eine entsprechende Raumladung ϱ mit

$$\varrho = \frac{I_{\text{part}}}{v \cdot A} \quad (5.16)$$

zugeordnet. Die Größe A beschreibt dabei die Frontfläche der Gitterzelle, während v die Teilchengeschwindigkeit am Durchstoßpunkt darstellt. Dieser teilt die Fläche dabei in vier Rechtecke. Die Ladungszuordnung erfolgt entsprechend des Flächenanteils bezüglich der entgegengesetzten Ecke. [Bec96] [Spä05]

Für die Simulation einer Extraktion aus einem Plasma ist eine zusätzliche Modifikation der Raumladungsverteilung nötig, um eine selbstkonsistente Berechnung des Plasamneniskus zu ermöglichen. In diesem Fall werden für die Raumladungsverteilung Kompensationseffekte durch die Plasmateilchen berücksichtigt. Die kompensierenden Teilchen können hierfür unter Vernachlässigung des Einflusses von Magnetfeldern durch einen analytischen Ausdruck beschrieben werden. Hierzu kommt das in Abschnitt 4.4 vorgestellte Modell von S.A. Self zum Einsatz. [Sel63] [SM00] [Spä05]

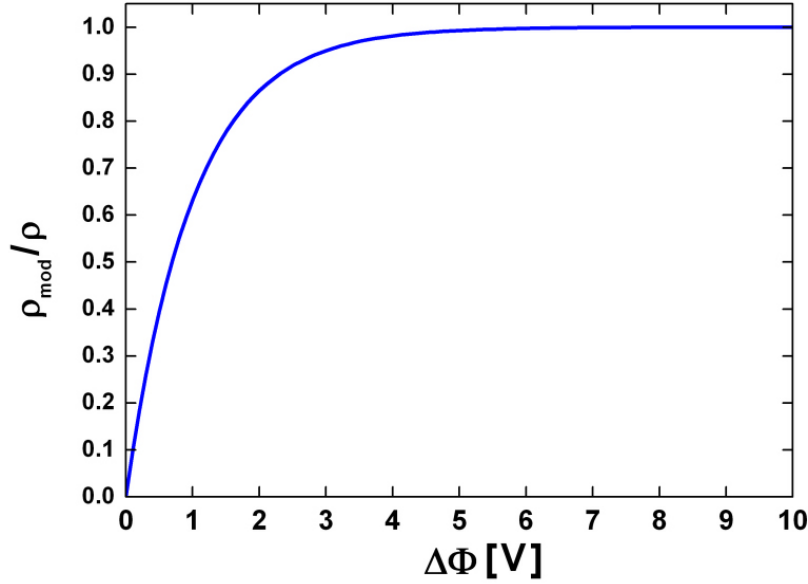


Abbildung 5.5.: Raumladungskompensation durch positive Ionen im Plasma. Aufgetragen ist die Modifikation der Raumladung bezüglich der Potentialdifferenz zum Plasmapotential für $T_i=1$ eV.

Im Fall der Extraktion negativer Ionen und Elektronen ergibt sich die Raumladungskompensation durch positive Ionen der Ladung q und Dichte n_{i+} durch das eindimensionale Self-Modell:

$$n_{i+} = n_{i0} e^{\frac{-|q|(\Phi - \Phi_{\text{pl}})}{k_b T_i}}. \quad (5.17)$$

Die Größe n_{i0} beschreibt die Dichte der positiven Ionen im Plasma, während durch T_i die Iontemperatur gegeben ist. Mit steigender Differenz zwischen berechnetem Potential Φ und Plasmapotential Φ_{pl} ergibt sich ein Rückgang der Dichte der kompensierenden Ionen n_{i+} . Im Plasma ($\Phi = \Phi_{\text{pl}}$) ergibt sich zur Wahrung der Quasineutralität die volle Raumladungskompensationsdichte n_{i0} .

Für die Plasmasimulation wird die Raumladungsverteilung somit gemäß der Formel

$$\varrho_{\text{mod}} = \varrho \left(1 - e^{\frac{-|q|(\Phi - \Phi_{\text{pl}})}{k_b T_i}} \right) \quad (5.18)$$

modifiziert, was in Abbildung 5.5 dargestellt ist. Falls sich das berechnete Potential nur geringfügig vom Plasmapotential unterscheidet, ergibt sich volle Raumladungskompensation $\varrho_{\text{mod}} = 0$. Im Fall hoher Abweichungen vom Plasmapotential, wie dies im Extraktionsgebiet der Fall ist, behält die Raumladung ihren vollen Wert $\varrho_{\text{mod}} = \varrho$. Die Generierung der Raumladungsverteilung schließt einen Iterationszyklus ab und der Algorithmus geht in die nächste Iteration. Zur Lösung der

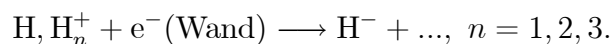
Poissongleichung wird die in der letzten Iteration berechnete Raumladungsverteilung verwendet. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis sich Selbstkonsistenz einstellt, d. h. bis keine wesentlichen Veränderungen der Raumladung und somit der Potentialfunktion mehr registriert werden können.

5.2.3. Testteilchencode

Mit RT-Codes lässt sich die Dynamik negativer Ionen im Extraktionsbereich untersuchen. Charakteristisch für derartige Simulationen ist die Vorgabe einer definierten Stromdichte an extrahierten negativen Ionen bzw. Elektronen. Die physikalischen Prozesse des Transports der negativen Ionen vom Expansions- in den Extraktionsbereich können in diesem Rahmen nicht näher untersucht werden. Zu diesem Zweck wurde ein dreidimensionaler Testteilchencode in Fortran 90 zur Untersuchung der Extraktionswahrscheinlichkeit negativer Wasserstoffionen entwickelt, dessen grundlegendes Konzept auf Arbeiten von O. Fukumasa basiert. [FN04] [Fuk00] [FM00]

Dieses Konzept wurde jedoch insofern erweitert, dass eine exakte Implementierung der quellenspezifischen Elektroden- und Magnetkonfiguration erfolgte. So wurden zur Bestimmung der Magnetfeldkonfigurationen aufwändige finite Elemente Rechnungen verwendet. Ebenso erfolgte eine exakte Implementierung der Elektrodenkonfiguration des Plasmagitters.

Der für die Erzeugung negativer Ionen dominante physikalische Prozess ist der sog. Oberflächenprozess. Durch Wechselwirkung der Teilchen im Plasma mit der Wandoberfläche des Plasmagitters entstehen negative Wasserstoffionen:



Eine Beschichtung der Oberfläche mit Cäsium vermindert die Austrittsarbeit der Elektronen beträchtlich und führt zu deutlich höheren H^- -Dichten vor dem Extraktionsbereich. [SFF⁺06]

Die von der Plasmagitteroberfläche startenden negativen Wasserstoffionen werden voneinander unabhängig im Rahmen einer dreidimensionalen Trajektorienberechnung unter Annahme eines stationären Plasmahintergrunds simuliert. Die Wechselwirkung der Ionen mit dem Plasmahintergrund wird durch Stoßprozesse realisiert, welche die Ionentrajektorien beeinflussen oder zur Vernichtung der negativen Ionen führen. In der Simulation starten die negativen Ionen auf der Oberfläche des Plasmagitters und bewegen sich bis zur Extraktion oder Vernichtung im Quellenplasma. Die räumlichen Startbedingungen werden dafür auf den unmittel-

telbaren Bereich um eine zentrale Extraktionsöffnung eingeschränkt. Es wurden Elektroden- und Magnetfeldgeometrie einer Gitterhälfte des Plasmagitters der Quelle BATMAN implementiert, was 73 Extraktionsöffnungen entspricht. Eine exakte geometrische Beschreibung des Plasmagitters erweist sich in zweifacher Hinsicht als relevant. Zum einen müssen die Startbedingungen der Trajektorien aufgrund der Oberflächenproduktion an die geometrischen Verhältnisse des Plasmagitters angepasst werden, auf der anderen Seite tragen neben Stoßprozessen ebenfalls Kollision der Ionen mit der Elektrodenoberfläche zur Vernichtung der H^- -Ionen bei. Aufgrund der komplexen Form der Oberfläche des Gitters ist hierbei keine einfache Abschätzung der Gittertransparenz möglich.

Modellgeometrie und Magnetfelder

Abbildung 5.6 zeigt einen xy-Schnitt der Geometrie- und Magnetfeldkonfiguration für die in der Simulation verwendeten Rechendomäne. Insbesondere zeigt sich die Ansträgung des Plasmagitters, die für die Startbedingungen der Trajektorien von Relevanz ist. Alle Teilchen starten vom Randbereich einer zentralen Extraktionsöffnung. Bezüglich der Magnetfeldkonfiguration wurden die bereits für die RT-Simulation berechneten Felder verwendet. Beim Filterfeld handelt es sich um ein schwaches, jedoch langreichweitiges Feld, das ausschließlich in z-Richtung zeigt. Für die Rechnung wurde ein innerhalb der gesamten Domäne konstanter Wert von 0.007 T verwendet. Im Gegensatz dazu besitzt das Ablenkfeld nur Komponenten in der xy-Ebene. Es handelt sich um ein lokales, starkes Feld, welches stets senkrecht zum Filterfeld ausgerichtet ist. In unmittelbarer Nähe zum Plasmagitter ergeben sich hohe Flussdichten von 0.02 T, die jedoch in Richtung der negativen x-Achse sehr schnell abnehmen. Ab $x = -20$ mm verschwindet das Ablenkfeld. Für die Größe der Rechendomäne wurden die folgenden Daten gewählt:

$$L_x = 50 \text{ mm},$$

$$L_y = 80 \text{ mm},$$

$$L_z = 120 \text{ mm}.$$

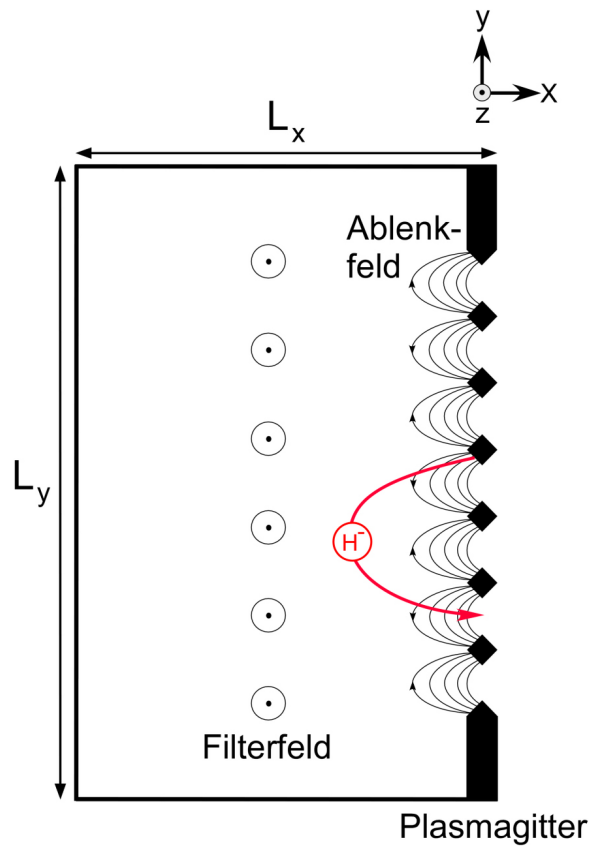


Abbildung 5.6.: *xy-Schnitt durch die Modellgeometrie des Testteilchencodes. Die rote Kurve stellt eine Trajektorie eines oberflächenproduzierten H^- -Ion dar, welches aufgrund der dargestellten Magnetfelder in den Extraktionsbereich gelangt.*

Bewegungsgleichung

Die Beschreibung der Teilcentrajektorien erfolgt mittels der Lorentzgleichung, welche durch einen Stoßterm \vec{F}_{Col} modifiziert wurde:

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{F}_{\text{Col}}, \quad (5.19)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}. \quad (5.20)$$

In dieser Gleichung beschreibt der Vektor $[\vec{r}(t), \vec{v}(t)]$ Ort und Geschwindigkeit eines Ions der Ladung q und Masse M zum Zeitpunkt t . Der Vektor \vec{B} definiert die magnetische Flussdichte, welche sich aus Ablenk- und Filterfeld zusammensetzt. Für die numerische Berechnung werden die beschriebenen Felder durch entsprechende Interpolationsroutinen (siehe Abschnitt 6.2) zugänglich gemacht.

Das elektrische Feld wurde für obige Gleichung vernachlässigt, da es aufgrund der Quasineutralität im Plasma vergleichsweise gering ist. Die Lösung der dreidimensionalen Bewegungsgleichung erfolgt mittels des Runge-Kutta Verfahrens mit Zeitintervall Δt (siehe Abschnitt 6.1).

Startbedingungen

Da die Lösung der dreidimensionalen Bewegungsgleichung ein Anfangswertproblem darstellt, müssen für jede Trajektorienberechnung individuelle Startbedingungen für Orts- und Geschwindigkeitsvektor spezifiziert werden. Alle H^- -Ionen starten im Modell von der Randfläche einer zentralen Extraktionsöffnung (siehe Abbildung 5.6). Mittels eines Zufallsprozesses werden die räumlichen Startparameter gleichmäßig auf der Startfläche verteilt. Die Vektoren der Startgeschwindigkeiten werden zunächst senkrecht zur Startoberfläche gewählt und anschließend um den Neigungswinkel Θ und den Azimutwinkel Φ ausgelenkt. Während der Neigungswinkel der Kosinusverteilung

$$P(\Theta) = 2 \sin(\Theta) \cos(\Theta) \quad (5.21)$$

genügt, wird der Azimutwinkel anhand einer Normalverteilung erzeugt.

Stoßprozesse

Zur Beschreibung des als stationär angenommenen Plasmahintergrunds wurden Stoßprozesse implementiert, welche im Rahmen eines Monte-Carlo Verfahrens beschrieben werden. Zur Erzeugung von Zufallszahlen wird die in Kapitel 6 vorgestellte lineare Kongruentenmethode verwendet. Die Modellierung der einzelnen Stoßprozesse stützt sich auf experimentell bestimmte Teilchendichten und Temperaturen, die bezüglich der gesamten Rechendomäne als homogen angenommen werden. Die verwendeten Daten sind im Anhang A.8 zusammengefasst.

Tabelle 5.1 zeigt eine Auflistung aller im Modell berücksichtigten elastischen (Coulomb) und inelastischen (verbleibenden) Stoßprozesse. Außerdem sind der Tabelle die Quellen stoßspezifischer Daten wie Wirkungsquerschnitte und Ratenkoeffizienten zu entnehmen.

Die inelastischen Stöße führen überwiegend zur Vernichtung der negativen Wasserstoffionen. Dagegen beeinflussen insbesondere die elastischen Coulombstöße den momentanen Geschwindigkeitsvektor des Teilchens, was zu einer zusätzlichen Kraft in Form des Stoßterms \vec{F}_{Col} in Gleichung (5.19) führt.

Tabelle 5.1.: Im Modell berücksichtigte Stoßprozesse

Stoßprozess		Datenquelle
Coulomb	CL $H^- + H^+ \longrightarrow H^- + H^+$	
Mutual Neutralisation	MN $H^- + H^+ \longrightarrow 2H$	[EdSO ⁺ 95]
Electronic Detachment	ED $H^- + e^- \longrightarrow H + 2e^-$	[JL87]
Caesium Destruction	CS $H^- + Cs^+ \longrightarrow H + Cs$	[JR78]
Charge Exchange	CX $H^- + H \longrightarrow H + H^-$	[HCD ⁺ 90]

Elastische Coulombstöße Bei Coulombstößen zwischen positiven und negativen Wasserstoffionen handelt es sich um nicht reaktive, rein elektrostatische Stoßprozesse. Diese führen lediglich zu einer Richtungsänderung des Geschwindigkeitsvektors, während die Teilchenenergie konstant bleibt. In diesem Zusammenhang wird zwischen Klein- (Stoßwinkel $< 90^\circ$) und Großwinkelstoß (Stoßwinkel $> 90^\circ$) unterschieden. Der sog. Coulomb Logarithmus λ_{H^-,H^+} beschreibt das Verhältnis zwischen Klein- und Großwinkelstößen (Temperaturen in eV, Dichten in cm^{-3}):

$$\lambda_{H^-,H^+} = 23 - \ln \left[\frac{2}{T_{H^+} + T_{H^-}} \sqrt{\frac{n_{H^+}}{T_{H^+}} + \frac{n_{H^-}}{T_{H^-}}} \right]. \quad (5.22)$$

Anhand der experimentell bestimmten Daten ergibt sich der Wert:

$$\lambda_{H^-,H^+} \sim 9.$$

Richtungsänderungen werden somit überwiegend durch viele, kleine Variationen verursacht, während instantane, große Richtungsänderungen selten sind. [Hub06] Um die Häufigkeit von geringfügigen Coulombstößen im Modell zu implementieren, wird für jeden Runge-Kutta Zeitschritt t ein Stoßprozess durchgeführt. Während der Geschwindigkeitsvektor des H^- -Stoßpartners aus dem letzten Runge-Kutta Schritt bekannt ist, müssen die Geschwindigkeitskomponenten des H^+ -Stoßpartners erst ermittelt werden. Die Richtung des H^+ -Geschwindigkeitsvektors wird komponentenweise aus Gleichverteilungen bestimmt und anschließend auf eine, gemäß der Protonentemperatur, maxwellverteilte Absolutgeschwindigkeit normiert. Im Schwerpunktsystem wird ein elastischer Stoßprozess durch Rotation des Vektors der (betragsmäßig konstanten) Relativgeschwindigkeit

$$\vec{v} = \vec{v}_{H^-} - \vec{v}_{H^+} \quad (5.23)$$

um den Streuwinkel θ und den Polarwinkel ϕ beschrieben. (siehe Abbildung 5.7) Der Winkel θ wird zur Beschreibung des Coulombstoßes durch eine Gaußverteilung

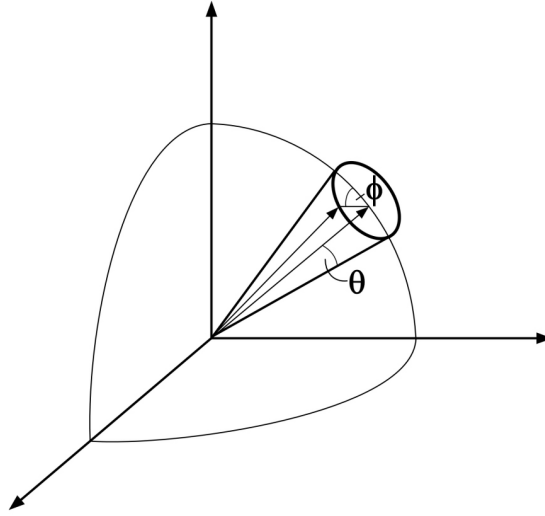


Abbildung 5.7.: Schematische Darstellung der Auslenkung des Relativgeschwindigkeitsvektors um den Streuwinkel θ und den Polarwinkel ϕ .

lung erzeugt, wohingegen der Winkel ϕ normalverteilt generiert wird. Da der verwendete Zufallsgenerator nur normalverteilte Zufallszahlen erzeugen kann, muss zur Erzeugung der Gaußverteilung eine Transformationsformel eingesetzt werden:

$$\begin{aligned}\theta &= \left[-2\nu_{\text{H}^-, \text{H}^+} \Delta t \ln(1 - R_1) \right]^{1/2}, \\ \phi &= 2\pi R_2.\end{aligned}\quad (5.24)$$

Die Größen R_1 und R_2 genügen einer Normalverteilung und werden durch den Zufallsgenerator erzeugt. In die Gaußverteilung geht neben dem Zeitintervall Δt der Stoßreaktion die sogenannte Stoßfrequenz $\nu_{\text{H}^-, \text{H}^+}$ ein, welche die Parameter der Stoßpartner beinhaltet. Für den elastischen Stoß zwischen negativen und positiven Wasserstoffionen ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\nu_{\text{H}^-, \text{H}^+} = \frac{e^4 \lambda n_{\text{H}^-}}{\epsilon_0^2 \pi m_{\text{H}}^2 \|\vec{v}\|^3}. \quad (5.25)$$

Die Rotation führt zu einer Änderung $\Delta\vec{v}$ der Relativgeschwindigkeit, mit der sich die Endgeschwindigkeiten $\vec{v}_{\text{H}^-}^*$ nach dem Stoß berechnen lässt:

$$\vec{v}_{\text{H}^-}^* = \vec{v}_{\text{H}^-} + \frac{1}{2} \Delta\vec{v}. \quad (5.26)$$

Während die Lorentzkraft durch einen Runge-Kutta Schritt berücksichtigt wird, ergibt sich der Einfluss des Stoßterms \vec{F}_{Col} durch das im Rahmen eines Monte-Carlo Verfahrens berechnete Geschwindigkeitsupdate (5.26). [MSD93] [Bir91] [TA77]

Inelastische Stoßreaktionen Inelastische Stöße, die in erster Linie zur Vernichtung von H^- -Ionen führen, finden im Vergleich zu Coulombstößen selten statt und werden ebenfalls im Rahmen eines Monte-Carlo Verfahrens behandelt. Anhand verschiedener stoßspezifischer Parameter und der numerisch berechneten momentanen Ionengeschwindigkeit wird in jedem Zeitschritt eine Stoßwahrscheinlichkeit bestimmt. Ein stochastischer Vorgang entscheidet im Folgenden darüber, ob ein inelastischer Stoß stattfindet, und um welche Art von Stoßprozess (MN,ED,CS,CX) es sich dabei handelt. Der Ratenkoeffizient

$$X = \langle \sigma v_r \rangle \quad (5.27)$$

ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes zwischen einem negativen Wasserstoffion und einem der in Tabelle 5.1 beschriebenen Stoßpartner. Der Ratenkoeffizient ergibt sich aus der Mittelung des Produkts aus energieabhängigen Wirkungsquerschnitt σ und Relativgeschwindigkeit v_r über die Energieverteilungsfunktion. Für diese wird hier eine Maxwellverteilung verwendet. [Wün05] Bei inelastischen Stößen mit Elektronen (ED) kann der Ratenkoeffizient $X_{\text{ED}}(T_e)$ für eine bekannte Elektronentemperatur T_e direkt aus dem Datensatz übernommen werden, da in diesem Fall, bedingt durch die geringe Elektronenmasse, die Elektronengeschwindigkeit der Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Stoßpartnern entspricht. Im Fall von Stößen mit Cäsium kann analog argumentiert werden. Hier übernehmen H^- -Ionen mit bekannter Temperatur T_{H^-} die Rolle des leichteren Stoßpartners. Für einen Stoß zwischen zwei gleichschweren Stoßpartnern (MN,CX) ist dies nicht ohne weiteres möglich. Der Geschwindigkeitsvektor des Stoßpartners (H^+, H) wird über den vom Coulombstoß bekannten Zufallsprozess bestimmt. Anhand des daraus resultierenden Relativgeschwindigkeitsvektors kann der entsprechende Wirkungsquerschnitt bestimmt werden. Anstatt eines Ratenkoeffizienten wird die Ratenkonstante

$$\bar{X} = \sigma \cdot v_r \quad (5.28)$$

als Maß für die Stoßwahrscheinlichkeit berechnet.

Die Wahrscheinlichkeit für einen inelastischen Stoß berechnet sich dann aus einer exponentiellen Abhängigkeit:

$$P_{\text{Stoß}} = 1 - \exp(-\Delta t \sum_j n_j X_j). \quad (5.29)$$

Der Index j nummeriert die einzelnen inelastischen Stoßreaktionen. Neben dem Ratenkoeffizienten bzw. der Ratenkonstante gehen ebenfalls die jeweiligen Teilchendichten n_j und der Zeitschritt Δt in die Formel ein. Offensichtlich ergibt

sich für größere Zeitschritte und höhere Teilchendichten eine höhere Stoßwahrscheinlichkeit. [Bir91]

Falls eine inelastische Stoßreaktion erfolgt ist, wird im Anschluss die Art der Stoßreaktion bestimmt. Dafür werden die bedingten Wahrscheinlichkeiten $P_{\text{Stoß},k}$ berechnet, sodass nach einem erfolgten Stoß eine Zuordnung zur Sorte k erfolgen kann:

$$P_{\text{Stoß},k} = \frac{n_k X_k}{\sum_j n_j X_j}. \quad (5.30)$$

Ein Zufallsgenerator bestimmt anhand der Wahrscheinlichkeitsverteilung (5.30) die Stoßsorte. [Bir91]

Während die meisten inelastischen Kollisionen zur H^- -Vernichtung führen, bilden Charge Exchange Stöße eine Ausnahme. Durch den Ladungsaustausch wird wiederum ein H^- -Ion erzeugt, welches den (zufällig bestimmten) Geschwindigkeitsvektor seines Stoßpartners erhält. Somit sind abrupte Änderungen des Ionengeschwindigkeitsvektors möglich.

6. Numerische Methoden

Im Rahmen der in Kapitel 5 vorgestellten Simulationen treten verschiedene mathematische Problemstellungen auf, die ausschließlich unter Verwendung numerischer Methoden gelöst werden können.

6.1. Numerische Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen

Sowohl Testteilchen als auch RT-Algorithmus erfordern die Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen (engl. **ordinary differential equation**: ode), um das dynamische Verhalten von geladenen Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern berechnen zu können. Dieses Verhalten wird durch die nicht-relativistische Lorentzgleichung:

$$\ddot{\vec{r}} = \frac{q}{m} \left(\vec{E}(\vec{r}) + \dot{\vec{r}} \times \vec{B}(\vec{r}) \right) \quad (6.1)$$

beschrieben. Der zeitabhängige Ortsvektor $\vec{r}(t)$ wird als Lösungstrajektorie bezeichnet, während $\vec{v}(t) = \dot{\vec{r}}(t)$ die momentane Teilchengeschwindigkeit zum Zeitpunkt t beschreibt.

Gleichung (6.1) ist jedoch erst durch die Angabe der Startbedingungen für Ort und Geschwindigkeit zum Zeitpunkt t_0

$$\begin{aligned} \vec{r}(t_0) &= \vec{x}_0, \\ \dot{\vec{r}}(t_0) &= \vec{v}_0 \end{aligned}$$

eindeutig lösbar.

Für eine numerische Lösung ist es notwendig, die Differentialgleichung zweiter Ordnung in ein System von Differentialgleichungen erster Ordnung umzuwandeln. [PTV93]

Dieser Schritt erfolgt durch Umschreiben der Lorentzgleichung mit Hilfe der Ge-

schwindigkeit:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \vec{v} \\ \vec{r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{q}{m} \left(\vec{E}(\vec{r}) + \vec{v} \times \vec{B}(\vec{r}) \right) \\ \vec{v} \end{pmatrix} = \vec{F}(\vec{r}, \vec{v}). \quad (6.2)$$

Zur Vereinfachung wird der Vektor $\vec{y}(t) = \begin{pmatrix} \vec{v}(t) \\ \vec{r}(t) \end{pmatrix}$ eingeführt.

Dann kann Gleichung (6.2) durch Integration folgendermaßen umgeschrieben werden:

$$\vec{y}(t) = \vec{y}(t_0) + \int_{t_0}^t \vec{F}(\vec{y}(\tilde{t})) d\tilde{t}. \quad (6.3)$$

Da in die rechte Seite der Volterraschen Integralgleichung (6.3) numerische Daten der elektrischen und magnetischen Felder eingehen, ist eine analytische Lösung nicht möglich. Die Lösung ist durch Anwendung eines numerischen Verfahrens zugänglich, welches das Integral in infinitesimal kleinen Zeitschritten Δt approximiert und die jeweiligen Resultate als Anfangsbedingungen für die Berechnung des nächsten Zeitschritts verwendet.

6.1.1. Explizites Euler-Verfahren

Das einfachste numerische Verfahren zur Diskretisierung der Gleichung (6.3) ist das **explizite Euler-Verfahren**. In diesem Fall erfolgt eine Approximation des Integrals im Zeitintervall $[t_n, t_{n+1}]$ durch Untersummen:

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + \Delta t \cdot \vec{F}(\vec{y}_n) + O(\Delta t^2). \quad (6.4)$$

Die mit n indizierten Größen beschreiben in diesem Fall den Funktionswert zum Zeitpunkt t_n . Das Verfahren wird solange durchgeführt, bis der vom Benutzer vorgegebene Zeitpunkt $t = N \cdot \Delta t$ erreicht wird. Die Bestimmung der Felddaten $\vec{E}(\vec{r}_n)$ und $\vec{B}(\vec{r}_n)$ erfolgt im Rahmen dieser Arbeit durch eine numerische Interpolationsroutine, welche in Abschnitt 6.2 näher beschrieben wird.

Da die Approximation des Integrals durch Untersummen einen hohen lokalen Fehler verursacht, muss die Schrittweite Δt sehr klein gewählt werden, was hohe Rechenzeit zur Folge hat. Eine Erweiterung des Euler-Verfahrens stellt das explizite Runge-Kutta Verfahren dar.

6.1.2. Explizites Runge-Kutta Verfahren

Das **explizite Runge-Kutta** (RK) Verfahren erreicht eine Verbesserung der Genauigkeit der lokalen Approximation, indem die Ableitung der Lösungsfunktion $\dot{\vec{y}} = \vec{F}(\vec{y})$ an mehreren Punkten berechnet wird. Das Euler-Verfahren nutzt lediglich eine Auswertung der Ableitung und stellt somit ein vereinfachtes RK-Verfahren dar.

Im Folgenden wird ein RK-Verfahren 4-ter Ordnung (RK4) beschrieben, welches vier Auswertungen der Ableitung nutzt. Die Approximation des Integrals (6.3) erfolgt mittels der Linearkombination mehrerer Beiträge k_i :

$$\vec{y}_{n+1} = \vec{y}_n + \frac{1}{6}\vec{k}_1 + \frac{1}{3}\vec{k}_2 + \frac{1}{3}\vec{k}_3 + \frac{1}{6}\vec{k}_4 + O(\Delta t^5). \quad (6.5)$$

Wobei sich diese Beiträge folgendermaßen berechnen lassen:

$$\begin{aligned} \vec{k}_1 &= \Delta t \cdot \vec{F}(\vec{y}_n), \\ \vec{k}_2 &= \Delta t \cdot \vec{F}(\vec{y}_n + \vec{k}_1/2), \\ \vec{k}_3 &= \Delta t \cdot \vec{F}(\vec{y}_n + \vec{k}_2/2), \\ \vec{k}_4 &= \Delta t \cdot \vec{F}(\vec{y}_n + \vec{k}_3). \end{aligned} \quad (6.6)$$

Der abgeschätzte lokale Fehler ist beim RK4-Verfahren mit $O(\Delta t^5)$ deutlich niedriger als der Fehler beim Euler-Verfahren. In Abbildung 6.1 sind die Zwischenschritte bei RK4 für eine skalare Funktion $y(t)$ dargestellt. [PTV93] [DB02]

6.1.3. Schrittweitensteuerung

In den bisherigen Überlegungen wurde von einer konstanten Schrittweite Δt ausgegangen. Dabei handelt es sich um ein vom numerischen Standpunkt starres und ineffizientes Konzept. Die Rechengenauigkeit eines individuellen Schrittes hängt stark vom Zeitintervall Δt ab. Um nun für einen spezifischen Schritt eine gewünschte Rechengenauigkeit zu erlangen, muss eine Mindestschrittweite eingestellt werden. Die Berechnung wird dann für jeden Zeitschritt mit dieser Schrittweite durchgeführt, auch wenn die gewünschte Rechengenauigkeit für die meisten (anderen) Schritte auch mit größeren Zeitschritten erreicht wird. Beispielsweise erfordert die Berechnung einer stark gekrümmten Trajektorie eine deutlich kleinere Schrittweite als die einer geradlinigen Trajektorie. [Spä05][DB02]

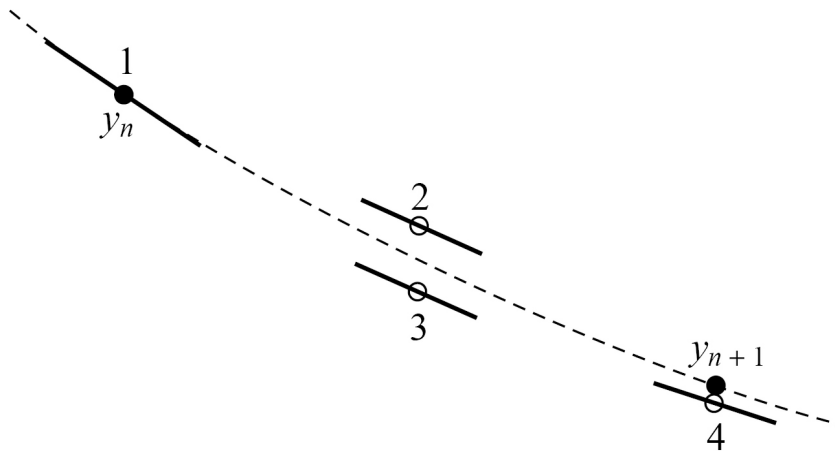


Abbildung 6.1.: Schematische Darstellung des Runge-Kutta-Verfahrens 4-ter Ordnung. Der Funktionswert y_{n+1} wird durch Auswerten der Ableitung an vier Punkten des Intervalls berechnet.

In den betrachteten Systemen müssen pro Iteration zehntausende Trajektorien berechnet werden, daher ist es von enormer Relevanz für die Rechenzeit, ein adaptives Zeitgitter zu verwenden.

Dazu wird für jeden Integrationsschritt die Schrittweite solange optimiert, bis eine vorgegebene Genauigkeitsschranke unterschritten wird. Ziel dieser **Schrittweitensteuerung** ist es, für jeden individuellen Schritt j die größtmögliche Schrittweite Δt_j innerhalb einer vorgegebenen Genauigkeit zu ermitteln. Für die anfängliche Integration wird eine grobe Startschrittweite vorgegeben:

$$\Delta t = \frac{\bar{s}}{K \cdot v_0}. \quad (6.7)$$

Dabei beschreibt K eine vom Benutzer vorgegebene Konstante, v_0 beschreibt die Startgeschwindigkeit und \bar{s} gibt die mittlere Zellengröße für die Raumladungszellen vor (siehe Abschnitt 5.2.2). Anschließend wird nach dem beschriebenen Schema numerisch integriert und geprüft, ob die gewählte Schrittweite der gewünschten Genauigkeit entspricht. [Spä05]

Um zu überprüfen ob ein Integrationsschritt akzeptiert wird, stehen die folgenden Toleranzkriterien zur Verfügung [Spä05] [SW89]:

$$\left| \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} f(x) dt - \left(\int_{t_0}^{t_0+\frac{1}{2}\Delta t} f(x) dt + \int_{t_0+\frac{1}{2}\Delta t}^{t_0+\Delta t} f(x) dt \right) \right| \leq \varepsilon. \quad (6.8)$$

Die vorgegebene Toleranz ε muss in diesem Fall von allen sechs Größen x, y, z, v_x, v_y, v_z erfüllt werden. Eine andere Möglichkeit die Qualität eines Schrit-

tes zu validieren, besteht darin, die Erfüllung der Erhaltung der Gesamtenergie während der numerischen Integration zu prüfen:

$$|(E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}})_{t_0+\Delta t} - (E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}})_{t_0}| \leq \varepsilon. \quad (6.9)$$

Erfüllt der Integrationsschritt nicht das gewählte Toleranzkriterium, so wird er verworfen und mit einer neuen Schrittweite Δt wiederholt. Die Schrittweite des nächsten Versuches wird durch Division gemäß der Folge (2,4,8,12) berechnet. Stellt sich keine Konvergenz ein, so wird der Vorgang mit halber Ausgangsschrittweite wiederholt. Je nachdem wie viele Divisionen N zur Konvergenz eines Integrationsschrittes nötig waren, desto kleiner oder größer wird die Schrittweite für den nächsten Schritt gewählt. Falls die Integration für einen Zeitschritt sehr schnell konvergiert, kann die Schrittweite für den darauf folgenden Schritt vergrößert werden. Dieser Vorgang wird mittels folgender Formel durchgeführt:

$$\Delta t_{n+1} = \Delta t_n \cdot 2^{\frac{\text{MMAX}+1}{3} + \frac{1}{2}} \cdot (\sqrt{2})^{-N}. \quad (6.10)$$

Hierbei bezeichnet $\text{MMAX}+1$ die maximale Anzahl von Intervalldivisionen und N die tatsächliche Anzahl der zur Konvergenz nötigen Divisionen. [Spä05]

6.2. Bilineare Interpolation

Die im Rahmen dieser Arbeit benutzten numerischen Algorithmen geben berechnete Daten an diskreten Punkten aus, welche durch äquidistante Intervalle voneinander getrennt sind. Diese Einschränkung verhindert es, eine gesuchte Größe an einem spezifischen Punkt auszugeben, was beispielsweise bei analytischen Rechnungen problemlos möglich ist. Um nun dennoch Daten an Punkten zu ermitteln, die nicht auf dem Ausgabegitter liegen, werden numerische Interpolationsverfahren benutzt. Insbesondere die Berechnung elektrischer und magnetischer Felder erfordert Interpolationsroutinen in zwei oder drei Raumdimensionen. Zur Vereinfachung wird im Rahmen dieses Abschnitts nur die zweidimensionale Interpolation behandelt. Die Anwendung einer dreidimensionalen Interpolation erfolgt in analoger Weise.

Der zu interpolierende Datensatz liegt in Form einer Matrix vor, deren Einträge $f_{i,j}$ die Datenwerte an den Punkten (x_i, y_j) des Gitters repräsentieren. Um nun auf Datenwerte an einem beliebigen, nicht tabellierten Punkt (x, y) zugreifen zu können, werden zunächst diejenigen vier Gitterpunkte mit einer Suchroutine

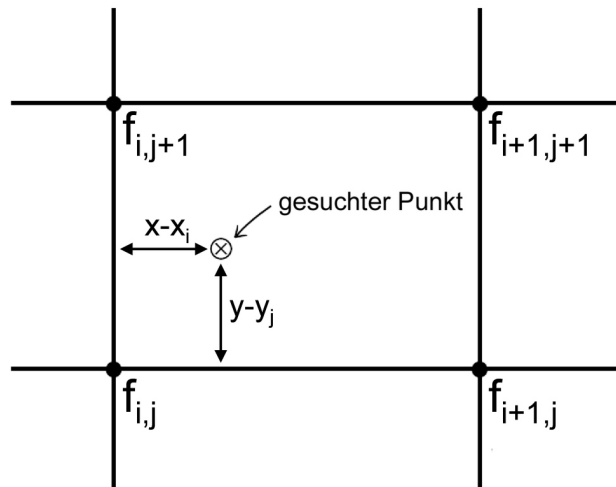


Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung des für die bilineare Interpolation verwendeten Punktgitters.

ermittelt, die den gesuchten Punkt umgeben:

$$\begin{aligned} x_i &\leq x \leq x_{i+1}, \\ y_j &\leq y \leq y_{j+1}. \end{aligned} \quad (6.11)$$

Die beschriebenen Punkte sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Im Rahmen einer **bilinearen Interpolation** werden nun die Gewichtungsfaktoren t und u bestimmt:

$$\begin{aligned} t &= \frac{x - x_i}{x_{i+1} - x_i}, \\ u &= \frac{y - y_j}{y_{j+1} - y_j}. \end{aligned} \quad (6.12)$$

In die Gewichtungsfaktoren geht der Abstand des gesuchten Punktes (x, y) zu den Gitterpunkten ein. Ist der Abstand zu einem spezifischen Gitterpunkt klein, so hat dessen Funktionswert in der Interpolation einen entsprechend stärkeren Anteil. Der interpolierte Funktionswert $f_{\text{int}}(x, y)$ ergibt sich folgendermaßen [PTV93]:

$$\begin{aligned} f_{\text{int}}(x, y) &= (1 - t)(1 - u) \cdot f_{i,j} + t(1 - u) \cdot f_{i+1,j} + \\ &+ (1 - t)u \cdot f_{i,j+1} + tu \cdot f_{i+1,j+1}. \end{aligned} \quad (6.13)$$

Wird in die Interpolationsformel 6.13 zur Überprüfung der Wert (x_i, y_j) eingesetzt, so folgt $t = u = 0$ und es ergibt sich der zugehörige Datenwert $f_{i,j}$.

6.3. Erzeugung von Zufallszahlen

Zufallszahlen spielen in vielen Bereichen dieser Arbeit eine wichtige Rolle. Insbesondere bilden Zufallsgeneratoren die Grundlage jeglicher Monte-Carlo Methode (siehe Abschnitt 5.2.3). Diese erfordern die Erzeugung sehr vieler, statistisch unkorrelierter Zufallszahlen. Zur schnellen Erzeugung von im Intervall $(0, 1)$ gleichverteilter Zufallszahlen kann die **lineare Kongruentenmethode** eingesetzt werden. Diese basiert auf der rekursiven Erzeugung von ganzen Zufallszahlen I_1, I_2, I_3, \dots durch die Formel

$$I_{j+1} = aI_j + c \pmod{m}. \quad (6.14)$$

Die Konstanten a , c und m sind positiv und ganzzahlig. Dem Zufallsgenerator wird anfangs die Größe I_0 übergeben, welche auch als Seedvariable¹ bezeichnet wird. Für eine bestimmte Seedvariable wird immer eine identische, jedoch zufällig verteilte Sequenz erzeugt. Daher ist eine Initialisierung über die Systemzeit sinnvoll.

Die richtige Wahl der Konstanten spielt für die Güte des Zufallsgenerators eine wesentliche Rolle. Eine bewährte Wahl stellen die Konstanten

$$\begin{aligned} a &= 16807, \\ c &= 0, \\ m &= 2^{31} - 1 \end{aligned} \quad (6.15)$$

dar. [PTV93]

Für viele Anwendungen genügt die Erzeugung von gleichverteilten Zufallszahlen nicht. Ein Beispiel ist die Erzeugung von maxwellverteilten Geschwindigkeiten. Die Verknüpfung zweier Zufallsverteilungen erfolgt über die allgemeine Transformationsformel:

$$p(y)dy = p(x)dx. \quad (6.16)$$

Dabei wird von einer gleichverteilten Zufallsvariable x ausgegangen. Die Größe $p(y)dy$ stellt in diesem Zusammenhang die Wahrscheinlichkeitsverteilung der neuen Zufallsvariable y dar. Im Fall der Gleichverteilung $p(x)$ ergibt sich folgender Zusammenhang bezüglich des unbestimmten Integrals über die neue Verteilung:

$$x = \int p(y)dy. \quad (6.17)$$

¹Seed: [engl.] Saat

Zur Bestimmung der Transformationsformel $y(x)$ muss somit Gleichung 6.17 nach y aufgelöst werden. Für die dreidimensionale Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung ist dies nur auf numerischem Weg möglich. [PTV93]

6.4. Finite-Differenzen-Verfahren zur Lösung der Poissongleichung

Insbesondere der RT-Algorithmus KOBRA3 erfordert eine wiederholte Berechnung der von Raumladung und Elektroden generierten elektrischen Felder. Die Feldkomponenten ergeben sich durch Differenzieren der Potentialfunktion $\Phi(x, y, z)$, welche durch Lösen der Poissongleichung (5.10) zugänglich ist. Ohne die Angabe von Randbedingungen ergibt sich keine eindeutige Lösung der Poissongleichung. Im Rahmen der in dieser Arbeit untersuchten Poisson-Probleme sind die folgenden beiden Arten von Randbedingungen relevant:

1. Dirichlet Randbedingung

Die Vorgabe der Potentialfunktion Φ auf dem Rand des Rechengebiets wird als Dirichlet Randbedingung bezeichnet. Die Wahl von $\Phi(x_e, y_e, z_e)$ als stückweise konstante Funktion für Punkte (x_e, y_e, z_e) auf dem Elektrodenrand ermöglicht die Definition von Elektroden mit konstantem Potential.

2. Neumann Randbedingung

Neben der Potentialfunktion können ebenfalls die Komponenten des elektrischen Feldes auf dem Rand des Rechengebiets vorgegeben werden. Wählt man \vec{n} als den Flächennormalvektor, lässt sich damit die Normalkomponente des elektrischen Feldes auf dem Rand vorgeben:

$$\nabla\Phi(x_e, y_e, z_e) \cdot \vec{n} = E_0. \quad (6.18)$$

Diese Vorgehensweise ist insbesondere zur Vorgabe von Symmetriebedingungen an das elektrische Feld notwendig. [KA00][PTV93][Spä05]

Die **Finite-Differenzen-Methode** (FDM) ist das einfachste Verfahren zur Lösung der Poissongleichung. Hierzu wird das Gebiet, auf dem die Gleichung gelöst werden soll, in eine endliche (finite) Zahl von Gitterpunkten zerlegt. Diese Gitterpunkte liegen auf den Kreuzungspunkten eines orthogonalen Gitternetzes. Jeweils acht Gitterpunkte bilden einen Quader, welcher als Gitterzelle bezeichnet wird.

Anhand des Gitters kann die Poissongleichung in ein System von Differenzgleichungen transformiert werden, was durch Approximation der Ableitungen an den Gitterpunkten erfolgt. Hieraus ergeben sich sehr große lineare Gleichungssysteme, die durch effiziente Algorithmen gelöst werden können. [KA00]

6.4.1. Diskretisierung der Poissongleichung

Für die Transformation in ein Differenzgleichungssystem werden Raumladung $\rho(x, y, z)$ und Potentialfunktion $\Phi(x, y, z)$ folgendermaßen auf das Rechengitter projiziert:

$$\begin{aligned}\Phi_{i,j,k} &= \Phi(x_i, y_j, z_k), \\ \rho_{i,j,k} &= \rho(x_i, y_j, z_k).\end{aligned}\tag{6.19}$$

Bei $\vec{r}_{i,j,k} = (x_i, y_j, z_k)$ handelt es sich dabei um einen Punkt auf dem beschriebenen Rechengitter. Zum Aufstellen der Differenzgleichung am Gitterpunkt $\vec{r}_{i,j,k}$ müssen die direkten Nachbarpunkte für alle Raumrichtungen einbezogen werden. Im dreidimensionalen Fall gehen dazu sieben Gitterpunkte inklusive Zentralpunkt in die Gleichung ein, was den sogenannten **7-Punkte-Stern** ergibt. Für ein zweidimensionales Gitter entfällt eine Raumrichtung, was einen **5-Punkte-Stern** in zwei Raumdimensionen zur Folge hat. In Abbildung 6.3 sind beide Sterne dargestellt. [KA00]

Im Fall eines dreidimensionalen, äquidistanten Gitters (Zellengröße Δx , Δy und Δz) ergibt sich die folgende Differenzgleichung:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} &= \frac{\Phi_{i-1,j,k} - 2\Phi_{i,j,k} + \Phi_{i+1,j,k}}{\Delta x^2} + \\ &\frac{\Phi_{i,j-1,k} - 2\Phi_{i,j,k} + \Phi_{i,j+1,k}}{\Delta y^2} + \\ &\frac{\Phi_{i,j,k-1} - 2\Phi_{i,j,k} + \Phi_{i,j,k+1}}{\Delta z^2} \\ &= -\frac{\rho_{i,j,k}}{\epsilon_0}.\end{aligned}\tag{6.20}$$

Der Beweis für Gleichung (6.20) findet sich im Anhang A.1.

Gleichung (6.20) verliert jedoch ihre Gültigkeit, wenn die Differenzgleichung für Punkte aufgestellt wird, die auf ihrem Stern ein oder mehrere Randpunkte haben. In diesem Fall muss die Gleichung abhängig vom Typ der Randbedingung modifiziert werden. Die Menge der Differenzgleichungen für alle Gitterpunkte

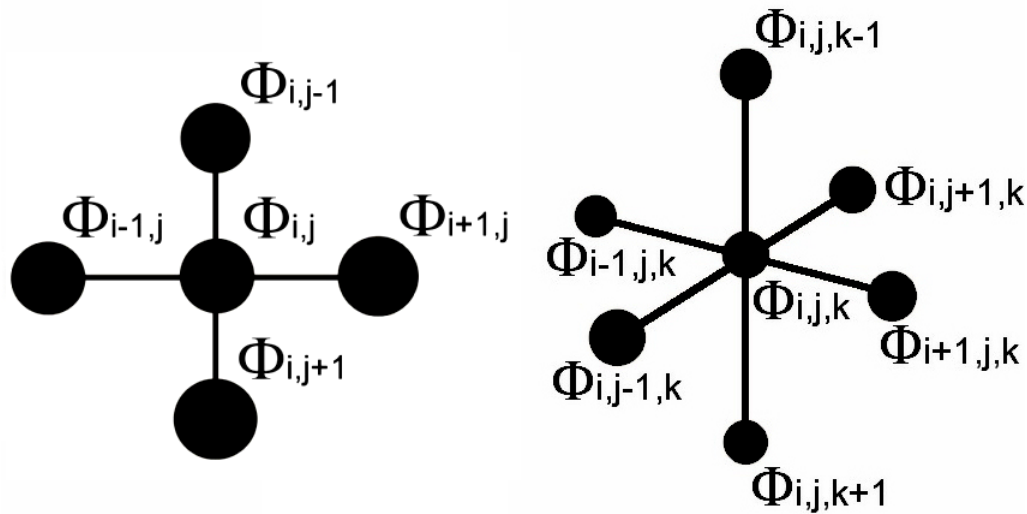


Abbildung 6.3.: Darstellung des 5-Punkte-Sterns (links) und 7-Punkte-Sterns (rechts) zur Diskretisierung der Poisson-Gleichung in zwei und drei Raumdimensionen.

ergibt ein lineares Gleichungssystem. Zur Lösung dieses Gleichungssystems eignen sich iterative Verfahren. [PTV93]

6.4.2. Iterative Verfahren zur Lösung der Differenzgleichung

In Fall des Poisson-Problems dient die diskretisierte Potentialfunktion Φ als Iterationsvariable. Die allgemeine Vorschrift für ein iteratives Verfahren lautet:

$$\Phi^{n+1} = F[\Phi^n]. \quad (6.21)$$

Der Index n beschreibt in diesem Fall den Iterationsschritt, während die Funktion F die Iterationsfunktion darstellt. Durch Einsetzen der vorherigen Potentialfunktion Φ^n in die Iterationsfunktion F kann die neue diskretisierte Potentialfunktion Φ^{n+1} berechnet werden. Als Startwert Φ^0 wird dabei ein Schätzwert verwendet, der der zu erwartenden Lösung so gut wie möglich nahe kommt. Die Iteration wird solange durchgeführt, bis eine gewählte Genauigkeitsschranke unterschritten wird. Im Fall der Maximumsnorm $\|\cdot\|_{\max}$ lässt sich die **maximale Abweichung (maximum deviation)** zwischen zwei diskretisierten Potentialfunktionen Φ^{n+1} und Φ^n als eine derartige Konvergenzschranke wählen:

$$\|\Phi^{n+1} - \Phi^n\|_{\max} < \varepsilon. \quad (6.22)$$

Die Größe ε beschreibt dabei die vorzugebende Genauigkeit. [Spä05]

Gauss-Seidel-Verfahren

Eines der einfachsten iterativen Verfahren ist das **Gauss-Seidel-Verfahren**. Im zweidimensionalen Fall (Zellengröße Δ) lautet die Iterationsvorschrift für die Potentialfunktion:

$$\Phi_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{4}(\Phi_{i,j-1}^{n+1} + \Phi_{i-1,j}^{n+1} + \Phi_{i+1,j}^n + \Phi_{i,j+1}^n + \frac{\rho_{i,j}}{\epsilon_0} \Delta^2). \quad (6.23)$$

Die Potentialfunktion $\Phi_{i,j}^{n+1}$ des neuen Iterationsschritts ergibt sich somit aus den Potentialen an den vier Gitternachbarn und der Ladungsdichte. Dies erfordert ein Abrastern des gesamten Gitters, um die neue Potentialfunktion an jedem Gitterpunkt zu bestimmen. Dabei ist zu beachten, dass für den nördlichen und westlichen Nachbar bereits der neue Potentialwert $\Phi_{i-1,j}^{n+1}$ und $\Phi_{i,j-1}^{n+1}$ vorliegt, falls von Nord nach Süd und von Ost nach West gerastert wird. Das diskretisierte Potential $\Phi_{i,j}^n$ wird dann solange iteriert, bis (6.22) erfüllt ist.

SOR-Verfahren

Beim **SOR-Verfahren (successive over relaxation)** handelt es sich um eine Erweiterung des Gauss-Seidel-Verfahrens. Die prinzipielle Idee besteht darin, die Konvexkombination der jeweils alten und neuen Iterierten zu bilden:

$$\tilde{\Phi}^{n+1} = \omega \cdot \Phi^{n+1} + (1 - \omega) \cdot \Phi^n. \quad (6.24)$$

Der Parameter $\omega \in (0, 2)$ bezeichnet dabei den sogenannten Relaxationsparameter oder Dämpfungsparameter. Dabei heißt $\omega < 1$ Unterrelaxation und $\omega > 1$ Überrelaxation. Durch Überrelaxation lässt sich die Konvergenz gegenüber dem Gauss-Seidel-Verfahren deutlich beschleunigen. [PTV93]

7. Anwendung der Simulationen

7.1. Rechnungen zum LAG

7.1.1. Aufbau

Den Mittelpunkt des folgenden Hauptabschnitts bilden Rechnungen zur Analyse und Optimierung des in Kapitel 3 vorgestellten LAG Extraktionssystems. Für die Durchführung der Simulation müssen jedoch zunächst einige vorbereitende Betrachtungen und Rechnungen durchgeführt werden. Die Implementierung der Elektrodengeometrie erfordert ein detailliertes Verständnis des Aufbaus der einzelnen Komponenten des Systems.

Das LAG-System besteht aus drei, im Abstand von mehreren Millimetern aufeinander folgenden Gittern, welche für die Extraktion des Ionenstrahls unterschiedliche Aufgaben erfüllen und ein dementsprechendes Design aufweisen. Eine detaillierte Schematik des gesamten Systems ist in Abbildung 7.1 gegeben. Aus Gründen der Übersicht sind hier die Abstände zwischen den Gittern nicht maßstabsgetreu dargestellt. [HBF⁺98]

Ein wesentlicher Umstand, dem im Design des Extraktionssystems Rechnung getragen werden muss, stellt die in Kapitel 3 beschriebene Elimination des Anteils ko-extrahierter Elektronen dar. Ein dualer Aufbau des LAG-Systems ermöglicht eine selektive Ablenkung der Elektronen bei geringen Teilchenenergien. Eine zentrale Bedeutung kommt in diesem Zusammenhang dem Extraktionsgitter zu. Ionen- und Elektronen werden im Bereich vor dem Extraktionsgitter durch eine vergleichsweise kleine Spannung von -5 kV bis -10 kV aus dem Plasma extrahiert und vorbeschleunigt. Nachdem der Elektronenanteil vollständig entfernt wurde, erfolgt der eigentliche Beschleunigungsprozess im Bereich zwischen Extraktions- und Beschleunigungsgitter mit einer Beschleunigungsspannung, die zur Zeit ungefähr -15 kV beträgt. Die Ablenkung der Elektronen geschieht durch ein magnetisches Filtersystem im Extraktionsgitter. Durch die kinetische Energie der abgelenkten Elektronen ergibt sich eine thermische Belastung für das Gittersy-

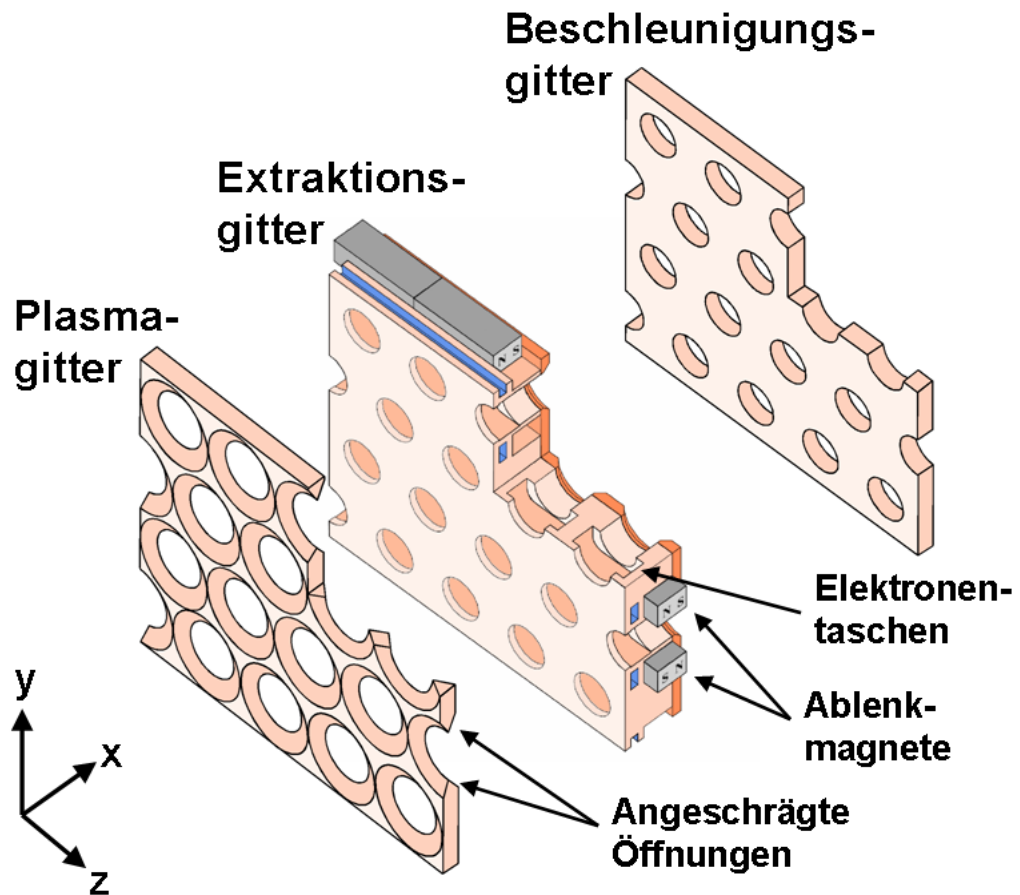


Abbildung 7.1.: Schematische Darstellung des LAG-Systems.

stem, die durch entsprechende Kühlmechanismen (blaue Kanäle in Abbildung 7.1) absorbiert werden muss. Zur Erzeugung des magnetischen Filtersystems befinden sich im Extraktionsgitter Magnetstäbe, die entlang der z -Achse ausgerichtet sind. Diese sind jeweils über und unter einer horizontalen Reihe von Öffnungen im Extraktionsgitter angeordnet. Die Magnetisierungsrichtung der Permanentmagnete alterniert dabei in der Vertikalen zwischen positiver und negativer x -Richtung. Entlang der Extraktionskanäle wird dadurch ein von der y -Komponente dominiertes Magnetfeld generiert, welches den Elektronenstrahl, bedingt durch die Lorentzkraft, in die positive bzw. negative z -Richtung ablenkt. Spezielle Ausparungen im Extraktionsgitter (Elektronentaschen) sind dafür vorgesehen, den abgelenkten Strahl aufzunehmen.

Die Basis für weiterführende Simulationen stellt die Berechnung der Magnetfeldkonfiguration im Extraktionsbereich dar.

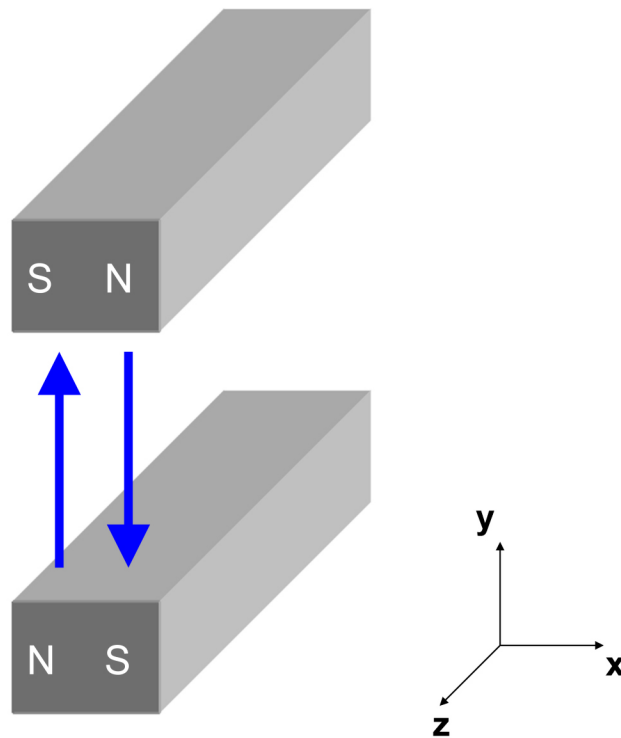


Abbildung 7.2.: Schematische Darstellung von zwei der acht Magnetstangen einer Gitterhälfte. Die blauen Pfeile deuten die Richtung der Magnetfelder zwischen den Stangen an.

7.1.2. Berechnung der Magnetfeldkonfiguration

Die Feldkonfiguration ergibt sich aus der Superposition zweier unterschiedlich gerarteter Magnetfelder, dem Ablenkkfeld und dem Filterfeld. Das Ablenkkfeld wird durch Permanentmagnete in unmittelbarer Nähe des Extraktionskanals erzeugt und dient, wie bereits beschrieben, zur Elimination des ko-extrahierten Elektronenanteils. Darüber hinaus spielt ebenfalls das in Kapitel 3 vorgestellte Filterfeld eine wichtige Rolle. Dieses wird zur Abkühlung heißer Elektronen im Expansionsbereich generiert und trägt, bedingt durch dessen große Reichweite, zur Magnetfeldkonfiguration im Extraktionsbereich bei.

Ablenkkfeld

Das Ablenkkfeld wird durch stabförmige CoSm Permanentmagnete mit einer Stärke von 1 T erzeugt. In Abbildung 7.2 sind zwei Magnetstäbe schematisch dargestellt. Die zugehörigen materialspezifischen Daten sind im Anhang A.5 beigefügt. Entlang der z-Richtung dehnen sich die Magnetstäbe über eine ganze Gitterlänge

von $L_z = 150$ mm aus, während sich in x- und y-Richtung vergleichsweise geringe Abmessungen von $L_x = 5$ mm und $L_y = 3.8$ mm ergeben. Damit können die Magnetstäbe in z-Richtung als unendlich lang betrachtet werden. Auf Basis dieser Annahme ergibt sich ein entlang der z-Achse translationssymmetrisches Magnetfeld, was es gestattet, die Feldberechnung auf einen Querschnitt in der xy-Ebene zu reduzieren. Somit konnte die Berechnung des Ablenkfeldes mit dem zweidimensionalen finite Elemente Programm QuickField [Ana01] durchgeführt werden. Die dreidimensionale Feldkonfiguration ergibt sich durch Extrusion des berechneten Schnittes in z-Richtung.

Es wurden acht CoSm Magnetstangen modelliert, was der Anzahl von Magneten in einer Gitterhälfte des LAG entspricht. Abbildung 7.3 zeigt Konturplots der x- und y-Komponenten des Ablenkfeldes innerhalb eines Extraktionskanals. Neben den Konturplots wurden ebenfalls eindimensionale Schnitte für $y = 8.5$ mm beider Magnetfeldkomponenten entlang der Strahlrichtung berechnet, die in Abbildung 7.4 dargestellt sind. Offensichtlich überwiegt entlang der Strahlrichtung die y-Komponente des Ablenkfeldes. Der punktsymmetrische Verlauf der y-Feldkomponente ergibt sich aufgrund der Symmetrie in der Anordnung der Magnete. In Strahlrichtung erfährt diese einen Vorzeichenwechsel, der sich zwischen den beiden Extremwerten von ± 110 mT ausbildet. Im äußeren Bereich kommt es in positiver und negativer x-Richtung zu einem starken Abfall des Magnetfeldes. Dieser geht auf Kompensationseffekte zurück, welche ihren Ursprung in der alternierenden Magnetisierung der insgesamt acht Magnetstangen haben. Eine wichtige Eigenschaft des Ablenkfeldes resultiert aus der beobachteten Punktsymmetrie entlang des berechneten Schnitts, die zum Verschwinden des Integrals

$$\int_{-\infty}^{+\infty} B_y dx = 0 \quad (7.1)$$

führt. In Bezug auf den gesamten Strahlweg kompensieren sich aus diesem Grund die durch das Ablenkfeld bedingten Effekte. Während der globale Einfluss des Ablenkfeldes vernachlässigbar ist, ergibt sich dennoch eine lokale Beeinflussung des Ionenstrahls, auf die im weiteren Verlauf des Abschnitts näher eingegangen wird. Somit handelt es sich beim Ablenkfeld um ein starkes, jedoch lokal begrenztes Feld, welches das Plasma im Expansionsbereich nur in unmittelbarer Nähe zum Plasmagitter beeinflusst. Ergebnisse zur Wirkung des Ablenkfeldes auf den Transport der negativen Ionen im Expansionsbereich werden in Abschnitt 7.4 präsentiert. Neben dem Ablenkfeld muss auch das Filterfeld zur Durchführung der Teilchensimulation berechnet werden.

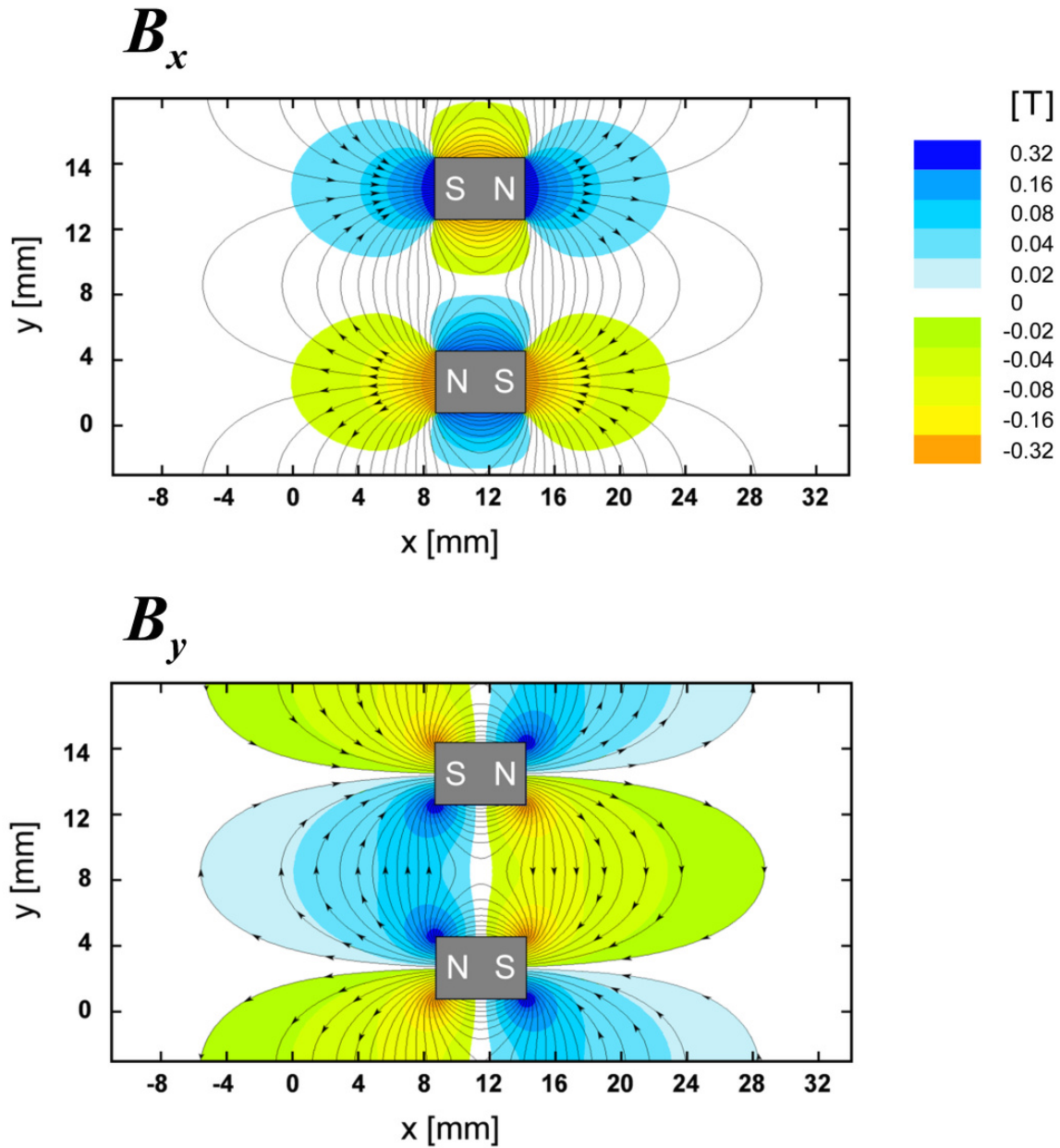


Abbildung 7.3.: Konturplot der x - (oben) und y -Komponente (unten) des Ablenkfeldes für einen Extraktionskanal. Die beiden Magnete stellen einen Ausschnitt der insgesamt acht Magnetstangen dar. Die abgebildete Skala gilt für beide Komponenten. Ferner wurde die x -Achse so gewählt, dass sich das Plasmagitter an der Position $x = 0$ befindet.

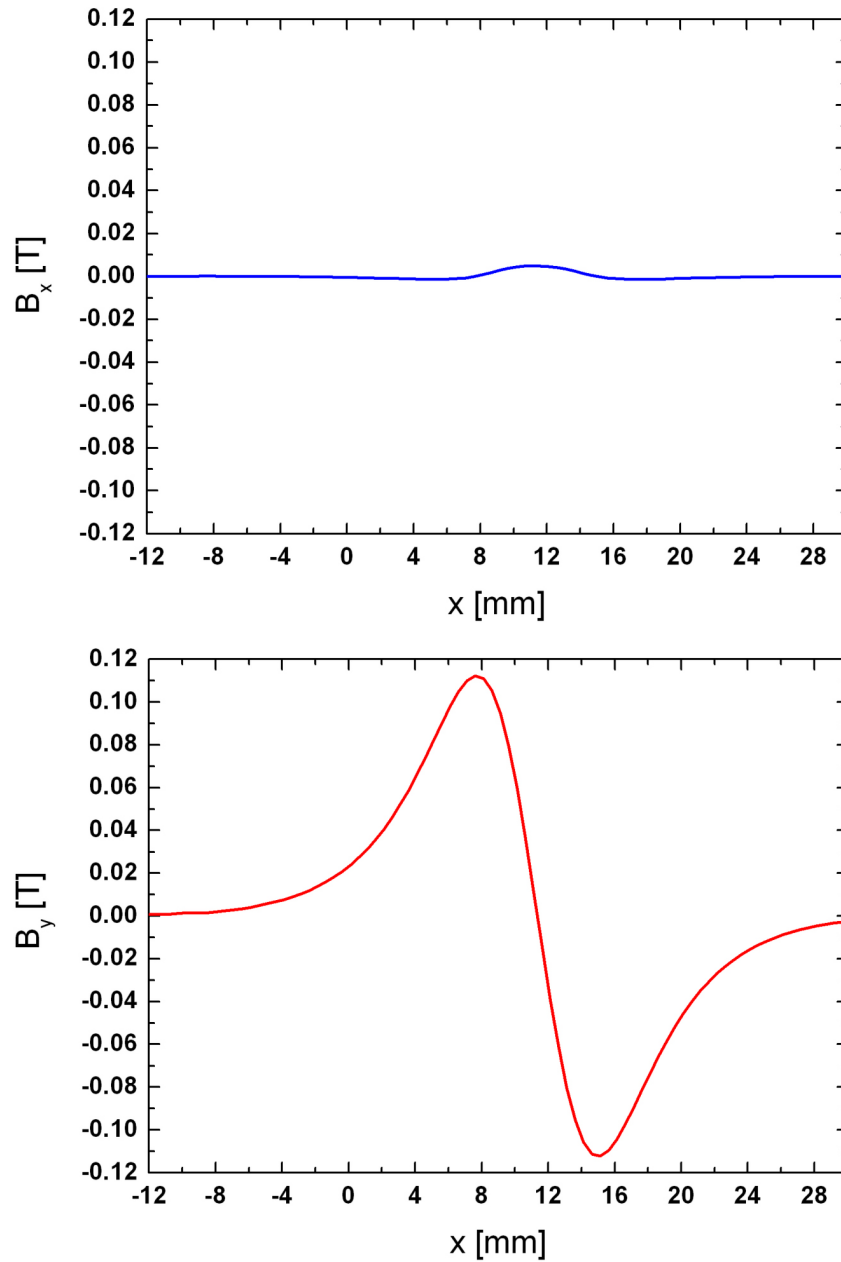


Abbildung 7.4.: Eindimensionale Schnitte ($y = 8.5$ mm) der x - (oben) und y -Komponente (unten) des Ablenkfeldes in Strahlrichtung.

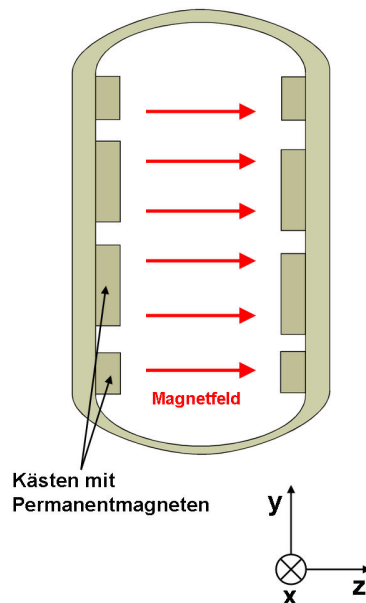


Abbildung 7.5.: Schematische Darstellung des Diagnostikflansches und der leicht asymmetrisch angeordneten Behälter mit den Permanentmagneten. Die roten Pfeile deuten das erzeugte Filterfeld an, welches im gewählten Koordinatensystem in z-Richtung zeigt.

Filterfeld

Das Filterfeld wird durch mit CoSm Magneten bestückte Behälter erzeugt, die an der Peripherie des Diagnostikflansches angebracht sind. Aufgrund der verschiedenen Diagnostikfenster des unmittelbar vor dem Extraktionsbereich angebrachten Flansches, ergibt sich eine leicht asymmetrische Anordnung der Behälter, die sich auf die Feldkonfiguration transferiert. Abbildung 7.5 zeigt eine schematische Darstellung von Filterfeld und Flansch. [Fal06] Das von der z-Komponente dominierte Filterfeld bildet sich zwischen den am Randbereich des Diagnostikflansches angebrachten Magnetbehältern aus und verläuft daher senkrecht zum Ablenkkfeld. Im Gegensatz zum translationssymmetrischen Ablenkkfeld zeigt die Magnetkonfiguration des Filterfeldes keine spezielle Symmetrie. Aus diesem Grund muss die Feldberechnung mit einem dreidimensional rechnenden Algorithmus erfolgen. Zu diesem Zweck wurde das Programm Permagn von D. Ciric eingesetzt, das insbesondere zur Modellierung von quaderförmigen Permanentmagnetsystemen geeignet ist. [Cir06]

Abbildung 7.6 oben zeigt das Verhalten der z-Komponente des Filterfeldes im Zentrum des Diagnostikflansches ($y = z = 0$) in Strahlrichtung. Der Punkt $x = 0$ befindet sich in diesem Fall auf der Position des Plasmagitters. Das Feld erreicht

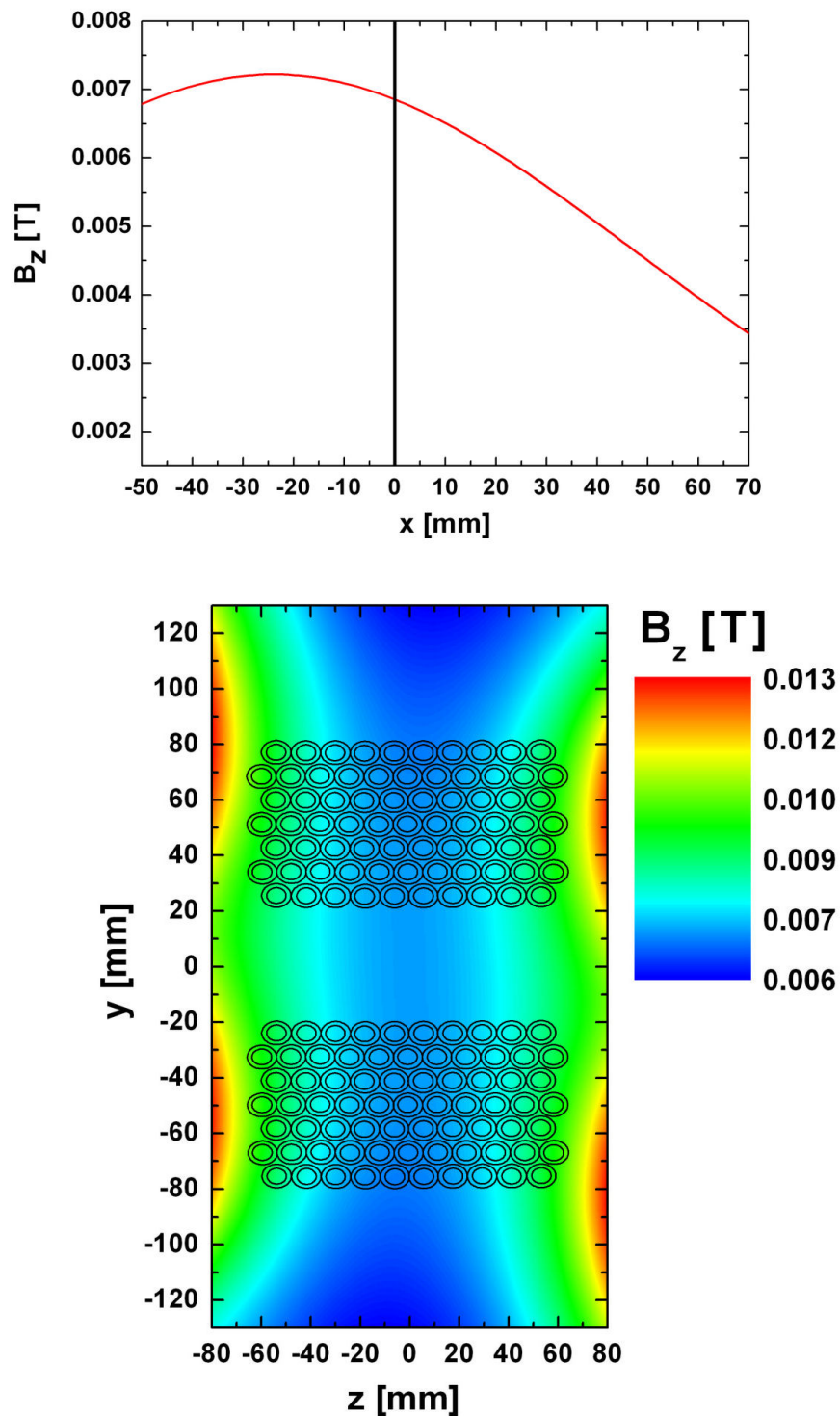


Abbildung 7.6.: Oben: Verlauf der z -Komponente des Filterfeldes entlang der x -Achse für einen zentralen Punkt bezüglich des Flansches. Der Punkt $x = 0$ mm stellt hierbei die Position des Plasmagitters dar. Unten: Konturplot der z -Komponente des Filterfeldes über das Plasmagitter ($x = 0$ mm). Im Plot sind ferner die Extraktionsöffnungen beider Gitterhälften eingetragen.

bei $x = -24$ mm ein Maximum von 7 mT und nimmt entlang der positiven x-Achse (Strahlrichtung) langsam an Intensität ab. Im Extraktionsbereich kommt es in x-Richtung nur zu einer geringfügigen Flussdichteveriation zwischen 6.7 mT und 5.5 mT. Dieser Bereich wird somit klar durch das lokale Ablenkkfeld dominiert, welches entlang der Strahlachse ein Maximum von über 110 mT erreicht. Die Rechnung zeigt also, dass es sich beim Filterfeld um ein im Vergleich zum Ablenkkfeld relativ schwaches, dafür jedoch sehr langreichweitiges Feld handelt. Der Ionenstrahl wird durch das Filterfeld global beeinflusst, während das Ablenkkfeld zu lokalen Effekten führt. In Abbildung 7.6 ist die Variation des Filterfeldes bezüglich der Fläche des Plasmagitters in einem Konturplot dargestellt. Klar zu erkennen sind die roten Maxima am Rand des Plots, die auf die Position der Magnetbehälter zurückzuführen sind. Zur Mitte des Gitters ($z = 0$ mm) hin kommt es zu einem Einbruch der Flussdichte, der in ein flaches Minimum (6 mT - 7 mT) übergeht.

7.1.3. Simulation der Extraktion

Die Ray Tracing Teilchensimulation KOBRA3 wurde zur Durchführung einer Analyse der Extraktion eines H^- -Ionenstrahls eingesetzt. Zu diesem Zweck wurde die Magnetfeldkonfiguration aus den vorbereitenden Berechnungen mittels einer eigens entwickelten dreidimensionalen Interpolationsroutine in das proprietäre Format des Simulationsprogramms konvertiert. Die Rechendomäne der Simulation wurde auf einen Extraktionskanal des LAG beschränkt, da eine Berechnung der mehr als 150 Kanäle die Rechen- und Speicherkapazität gängiger Computersysteme übersteigt. Der KOBRA3 Algorithmus ermöglicht eine simultane Berechnung verschiedener Teilchenspezies, was die Berücksichtigung des ko-extrahierten Elektronenstroms erlaubt. Als Simulationsparameter werden Daten des Experiments MANITU für die Extraktion negativer Wasserstoffionen verwendet. Bei einer konstanten Beschleunigungsspannung U_{acc} von -17 kV wurde eine Variation der Extraktionsspannung U_{ext} im Bereich zwischen -5 kV und -10 kV durchgeführt. Anhand der am Beschleunigungsgitter gemessenen Stromdichte j_{gg} lassen sich Aussagen bezüglich der Strahldivergenz machen. So resultiert aus einer Verringerung dieser Stromdichte eine Reduktion der Strahldivergenz, da in diesem Fall eine geringere Ionenanzahl mit dem Beschleunigungsgitter kollidiert. Ein wichtiger Parameter ist die Perveanz des extrahierten Ionenstrahls. Für jede Strom-Spannungskonfiguration kann anhand der experimentellen Daten ein Perveanzwert berechnet werden, der sich in diesem Zusammenhang auf den durch einen Extraktionskanal extrahierten Ionenstrom bezieht. In Abbildung 7.7 sind die im Experiment gemessenen Stromdichten auf das Beschleunigungsgitter gegen die Perveanz des extrahierten Ionenstrahls aufgetragen. Es zeigt sich eine Reduktion der Stromdichte auf das Beschleunigungsgitter parallel zur Erhöhung der Perveanz des extrahierten Ionenstrahls. Neben den Potentialdifferenzen zwischen den Elektroden erfordert die RT Simulation die Vorgabe der extrahierten Stromdichten der einzelnen Teilchenspezies. In diesem Zusammenhang werden die experimentell gemessenen Stromdichten der extrahierten Ionen j_{ion} und Elektronen j_e verwendet. In der Computersimulation wurden repräsentative Datenpunkte des Perveanzscans berechnet, um die im Experiment beobachtete Korrelation zwischen Strahldivergenz und Perveanz detaillierter zu analysieren.

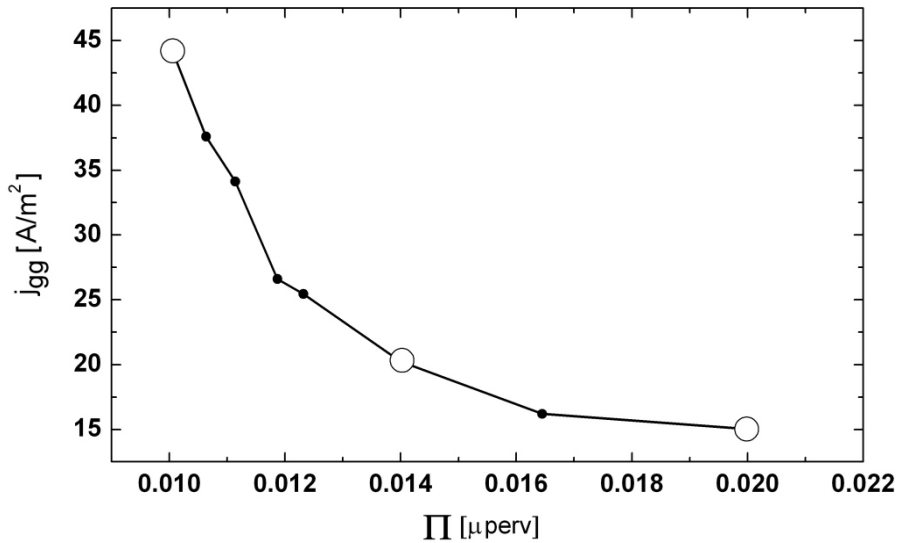


Abbildung 7.7.: Verlauf der Stromdichte auf das Beschleunigungsgitter mit ansteigender Perveanz. Die simulierten Punkte wurden weiß hervorgehoben.

Tabelle 7.1.: Datensatz der mit KOBRA3 simulierten Entladungen

	Π [μperv]	j_{gg} [$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$]	U_{ext} [kV]	j_{ion} [$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$]	j_{e} [$\frac{\text{A}}{\text{m}^2}$]	U_{acc} [kV]
l	0.010	43.9	-9.6	188.5	273.6	-16.8
m	0.014	20.2	-6.7	153.8	172.9	-16.7
h	0.020	15.0	-4.6	123.8	119.7	-16.8

Diese Punkte sind in Abbildung 7.7 als weiße Punkte hervorgehoben und in Tabelle 7.1 eingetragen.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Perveanzwerte mit den Buchstaben **l** (0.010 μperv : **low**), **m** (0.014 μperv : **medium**) und **h** (0.020 μperv : **high**) indiziert. Eine Zusammenfassung der Simulationsergebnisse findet sich in Abbildung 7.8, welche Projektionen der simulierten Teilchentrajektorien in der xz -Ebene darstellt. Die Simulation reproduziert den im Experiment beobachteten Rückgang der Strahldivergenz, der sich aus der Erhöhung der Perveanz ergibt. Offensichtlich liegen die untersuchten Perveanzwerte unterhalb der in Kapitel 4 beschriebenen optimalen Perveanz Π_{opt} . Signifikante Resultate ergeben sich außerdem anhand der Trajektorien der ko-extrahierten Elektronen.

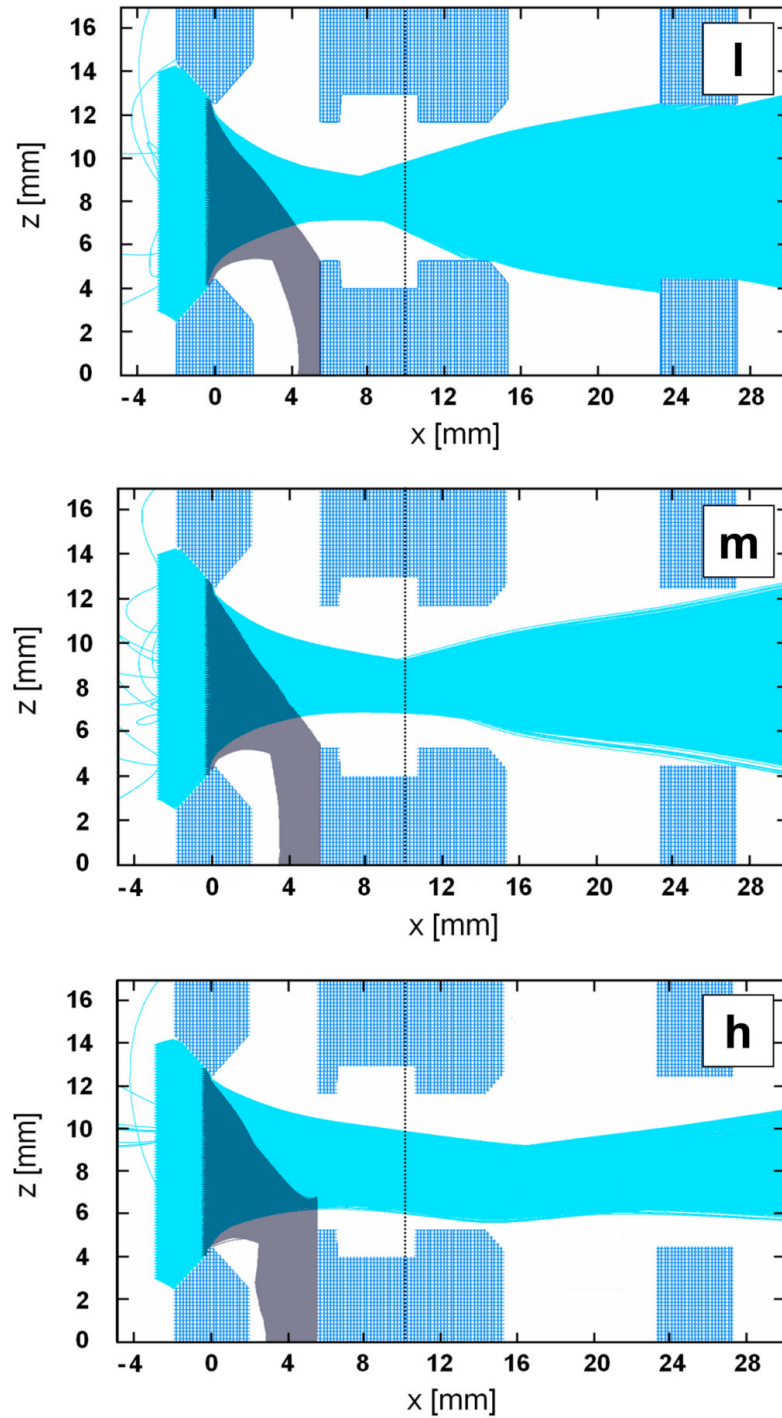


Abbildung 7.8.: Projektion der Elektronen- (schwarz) und Wasserstoffionentrajektorien (blau) in der xz -Ebene für eine Perveanz von $0.010 \mu\text{perv}$ (l), $0.014 \mu\text{perv}$ (m) und $0.020 \mu\text{perv}$ (h). Die gestrichelte Linie zeigt die Fläche, an der eine Strahlanalyse erfolgt.

Analyse des Elektronenstrahls

Das Ablenkkfeld zwingt die ko-extrahierten Elektronen auf eine Flugbahn in Richtung der negativen z -Achse. Während der Elektronenstrahl sehr empfindlich auf das Ablenkkfeld reagiert, erfährt der Ionenstrahl aufgrund der höheren Teilchenmasse keine Richtungsänderung und behält eine zum größten Teil geradlinige Flugbahn bei. Dadurch wird der gewünschte massenselektive Filtereffekt erreicht. Die Elektronendeflektion erfolgt in diesem Zusammenhang nicht in die dafür vorgesehenen Aussparungen im Extraktionsgitter, vielmehr konzentrieren sich die abgelenkten Elektronen in der Region zwischen Plasma- und Extraktionsgitter. Zur Ablenkung der Elektronen in die Elektronentaschen wäre eine geringere Flussdichte des Ablenkkfeldes nötig. Die Dynamik der Elektronen wird im beschriebenen Zwischenbereich von zwei Faktoren bestimmt. Während sich aufgrund des Ablenkkfeldes eine Lorentzkraft in Richtung des Plasmagitters ausbildet, verursacht das elektrische Feld zwischen Plasma- und Extraktionsgitter entgegengesetzt wirkende Kräfte. Das Verhalten des Elektronenstrahls wird somit durch die Geschwindigkeit der Elektronen beim Eintritt in den Zwischenbereich und die elektrische Feldstärke zwischen den beiden Elektroden determiniert. Für eine Extraktionsspannung von -4.6 kV füllt der Elektronenstrahl nahezu den gesamten unteren Zwischenbereich des Extraktionskanals aus (siehe Abbildung 7.8 h). Eine Erhöhung der Extraktionsspannung auf -9.6 kV (Abbildung 7.8 l) führt dazu, dass sich der Strahl zur Vorderseite des Extraktionsgitters verschiebt. Mit dem Anstieg der Extraktionsspannung wird der Elektronenstrahl im Zwischenraum vom elektrischen Feld dominiert. Das Verhalten der deflektierten Elektronen lässt sich durch eine Betrachtung der Auftreffpunkte der einzelnen Trajektorien auf den Elektroden analysieren. Abbildung 7.9 zeigt eine dreidimensionale Darstellung der Auftreffpunkte auf die Elektrodengeometrie bei einer Extraktionsspannung von -4.6 kV.

Bedingt durch kleine Gyrationen zeigt sich bei einer Extraktionsspannung von -4.6 kV der Einfluss des vergleichsweise schwachen Filterfeldes auf den Elektronenstrahl. Dadurch kommt es zu einer Ablenkung des Strahls in die positive y -Richtung. In Abbildung 7.8 h ist diese Ablenkung anhand der projizierten Kante vor Eintritt des Elektronenstrahls in den Zwischenraum erkennbar. Der Einfluss des starken Ablenkkfeldes führt zu einer horizontalen Strahlauslenkung, während das Filterfeld den Strahl in die Vertikale ablenkt. Bedingt durch das starke Ablenkkfeld kommt es außerdem zu einer Zweiteilung des Elektronenstrahls. Es zeigt sich, dass der Großteil des Elektronenstrahls auf die Vorderseite des Extraktions-

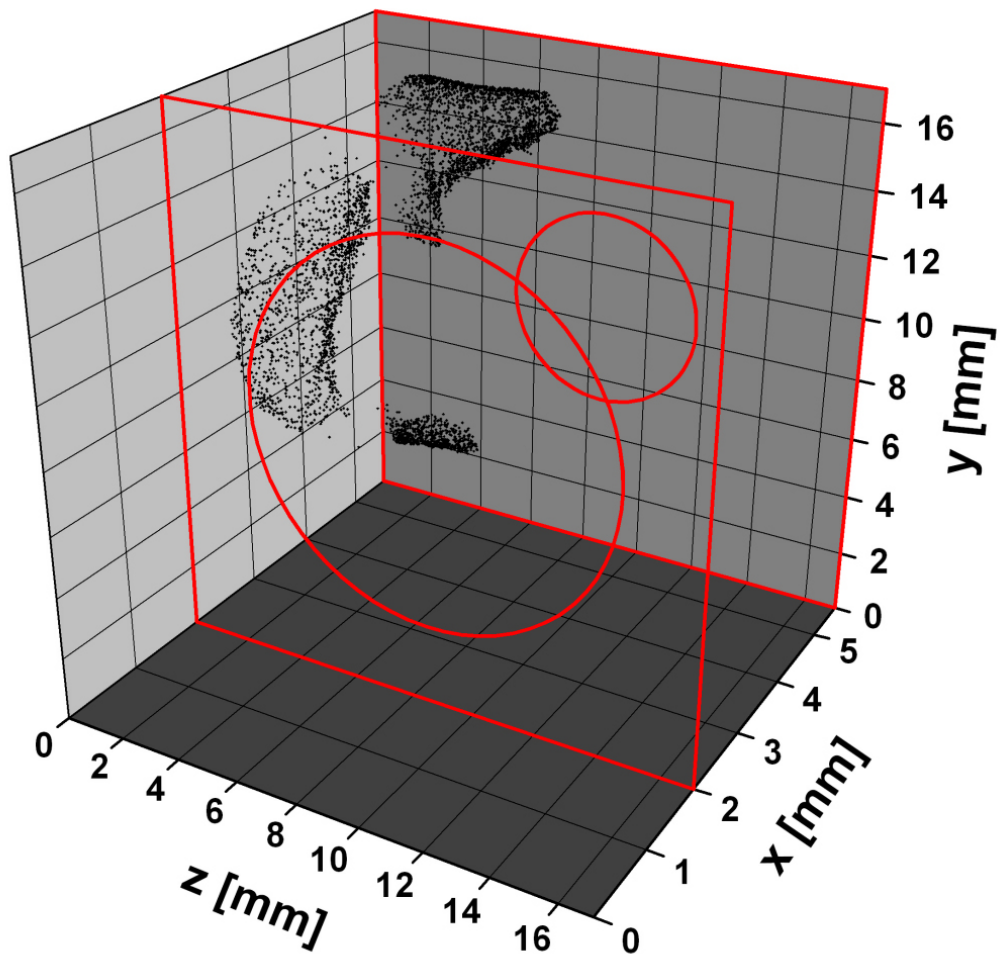


Abbildung 7.9.: Dreidimensionale Darstellung der mit KOBRA3 berechneten Auftreffpunkte der Elektronentrajektorien für -4.6 kV Extraktionsspannung. Die Rückseite des Plasmagitters (große Öffnung) und die Vorderseite des Extraktionsgitters (kleine Öffnung) sind in rot dargestellt.

gitters trifft und dort eine thermische Belastung verursacht. Die Auftreffpunkte konzentrieren sich in der linken oberen Ecke radial um die Extraktionsöffnung. Der andere Teilstrahl verlässt den Extraktionskanal und die Rechendomäne in Richtung der negativen z -Achse. Dieser Strahl ist in der Darstellung als Projektion in der xy -Ebene für $z = 0$ mm erkennbar. Die Simulation zeigt also eine Mobilität der Elektronen zwischen den Extraktionskanälen. Anhand von Schmelzspuren, die sich durch zu hohe Leistungsdichten an der Vorderseite des Extraktionsgitters gebildet haben, ist eine Verifizierung der berechneten Auftreffpunkte im Experiment möglich. Derartige Spuren sind in Abbildung 7.10 illustriert. Die obere Lochreihe zeigt exakt an den berechneten Positionen Schmelzspuren. Der Rich-

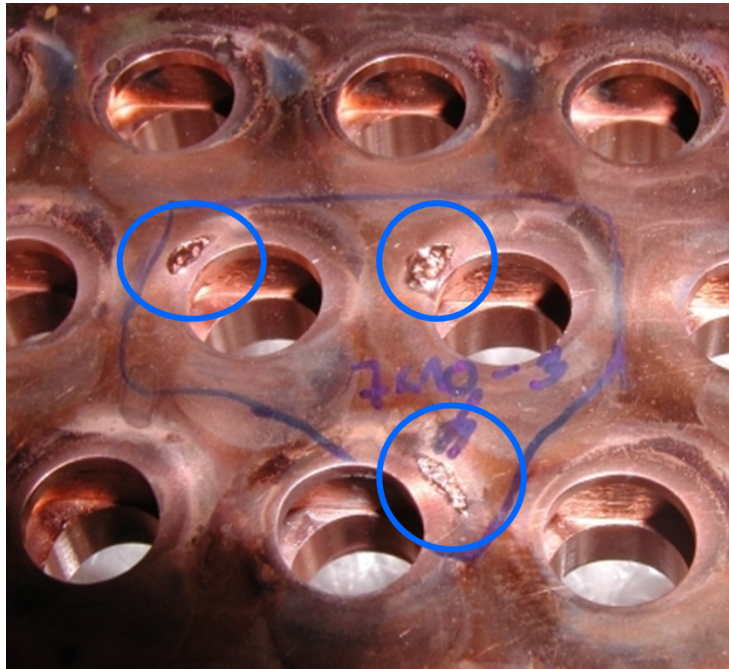


Abbildung 7.10.: *Fotographie eines durch zu hohe Elektronenleistungsdichten beschädigten Extraktionsgitters. Die Schmelzspuren wurden durch blaue Kreise markiert.*

tungswechsel der unteren Schmelzspuren lässt sich mit dem Wechsel der Polarität des Ablenkfeldes in der unteren Lochreihe begründen. Somit wird das Verhalten des ko-extrahierten Elektronenstrahls durch die RT Simulation korrekt beschrieben. Anhand der Auftreffpunkte des Elektronenstrahls ist eine Berechnung der thermisch belasteten Oberflächensegmente des Extraktionsgitters möglich.

Analyse des Ionenstrahls

Neben der bereits beschriebenen Reduktion der Strahldivergenz mit Erhöhung der Perveanz zeigt sich außerdem, dass der Einfluss des Ablenkfeldes nicht auf den Elektronenstrahl beschränkt ist. In diesem Zusammenhang spielt der abgeschirmte Bereich innerhalb der Extraktionselektrode ($x = 5.5$ mm bis 15 mm) eine wichtige Rolle. Zum einen führt das Fehlen gerichteter elektrischer Kräfte zu einer Dominanz der magnetischen Kräfte. Auf der anderen Seite erreicht das Ablenkfeld im beschriebenen Bereich die maximale Flussdichte in Bezug auf den gesamten Strahlweg. Außerdem führen Raumladungseffekte zu einer Aufweitung des Ionenstrahls. Nachdem der Anteil ko-extrahierter Elektronen entfernt wurde, führt der Polaritätswechsel des Magnetfeldes zu einer Kompensation der magnetfeldbedingten Effekte. Dadurch wird die ursprüngliche Flugrichtung der Ionen im Strahl wiederhergestellt. Obwohl die spezielle Feldgeometrie des Ablenkfeldes globale Effekte auf den Ionenstrahl ausschließt, ergeben sich dennoch lokal begrenzte Deformationseffekte, wie aus Abbildung 7.8 h hervorgeht.

Es zeigt sich, dass die Intensität der Deformationseffekte eng an die Perveanz des Ionenstrahls geknüpft ist. Im Rahmen der berechneten Datenpunkte ergibt sich für eine hohe Perveanz von $0.020 \mu\text{perv}$ die am stärksten ausgeprägte Strahldeformation. Dieser Zusammenhang erklärt sich durch die Erhöhung des Strahldurchmessers mit dem Anstieg der Perveanz. Im Fall eines breiten Strahls wird der Extraktionskanal besser ausgefüllt. Aufgrund der dadurch verbundenen räumlichen Nähe zu den Magnetstäben intensiviert sich der Einfluss des Ablenkfeldes auf die peripheren Ionen. Für den Fall einer hohen Perveanz ergibt sich also ein breiter Strahl mit relativ geringer Divergenz, der jedoch innerhalb der Extraktionselektrode eine starke Deformation in die negative z -Richtung erfährt. Eine durch das Ablenkfeld bedingte Limitierung der Perveanz verhindert folglich eine weitere Reduktion der Divergenz des H^- -Ionenstrahls, da weitere Verformungen des breiten Ionenstrahls unweigerlich zu einer Kollision mit dem Extraktionsgitter führen.

Zur Analyse der Ionenoptik eignet sich am besten die Emittanzdarstellung des Ionenstrahls. Abbildung 7.11 zeigt die horizontalen (z -Emittanz) und vertikalen (y -Emittanz) Emittanzplots des Ionenstrahls in einer Entfernung von 10 mm zum Plasmagitter für die drei simulierten Perveanzwerte. Die u/v -Achse des Emittanzplots erlaubt eine Analyse der räumlichen Verteilung der Teilchen im Strahl, während die u'/v' -Achse Aufschluss über die Variation der transversalen Geschwindigkeitskomponenten gibt.

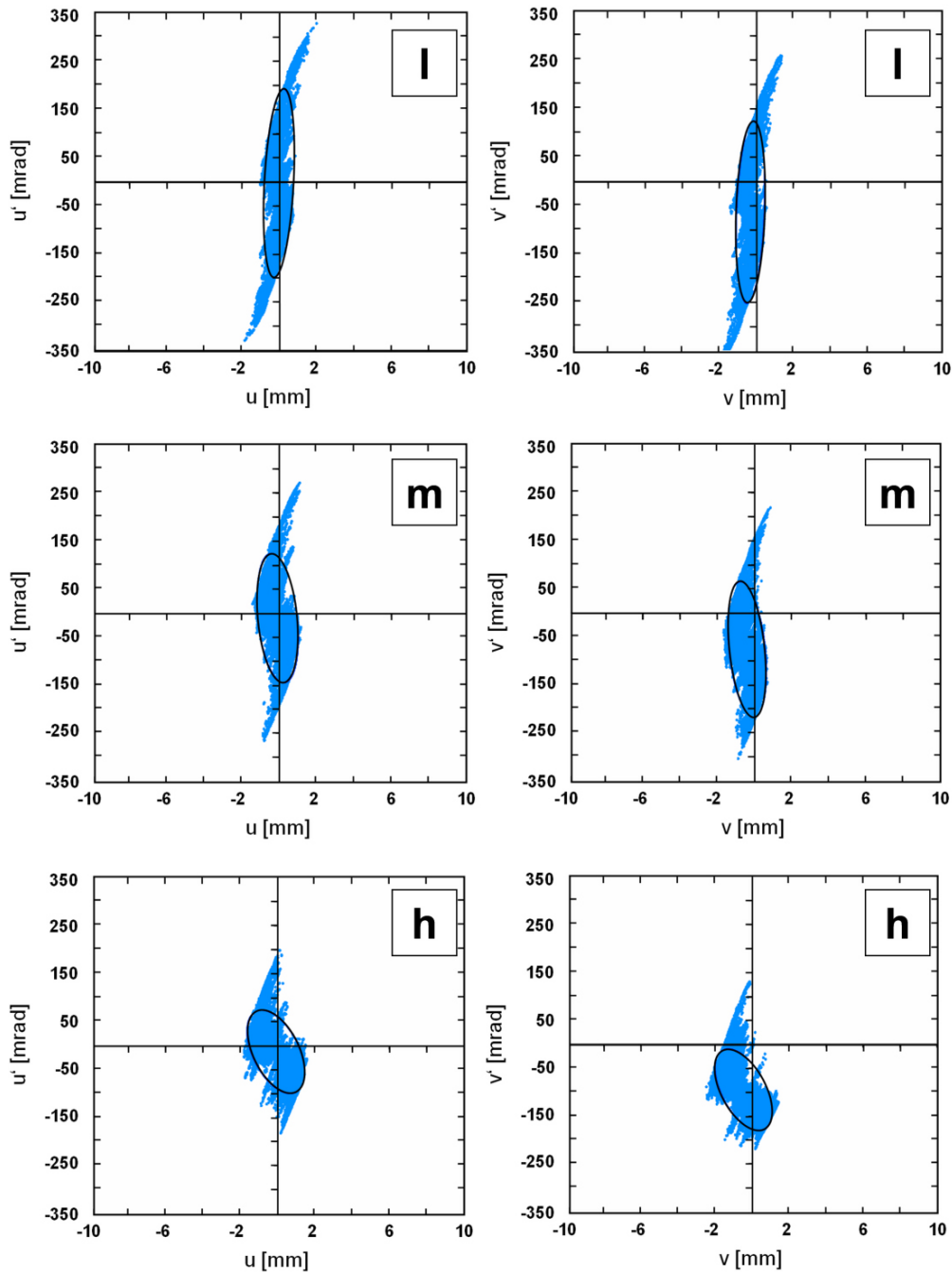


Abbildung 7.11.: Vertikale (links) und horizontale (rechts) Emittanzplots für eine Perveanz von $0.010 \mu\text{perv}$ (l), $0.014 \mu\text{perv}$ (m) und $0.020 \mu\text{perv}$ (h). Die Emittanzplots wurden für eine Entfernung von 10 mm zum Plasmagitter berechnet (gestrichelte Linie in Abbildung 7.8). Außerdem ist im Plot jeweils die statistisch berechnete Emittanzellipse dargestellt.

Die beiden unteren Emittanzplots (Abbildung 7.11 h) zeigen den mit einer Perveanz von $0.020 \mu\text{perv}$ extrahierten Ionenstrahl. Es ergibt sich eine Orientierung der Emittanzellipse entlang der Winkelhalbierenden des zweiten und vierten Quadranten, was auf ein konvergentes Verhalten im untersuchten Bereich schließen lässt. Die in der horizontalen Emittanzdarstellung erkennbare Verschiebung des Schwerpunkts der Emittanzellipse vom Zentrum in den dritten Quadranten resultiert aus dem Einfluss des Ablenkfeldes. Aufgrund der vernachlässigbar geringen Verschiebung der Ellipse in der vertikalen Emittanzdarstellung ist der Einfluss des Filterfeldes auf den Ionenstrahl marginal.

Eine Verringerung der Perveanz führt zu einer Dehnung der Emittanzellipse entlang der u'/v' -Achse (siehe Abbildung 7.11 m und l). Neben der bereits erwähnten Reduktion des Strahldurchmessers ist dieser Effekt in einer Zunahme der divergenten Strahlanteile begründet. Die Ausbildung flankenartiger Strukturen im Randbereich der Emittanzellipse führt zu einer starken Abweichung von der idealen Ellipsenform. Offensichtlich nimmt die Größe der Flanken mit abnehmender Perveanz zu, was die in der Simulation und im Experimente beobachtete Zunahme der Divergenz für geringe Perveanzwerte erklärt. Die Flanken beschreiben Trajektorien im Außenbereich des Ionenstrahls, die sehr große Winkel bezüglich der Strahlachse aufweisen.

Der Ursprung der Flanken kann durch eine Analyse des Plasmameniskus untersucht werden. Abbildung 7.12 zeigt Konturdarstellungen von Schnitten durch den Plasmameniskus entlang der xy -Ebene für die drei simulierten Perveanzwerte. Außerdem verdeutlichen eindimensionale Schnitte das im Theorieteil beschriebene exponentielle Verhalten. Eine Reduktion der Perveanz führt gemäß Gleichung (4.9) zu einem Zurückweichen der zentralen Meniskusfläche in das Plasma. Dieses Verhalten zeigt sich anhand der eindimensionalen Darstellung, wonach sich der Meniskus für eine Perveanz von $0.010 \mu\text{perv}$ (siehe Abbildung 7.12 links) deutlich weiter ins Plasma zurückzieht, als dies bei den mit einer höheren Perveanz von $0.020 \mu\text{perv}$ (siehe Abbildung 7.12 rechts) extrahierten Ionenstrahlen der Fall ist. Aufgrund von Abschirmeffekten, die im Randbereichen der Extraktionsöffnung auftreten, wird hier ein Zurückweichen des Meniskus in das Plasma verhindert. Somit sind die peripheren Bereiche des Meniskus an die Elektrodenoberfläche der Extraktionsöffnung im Plasmagitter gebunden. [Hum05]

Dies hat zur Folge, dass sich der Meniskus in Analogie zu einer Membran in das Plasma biegt. Die mit diesem Vorgang verbundene Krümmung wirkt sich auf die randnahen Oberflächensegmente des Plasmameniskus aus, was anhand von Abbildung 7.12 links deutlich wird. Da der Plasmameniskus ein Analogon zur

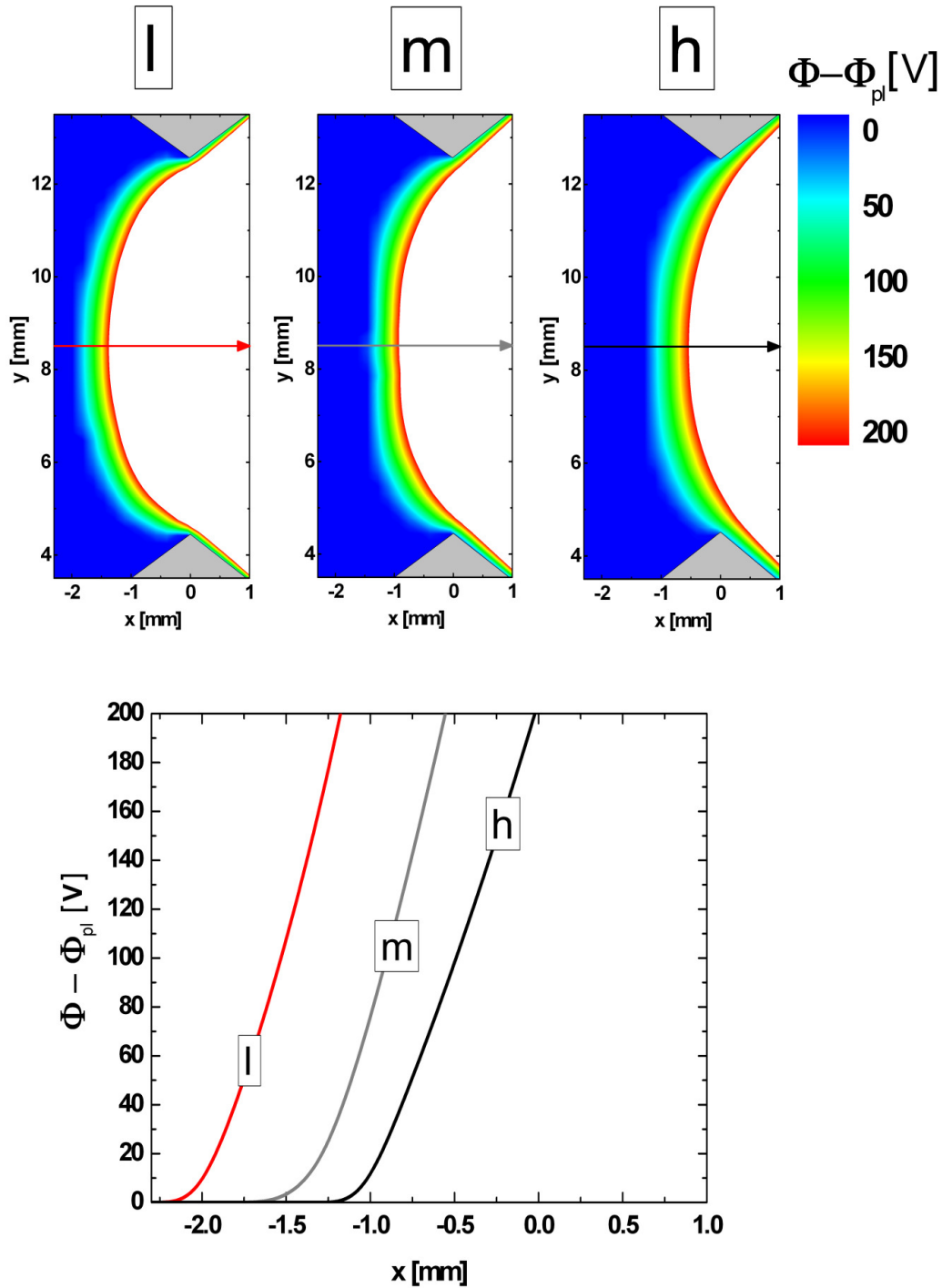


Abbildung 7.12.: Oben: Konturdarstellung des Plasmameniskus für eine Perveanz von 0.010 μperv (l), 0.014 μperv (m) und 0.020 μperv (h). Unten: Potentiale entlang der in den oberen Abbildungen eingezeichneten Wegstrecken.

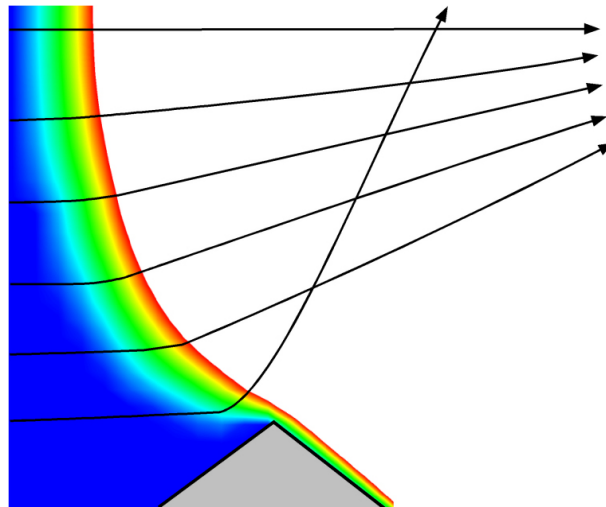


Abbildung 7.13.: Vergrößerte Ansicht der starken Krümmung des Plasmameniskus an der Spitze der Plasmaelektrode. Die dargestellten Trajektorien verdeutlichen den Einfluss dieser Krümmung auf die Ionenoptik.

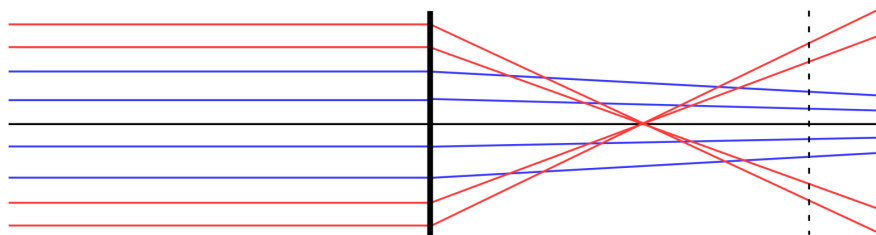


Abbildung 7.14.: Darstellung eines optischen Systems mit sphärischer Aberration. Der Brennpunkt der randnahen Strahlen (rot) ist gegenüber dem der mittigen Strahlen (blau) verschoben. Die gestrichelte Linie zeigt die Position, an der in der Simulation die Emittanzanalyse durchgeführt wird.

optischen Linse darstellt, ergibt sich aufgrund des Krümmungseffekts ein ionenoptischer Linsenfehler. Dieser Fehler ist in der Optik als sphärische Aberration bekannt. Abbildung 7.14 zeigt ein fehlerhaftes optisches Linsensystem, während in Abbildung 7.13 das entsprechende Pendant aus der Ionenoptik dargestellt ist. Als Resultat des Linsenfehlers werden negative Ionen, die durch die stark gekrümmten peripheren Oberflächensegmente in die Extraktion gelangen, wesentlich stärker fokussiert als mittig einfallende Ionen. Derartige Ionen zeichnen sich gegenüber dem Hauptstrahl durch ausgeprägte transversale Geschwindigkeitskomponenten aus. In 10 mm Entfernung vom Plasmagitter laufen die überfokussierten Randstrahlen wieder auseinander und tragen damit zum divergenten Anteil des Ionenstrahls bei. Somit erscheinen die peripheren Ionen im Emittanz-

plot als Flankenstrukturen. Der beschriebene Effekt bildet die Grundlage für die beobachtete hohe Strahldivergenz bei geringen Perveanzwerten.

Der auftretende Linsenfehler ergibt sich aufgrund der Fehlanpassung von Elektrodengeometrie und Meniskusstruktur, welche im Wesentlichen durch die Perveanz bestimmt wird. Um derartige Fehler zu beseitigen, müssen Perveanz und Elektrodengeometrie in Übereinstimmung gebracht werden.

Im Rahmen der Simulation des LAG-Systems ergibt sich die beste Übereinstimmung für eine Perveanz von $0.020 \mu\text{perv}$. Da im Experiment die Perveanz bisher noch ein freier Parameter ist, stellt sich die Frage, wie sich eine gegebene Ionenoptik bezüglich verschiedener Perveanzbereiche optimieren lässt. Auf Basis der vorangegangenen Betrachtungen werden im nächsten Abschnitt verschiedene Optimierungsstrategien vorgestellt, deren Verifikation durch entsprechende Simulationen erfolgt. Eine derartige Optimierungsmöglichkeit ergibt sich aus der Anpassung der Elektrodengeometrie an die Struktur des Plasmameniskus bei einer festgelegten Perveanz.

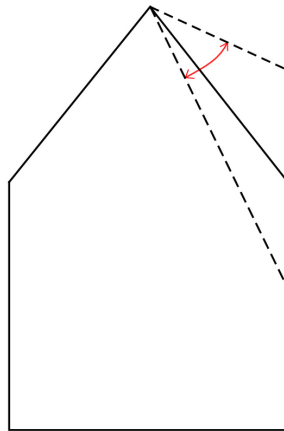


Abbildung 7.15.: Schematische Darstellung der Modifikation der Plasmaelektrode zur Verbesserung der Ionenoptik.

7.2. Optimierung des Plasmagitters

7.2.1. Anpassung der Elektrodengeometrie

Zur Anpassung der Elektrodengeometrie muss die Krümmung der unmittelbar an den Rand der Extraktionsöffnung angrenzenden Oberflächensegmente des Meniskus verringert werden, was einen glatten Übergang zwischen Elektrode und Meniskus ermöglicht. Die Variation der Geometrie der Plasmaelektrode stellt eine Möglichkeit dar, um die beschriebene Randkrümmung zu reduzieren. Zu diesem Zweck wurden Simulationen zweier möglicher Elektrodenkonfigurationen mit ansonsten identischen Strahlparametern für eine Perveanz von $0.010 \mu\text{perv}$ durchgeführt. Die Modifikation der Plasmaelektrode erfolgt unter dem Gesichtspunkt, dass sich an der Geometrie der Rückseite des Plasmagitters nichts verändert. Derartige Variationen beeinflussen primär die Stromdichte der extrahierten Ionen, weil dadurch der Transport der oberflächenproduzierten Ionen im Expansionsbereich verändert wird (siehe Abschnitt 7.4). Um den Einfluss der Elektrodengeometrie auf den Meniskus zu untersuchen, erfolgt eine Variation des Winkels der vorderen Elektrodenoberfläche, die schematisch in Abbildung 7.15 dargestellt wird. Die Auswirkungen der beschriebenen Modifikationen auf den Plasmameniskus sind in Abbildung 7.16 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass ein spitzer Elektrodenwinkel zu einer deutlichen Intensivierung der Randkrümmung führt (siehe Abbildung 7.16 links). In diesem Fall biegt sich der Meniskus in den Bereich hinter der Elektrodespitze und verursacht damit eine deutliche Fehlanpassung. Für

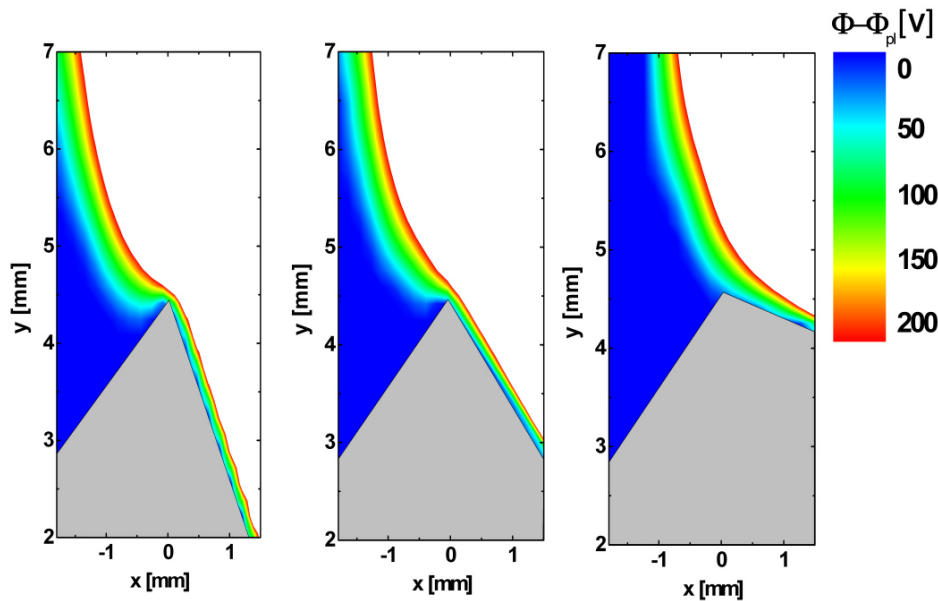


Abbildung 7.16.: Konturplots des Plasmameniskus nahe dem Elektrodenrand für verschiedene geometrische Modifikationen bei ansonsten identischen Parametern. Der linke Plot zeigt eine steile Modifikation, während im rechten Plot eine flache Elektrode dargestellt ist. Der mittlere Plot zeigt die unveränderte Standardkonfiguration.

einen flachen Elektrodenwinkel sind Meniskus und Elektrode wesentlich besser abgestimmt, was sich in einem glatten Übergangsbereich manifestiert (siehe Abbildung 7.16 rechts).

Bedingt durch Abschirmeffekte ergibt sich aus der Abflachung eine Reduktion der elektrischen Felder am Elektrodenrand. Dadurch wird das Zurückweichen der peripheren Oberflächensegmente des Meniskus unterbunden. [Hum05]

Durch die Abflachung der Plasmaelektrode können Aberrationsfehler korrigiert werden, die sich aus den fehlangepassten Randflächen des Meniskus ergeben. Dies führt im gewählten Perveanzbereich zu einer Verbesserung der Strahloptik.

Eine Analyse des extrahierten Ionenstrahls mittels einer Emittanzdarstellung (siehe Abbildung 7.17) bestätigt obige Aussagen. Der mit der steilen Elektrodenkonfiguration extrahierte Strahl (Abbildung 7.17 oben) zeigt im Vergleich zur Standardkonfiguration (Abbildung 7.17 Mitte) deutlich ausgeprägtere Flanken, während es im Fall eines flachen Elektrodenwinkels (Abbildung 7.17 unten) zu einem Rückgang der Flankenstrukturen kommt.

Neben der Modifikation der Elektrodenform ergibt sich aus der Variation des Abstandes zwischen Plasma- und Extraktionselektrode eine weitere Möglichkeit zur Reduktion von Aberrationseffekten. Gemäß Gleichung (4.9) resultiert aus der

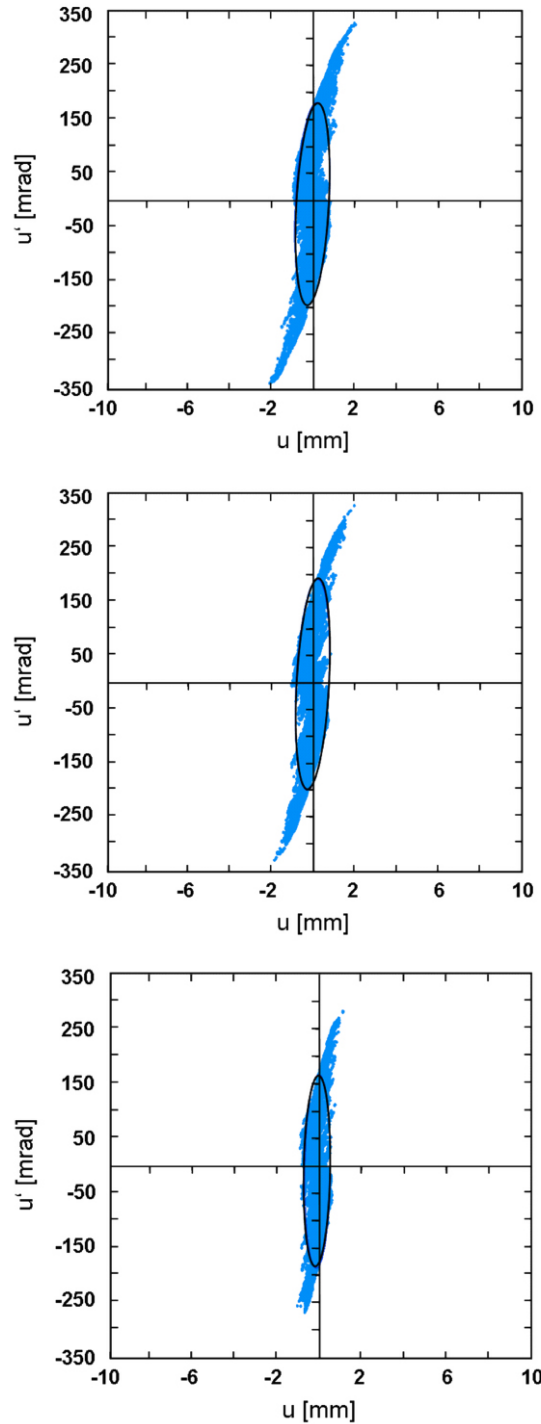


Abbildung 7.17.: Vertikale Emittanzplots bei $x = 10$ mm für verschiedene Modifikationen des Plasmagitterwinkels. Die oberste Emittanzdarstellung wurde für einen steilen Elektrodenwinkel berechnet, der mittlere Plot ergibt sich aus der bereits analysierten Standardkonfiguration, während der untere Plot für einen flachen Winkel gilt.

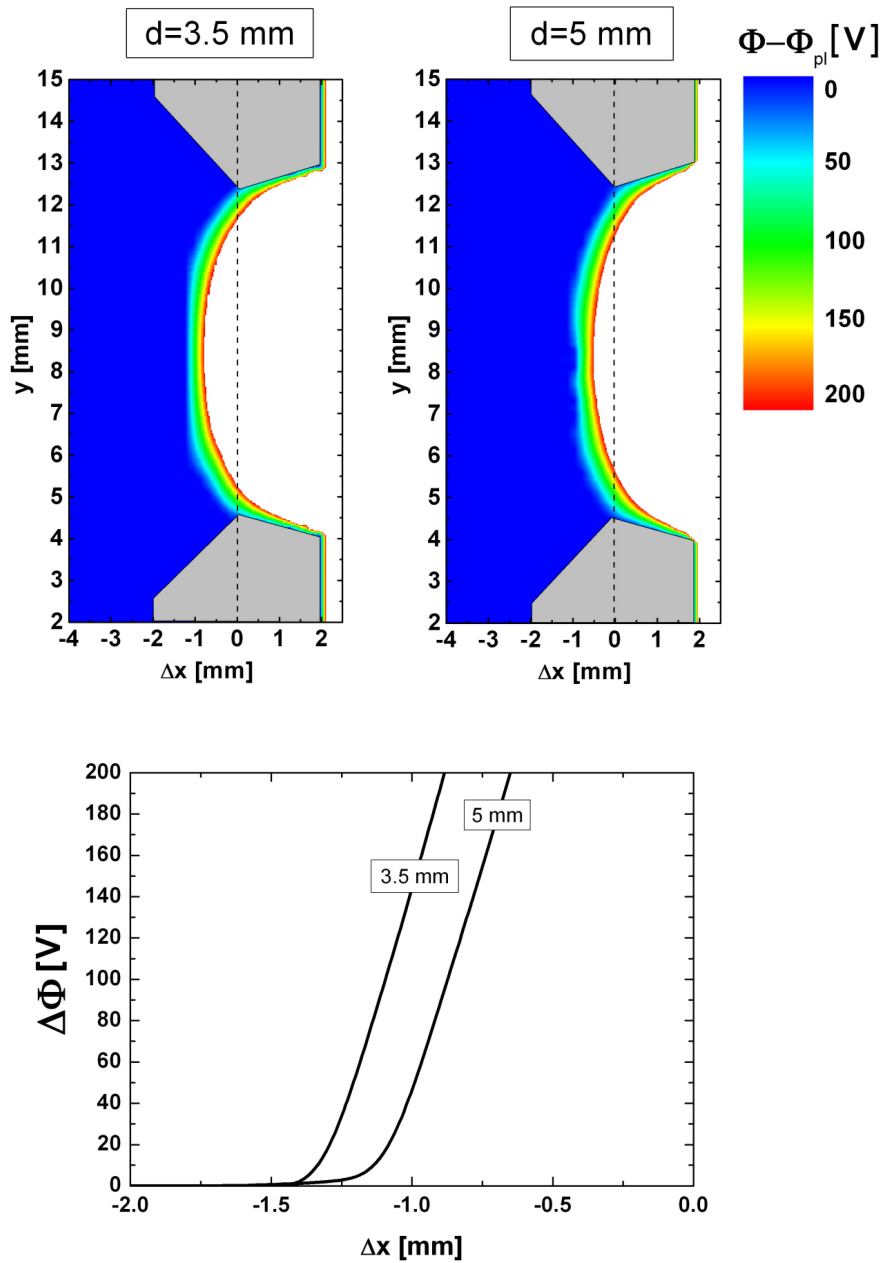


Abbildung 7.18.: Oben: Konturdarstellung eines xy -Schnitts durch den Plasmameniskus. Der rechte Konturplot zeigt den Meniskus für den vergrößerten Abstand zwischen den Gittern, während der linke Plot den Meniskus für die Standardkonfiguration zeigt. In diesem Zusammenhang beschreibt Δx den Relativabstand zur Mitte des Plasmagitters. Unten: Zentraler Schnitt ($y = 8.5 \text{ mm}$) durch die oberen Konturdarstellungen.

Reduktion der Perveanz ein Zurückweichen des Meniskus in das Plasma. Die Bindung der peripheren Oberflächensegmente des Meniskus an den Elektrodenrand verursacht in diesem Zusammenhang starke Krümmungserscheinungen, welche den beschriebenen aberrativen Linsenfehler verursachen. Nun liegt es nahe, diese Krümmung durch Erhöhung des Abstandes zwischen den Elektroden zu kompensieren. In diesem Zusammenhang wird eine Erhöhung des Abstands von 3.5 mm auf 5 mm untersucht.

Die Auswirkungen der Modifikation auf den Meniskus sind in Abbildung 7.18 dargestellt. Eine Erhöhung des Elektrodenabstands unterbindet das Zurückweichen des gesamten Meniskus. In Analogie zu den bereits beschriebenen Abschirmeffekten, die eine lokale Reduzierung der elektrischen Feldstärke verursachen, führt die Erhöhung des Elektrodenabstands zu einer Verminderung der elektrischen Feldstärke bezüglich der gesamten Extraktionsöffnung. Aufgrund der verminderten Feldstärke zieht sich der Meniskus weniger weit in das Plasma zurück. Der beschriebene Effekt ergibt einen deutlich weniger gekrümmten, flachen Meniskus (siehe Abbildung 7.18 rechts). Somit führt die Erhöhung des Elektrodenabstands zu einer Glättung des Meniskus.

Die Emittanzdarstellungen in Abbildung 7.19 zeigen eine sukzessive Verbesserung der Ionenoptik, die sich aus Modifikation der Elektrodengeometrie ergibt. Während sich für die bisherige Geometrie (Abbildung 7.19 oben) ausgeprägte Flanken ausbilden, führt die Modifikation der Plasmaelektrode (Abbildung 7.19 Mitte) und die Optimierung des Elektrodenabstands (Abbildung 7.19 unten) zu einer deutlichen Reduzierung der Aberrationseffekte. Eine Projektionsdarstellung des extrahierten Teilchenstrahls für die Standardkonfiguration (Abbildung 7.20 oben) und die optimierte Konfiguration (Abbildung 7.20 unten) verdeutlicht die anhand der abstrakten Emittanzplots beobachtete Verringerung der Strahldivergenz.

Die mittels der KOBRA3 Simulation zugängliche Meniskus Topologie erweist sich als wichtiges Werkzeug zur Optimierung der Ionenoptik. Anhand der dadurch erlangten Erkenntnisse war eine Modifikation der Elektrodengeometrie möglich. Die positive Wirkung dieser Modifikationen auf die Strahloptik konnte in der Simulation durch Emittanzanalysen verifiziert werden. Da die Meniskusstruktur jedoch sehr stark von der Perveanz der Extraktion abhängt, ist eine Optimierung der Elektrodengeometrie immer eng an einen bestimmten Perveanzbereich gebunden.

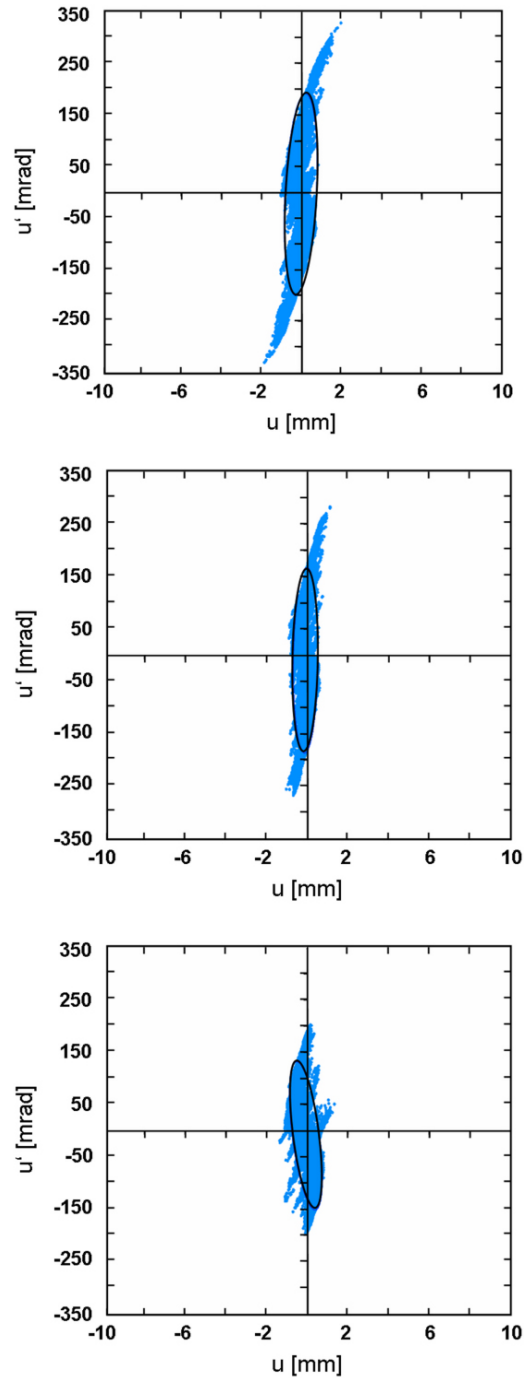


Abbildung 7.19.: Emittanzdarstellung der beiden Optimierungsschritte. Der obere Emittanzplot zeigt die Ausbildung eines divergenten Strahls aufgrund der Flanken in der Standardkonfiguration. Im mittleren Plot (Elektrodenform) kommt es zu einer Reduktion der Flanken. In der abstandsoptimierten, konvergenten Konfiguration (unten) sind kaum mehr Flanken erkennbar.

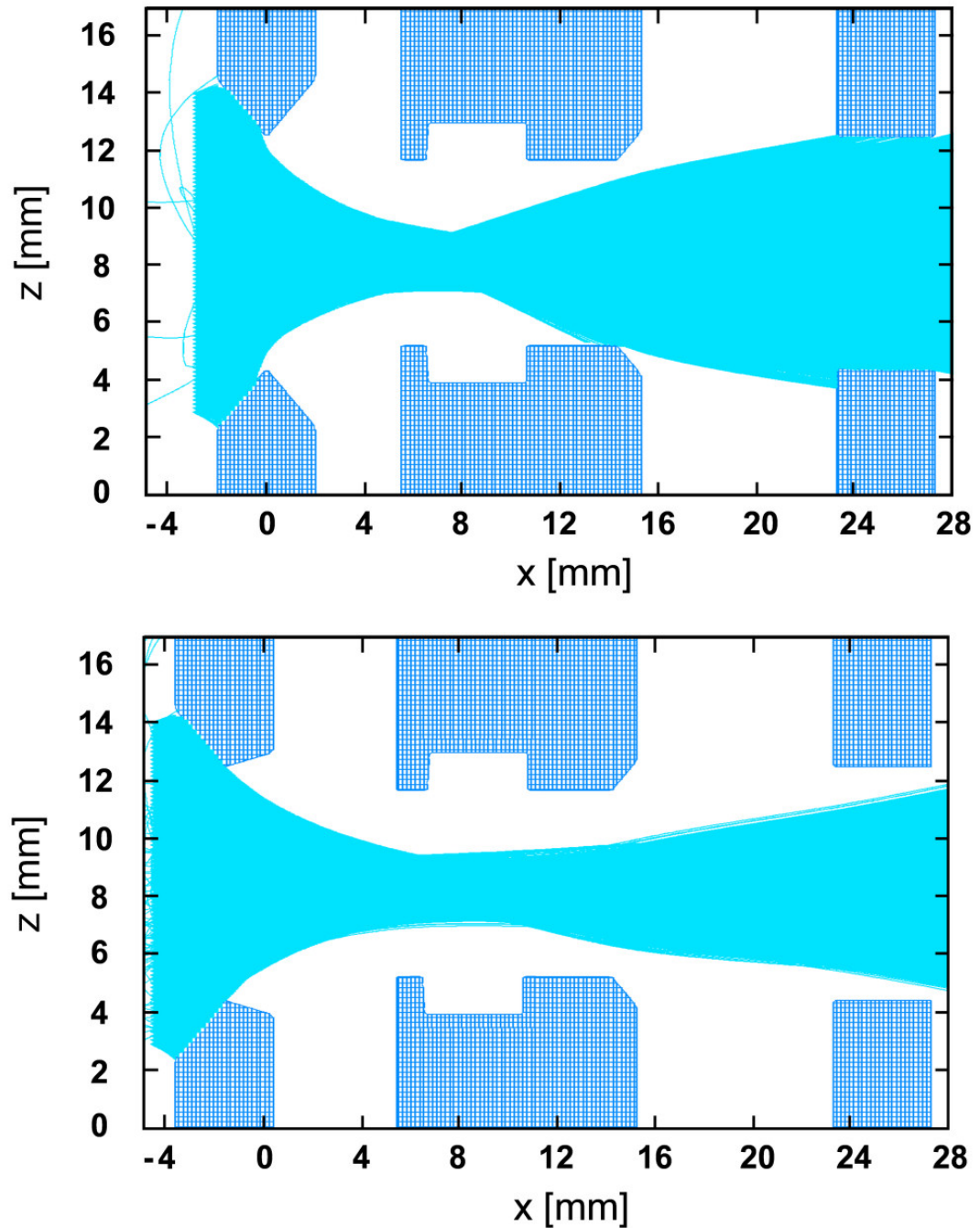


Abbildung 7.20.: Projektionsdarstellung eines mit einer Perveanz von $0.010 \mu\text{perv}$ extrahierten Strahls für die Standardgeometrie (oben) und für die optimierte Elektrodengeometrie (unten).

7.2.2. Optimierung der Magnetfeldkonfiguration

Neben der Anpassung der Elektrodengeometrie spielt auch das Design des Ablenkkfeldes eine wichtige Rolle für die Strahloptik. Die Simulationen des LAG für Wasserstoff haben gezeigt, dass sich aufgrund des starken Ablenkkfeldes eine Limitierung des maximalen Perveanzwertes ergibt. Ein vergleichsweise hoher Perveanzwert ($> 0.020 \mu\text{perv}$) erweist sich jedoch als sehr wichtig, da sich dadurch ein flacher Meniskus ergibt, der einen breiten, parallelen Ionenstrahl erzeugt. In diesem Fall kollidiert der breite Strahl aufgrund des Ablenkkfeldes zwangsläufig mit dem Extraktionsgitter, weshalb ein kleinerer Perveanzbereich gewählt werden muss. Durch ein besseres magnetisches Design ist es möglich, dem optimalen Perveanzwert des Elektrodensystems näher zu kommen, ohne die Gefahr einer Kollision mit der Extraktionselektrode einzugehen.

Es stellt sich nun die Frage, wie der Einfluss des Ablenkkfeldes auf den Ionenstrahl verringert werden kann. Dies muss jedoch unter dem Gesichtspunkt erfolgen, dass das Ablenkkfeld in seiner wesentlichen Funktion, nämlich der Ablenkung des Elektronenstrahls nicht gestört wird. Ein möglicher Designvorschlag besteht darin, neben dem Extraktionsgitter, auch das Beschleunigungsgitter mit entsprechend gepolten Magnetstangen auszustatten. Abbildung 7.21 zeigt eine derartige Magnetkonfiguration. Die zusätzlichen Magnetstangen im Beschleunigungsgitter besitzen identische Stärken wie die Magnete im Extraktionsgitter, sind jedoch kleiner dimensioniert. Die sich ergebende Feldkonfiguration stimmt unmittelbar vor dem Extraktionsgitter mit der bisherigen Konfiguration überein. Dies stellt die Eigenschaft der Filterstangen zur Ablenkung der ko-extrahierten Elektronen sicher. Im Bereich zwischen Extraktions- und Beschleunigungsgitter bewirkt die erweiterte Magnetkonfiguration eine Verbreiterung des Minimum, welche sich aus der Überlagerung der Minima beider Stangenpaare ergibt. Ferner ist Gleichung (7.1) erfüllt, da sich das Integral über den Schnitt aus der Überlagerung zweier punktsymmetrischer Konfigurationen ergibt. Dadurch ist gewährleistet, dass der Ionenstrahl in seiner Richtung nicht beeinträchtigt wird, nachdem er das Filtersystem durchlaufen hat.

Durch die erweiterte Magnetfeldkonfiguration werden die lokalen Effekte des Ablenkkfeldes besser kompensiert.

Gemäß Abbildung 7.8 ergeben sich für niedrige Perveanzen starke Aberrationsfehler. Höhere Perveanzen tragen zwar zur Verbesserung der Strahloptik bei, führen aber zu einer stärkeren Beeinflussung durch die Magnetfelder im System. Um einen Vergleich durchführen zu können, wird für beide Magnetfeldkonfigurationen

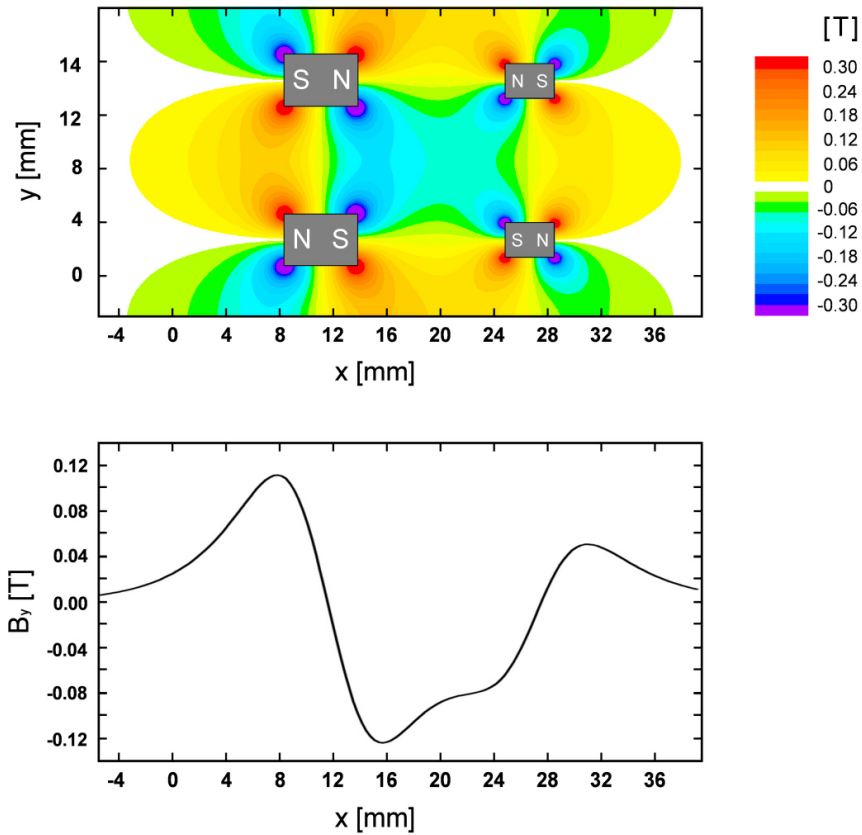


Abbildung 7.21.: Konturplot (oben) und eindimensionaler Schnitt (unten) für $y = 8.5 \text{ mm}$ (Symmetrieachse) der y -Komponente der erweiterten Magnetfeldkonfiguration.

ein oberer und unterer Perveanzbereich definiert, in dem das LAG-System sinnvoll arbeiten kann. Die in der Simulation berechneten Punkte ermöglichen die Definition von Kurven konstanter (minimaler und maximaler) Perveanz Π_0 :

$$\frac{j}{U^{3/2}} = \frac{\Pi_0}{A}. \quad (7.2)$$

Die Variable A beschreibt hier die Fläche der Extraktionsöffnung im Plasmagitter. Im dargestellten U - j -Diagramm wird dadurch ein über- und unterperveanter Bereich definiert. Der Arbeitsbereich des LAG in der Standardkonfiguration wird in Abbildung 7.22 durch die Fläche zwischen den blauen Kurven bestimmt. Der minimale Perveanzwert von $\Pi_{\min} = 0.0150 \mu\text{perv}$ ist in diesem Fall durch Aberrationsfehler begrenzt (siehe Abbildung 7.8 1), während sich der maximale Perveanzwert $\Pi_{\max} = 0.0237 \mu\text{perv}$ durch den starken Einfluss des Ablenkfeldes ergibt. Eine Überschreitung dieses Wertes führt zu Kollisionen mit dem Extraktionsgitter. Mittels der erweiterten Magnetfeldkonfiguration können

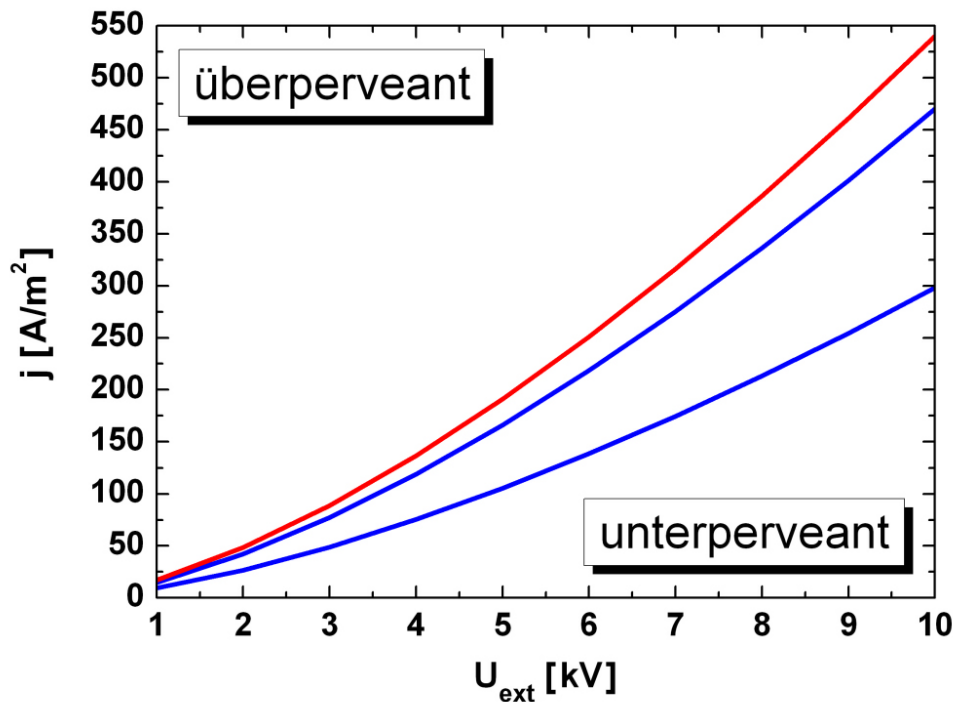


Abbildung 7.22.: U - j -Darstellung des LAG-Arbeitsbereichs für die Standardmagnetkonfiguration (blau) und für die erweiterte Magnetkonfiguration (rot).

Perveanzen bis zu $\Pi_{\max}^* = 0.0270 \mu\text{perv}$ erreicht werden, was der roten Kurve in Abbildung 7.22 entspricht. Durch die zusätzlichen Magnetstangen wird das Magnetfeld zwischen Extraktions- und Beschleunigungsgitter verstärkt. Der negative Einfluss des Ablenkfeldes ist durch das Maximum vor dem Extraktionsgitter bedingt. Das darauf folgende Minimum kompensiert diesen Effekt wieder. In der Standardkonfiguration erfolgt die Kompensation über einen relativ weiten Bereich, was zu starken lokalen Effekten führt, die sich ungünstig auf den Ionenstrahl auswirken. Durch die erweiterte Feldkonfiguration wird das Kompensationsfeld beträchtlich verstärkt. Somit wird die Richtung des Ionenstrahls wesentlich früher in die ursprüngliche Position zurückgelenkt, was dazu führt, dass Kollisionen mit dem Extraktionsgitter erst bei einer deutlich höheren Perveanz Π_{\max}^* auftreten.

Durch die Ray Tracing Simulation konnte somit verifiziert werden, dass mittels der modifizierten Magnetfeldkonfiguration eine Erweiterung des LAG-Arbeitsbereichs möglich ist. Zur Vermeidung von Aberrationsfehlern kann, aufgrund des höheren Perveanzlimits, ein vom Standpunkt der Ionenoptik besser angepasster Meniskus realisiert werden.

7.3. Design und Optimierung eines Faraday Cup

Am Teststand RADI (siehe Kapitel 3) steht derzeit kein großflächiges Extraktionssystem wie das LAG-System zur Verfügung. Anstatt eines Plasmagitters besitzt RADI ein Dummygitter, an dem sich mit sogenannten Faraday Cups eine lokale Extraktion durchführen lässt. Zu diesem Zweck sollen diese an verschiedenen Positionen des RADI Dummygitters angebracht werden. In Abbildung 7.23 ist eine mögliche Konfiguration dargestellt. In diesem Fall zeigen die roten Ringe diejenigen Positionen, an denen eine lokale Extraktion zur Messung der Stromdichte erfolgen kann. Die beschriebene Anordnung ermöglicht die Bestimmung von Stromdichteprofilen bezüglich der Gitterfläche, mittels derer Homogenität nachgewiesen werden soll. [SFF⁺06] [Fal06]

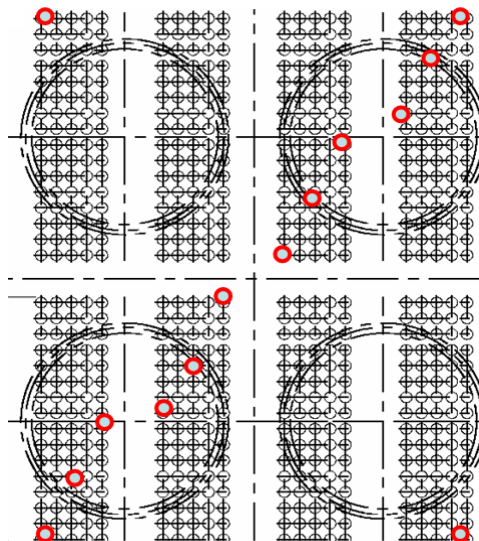


Abbildung 7.23.: Anordnung zur orts aufgelösten Messung der Stromdichten durch lokale Extraktion mittels Faraday Cups (rote Kreise) am RADI Dummygitter.

Bei einem Faraday Cup handelt es sich um ein Gerät zur Messung der Stromdichte eines Ionenstrahls. Das Herzstück bildet eine elektrisch leitende Metallschüssel, dem eigentlichen „Cup“, die den Teilchenstrahl auffängt. Da beim Auftreffen der Ionen im Cup Sekundärelektronen entstehen, muss sichergestellt werden, dass diese nicht aus dem Cup entweichen können. Um mit dem Faraday Cup Ionen- und Elektronenstromdichten separat messen zu können, muss in Analogie zum LAG-System ein Filtersystem integriert werden, welches die Elektronen aus dem Strahl lenkt. [Fal06]

7.3.1. Aufbau und Funktionsweise

Das Design des Faraday Cup orientiert sich stark am LAG-System, da dadurch vergleichende Messungen möglich sind. Im Gegensatz zum LAG-Gitter besteht der Faraday Cup nur aus einem Extraktionskanal. Außerdem wird die Beschleunigungselektrode durch eine Blende und den eingangs beschriebenen Cup ersetzt. Eine beschleunigende Hochspannung zwischen Cup und Extraktionselektrode ist in diesem Fall nicht vorgesehen. Die Extraktionsspannung dient gleichzeitig zur Extraktion und Beschleunigung des Ionenstrahls. Der schematische Aufbau eines Faraday Cup ist in Abbildung 7.24 dargestellt.

Zur lokalen Extraktion eines Ionenstrahls wird zwischen Plasmagitter und einer Extraktionselektrode eine Extraktionsspannung von ungefähr -6 kV bis -10 kV angelegt. Die Extraktionsspannung ist aufgrund des Netzgeräts auf 10 kV begrenzt. Zusammen mit den negativen Ionen (roter Pfeil) werden ebenfalls Elektronen extrahiert (schwarzer Pfeil). Als Filter werden wiederum stabförmige Ablenk magnete aus CoSm eingesetzt, welche entlang der z-Achse durch die Extraktionselektrode verlaufen (siehe Abbildung 7.25). Das dadurch erzeugte Ablenkkfeld (blaue Pfeile) entlang der y-Achse führt dazu, dass die ko-extrahierten Elektronen aufgrund der Lorentzkraft in z-Richtung abgelenkt werden und auf die Extraktionselektrode treffen. Dies erlaubt eine separate Messung des Elektronenstroms an der Extraktionselektrode. Der Ionenstrahl, der das Filtersystem fast ungehindert durchlaufen kann, trifft nach dem Passieren einer Blende in den inneren Cup. Hier wird der vom Ionenstrahl transportierte Strom von einer Messelektronik registriert. Ferner wird eine Regelelektronik eingesetzt, um den Cup auf konstantem Potential zu halten. Um das Entweichen der im Cup erzeugten geladene Teilchen zu verhindern, dient die Blende als Suppressor-Elektrode für Sekundärelektronen und wird gegenüber dem Cup negativ vorgespannt. Dahinter befindet sich ein Kühlsystem, welches die vom auftreffenden Ionenstrahl produzierte Wärme abführt. [Wol95]

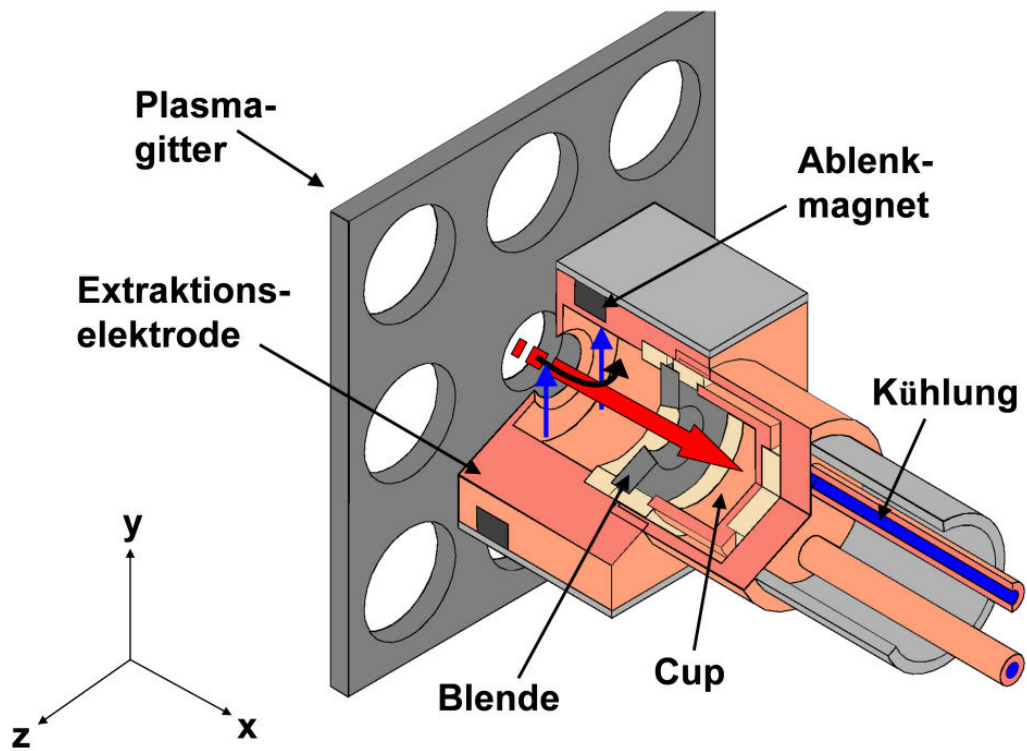


Abbildung 7.24.: Schematische Darstellung eines Faraday Cup. Der Ionenstrahl (rot) wird durch die Extraktionsspannung zwischen Plasma- und Extraktionsgitter aus dem Plasma extrahiert und beschleunigt. Die ko-extrahierten Elektronen (schwarz) werden durch das magnetische Ablenkmagnetfeld (blau) herausgefiltert.

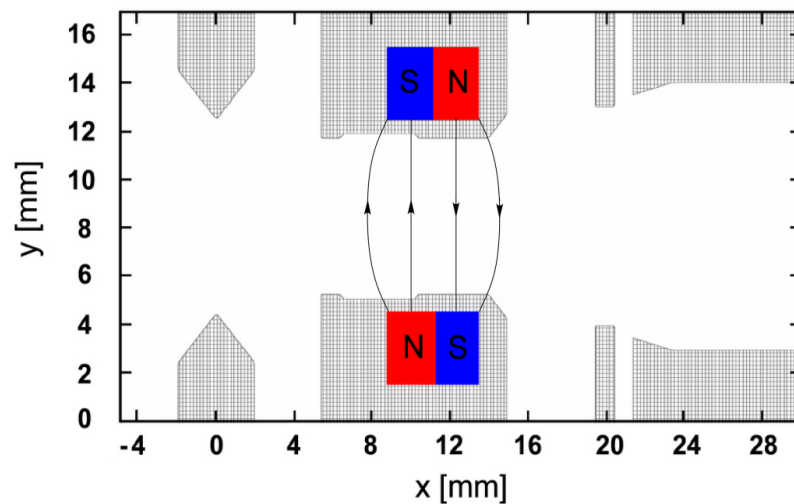


Abbildung 7.25.: xy -Querschnitt durch den Faraday Cup. Ferner sind die Ablenkmagnetstangen mit den entsprechenden Feldlinien eingetragen.

7.3.2. Rechnungen zur Magnetkonfiguration

Neben dem geometrischen Design richtet sich auch die Magnetfeldkonfiguration des Faraday Cup nach dem LAG. Das Ablenkkfeld ergibt sich hier aus einer Überlagerung der Magnetstangenpaare für die einzelnen Lochreihen (siehe Abbildung 7.1). Da der Faraday Cup nur einen Extraktionskanal besitzt, reicht prinzipiell ein Paar Filterstangen aus, um ein wirkungsvolles Ablenkkfeld zu realisieren. Jedoch spielen für die Magnetfeldkonfiguration zusätzliche Gesichtspunkte eine Rolle. Das Ablenkkfeld wirkt aufgrund der starken Permanentmagnete nicht nur auf den extrahierten Ionen- und Elektronenstrahl, sondern beeinflusst aufgrund seiner langen Reichweite auch das Plasma, aus dem der Ionenstrahl extrahiert wird. Dieser Effekt wirkt sich primär auf den Bereich in unmittelbarer Nähe zum Plasmagitter ($x < 0$ in Abbildung 7.25) aus. Da beim Design der lokalen Extraktion die Reproduktion der physikalischen Verhältnisse des LAG-Systems eine wichtige Rolle spielt, müssen Diskrepanzen von den im LAG herrschenden Magnetfeldern minimiert werden. Aus diesem Grund erfolgt ein Vergleich verschiedener optionaler Magnetfeldkonfigurationen mit der LAG Konfiguration. Während für die LAG Rechnungen acht Magnetstangen modelliert wurden, kommen für den Faraday Cup zwei Konfigurationen mit jeweils zwei und vier Magnetstangen in Frage. Diese Feldkonfigurationen sind in Abbildung 7.26 als schematischer Querschnitt dargestellt. Um mögliche Abweichungen von der LAG Magnetfeldkonfiguration zu untersuchen, wurden die Differenzfelder, die sich aus der Reduktion von acht auf zwei bzw. vier Stangen ergeben, durch Rechnungen mit Quick-Field bestimmt. In Abbildung 7.27 sind Konturplots der x- und y-Komponenten der berechneten Differenzfelder für zwei (oben) und vier (unten) Magnetstangen dargestellt. Bezüglich der Konfiguration mit zwei Magnetstangen kommt es insbesondere für die y-Komponente zu starken Abweichungen von der LAG Magnetkonfiguration. In unmittelbarer Nähe des Plasmagitters ist eine Variation von bis zu 0.012 T erkennbar. Außerdem ergeben sich auch weit hinter dem Plasmagitter noch Flussdichten von 0.006 T. Somit dringt das Feld für nur zwei Magnetstangen vergleichsweise weit in das Plasma ein. Bezüglich der x-Komponente des Differenzfeldes ergibt sich im untersuchten Bereich eine geringere Diskrepanz von 0.005 T.

Durch die Erweiterung auf vier Magnetstangen kommt es zu einer wesentlich geringfügigeren Felddiskrepanz. Bezüglich der y-Komponente erreicht das Differenzfeld einen maximalen Wert von 0.003 T, während bezüglich der x-Komponente praktisch keine Abweichungen mehr existieren. Insbesondere kann das Ablenkkfeld

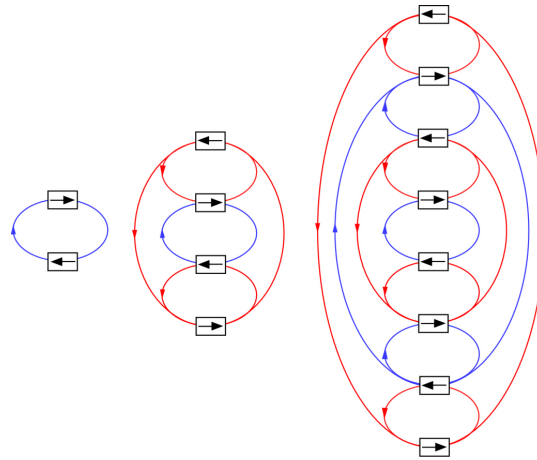


Abbildung 7.26.: Schematische Darstellung der untersuchten Magnetkonfigurationen. Die linke und mittlere Abbildung zeigen die möglichen Konfigurationen für den Faraday Cup, welche mit der LAG Magnetkonfiguration (rechts) verglichen werden sollen. Zum besseren Verständnis sind die Feldlinien je nach Polarität in blau oder rot eingezeichnet.

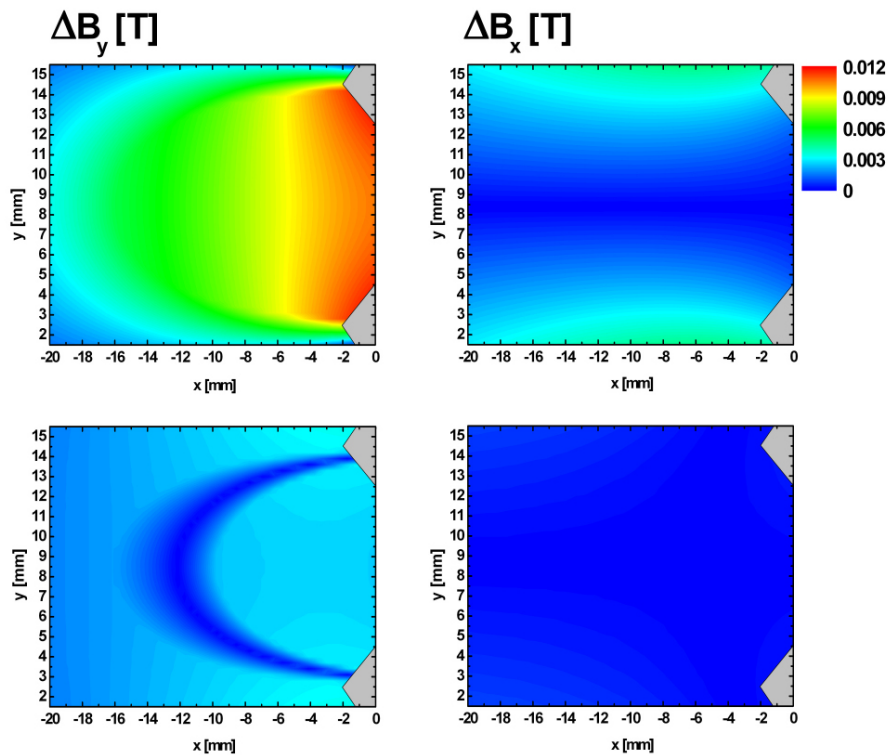


Abbildung 7.27.: Konturplots der x - und y -Komponenten des Differenzfelds zwischen der Magnetkonfiguration mit 2 Stäben (oben) und 4 Stäben (unten) mit der LAG-Konfiguration (8 Stäbe). Die angegebene Farbskala gilt dabei für alle vier Konturdarstellungen.

in dieser Magnetfeldkonfiguration nicht mehr derart tief ins Plasma eindringen. Dies lässt sich dadurch erklären, dass durch das zusätzliche Stangenpaar ein langreichweitiges Gegenfeld generiert wird, das die y -Komponente des Magnetfeldes im Bereich zwischen den beiden Magnetstangen wesentlich reduziert. In Abbildung 7.26 ist dieses Gegenfeld für die Konfiguration mit vier Magnetstangen rot dargestellt.

Die Berechnungen legen also nahe, für den Faraday Cup mindestens vier oder mehr Magnetstangen zu verwenden, da die Konfiguration mit lediglich zwei Stangen eine hohe Diskrepanz gegenüber den Feldverhältnissen im LAG verursacht.

7.3.3. Berechnung eines möglichen Arbeitsbereichs

Nach Durchlaufen des Extraktionsfeldes zwischen Plasmagitter und Extraktionselektrode erfolgt beim Faraday Cup kein weiterer Beschleunigungsvorgang, was dazu führt, dass der extrahierte Ionenstrahl vollständig durch die Raumladung und das angelegte Magnetfeld determiniert wird. Als Folge ergibt sich aufgrund der raumladungsbedingten Strahlaufweitung ein divergenter Ionenstrahl. Falls der Faraday Cup im falschen Perveanzbereich arbeitet, kollidiert ein beträchtlicher Anteil des Ionenstrahls mit der Blende vor dem Cup. In diesem Fall ist eine korrekte Messung des Ionenstroms nicht gewährleistet.

Um das Verhalten des Ionenstrahls im Faraday Cup für verschiedene Perveanzbereiche berechnen zu können, wurde der Ray Tracing Code KOBRA3 eingesetzt. Dazu wurde für verschiedene Perveanzkonfigurationen eine lokale Extraktion von Ionen und Elektronen simuliert. Anhand der Form des simulierten Ionenstrahls bei verschiedenen Perveanzwerten lässt sich eine Abschätzung der minimalen und maximalen Perveanz durchführen, bei der eine lokale Extraktion möglich ist. Für eine konstante Extraktionsspannung von -7 kV erfolgte in der Simulation eine sukzessive Erhöhung der Stromdichte der extrahierten Wasserstoffionen von 131 A/m^2 auf 229 A/m^2 und 306 A/m^2 . Dies entspricht einer Erhöhung der Perveanz von $0.0112 \text{ } \mu\text{perv}$ auf $0.0197 \text{ } \mu\text{perv}$ und $0.0263 \text{ } \mu\text{perv}$. In Abbildung 7.28 sind die Ergebnisse der Simulation in Form einer xz -Projektion dargestellt. Es zeigt sich, dass der Elektronenstrahl analog zu den LAG-Rechnungen in Abschnitt 7.1 auf die Vorderseite der Extraktionselektrode abgelenkt wird. Neben dem Elektronenstrahl wird auch der H^- -Ionenstrahl durch das Ablenkkfeld beeinflusst. Für eine hohe Perveanz ergibt sich ein breiter, paralleler Strahl (Abbildung 7.28 oben), der aufgrund des Ablenkkfeldes mit der Extraktionselektrode kollidiert. Für niedrige Perveanzwerte (Abbildung 7.28 unten) ergibt sich ein en-

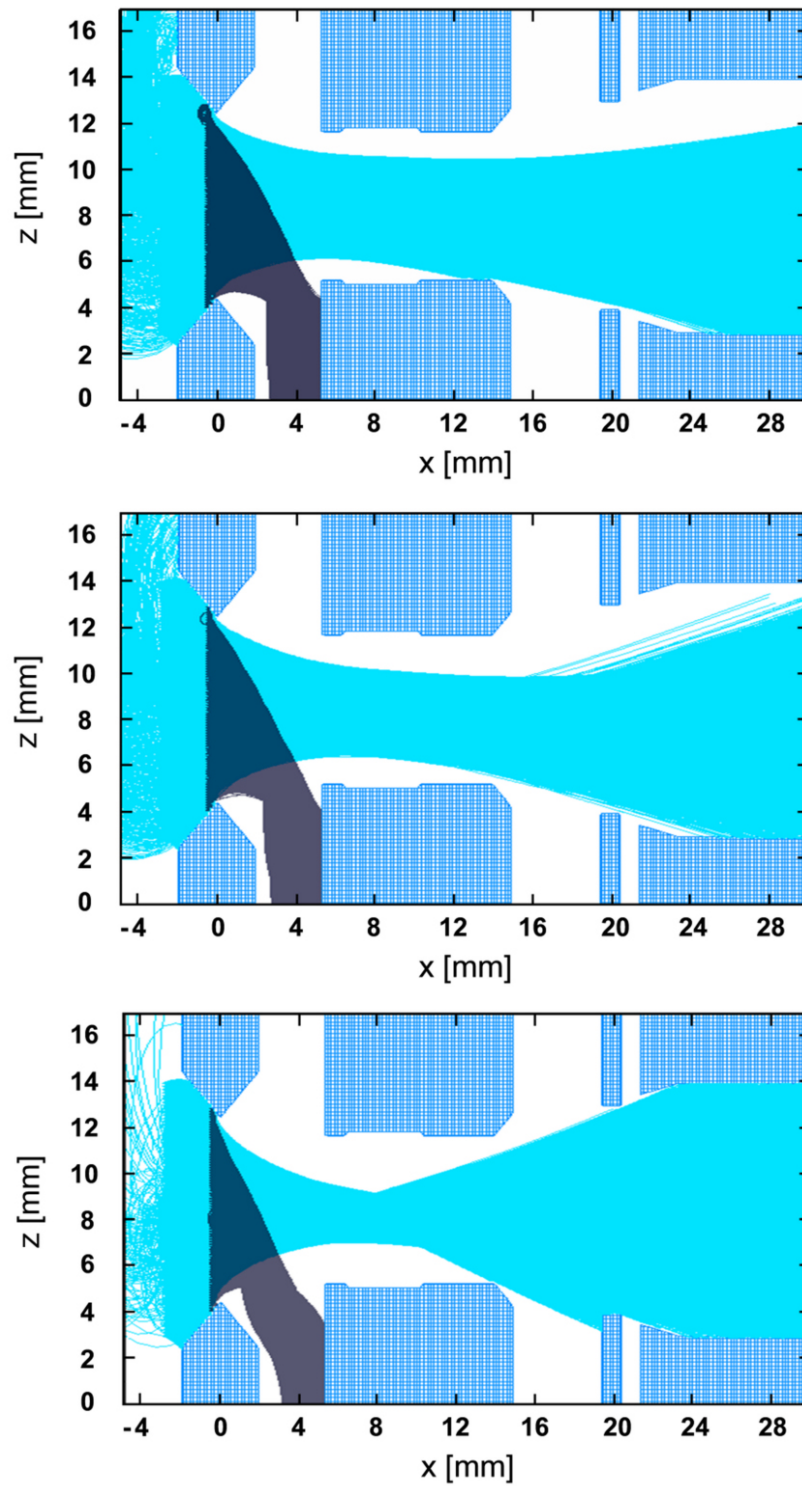


Abbildung 7.28.: Projektion des extrahierten Wasserstoffionen- und Elektronenstrahls in der xz -Ebene für einen Perveanzwert von $0.0263 \mu\text{perv}$ (oben), $0.0197 \mu\text{perv}$ (Mitte) und $0.0112 \mu\text{perv}$ (unten).

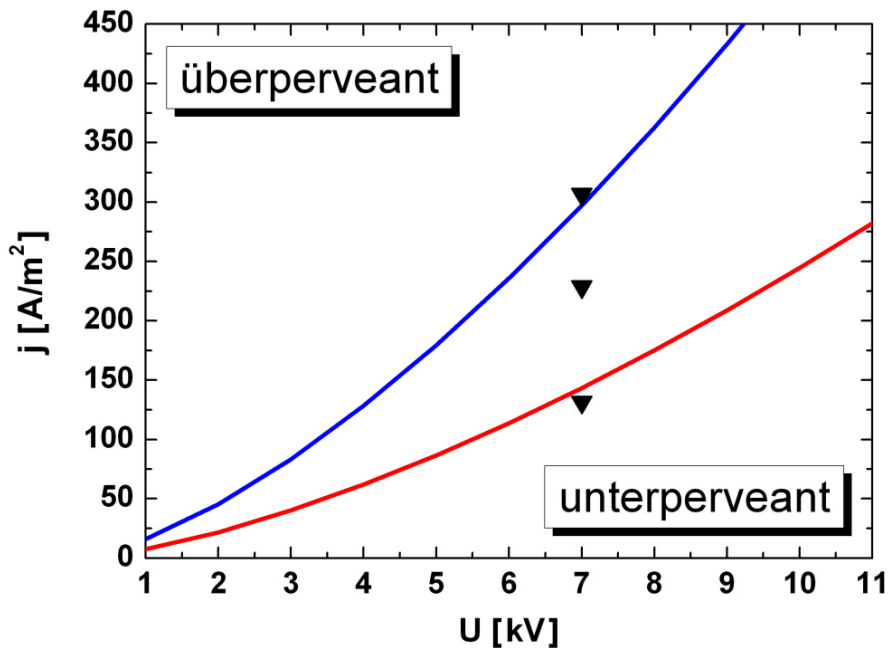


Abbildung 7.29.: Mit KOBRA3 berechneter Arbeitsbereich für Wasserstoff im U-j-Diagramm. Die schwarzen Dreiecke zeigen repräsentative Datenpunkte und korrespondieren mit den in Abbildung 7.28 dargestellte Ionenstrahlen. Der Arbeitsbereich ist durch die blaue und rote Kurve konstanter Perveanz begrenzt.

ger Strahl, der vom Magnetfeld nur geringfügig beeinflusst wird. Durch die aus dem letzten Kapitel bekannten Aberrationseffekte ergibt sich jedoch ein divergenter Strahlanteil, der eine Stromdichte auf der Blende vor dem Faraday Cup erzeugt. In beiden Fällen ergeben sich aufgrund der beschriebenen Effekte Verluste bezüglich des im Cup gemessenen Stroms.

Um derartige Verluste zu vermeiden, wird ein oberer und unterer Perveanzbereich definiert, in dem ein Betrieb des Faraday Cup möglich ist. In Abbildung 7.29 ist dieser Arbeitsbereich für einen Strahl aus Wasserstoffionen dargestellt. Die schwarzen Dreiecke stellen drei der insgesamt neun Perveanzkonfigurationen dar, die zur Berechnung des Arbeitsbereichs verwendet wurden. Anhand des U-j-Diagramms wird oberhalb der blauen Kurve ein überperveanter Bereich und unterhalb der roten Kurve ein unterperveanter Bereich festgelegt. Der Arbeitsbereich des Faraday Cup ist durch die Fläche zwischen den Kurven bestimmt.

Für den Betrieb mit Deuterium wurde in analoger Weise eine Berechnung des Arbeitsbereichs durchgeführt, der in Abbildung 7.30 dargestellt ist. Im Deuteriumbetrieb ergibt sich aufgrund der höheren Masse ein anderer Perveanzbereich. Ausgehend von Gleichung (4.10) wird der folgende Zusammenhang bezüglich der

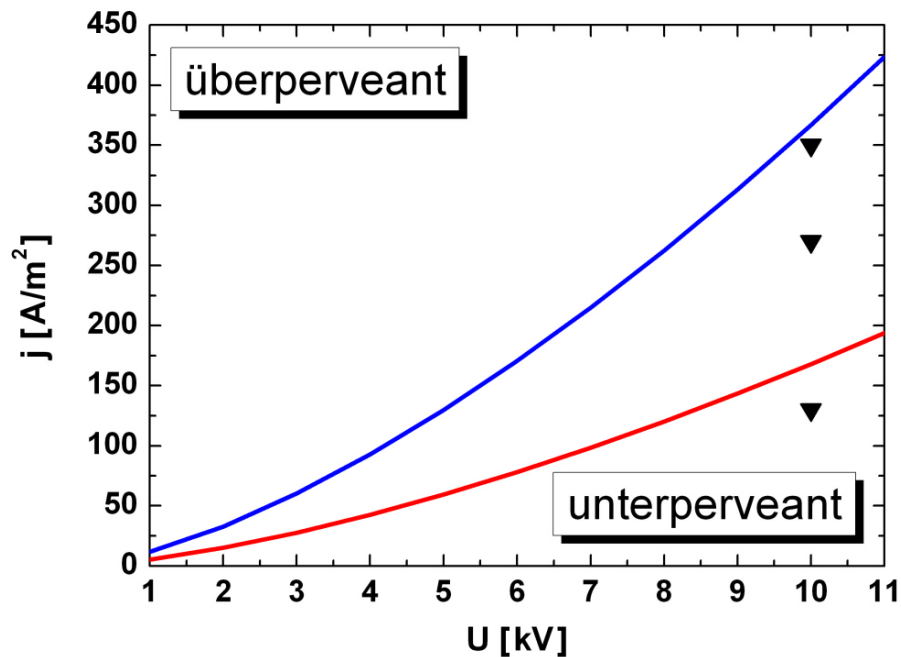


Abbildung 7.30.: U - j -Diagramm des mit KOBRA3 berechneten Arbeitsbereichs für Deuterium. Die schwarzen Dreiecke zeigen repräsentative Perveanzkonfiguration und korrespondiert mit den in Abbildung 7.31 dargestellten Ionenstrahlen. Der Arbeitsbereich ist durch die blaue und rote Kurve konstanter Perveanz markiert.

optimalen Perveanzen von Wasserstoff und Deuterium erwartet:

$$\frac{\Pi_{\text{H}}^{\text{opt}}}{\Pi_{\text{D}}^{\text{opt}}} = \sqrt{\frac{m_{\text{D}}}{m_{\text{H}}}} = \sqrt{2}. \quad (7.3)$$

Somit ergibt sich für Deuterium eine Verschiebung des Arbeitsbereiches zu geringeren Perveanzwerten, wie aus Abbildung 7.30 und 7.31 ersichtlich ist. Die mittlere Projektion zeigt einen Strahl aus Deuteriumionen bei optimaler Perveanz. Aufgrund der höheren Masse wird der optimal perveante Deuteriumionenstrahl weit geringer durch das Magnetfeld beeinflusst als der optimale Wasserstoffionenstrahl in Abbildung 7.28 Mitte.

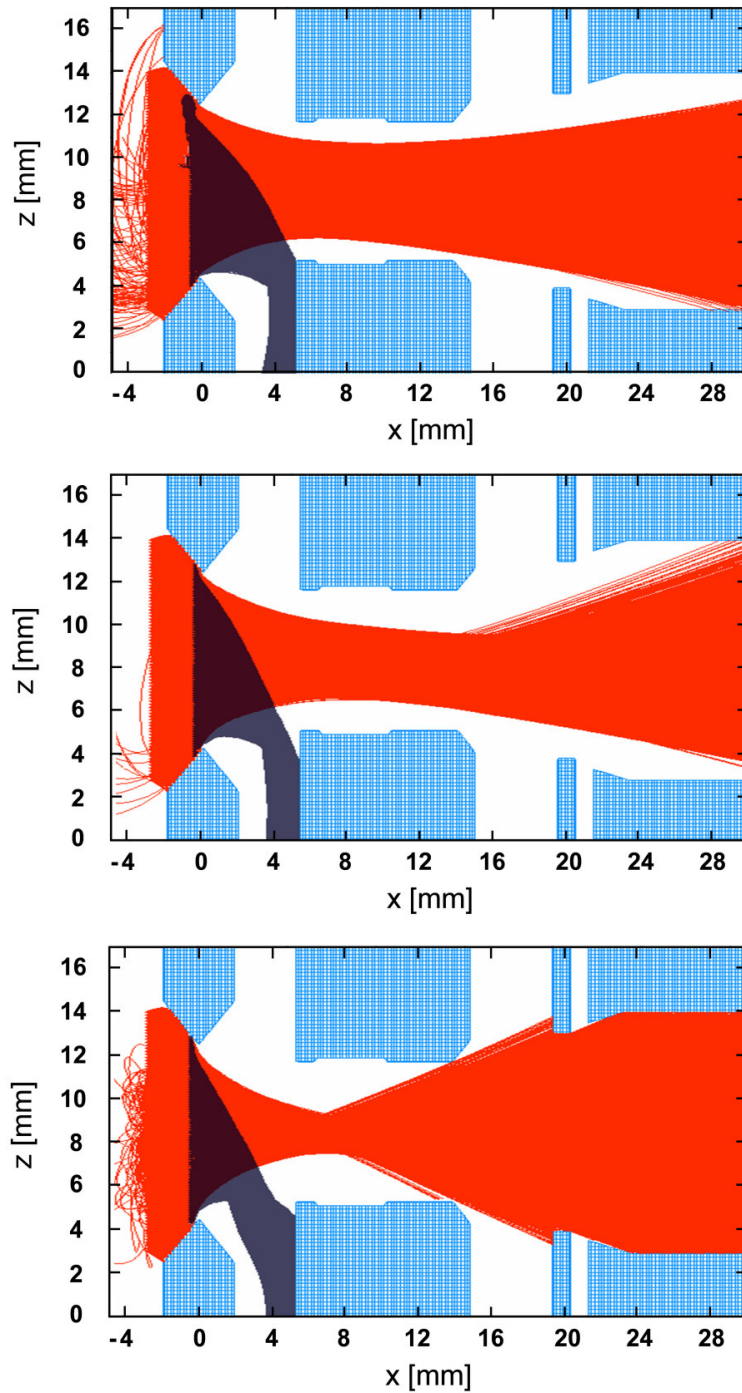


Abbildung 7.31.: Projektion des extrahierten Deuteriumionen- und Elektronenstrahls in der xz -Ebene für einen Perveanzwert von 0.0176 μperv (oben), 0.0136 μperv (Mitte) und 0.0065 μperv (unten).

7.3.4. Untersuchung der vorgespannten Blende

Um ein Entweichen von Sekundärelektronen aus dem Cup zu verhindern, wird eine Blende verwendet, die gegenüber dem Cup mit -50 V vorgespannt ist. Da die Energie der Sekundärelektronen im Elektronenvoltbereich liegt, kann in unmittelbarer Nähe der Blendenelektrode ein Entweichen von Sekundärelektronen wirksam verhindert werden. Die Geometrie der Blende bedingt jedoch eine Abschwächung des elektrischen Potentials zum axialen Zentrum ($y = z = 8.5$ mm) hin. Um ein Entweichen von Sekundärelektronen im axialen Bereich der Blende ausschließen zu können, wurde der Potentialverlauf für einen yz-Querschnitt durch die Blende mit KOBRA3 berechnet. In Abbildung 7.32 oben ist der Potentialverlauf über einen Blendequerschnitt im Vakuum dargestellt. In diesem Fall steigt das Potential zum Zentrum hin und erreicht ein flaches Maximum von -23 V. Die vorgeschlagenen -50 V Vorspannung sind somit ausreichend, um auch im zentralen Bereich Sekundärelektronen am Entweichen zu hindern. Im tatsächlichen Betrieb muss zusätzlich noch die Raumladung des negativen Ionenstrahls berücksichtigt werden. Abbildung 7.32 unten zeigt das Blendenpotential für einen mit einer Perveanz von $0.0197 \mu\text{perv}$ extrahierten Wasserstoffionenstrahl. Die negative Raumladung des Ionenstrahls erniedrigt das Potential im Zentrum des Cup auf -270 V. Dennoch kann auf die vorgespannte Blende nicht verzichtet werden, da der Ionenstrahl nicht die gesamte Öffnung des Cup ausfüllt. Dadurch ergeben sich ohne Blende raumladungsfreie Bereiche, durch die die Sekundärelektronen entweichen können.

Die beschriebenen Teilchen- und Feldsimulationen ermöglichen eine Evaluierung des Design-Konzepts des Faraday Cup. Anhand der simulierten Szenarien konnten verschiedene physikalische Fragestellungen schon während des Designprozesses und somit vor der eigentlichen Inbetriebnahme des Geräts analysiert werden. Neben der Berechnung der Magnetfeldkonfiguration des Faraday Cup und der Untersuchung der vorgespannten Blende liefert insbesondere die Eingrenzung eines Arbeitsbereichs im U-j-Diagramm wichtige Informationen für den zukünftigen Betrieb des Geräts. Im Anhang A.9 sind Konstruktionszeichnungen für den Bau eines Prototyps abgebildet. [Frö06]

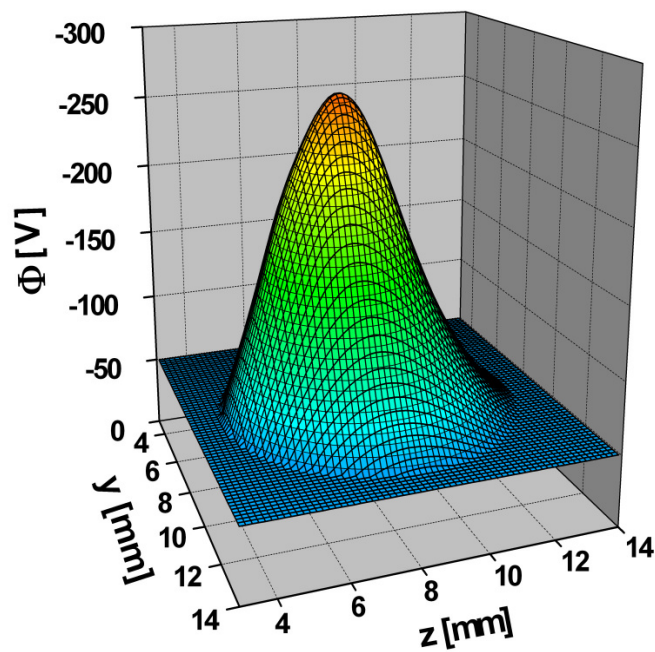
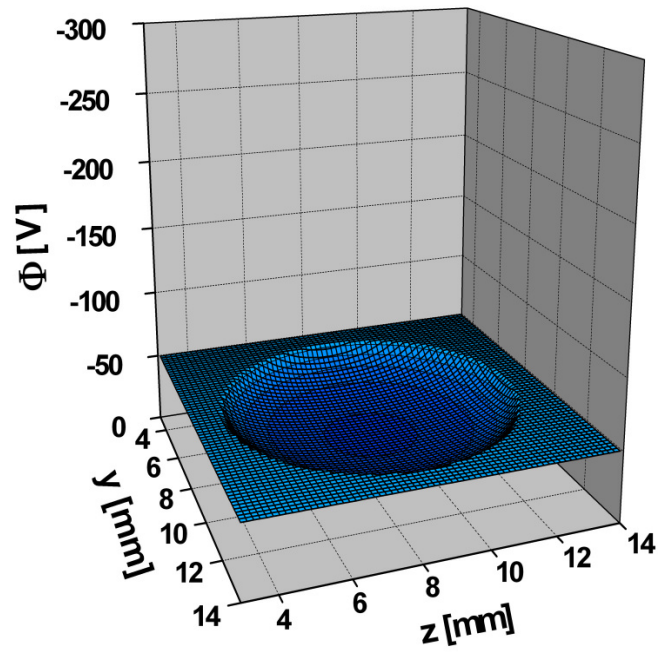


Abbildung 7.32.: Potentialverlauf im Querschnitt durch die mit -50 V gegenüber dem Cup vorgespannte Blende im Vakuum (oben) und unter Berücksichtigung der Raumladung des Ionenstrahls (unten).

7.4. Rechnungen zur Extraktionswahrscheinlichkeit

Nachdem in den vorherigen Kapiteln in erster Linie die Physik diskutiert wurde, die sich durch die Extraktion eines Strahls aus negativen Ionen ergibt, werden nun physikalische Zusammenhänge untersucht, die sich im Rahmen des H^- -Transports im Expansionsbereich ergeben. Der in Abschnitt 5.2.3 beschriebene Testteilchen-code erlaubt die Berechnung einer großen Anzahl von Trajektorien der von der Plasmagitteroberfläche gestarteten H^- -Ionen, wodurch Rückschlüsse auf die Extraktionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit verschiedener Parameter wie Startenergie und Filterfeldstärke möglich sind. Dies gestattet eine Optimierung der Extraktionswahrscheinlichkeit bezüglich verschiedener Quellenparameter.

Anhand der numerisch berechneten Trajektorien werden die prozentualen Anteile der extrahierten und vernichteten Teilchen bestimmt. Für die Simulation werden 10^4 H^- -Ionen mit unterschiedlichen Startparametern erzeugt. Die Startpositionen der Teilchen werden zufällig auf der Ringfläche um die zentrale Öffnung einer Plasmagitterhälfte generiert (siehe Abbildung 3.4). Die Richtung des Startgeschwindigkeitsvektors wird senkrecht zur Elektrodenoberfläche gewählt und anhand einer Kosinus-Verteilung zufällig variiert. Ein wichtiger Parameter in der Simulation stellt der Betrag der Startgeschwindigkeit dar. In unmittelbarer Nähe zur Elektrodenoberfläche ist die Quasineutralität des Plasmas gestört und es bildet sich eine Randschicht aus. In Folge der Randschicht werden die oberflächenproduzierten negativen Ionen beschleunigt und gewinnen damit eine definierte Startenergie E_{mit} .

Die von der Oberfläche gestarteten Teilchen beschreiben unter dem Einfluss der Magnetfelder und nicht-destruktiver Stöße eine bogenförmige Flugbahn. Ein gewisser Prozentsatz der Ionen erreicht dabei wiederum das Plasmagitter. Diese passieren entweder die Extraktionsöffnungen (extrahierte Teilchen) oder werden beim Auftreffen auf der Elektrode vernichtet. Ein großer Teil der gestarteten Ionen wird zuvor aber durch inelastische Stöße vernichtet. Abbildung 7.33 zeigt einige charakteristische Trajektorien extrahierter Ionen, die für eine typische Startenergie von 1 eV und einer Filterfeldstärke von 7 mT berechnet wurden, was der in Abschnitt 7.1.2 berechneten Feldstärke entspricht.

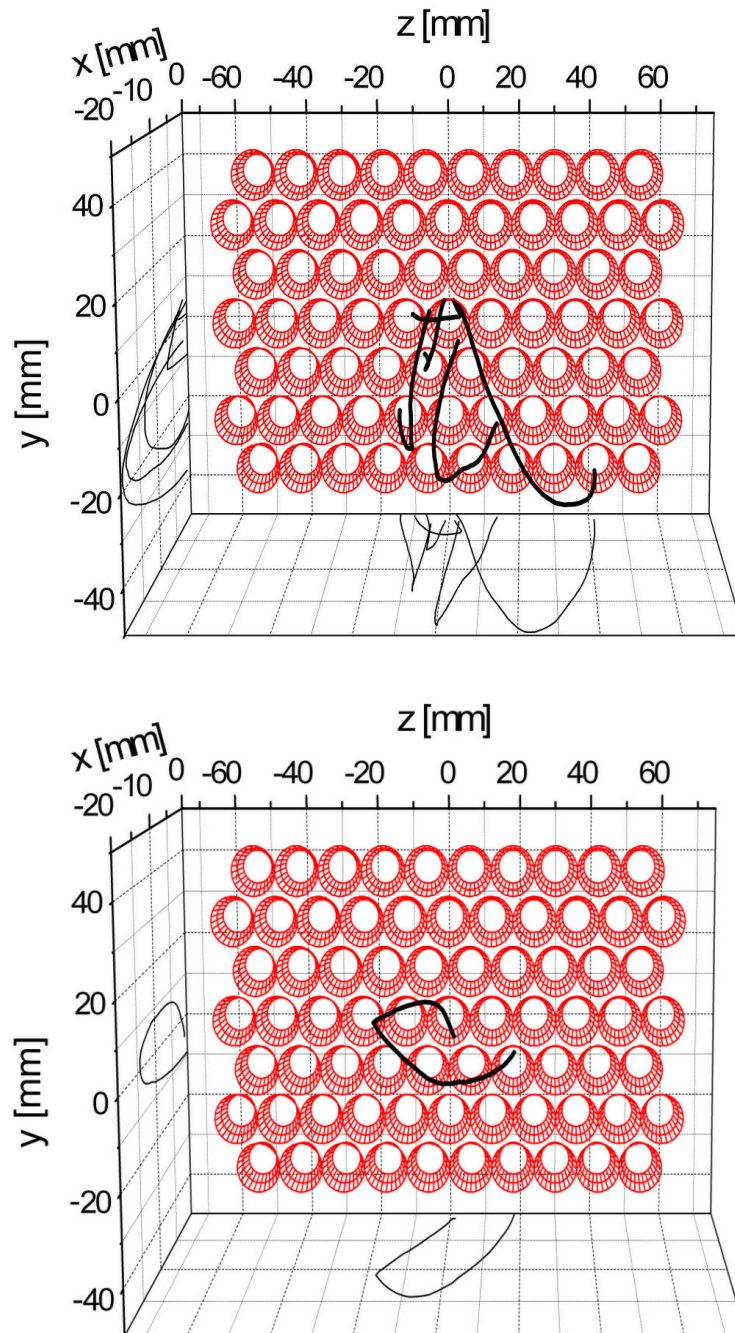


Abbildung 7.33.: Dreidimensionale Darstellung verschiedener Trajektorien für 1 eV Startenergie ($B_{\text{filter}} = 7 \text{ mT}$), die in benachbarte Extraktionsöffnungen hin abgelenkt werden. Die untere Abbildung zeigt eine durch Charge Exchange beeinflusste Trajektorie.

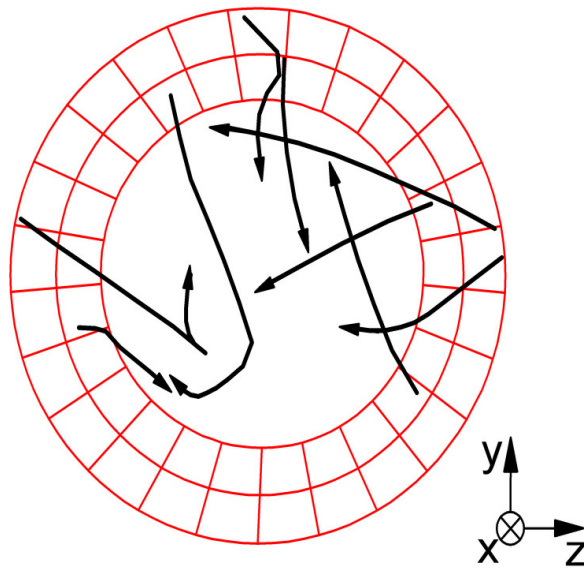


Abbildung 7.34.: Dreidimensionalen Darstellung einiger direkt extrahierter H^- -Trajektorien (1 eV , 7 mT).

7.4.1. Analyse der Trajektorien

Die Magnetfeldkonfiguration spielt für die Gestalt der Trajektorien eine wesentliche Rolle. Aufgrund seiner Reichweite kommt dem Filterfeld eine besondere Bedeutung zu, da es den Großteil der Ionen auf bogenförmige Flugbahnen um die Feldlinien in z -Richtung zwingt. In unmittelbarer Nähe zum Plasmagitter werden die Ionen durch die stark gekrümmten Feldlinien des Ablenkfeldes beeinflusst, die senkrecht zum Filterfeld in der xy -Ebene verlaufen (siehe Abbildung 5.6). Die Dynamik der Ionentrajektorien wird außerdem durch nicht-destruktive Stöße beeinflusst. Obwohl elastische Coulombstöße lediglich eine geringfügige Richtungsänderung pro Stoßprozess bewirken, kommt es aufgrund ihrer Häufigkeit (einmal pro Zeitschritt) doch zu signifikanten Ablenkungen. Im Gegensatz dazu stehen inelastische Charge Exchange (CX) Stöße, die pro Trajektorie durchschnittlich einmal vorkommen. Ein CX-Stoß führt zu einer abrupten Änderung der Richtung des Geschwindigkeitsvektors eines Ions, wie aus Abbildung 7.33 unten hervorgeht. Neben den Ionen, die durch das Filterfeld auf bogenförmige Trajektorien gezwungen werden, finden sich außerdem negative Ionen, die aufgrund eines günstigen Startwinkels direkt nach ihrer Entstehung an der Oberfläche extrahiert werden. Derartige Ionentrajektorien sind in Abbildung 7.34 dargestellt. Abgesehen vom Ablenkfeld, welches im Entstehungsgebiet der Ionen stark ausgeprägt ist, begünstigen insbesondere die nicht-destruktiven CX-Stöße direkte Extraktionsprozesse.

7.4.2. Variation der Startenergie

Um den Einfluss der Startenergie auf die extrahierten und vernichteten Teilchen untersuchen zu können, wurden die entsprechenden prozentuale Anteile für Extraktion, Elektrodenvernichtung und Stoßvernichtung in Abbildung 7.35 gegen die Startenergie aufgetragen. Neben dem bereits beschriebenen angeschrägten Plasmagitter (durchgezogene Linie) wurde ein flaches Plasmagitter (gestrichelte Linie) aus einer früheren experimentellen Konfiguration (siehe Abbildung 3.4 oben) untersucht.

Die Simulation zeigt, dass sich für beide Gitterkonfigurationen mit Erhöhung der Startenergie ein monotoner Rückgang des Anteils der extrahierten Ionen ergibt. Insbesondere für kleine Energien variiert der Anteil der extrahierten Ionen sehr stark. Ab einer Startenergie von ungefähr 5 eV geht dieser Rückgang in einen konstanten Anteil über. Für die minimale Startenergie von 0.25 eV ergibt sich für das angeschrägte Gitter ein maximaler Wert von 24 %, der auf etwa 14 % abfällt. Dieses Verhalten geht konform mit einem Rückgang der durch Elektrodenkontakt vernichteten Teilchen, während der Anteil der durch Stöße vernichteten Teilchen zunimmt.

Ein interessanter Zusammenhang ergibt sich aus der Modifikation des Plasmagitters. Offenbar erreichen im Fall des flachen Gitters generell weniger Ionen das Plasmagitter, da hier die Anteile für Extraktion und Elektrodenkontakt zugunsten des Stoßanteils nach unten verschoben sind. Es ergibt sich somit für beliebige Startenergien ein konstanter Rückgang des Anteils extrahierter Ionen, der auf das vermehrte Auftreten inelastischer Stoßprozesse zurückzuführen ist. Die in der Simulation beobachteten Vorzüge des angeschrägten Gitters spiegeln experimentelle Resultate wider, wonach damit deutlich höherer Ionenströme extrahiert werden können.

Der berechnete Zusammenhang zwischen extrahiertem Anteil und Startenergie der Ionen lässt sich durch eine Analyse der Gyrationenradien der Ionentrajektorien erklären. Mit zunehmender Startgeschwindigkeit erhöht sich auch der Gyrationradius der Ionen. In diesem Fall ergeben sich, bedingt durch die längeren Weglängen, größere Verweilzeiten der Ionen im Plasma. Gemäß Gleichung (5.29) nimmt die Wahrscheinlichkeit für einen vernichtenden Stoß dadurch zu. Dies erklärt ebenfalls den beträchtlichen Stoßanteil beim flachen Gitter, da sich hier aufgrund der Elektrodengeometrie ungünstige Startwinkel ergeben, welche längere Wege im Plasma verursachen.

Für große Startenergien geht der extrahierte Anteil in Sättigung. Dieser Sätti-

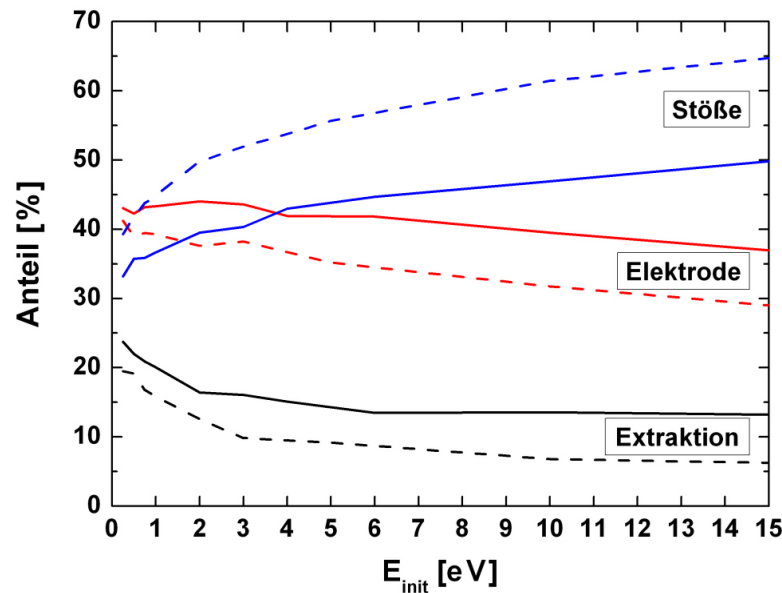


Abbildung 7.35.: Abhängigkeit des Anteils der extrahierten (Extraktion) und vernichteten (Elektrode bzw. Stöße) Ionen von der Startenergie. Die Simulation wurde für zwei verschiedene Plasmagittergeometrien durchgeführt: angeschrägtes Gitter (durchgezogene Linie) und flaches Gitter (gestrichelte Linie).

gungsanteil ergibt sich aus den bereits beschriebenen direkt extrahierten Ionen. Im Fall des flachen Gitters ist dieser Anteil wesentlich schwächer ausgeprägt, da sich aufgrund der ungünstigen Startwinkel weniger direkt extrahierte Ionen ergeben.

Neben der Analyse des Extraktionsanteils lässt sich auch der Anteil der durch inelastische Stöße vernichteten Ionen näher betrachten. Die Simulation ermöglicht es, die Zusammensetzung des Kollisionsanteils genauer zu analysieren. Analog zur vorherigen Betrachtung lässt sich diese Zusammensetzung gegen die Startenergie auftragen (siehe Abbildung 7.36). In diesem Zusammenhang beschreibt „LOST“ den Anteil an Teilchen, der durch Verlassen der Rechendomäne vernichtet wurde. Es zeigt sich eine Dominanz des Elektronendetachments (ED) und der gegenseitigen Neutralisierung (MN), während Cäsiumverluste vernachlässigbar gering sind. Aufgrund der beschriebenen Aufweitung der Ionentrajektorien mit steigender Startenergie ist die Zunahme der Domänenverluste nicht verwunderlich.

In der Simulation ist ein enger Zusammenhang zwischen Startenergie respektive Randschichtpotential und dem Anteil an extrahierten Ionen erkennbar. Durch Variation der Biasspannung zwischen Quelle und Plasmagitter (siehe Kapitel 3) ist eine experimentelle Beeinflussung der Randschicht möglich, was in der Simu-

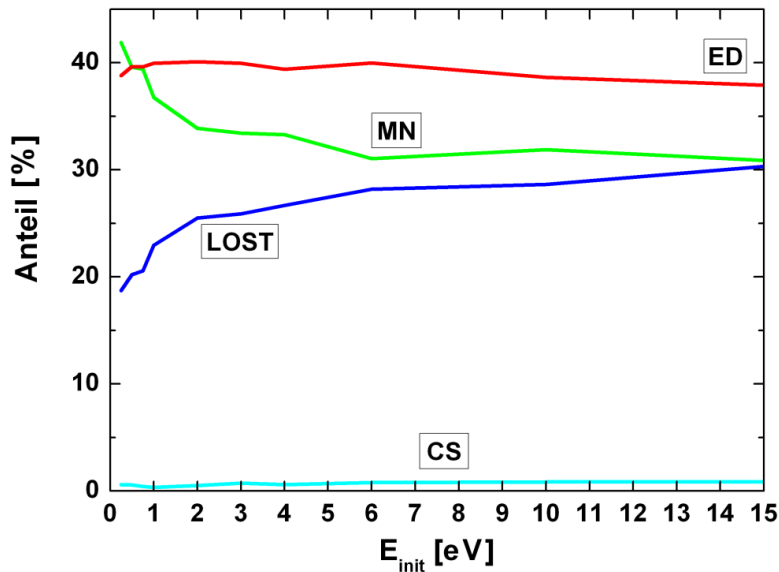


Abbildung 7.36.: Vergleich der Zusammensetzung des durch Stöße eliminierten Anteils bei Variation der Startenergie im Fall des angeschrägten Gitters.

lation den verschiedenen Randschichtszenerarien durch Variation der Startenergie entspricht. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Testteilchenrechnung wird im Experiment der höchste Ionenstrom extrahiert, falls das Plasmagitter mit einer Biasspannung derart vorgespannt wird, dass die Randschichtspannung verschwindet.

7.4.3. Variation der Filterfeldstärke

Abgesehen von der Variation der Stargeschwindigkeit wurde ebenfalls eine statistische Analyse des Einflusses des Filterfeldes für eine konstante Startenergie von 1 eV durchgeführt. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abbildung 7.37 zusammengefasst. Wird die Flussdichte gegenüber dem Standardwert von 7 mT verringert, so zeigt sich ein deutlicher Rückgang des Anteils der extrahierten Ionen auf ungefähr 16 %. Dieser Rückgang korrespondiert mit einer Erhöhung des Anteils der Ionen, die durch Stöße vernichtet werden. Mit der Verringerung der Flussdichte des Filterfeldes vergrößern sich die Gyrationenradien. Dadurch erhöht sich die Weglänge, welche die negativen Ionen im Plasma durchlaufen, was vermehrt auftretende Stoßprozesse bedingt. Eine Erhöhung der Flussdichte

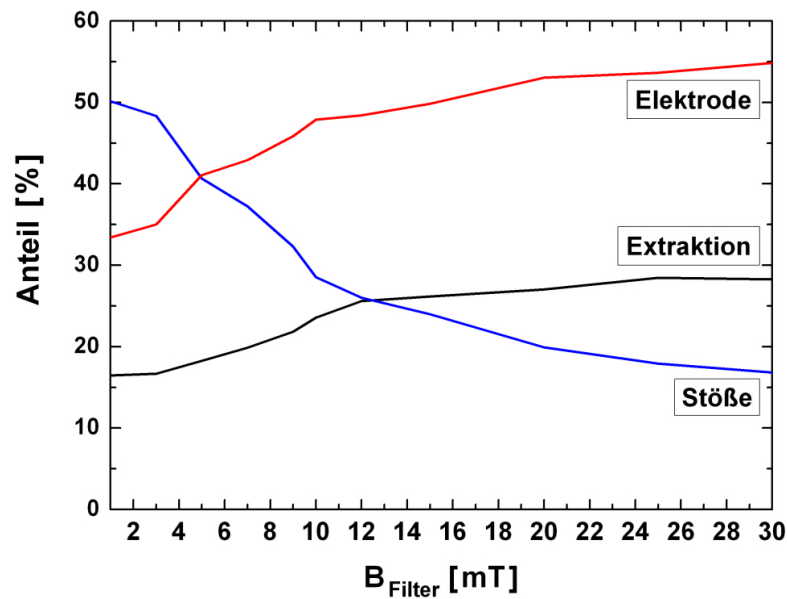


Abbildung 7.37.: Abhängigkeit des Anteils der extrahierten (*Extraktion*) und vernichteten (*Elektrode* bzw. *Stöße*) Ionen von der Stärke des Filterfeldes B_{Filter} bei einer Startenergie von 1 eV.

gegenüber dem Standardwert führt aufgrund des verringerten Gyrationradius zu einer Zunahme des extrahierten Ionenanteils, da sich die Stoßwahrscheinlichkeit aufgrund der kleinen Weglängen im Plasma verringert. Im Rahmen der Simulation zeigt sich eine starke Korrelation der magnetischen Flussdichte hinter dem Plasmagitter mit dem Anteil der extrahierten Ionen, wonach bei Konfigurationen mit hohen Flussdichten unmittelbar vor dem Plasmagitter deutlich mehr Ionen extrahiert werden. Dies basiert im Wesentlichen auf einer Variation der Stoßwahrscheinlichkeit, welche sich aus der veränderten Teilchendynamik bei verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen ergibt.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Ein wesentliches Ziel der Arbeit bestand in der Anwendung der **3D Ray Tracing Simulation KOBRA3** zur Analyse der **Extraktion eines negativen Wasserstoffionenstrahls**. Die dazu erforderlichen Magnetfeldkonfigurationen wurden separat mit den Programmen QuickField und Permag berechnet. Zum Import der Felddaten in die KOBRA3 Umgebung wurden entsprechende Interpolationsroutinen in Fortran 90 geschrieben. Die Simulation konnte erfolgreich für eine **großflächige Extraktion (LAG)** und eine **lokale Extraktion (Faraday Cup)** eingesetzt werden. Im Rahmen der Rechnungen zum LAG-System erfolgte eine Simulation der Extraktion negativer Wasserstoffionen und Elektronen anhand von Daten des Experiments MANITU. Es zeigte sich, dass die Flussdichte des Ablenkfeldes im Strahlkanal zu stark ist, um die ko-extrahierten Elektronen in die Elektronentaschen abzulenken. Daher erfolgt eine Deflektion in den Bereich zwischen Extraktions- und Plasmaelektrode. Während der Großteil des Elektronenstrahls die Oberfläche der Extraktionselektrode trifft, kann sich ein geringer Anteil dieser Elektronen zwischen den Extraktionskanälen bewegen. Die korrekte Beschreibung des Verhaltens des ko-extrahierten Elektronenstrahls konnte anhand von Übereinstimmungen mit Schmelzspuren an der Extraktionselektrode verifiziert werden.

In der Simulation ergab sich, dass die Qualität des extrahierten Ionenstrahls von zwei Faktoren geprägt ist. Während eine Extraktion mit hoher Perveanz eine geringe Strahldivergenz aufweist, erfolgt in diesem Fall dennoch eine beträchtliche Strahldeformation durch das starke Ablenkfeld. Obwohl dieser Effekt im unterperveanten Betrieb nicht auftritt, führen in diesem Fall Aberrationseffekte zu einer starken Zunahme der Strahldivergenz. Diese ionenoptischen Linsenfehler ergeben sich aus einer Fehlanpassung zwischen Elektrodengeometrie und Meniskus.

Die KOBRA3 Simulation zeichnet sich durch ein spezielles Modul zur Meniskusberechnung bei Extraktion negativer Ionen aus. Dieses Modul wurde erfolgreich eingesetzt. Es konnte gezeigt werden, dass sich die mittels der KOBRA3 Simulation zugänglichen Meniskus Topologien als wichtiges Werkzeug zur Optimierung der Ionenoptik erweisen. Auf dieser Basis wurden verschiedene Strategien zur Optimierung der Strahldivergenz in der Simulation verifiziert. Es konnte eine Verbesserung der Ionenoptik durch Anpassung der Elektrodengeometrie des PG nachgewiesen werden. Durch eine geeignete Formgebung der Oberfläche der Plasmaelektrode und durch Variation des Abstandes zwischen Plasma- und Extraktionselektrode konnte eine Verringerung der Aberrationen erreicht werden. Ferner konnte verifiziert werden, dass eine modifizierte Magnetfeldkonfiguration eine Extraktion mit höheren Perveanzwerten ermöglicht.

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit bestand im Entwurf und in der Optimierung eines grundlegenden Designs für einen Faraday Cup. Zur Klärung der daraus resultierenden physikalischen Fragestellungen wurden finite Elemente Feldberechnungen und KOBRA3 Teilchensimulationen durchgeführt. Für den Faraday Cup wurde eine am LAG-System orientierte Elektrodengeometrie optimiert. Zu diesem Zweck wurden Teilchensimulationen mit **H⁻**- und **D⁻-Ionen** zur Berechnung der minimal und maximal extrahierbaren Stromdichte für verschiedene Spannungsbereiche durchgeführt. Dadurch war es möglich einen Arbeitsbereich für beide Ionenspezies zu bestimmen, der für den späteren Betrieb von entscheidender Bedeutung ist. Ferner konnte die Frage nach der Wahl einer Magnetkonfiguration, die optimal an die LAG Verhältnisse angepasst ist, geklärt werden. Hierfür wurden verschiedene Feldkonfigurationen berechnet und analysiert. Außerdem konnte mittels KOBRA3 ein geeignetes Blendendesign zur Unterdrückung von Sekundärelektronen entworfen werden. Die Konstruktion eines Faraday Cup, der den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Spezifikationen entspricht, hat Ende 2006 begonnen.

Neben der Anwendung des KOBRA3 Codes ergab sich aus der Entwicklung und Anwendung eines **Testteilchencode** zur Untersuchung der **Physik der oberflächenproduzierten H⁻-Ionen im Expansionsbereich** ein wichtiges Ziel dieser Arbeit. Im Rahmen des Testteilchenkonzepts erfolgt eine Berechnung der Ionendynamik in drei Raumdimensionen anhand von unabhängigen Teilchentrajektorien. Es wurde ein **Testteilchencode in Fortran 90** entwickelt, der auf die Anforderungen der Extraktionssysteme in vielfacher Hinsicht sehr gut angepasst ist. Der Code zeichnet sich durch eine exakte Implementierung der Elektrodengeometrie aus. Hierbei ergibt sich insbesondere durch eine Vergröße-

zung der Rechendömäne bei exakten geometrischen Parametern eine Erweiterung zu bisherigen Modellen dieser Art. Dazu wurde die Domänefläche auf die Fläche einer Gitterhälfte des BATMAN Extraktionssystems erweitert, was 73 Extraktionsöffnungen umfasst. Dies erlaubt die Berechnung von weiträumigen Ionentrajektorien, die für die bestehenden Magnetfeldverhältnisse typischerweise auftreten. Neben der weiträumigen Geometrie wurde auch eine entsprechend große Magnetfeldkonfiguration durch Finite-Elemente Programme berechnet. Zur Modellierung der Stöße mit dem als stationär angenommenen Plasmahintergrund wurde die Monte-Carlo Technik eingesetzt. Es zeigte sich, dass die Ionen unter Einfluss des Filter- und Ablenkfeldes bogenförmige Trajektorien beschreiben, bevor diese das Plasmagitter erreichen oder durch inelastische Stöße im Plasma vernichtet werden.

Mit dem Code wurde der prozentuale Anteil der extrahierten Ionen in Bezug auf die Gesamtzahl der simulierten Ionen in Abhängigkeit verschiedener Quellenparameter untersucht, wodurch entsprechende Optimierungen möglich sind.

In der Simulation zeigte sich eine starke Abhängigkeit des Anteils der extrahierten Ionen von der Startenergie der Testteilchen. Eine Variation der Startenergie entspricht im Experiment verschiedenen Randschichtspannungen. Die höchsten Extraktionsanteile ergaben sich in diesen Fall bei einer möglichst kleinen Startenergie. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Testteilchenrechnung wird im Experiment der höchste Ionenstrom extrahiert, falls das Plasmagitter mit einer Biasspannung derart vorgespannt wird, dass die Randschichtspannung verschwindet.

Darüber hinaus konnten mit dem Testteilchencode Modifikationen des Plasmagitters untersucht werden. Durch eine Variation des Startwinkels der Ionen konnte mit dem Testteilchencode die experimentell beobachtete Erhöhung des extrahierten Ionenstroms reproduziert werden, die sich aus der Verwendung einer angeschrägten anstatt einer flachen Plasmaelektrode ergibt.

Neben den Startparametern wird die Dynamik der Testteilchen wesentlich durch das Magnetfeld geprägt. Daher erfolgte eine Berechnung des Anteils der extrahierten Ionen für verschiedene Filterfeldkonfigurationen. Im Rahmen der Simulation zeigte sich eine starke Korrelation der magnetischen Flussdichte hinter dem Plasmagitter mit dem Anteil der extrahierten Ionen, wonach bei Konfigurationen mit hohen Flussdichten unmittelbar vor dem Plasmagitter deutlich mehr Ionen extrahiert werden.

Der Einsatzbereich der vorgestellten Computersimulationen ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit noch nicht ausgereizt. Es ergeben sich zahlreiche Ansatzpunkte für zukünftige Rechnungen, welche in diesem Abschnitt vorgestellt werden. In den bisherigen KOBRA3 Simulationen werden Teilchen, die mit der Elektrodenoberfläche in Kontakt kommen aus der Simulation entfernt. In der Realität werden diese bei einem derartigen Kontakt abhängig von Energie, Auftreffwinkel und Elektrodenmaterial jedoch zurückgestreut. Ferner kann es zur Erzeugung von Sekundärteilchen kommen. Eine derartige Untersuchung ist insbesondere für den auf die Extraktionselektrode abgelenkten Elektronenstrahl sinnvoll, um zu klären, in welchem Rahmen die Filterwirkung durch Sekundärelektronen beeinträchtigt wird. Dieser Prozess wird als **electron leakage**¹ bezeichnet. Dazu müssen zunächst die Auftreffkoordinaten und der Flächennormalvektor von KOBRA3 ausgegeben werden. Anhand von tabellierten Streuraten können neue Startparameter für die Trajektorienberechnung der Sekundärteilchen bestimmt werden. Ein weiterer Ansatzpunkt ergibt sich aus der Nutzung von KOBRA3 in Verbindung mit einem PIC-Algorithmus zur Beschreibung des Quellenplasmas. Eine interessante Fragestellung ergibt sich aus dem Einfluss der Magnetfeldkonfiguration auf die Kompensationsfunktion, die in den bisherigen Rechnungen als magnetfeldunabhängig angenommen wurde. Darüber hinaus wäre eine Berechnung des extrahierten Teilchenstroms und anderer Eingabeparameter, die in der RT-Simulation fest vorgegeben werden müssen, durch den PIC-Algorithmus denkbar. Eine Möglichkeit zur Verbesserung des Testteilchencodes ergibt sich aus der Erweiterung der Startkoordinaten auf alle Extraktionsöffnungen des Plasmagitters. Dieser Schritt macht jedoch die Verwendung von deutlich mehr Trajektorien erforderlich. Außerdem sind weiterführende Rechnungen zur Magnetfeldkonfiguration möglich, um die Auswirkungen verschiedene Modifikationen des Ablenkfeldes auf den Anteil der extrahierten Teilchen näher untersuchen zu können.

¹leakage [engl.]: Auslaufen

A. Anhang

A.1. Beweis der Diskretisierungsformel FDM

Eine Taylorentwicklung bis zur 2. Ordnung von $\Phi(x + \Delta x, y, z)$ und $\Phi(x - \Delta x, y, z)$ ergibt die folgenden Gleichungen:

$$\begin{aligned}\Phi(x + \Delta x, y, z) &= \Phi(x, y, z) + \Delta x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \Delta x^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + O(3), \\ \Phi(x - \Delta x, y, z) &= \Phi(x, y, z) - \Delta x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \Delta x^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + O(3).\end{aligned}$$

Die beiden Gleichungen werden mit Δx multipliziert und anschließend addiert:

$$\Delta x \Phi(x + \Delta x, y, z) + \Delta x \Phi(x - \Delta x, y, z) = 2\Delta x \left(\Phi(x, y, z) + \Delta x^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right).$$

Die anderen Raumrichtungen werden analog behandelt. Durch Umstellen ergibt sich dann:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{\Phi(x + \Delta x, y, z) - 2\Phi(x, y, z) + \Phi(x - \Delta x, y, z)}{\Delta x^2}.$$

In diskretisierter Form ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right)_{i,j,k} = \frac{\Phi_{i+1,j,k} - 2\Phi_{i,j,k} + \Phi_{i-1,j,k}}{\Delta x^2}.$$

A.2. Beweis Child-Langmuir Gesetz

Gleichung (4.6) lässt sich durch Einführung der neuen Variablen $\zeta = \frac{z}{d}$, $\tilde{\Phi}(\zeta) = \Phi(\zeta)/V_0$ und $\alpha = -\frac{j_0 d^2}{\epsilon_0 V_0 \sqrt{\frac{2|e|V_0}{m_i}}} > 0$ einheitenlos machen:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Phi}}{\partial \zeta^2} = \tilde{\Phi}'' = \frac{\alpha}{\sqrt{\tilde{\Phi}}}.$$

Multiplikation mit $\tilde{\Phi}'$ und anschließende Integration ergibt mit $\tilde{\Phi}'(0) = 0$:

$$\begin{aligned} \int_0^\zeta \tilde{\Phi}'' \tilde{\Phi}' d\bar{\zeta} &= \int_0^\zeta \frac{\alpha \tilde{\Phi}'}{\sqrt{\tilde{\Phi}}} d\bar{\zeta}, \\ \tilde{\Phi}' &= \sqrt{4\alpha \tilde{\Phi}^{1/4}}. \end{aligned}$$

Die sich ergebende Differentialgleichung 1. Ordnung lässt sich einfach durch Variablenseparation lösen:

$$\tilde{\Phi} = \left[(3/4) \sqrt{4\alpha \zeta} \right]^{4/3}.$$

Anhand der Forderung $\tilde{\Phi}(1) = 1$ ergibt sich für α der Zusammenhang:

$$\alpha = \frac{4}{9}.$$

Daraus folgt das bekannte **Child-Langmuir Gesetz**:

$$|j_0| = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_0^{3/2}}{d^2}.$$

A.3. Beweis zum erweiterten Grenzschichtmodell

Gleichung (4.13) lässt sich um $\eta = 0$ folgendermaßen entwickeln:

$$\eta'' = \left(1 - \frac{\beta}{2}\right) \eta + \left(\frac{3}{8}\beta^2 - \frac{1}{2}\right) \eta^2 + O(3).$$

Unter Vernachlässigung der nichtlinearen Ordnungsterme ergibt sich eine Differentialgleichung zweiter Ordnung mit der folgenden Lösung:

$$\eta(\zeta) = \eta_0 \exp\left(\sqrt{1 - \frac{\beta}{2}} \zeta\right).$$

A.4. Beweis zur analytischen Fortsetzung

Eine Taylorentwicklung in zweiter Ordnung von $\eta(\zeta)$ in \mathbb{C} um die Position der Plasmagrenzschicht ζ_0 mit $\eta'_w = \eta'(\zeta_0)$ führt auf folgende Gleichung:

$$\Re \left((x + iy)\eta'_w + \frac{(x + iy)^2}{2}\eta''_w \right) = 0,$$
$$\frac{(x + R)^2}{R^2} - \frac{y^2}{R^2} = 1,$$

wobei $R = \frac{\eta'_w}{\eta''_w}$ gilt.

A.5. Magnetisierungskurven für Vacomax 225 HR

Die obere Kurvenschar beschreibt das Verhalten der (intrinsischen) Magnetisierung M beim Anlegen einer entgegen gesetzten Feldstärke für verschiedene Temperaturen, während die Kurven darunter das Verhalten der magnetischen Flussdichte beschreiben.

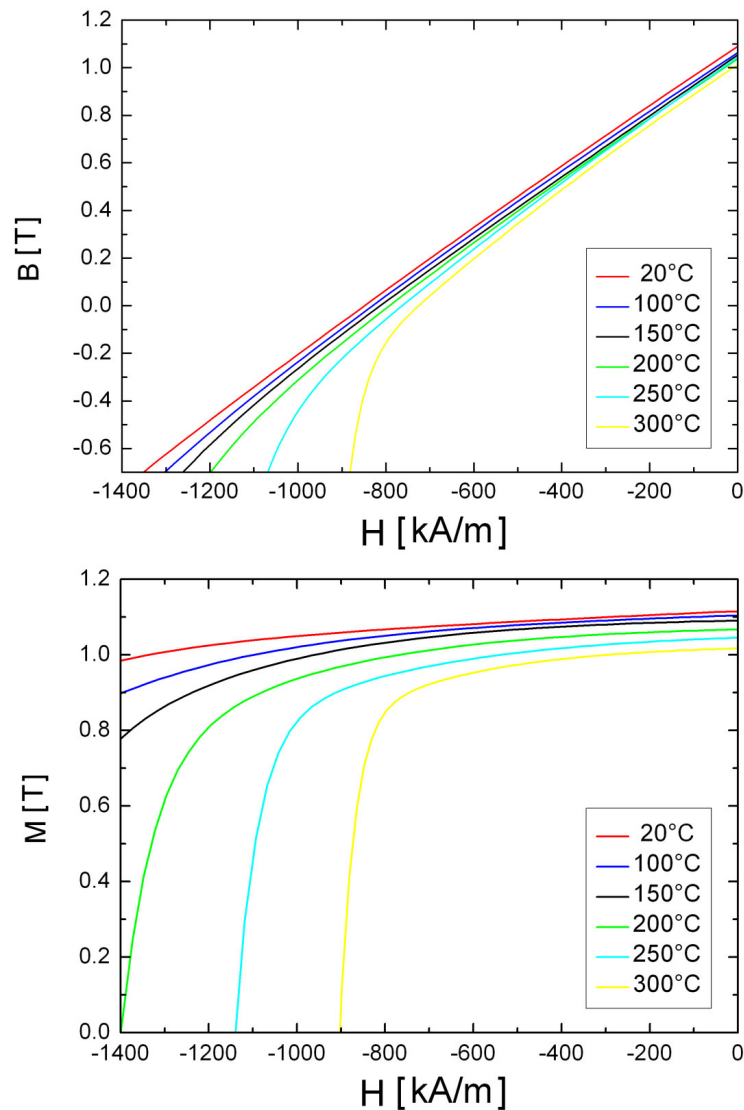


Abbildung A.1.: Abhängigkeit der Flussdichte B und Magnetisierung M des Permanentmagneten Vacomax 225 HR von der angelegten Feldstärke H für verschiedene Temperaturbereiche.

A.6. Codes zur Berechnung von Magnetfeldern

Zur Lösung der beschriebenen magnetischen Poissongleichung und komplexeren magnetostatischen Problemen stehen im Wesentlichen vier Computercodes zur Verfügung. In der folgenden Tabelle wird ein Überblick über diese Codes gegeben:

Code	Dimension	Berechnungsmethode	Bedienoberfläche
QuickField	2D	Finite Elemente	GUI
Permag	3D	Analytisch	Inputfile/GUI
Opera3D-Tosca	3D	Finite Elemente	GUI
Profi	3D	Finite Differenzen	Inputfile

QuickField 4.2T (Tera Analysis Ltd.)

Das kommerzielle Programm QuickField bietet neben einer intuitiven graphischen Benutzerführung für Pre- und Post-Prozessor in erster Linie eine äußerst schnelle Berechnungsroutine, die auf dem Prinzip der finiten Elemente basiert. Zu diesem Zweck hat QuickField einen automatischen Gittergenerator, der die vom User spezifizierte Geometrie trianguliert. Sein Einsatz ist auf zweidimensionale Rechnungen (oder dreidimensionale zylindersymmetrische Probleme) beschränkt. Die Eingabe von beliebigen $B(H)$ -Kurven erlaubt die Berechnung sehr allgemeiner magnetischer Probleme.

Permag (Dr. Dragoslav Ciric, JET)

Das Programm Permag wurden dem Institut freundlicherweise von Herrn Dr. Dragoslav Ciric [Cir06] zur Verfügung gestellt. Hier erfolgt die Eingabe über Inputdateien. Als Postprozessor steht jedoch eine graphische Benutzerführung zur Verfügung. Das Programm Permag ist ausschließlich auf die Berechnung von dreidimensionalen Magnetfeldern idealer Permanentmagnete beschränkt. Dabei geht das Verfahren von einer konstantern Magnetisierung aus. Somit kann der Einfluss der Feldstärke auf die Magnetisierung nicht berücksichtigt werden.

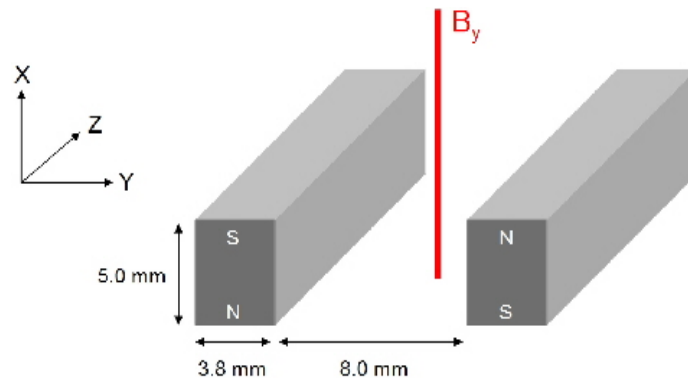


Abbildung A.2.: Konfiguration für die Vergleichsrechnung.

Opera3D 7.1 - Tosca (Vector Fields Limited)

Der kommerzielle Code Tosca des Opera3D Pakets ermöglicht eine dreidimensionale Berechnung sehr allgemeiner magnetostatischer Probleme. Die Eingabe erfolgt über einen graphischen Pre-Prozessor. Bei der Generation des 3D Rechengitters für die finite Elemente Analyse müssen wesentliche Strukturelemente vom User spezifiziert werden. Außerdem besteht die Auswahl zwischen Hexaedern (Quadrilaterals) oder Tetraedern (Triangles) für die Gitterelemente. Die Ausgabe erfolgt mittels eines graphischen Post-Prozessors.

Profi (Profi Engineering Darmstadt)

Das kommerzielle Programm Profi verzichtet gänzlich auf eine graphische Benutzerführung. Alle In- und Output Vorgänge werden mittels Kontrollfiles im Fortran Stil durchgeführt. Somit müssen alle Visualisierungen durch externe Programme durchgeführt werden. Die dreidimensionale Berechnung der Felddaten erfolgt mittels der finiten Differenzen Methode. Durch die Spezifizierung eigener $B(H)$ -Kurven können auch hier sehr allgemeine magnetostatische Probleme gelöst werden.

Zum Vergleich der Programme wurden Rechnungen mit identischen Inputparametern durchgeführt. In Abbildung A.2 ist die berechnete Konfiguration dargestellt. Es wurde die B_y Komponente der magnetischen Flussdichte entlang der x-Achse (rote Linie) zwischen zwei stabförmige, ideale Permanentmagnete berechnet, welche eine Remanenz von 1.05 T und antiparallele Magnetisierung aufweisen. Der Nullpunkt des in der Rechnung benutzten Koordinatensystems

liegt in der Mitte der Magnete. Die Symmetrie des Problems erlaubt eine zweidimensionale Behandlung. Somit ist ein Vergleich mit dem Programm QuickField möglich. Für diese Rechnung müssen die Magnete als unendlich lang in z-Richtung angesehen werden.

Das Ergebnis der Rechnung ist in Abbildung A.3 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Ergebnisse der verschiedenen Programme nahezu identisch sind. Es gibt nur geringfügige Abweichungen im Bereich von 1 mT.

Lässt sich ein magnetostatisches Problem zweidimensional oder zylindersymmetrisch beschreiben, so empfiehlt sich die Berechnung mit QuickField, da sich damit sehr schnell gute Ergebnisse erzielen lassen. Für voll dreidimensionale Probleme, die nur ideale Permanentmagnete enthalten, sollte in jedem Fall Permag eingesetzt werden. Für alle allgemeinen, dreidimensionalen Problemstellungen, muss auf die vielseitigen, jedoch auch komplizierten Programmsysteme Profi oder Opera3D-Tosca zurückgegriffen werden.

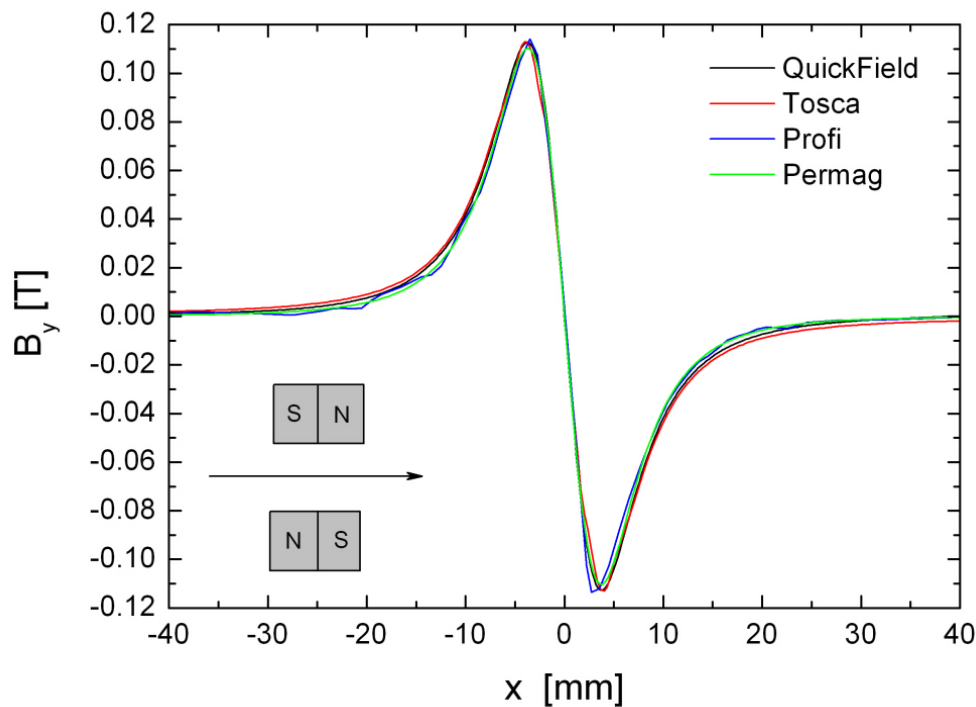


Abbildung A.3.: Vergleich der berechneten magnetischen Feldstärke B_y entlang der in Abbildung A.2 eingezeichneten roten Linie.

A.7. Numerische Gradientenbildung

Das Verfahren wird am Beispiel der Berechnung der x-Komponente des Gradienten beschrieben. Innerhalb einer Zelle lassen sich vier Differenzenquotienten für die numerische Ableitung des Potentials in x-Richtung berechnen (diese entsprechen den vier Punktpaaren in x-Richtung):

$$\begin{aligned} G_{x_1} &= \frac{\Phi_{i+1,j,k} - \Phi_{i,j,k}}{\Delta x}, \\ G_{x_2} &= \frac{\Phi_{i+1,j+1,k} - \Phi_{i,j+1,k}}{\Delta x}, \\ G_{x_3} &= \frac{\Phi_{i+1,j+1,k+1} - \Phi_{i,j+1,k+1}}{\Delta x}, \\ G_{x_4} &= \frac{\Phi_{i+1,j+1,k+1} - \Phi_{i,j+1,k+1}}{\Delta x}. \end{aligned}$$

Anhand dieser vier Punkte wird eine lineare Interpolation durchgeführt, um die Ableitung am Punkt (y,z) zu berechnen:

$$\begin{aligned} G_{x_a} &= \frac{z - z_k}{\Delta z} G_{x_1} + \frac{z_{k+1} - z}{\Delta z} G_{x_3}, \\ G_{x_b} &= \frac{z - z_k}{\Delta z} G_{x_2} + \frac{z_{k+1} - z}{\Delta z} G_{x_4}, \\ G_x &= \frac{y - y_k}{\Delta y} G_{x_a} + \frac{y_{k+1} - y}{\Delta y} G_{x_b}. \end{aligned}$$

Die Interpolationsroutine gewährleistet $\vec{\nabla} \times \vec{G} = \vec{0}$, was sich durch Einsetzen zeigen lässt. [Spä05]

A.8. Experimentelle Daten Testteilchencode

Übersicht zu den im Stoßmodul des Testteilchencodes verwendeten experimentellen Daten [FW06] [Wün05]:

Tabelle A.1.: Experimentell bestimmte Daten

Parameter	Wert
n_{H^+}	$5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$
T_{H^+}	0.8 eV
n_{H^-}	$5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$
T_{H^-}	Parameter
n_{H}	$1 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
T_{H}	0.8 eV
n_{e}	$5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$
T_{e}	2.0 eV
n_{Cs}	$1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$

A.9. Konstruktionszeichnungen zum Faraday Cup

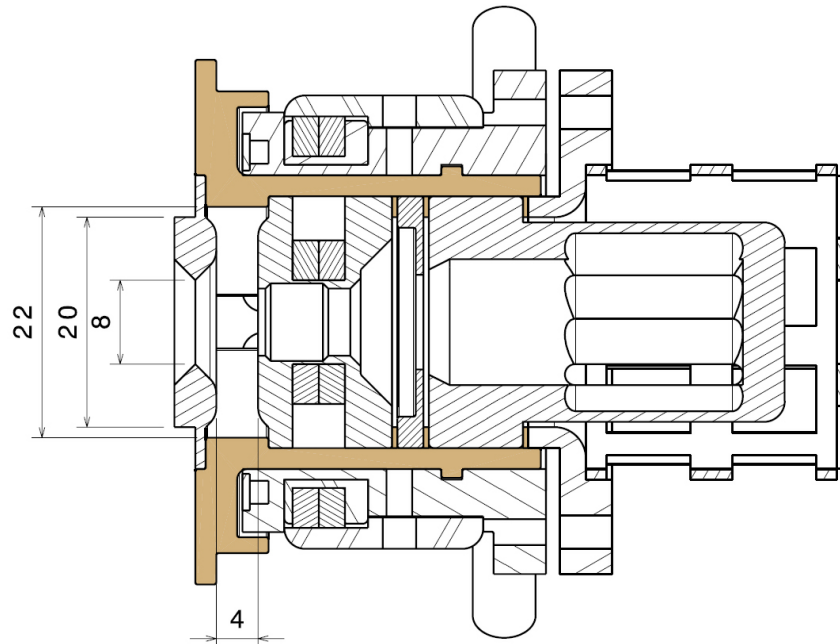


Abbildung A.4.: Konstruktionszeichnung eines Querschnitts durch den Faraday Cup auf Basis der durchgeführten Rechnungen.

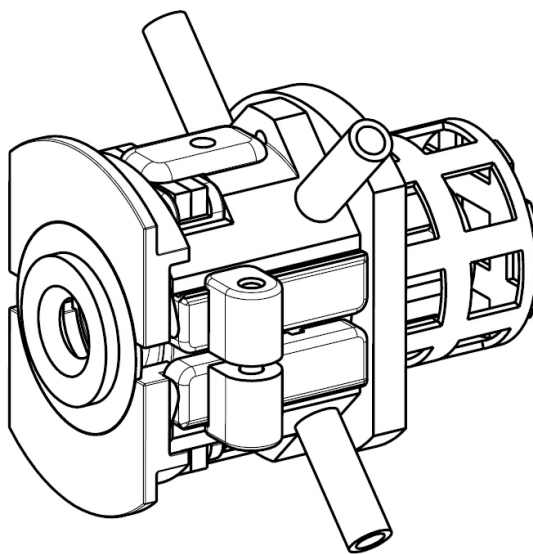


Abbildung A.5.: Isometrische Ansicht eines Faraday Cup.

Literaturverzeichnis

- [Ana01] Tera Analysis, *QuickField Users Guide, Finite Element Analysis System, Version 4.2* (2001).
- [Bec96] R. Becker, *Rev. Sci. Instrum.* **67(3)** (1996), 1132.
- [Bir91] C.K. Birdsall, *IEEE Transactions on Plasma Science* **19** (1991), 65.
- [BL91] C. K. Birdsall und A. B. Langdon, *Plasma Physics Via Computer Simulation*, IOP Publishing (1991).
- [BP75] K.H. Berkner und R.V. Pyle, *Nucl. Fusion* **15** (1975), 249.
- [Cir06] D. Ciric, *Persönliche Mitteilung* (2006), JET Joint Undertaking, Abingdon.
- [DB02] P. Deuffhardt und F. Bornemann, *Numerische Mathematik II*, de Gruyter (2002).
- [Dux02] R. Dux, *Vorlesungsskript Universität Augsburg: Plasmaphysik und Fusionsforschung Teil II: Fusionsforschung* (2002).
- [EdSO⁺95] M.J.J. Eerden, M.C.M Van de Sanden, D.K. Otorbaev *et al.*, *Phys. Rev. A* **51** (1995), 3362.
- [Fal06] H. D. Falter, *Persönliche Mitteilung* (2006), Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
- [FM00] O. Fukumasa und H. Monji, *Rev. Sci. Instrum.* **71(2)** (2000), 1234.
- [FN04] O. Fukumasa und R. Nishida, *PNNIB: 10th International Symposium on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams* (2004).

- [Frö06] M. Frösche, *Persönliche Mitteilung* (2006), Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.
- [Fuk00] O. Fukumasa, *IEEE Trans. Plasma Science* **28** (2000), 1009.
- [FW06] U. Fantz und D. Wunderlich, *A Novel Diagnostic Technique of H^- (D^-) Densities in Negative Hydrogen Ion Sources* (2006), submitted to New J. Phys.
- [HBF⁺98] B. Heinemann, J. Bucalossi, P. Frank *et al.*, in *Proc. 20th Symp. Fusion Technol.*, EURATOM-CEA, Saint Paul Lez Durance, 433–436.
- [HCD⁺90] M. A. Huels, R. L. Champion, L.D. Doverspike *et al.*, *Phys. Rev. A* **41** (1990), 4809.
- [HE88] R. W. Hockney und J. W. Eastwood, *Computer Simulation Using Particles*, Taylor and Francis (1988).
- [Hub06] J.D. Huba, *NRL Plasma Formulary*, Naval Research Laboratory (2006).
- [Hum90] S. Humphries, *Charged Particle Beams*, Wiley, New York (1990).
- [Hum97] S. Humphries, *Field Solutions on Computers*, CRC Press (1997).
- [Hum05] S. Humphries, *Journal of Computational Physics* **204** (2005), 587.
- [ITE02] *ITER Technical Basis 2002 ITER EDA Documentation Series No. 24 (Plant Description Document, Sec. 2.5.1.)*, Technischer Bericht, International Atomic Energy Agency (IAEA) (2002).
- [JL87] R.K. Janev und W.D. Langer, *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas*, Springer Series on Atoms and Plasmas, Berlin (1987).
- [JR78] R.K. Janev und Z.M. Radulovic, *Phys. Rev. A* **17** (1978), 889.
- [KA00] P. Knaber und L. Angermann, *Numerik Partieller Differentialgleichungen - Eine Anwendungsorientierte Einführung*, Springer Verlag (2000).
- [Kau03] M. Kaufmann, *Plasmaphysik und Fusionsforschung*, Teubner (2003).

- [MSD93] S. Ma, R.D. Sydora und J.M. Dawson, *Computer Physics Communications* **77** (1993), 190.
- [Pie54] J. R. Pierce, *Theory and Design of Electron Beams*, Van Nostrand (1954).
- [PTV93] W. H. Press, S. A. Teukolsky und W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in Fortran 77*, Cambridge University Press (1993).
- [Sel63] S. A. Self, *Phys. Fluids* **6** (1963), 1763.
- [SFF⁺06] E. Speth, H.D. Falter, P. Franzen *et al.*, *Nucl. Fusion* **46** (2006), 220.
- [SM00] P. Spädtke und C. Mühle, *Rev. Sci. Instrum.* **71(2)** (2000), 820.
- [Spä05] P. Spädtke, *KOBRA3-INP User Manual*, INP (2005).
- [SW89] P. Spädtke und S. Wipf, *GSI Report* **89-09** (1989).
- [TA77] Tomonori Takizuka und Hirotada Abe, *Journal of Computational Physics* **25** (1977), 205.
- [Wil01] R. Wilhelm, *Vorlesungsskript TU München: Plasmaphysik I* (2001).
- [Wol95] B. Wolf, *Handbook of Ion Source*, CRC Press, Boca Raton (1995).
- [Wün05] D. Wunderlich, *Berechnung von Teilchendichten für die Diagnostik an Niedertemperaturplasmen*, Shaker Verlag, Aachen (2005).

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben. Mein Dank geht insbesondere an:

- **Frau PD Dr.–Ing. Ursel Fantz** für die akademische Betreuung meiner Diplomarbeit, für das angenehme Arbeitsklima und die hervorragende Zusammenarbeit.
- **Herrn Prof. Dr. Thilo Kopp** für die Übernahme der Zweitkorrektur.
- **Herrn Dr. Dirk Wunderlich** für die außerordentlich gute Betreuung meiner Diplomarbeit und die Unterstützung in vielen praktischen und theoretischen Belangen.
- **Herrn Dr. Hans Falter** für seinen Rat und die zuverlässige Unterstützung bei wissenschaftlichen Fragen.
- **Herrn Dr. Stephan Leyer** für die Modellierung der Magnetkonfiguration des Filterfeldes.
- Am Max–Planck–Institut für Plasmaphysik in Garching **Herrn Dr. Eckehart Speth, Herrn Dr. Peter Franzen, Herrn Dr. Werner Kraus, Herrn Dipl.–Ing. Bernd Heinemann, Herrn Dipl.–Ing. Rudolf Riedl, Herrn Dipl.–Ing. Markus Fröschle, Herrn Peter Pollner, Herrn Frank Fackert, Frau Dipl.–Ing. Sina Christ–Koch** sowie den weiteren Mitarbeitern des Bereiches Technologie.
- Am Lehrstuhl für experimentelle Plasmaphysik der Universität Augsburg **Herrn Dr. Patrick Starke, Herrn Dipl. Phys. Stephan Dietrich, Herrn Markus Berger, Herrn Stefan Riegg** sowie **Herrn Armin Manhard**.